

***К 40-летию отдела
электронных кинетических
свойств металлов
Физико-технического института
низких температур им. Б.И. Веркина
НАН Украины***

1970-2010

Харьков
2010

Брошюра отражает историю отдела квантовых кинетических явлений в проводящих системах ФТИНТ им. Б.И. Веркина НАН Украины, описывает основные научные достижения сотрудников за прошедшие 40 лет с момента образования отдела. Представлены недавние научные результаты, а также наиболее важные экспериментальные и теоретические результаты предшествующего периода.

Под редакцией

Ю.Ф. КОМНИКА и Ю.А. КОЛЕСНИЧЕНКО

Над брошюрой работали:

АНДРИЕВСКИЙ В.В., БЕЛЕВЦЕВ Б.И., БЕРКУТОВ И.Б., БЕРКУТОВА Е.А.,
ДАЛАКОВА Н.В., Ю.А. КОЛЕСНИЧЕНКО, Ю.Ф. КОМНИК, КИРИЧЕНКО О.В.,
ПЕСЧАНСКИЙ В.Г., СТЕПАНЕНКО Д.И., ЦЗЯН Ю.Н.

© Ю.Ф. Комник, 2010

Содержание

I. ОТДЕЛ СЕГОДНЯ. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ	6
1. Квантовые эффекты в двумерных электронных системах	6
2. Метамагнитные переходы в никелевых борокарбидах.....	7
3. Исследование перехода парамагнетик-ферромагнетик в манганитах с колоссальным магнитосопротивлением	8
4. Магнитные и сверхпроводящие свойства рутенокупратов $\text{RuSr}_2\text{Re}_{1.5}\text{Ce}_{0.5}\text{Cu}_2\text{O}_{10-\delta}$ (Re = Gd или Eu). Crossing point effect.....	8
5. Дальнодействующая квантовая когерентность квазичастиц в кондактансе FS систем.....	9
6. Транспорт и магнитотранспорт в проводящих соединениях с сильно коррелированными электронами	10
7. Теория сканирующей туннельной микроскопии	10
8. Теория электронных процессов в слоистых проводниках.....	11
II. НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДШЕСТВУЮЩЕГО ПЕРИОДА.....	13
1. Роль электрон-фононного взаимодействия в явлениях переноса в металлах при низких температурах.....	13
2. Высокотемпературные осцилляции магнитосопротивления висмута.....	15
3. Квантовый размерный эффект	18
4. Фокусировка электронов проводимости поперечным магнитным полем.....	21
5. Квантовые интерференционные эффекты: слабая локализация электронов и электрон-электронное взаимодействие	22
6. Эффекты слабой локализации и взаимодействия в двумерном электронном газе в полупроводниках	25
7. Когерентный электронный транспорт вблизи NS границы.....	27
8. Нелинейные и нестационарные явления в висмуте в условиях генерации неравновесных фононов	29
9. Кинетические свойства аморфных и неупорядоченных проводников.....	32

10. Влияние разупорядочения на сверхпроводящие свойства неоднородных систем	34
11. Транспортные и магнитные свойства манганитов и кобальтитов	35
III. НАШ ВКЛАД В ТЕОРИЮ ЭЛЕКТРОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ.....	
1. Размерные эффекты	37
2. Кинетические явления в многослойных проводниках	38
3. Фокусировка электронов в металлах магнитным полем	39
4. Электронный транспорт в органических проводниках.....	40
5. Коллективные моды в квазидвумерных проводниках	41
6. Нелинейные электромагнитные волны в металлах в условиях сильного магнетизма электронов проводимости.....	42
IV. К ИСТОРИИ ОТДЕЛА ЭЛЕКТРОННЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ (<i>Ю.Ф. Комник</i>).....	
V. КОРОТКО ОБ ИСТОРИИ ОТДЕЛА ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ (<i>В.Г. Песчанский</i>)	
ДОКТОРСКИЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	51
КАНДИДАТСКИЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	52
ЛИТЕРАТУРА	53
	54

Глубокоуважаемый Читатель!

Вы держите в руках небольшую брошюру, которую мы решили написать к 40-летию отдела электронных кинетических свойств металлов Физико-технического института низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины. Отдел был создан 16 ноября 1970 года и его руководителем назначен Юрий Федорович Комник. В новый отдел вошло несколько экспериментальных групп из отдела, которым руководил Борис Иеремиевич Веркин. Примечательно, что тем же приказом был организован отдел электронной теории твердых тел под руководством Валентина Григорьевича Песчанского. Такое решение отражало актуальность в то время всестороннего исследования нормальных металлов при низких температурах и необходимость сосредоточить в этом направлении усилия достаточно больших коллективов. Доктор физ.-мат. наук, профессор Ю.Ф. Комник руководил отделом до декабря 2002 года, когда в связи с возрастными ограничениями возник вопрос о новой кандидатуре руководителя. Выбор академика Виктора Валентиновича Еременко, в то время директора института, пал на доктора физ.-мат. наук, профессора Юрия Алексеевича Колесниченко – физика-теоретика, тесно сотрудничавшего с экспериментаторами, в том числе и с отделом Ю.Ф. Комника. Вместе с Ю.А. Колесниченко в отдел была переведена группа теоретиков во главе с доктором физ.-мат. наук, профессором В.Г. Песчанским. Так, спустя более 30 лет, под одной крышей объединились экспериментаторы и теоретики, работающие над родственными проблемами. Изменилось и название отдела. Он стал отделом квантовых кинетических явлений в проводящих системах. Новое название закрепило тот факт, что от изучения металлов (и полуметаллов), содержащихся в таблице Менделеева, мы перешли к исследованию новых проводящих систем – двумерного электронного газа, многокомпонентных и слоистых соединений, систем с микроконтактами. За прошедшие годы труд наших сотрудников отмечен Государственными премиями (Ю.Ф. Комник, 1986 г., В.Г. Песчанский, 2008 г.), Премией Президента Украины для молодых ученых (Е.С. Авотина, 2007 г.), было защищено 9 докторских и 22 кандидатских диссертации. В настоящее время в отделе работают 6 докторов физ.-мат. наук и 6 кандидатов физ.-мат. наук.

Ниже, в нескольких разделах мы очень кратко постараемся рассказать, чем занимаемся сегодня и об основных достижениях прошедших лет. В конце брошюры вы найдете воспоминания «патриархов» отдела Ю.Ф. Комника и В.Г. Песчанского об истории отделов и людях, с которыми им довелось работать.

Сотрудники отдела.

I. ОТДЕЛ СЕГОДНЯ. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Существующий сегодня во ФТИНТ НАН Украины отдел квантовых кинетических явлений в проводящих системах состоит из трех экспериментальных групп, которые изучают квантовые эффекты в двумерных электронных системах (д.ф.-м.н., проф. Ю.Ф. Комник, д.ф.-м.н. В.В. Андриевский, к.ф.-м.н. И.Б. Беркутов, И.Г. Мирзоев), электронные, магнитные и сверхпроводящие свойства многокомпонентных соединений (д.ф.-м.н. Б.И. Белевцев, к.ф.-м.н. Н.В. Далакова, к.ф.-м.н. Е.Ю. Беляев, И.И. Логвинов, С.В. Морлок), электронный транспорт в структурах нормальный металл-сверхпроводник и системах с сильно коррелированными электронами (д.ф.-м.н., проф. Ю.Н. Цзян, М.О. Дзюба), и группы теоретиков, занимающихся теорией транспортных явлений в системах с точечными контактами и слоистых проводниках (д.ф.-м.н., проф. Ю.А. Колесниченко, д.ф.-м.н., проф. В.Г. Песчанский, к.ф.-м.н. О.В. Кириченко, к.ф.-м.н. Д.И. Степаненко, И.В. Козлов). Следует упомянуть и наших помощников: мастера-«золотые руки» А.А. Коваленко, который работает в отделе со дня его основания, и Е.А. Беркутову.

За время, начиная с 1 декабря 2002 г., которое Юрий Федорович в своих воспоминаниях определил как новую историю отдела, по разным причинам отдел покинули к.ф.-м.н. О.Г. Шевченко, д.ф.-м.н. В.Б. Красовицкий, к.ф.-м.н. Е.С. Авотина, к.ф.-м.н. С.Н. Шевченко, но мы приняли в свой коллектив четырех новых молодых сотрудников, так что численность отдела сохранилась. С 2003 по 2010 гг. сотрудники отдела опубликовали более 150 статей, защитили две докторские (В.В. Андриевский, В.Б. Красовицкий) и три кандидатские (С.Н. Шевченко, С.В. Бенгус, Е.С. Авотина) диссертации.

В этом разделе мы расскажем о наших недавних результатах в направлениях, которые мы сейчас развиваем.

1. Квантовые эффекты в двумерных электронных системах

В настоящее время мы продолжаем исследования квантовых эффектов в гетероструктурах на основе кремния и германия. В частности, изучение осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) в гетероструктурах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ различного состава показало многообразие физических явлений в таких системах.

При изучении осцилляций ШдГ в двумерном дырочном газе в германиевой квантовой яме было обнаружено отклонение от линейной зависимости логарифма амплитуды осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля. Такая аномалия объясняется влиянием дополнительного размытия уровней Ландау, связанного с существованием в плоскости двумерного газа неоднородного распределения концентрации носителей заряда, обусловленного естественными вариациями ширины ямы на величину межатомной ступеньки. Эта неоднородность приводит к тому, что в разных областях образца экстремумы осцилляций на шкале магнитного поля не совпадают. Следствием этого является уменьшение амплитуды осцилляций по сравнению с ее значением в однородном образце, что соответствует дополнительному «неоднородному уширению» уровней Ландау. Учет такого «неоднородного уширения» позволил рассчитать значения эффективной массы, квантового времени релаксации и ве-

личины флуктуаций концентрации дырок [1]. Поскольку толщина слоя меняется дискретно, а именно на толщину монослоя атомов, то расчет величины флуктуаций концентрации носителей заряда дает возможность оценить величину шероховатости границы квантового канала [2].

Исследования температурного изменения амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза в двумерной системе дырок в квантовых ямах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (при $x = 0.13, 0.36, 0.8, 0.95$) в режиме перегрева носителей заряда показали, что с повышением температуры для всех образцов наблюдается идентичное поведение времени дырочно-фононной релаксации, а именно переход от режима малоуглового рассеяния в режим частичной неупругости [3].

Принципиально важные приоритетные результаты были получены при изучении эффектов слабой локализации (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в 2D дырочном газе в квантовой яме из чистого Ge в кристалле $\text{Si}_{0.3}\text{Ge}_{0.7}$ [4]. Теория квантовых интерференционных эффектов изначально была построена для разупорядоченных систем, в которых реализуется диффузионный режим, соответствующий неравенству $k_B T < \hbar/\tau$, τ – время импульсной релаксации. Недавно было отмечено, что эффекты взаимодействия могут давать квантовые поправки и в баллистическом режиме, когда $k_B T > \hbar/\tau$. В изученном объекте масса $m^* = 0.112m_0$, а время $\tau = 3 \times 10^{-12}$ с. Для такого значения τ равенство $k_B T = \hbar/\tau$ достигается при $T = 2,55\text{K}$. Ниже $2,55\text{K}$ в диффузионной области наблюдались эффекты СЛ и ЭЭВ, выше $2,55\text{K}$ выявлены эффекты ЭЭВ в баллистическом режиме. Расчеты по теоретическим формулам при единственном подгоночном параметре, константе ферми-жидкостного взаимодействия в триплетном канале, хорошо описали экспериментальную зависимость проводимости от температуры. Были подтверждены предсказания теории о переходе с ростом температуры от логарифмической к степенной зависимости поправки взаимодействия и переходе от отрицательного к положительному магнитосопротивлению при некоторой температуре (в данном случае при $T \sim 10\text{K}$).

Наблюдение спинового расщепления максимумов осцилляций Шубникова-де Гааза проводимости двумерного газа дырок в квантовых ямах из чистого германия и кремния с малым содержанием германия (13%) дало возможность определить величину эффективного фактора Ланде в этих объектах. Для анализа были использованы магнитополевые зависимости сопротивления ρ_{xx} , полученные при температурах от 33 мК до 4 К в магнитных полях до 11 Тл [5].

2. Метамагнитные переходы в никелевых борокарбидах

Никелевые борокарбиды с общей формулой $\text{ReNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (Re – редкоземельный элемент) были открыты около 15 лет назад, и с тех пор интенсивно изучаются вследствие их уникальных свойств. Некоторые из них являются магнитными сверхпроводниками. Магнитная структура их чрезвычайно разнообразна и включает различные (часто экзотические) виды магнитных состояний. При приложении магнитного поля борокарбиды испытывают метамангнитные переходы, причем вид и характер этих переходов зависит от направления магнитного поля из-за чрезвычайно

сильной магнитной анизотропии. Нами была проделана серия исследований угловой фазовой диаграммы метамагнитных переходов в монокристаллических образцах $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$, $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ и $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [6-8]. Исследование проводилось посредством измерения крутящего момента, испытываемого образцом в приложенном магнитном поле (torque magnetometry). В результате, обнаружены новые особенности метамагнитных состояний в этих соединениях. В частности, обнаружено возможное влияние мультидоменной структуры антиферромагнитного состояния и “фрустрированное” поведение магнитной системы для направлений поля, близких к осям тяжелого намагничивания. Для $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ были обнаружены две новые фазовые границы в угловом диапазоне неколлинеарной фазы. Для $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ были открыты новые метамагнитные состояния, которые не были замечены в предыдущих нейтронографических и магнитных исследованиях. Для $\text{TbNi}_2\text{B}_2\text{C}$ были обнаружены не только неодинаковые последовательности метамагнитных переходов для полей, направленных вблизи осей легкого и тяжелого намагничивания, но и различная природа основной метамагнитной фазы вблизи оси тяжелого намагничивания.

3. Исследование перехода парамагнетик-ферромагнетик в манганитах с колоссальным магнитосопротивлением

Природа и характер ферромагнитного перехода в манганитах с колоссальным магнитосопротивлением до последнего времени вызывали интенсивное обсуждение и споры в литературе. Известные результаты были противоречивы. Даже характер перехода (1-го или 2-го рода) не был установлен достаточно точно. В нашей работе мы провели комплексное исследование структурных, магнитных, транспортных и упругих свойств кристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x \approx 0.33$ и 0.25), приготовленных методом зонной плавки [9,10]. Свойства образцов свидетельствуют об их высоком кристаллическом совершенстве. Об этом свидетельствует, в частности, гигантское магнетосопротивление $[R(0) - R(H)]/R(H)$, которое в поле $H = 5$ Тл составляет до 3000 %. Упругие свойства, измеренные с помощью ультразвуковой методики, позволили определить характер магнитного перехода. Показано, что переход парамагнетик-ферромагнетик в исследованном образце является переходом 1-го рода, но под влиянием достаточно сильного магнитного поля может стать переходом 2-го рода.

4. Магнитные и сверхпроводящие свойства рутенocupратов $\text{RuSr}_2\text{Re}_{1.5}\text{Ce}_{0.5}\text{Cu}_2\text{O}_{10-\delta}$ (Re = Gd или Eu) Crossing point effect

Рутенocupраты являются магнитными сверхпроводниками, открытыми около 15 лет назад. Основной интерес вызывает сосуществование в них магнетизма (слабый ферромагнетизм или ферримagnetизм) и сверхпроводимости. Сверхпроводящие свойства связываются, как и в обычных купратах, с плоскостями CuO_2 , магнитные – с плоскостями RuO_2 , в то время как магнитные редкоземельные элементы могут также влиять на общие магнитные и сверхпроводящие свойства.

Было исследовано электросопротивление, термоэдс, теплоемкость и намагниченность рутенокупратов $\text{RuSr}_2\text{Gd}_{1.5}\text{Ce}_{0.5}\text{Cu}_2\text{O}_{10-\delta}$ в интервале температур 1.8–300 К в магнитном поле до 8 Тл [11,12]. Установлено, что резистивные переходы в сверхпроводящее состояние определяются неоднородной гранулярной структурой образцов, характеризующихся внутригранулярной, T_{co} , и межгранулярной, T_{cg} , температурами сверхпроводящего перехода. На температурной зависимости теплоемкости $C(T)$ обнаружен скачок при температуре сверхпроводящего перехода $T_{co} \approx 37.5$ К. Ниже 20 К в теплоемкости наблюдается аномалия Шоттки (Schottky), объясняющаяся расщеплением основного терма $^8S_{7/2}$ парамагнитных ионов Gd^{3+} внутренним и внешним магнитными полями.

При исследовании теплоемкости нами был обнаружен интересный фундаментальный эффект: температурные кривые $C(T)$ удельной теплоёмкости рутенокупратов $\text{RuSr}_2\text{Gd}_{1.5}\text{Ce}_{0.5}\text{Cu}_2\text{O}_{10-\delta}$, измеренные при разных значениях магнитного поля имеют одну и ту же точку пересечения (crossing point) при $T \approx 2.7$ К. Магнитополевые кривые $C(H)$ для разных температур также имеют единственную точку пересечения при характерном поле $H \approx 3.7$ Тл. Этот эффект проявляется в магнитном вкладе в теплоёмкость, обусловленном присутствием магнитных ионов Gd^{3+} . Ранее эффект единой точки пересечения (crossing point effect) наблюдали для кривых $C(T)$ жидкого ^3He , измеренных при разных значениях приложенного давления. Обнаружение эффекта единой точки пересечения в рутенокупратах является свидетельством того, что этот эффект представляет общую характерную особенность поведения сильно коррелированных фермионов вблизи переходов от классического к квантовому поведению при низких температурах [13].

5. Дальнодействующая квантовая когерентность квазичастиц в кондактансе FS систем

В связи с развернувшейся дискуссией о возможности проявления дальнодействующего эффекта близости в ферромагнетиках безусловный интерес представляет изучение когерентных явлений вблизи границы ферромагнетика (F) и сверхпроводника (S). В выполненных экспериментах [14] измерялась проводимость системы ферромагнетик (железо, монокристаллический никель) - сверхпроводник (индий) в двух конфигурациях – при протекании постоянного тока вдоль или перпендикулярно границе. В первом случае было обнаружено увеличение сопротивления ферромагнетика вблизи FS границы при переходе индия в сверхпроводящее состояние, что можно рассматривать как проявление когерентного, состоящего в интерференционном уменьшении проводимости ферромагнетика в области, соизмеримой с длиной когерентности квазичастиц, уменьшенной в условиях обменного поля. При протекании тока перпендикулярно границе, когда в измерения включалась проводимость FS границы, обнаружен рост сопротивления за счет токовой поляризации спинов в ферромагнетике (эффект аккумуляции спина). Резистивный вклад этого эффекта более чем на порядок превышает интерференционное уменьшение проводимости ферромагнетика, связанное с когерентным взаимодействием андreeвских возбуждений с примесями.

В двусвязных SFS образцах (с геометрией кольца) впервые наблюдаются [15] осцилляции сопротивления в магнитном поле с периодом $\hbar c/2e$, являющиеся твердотельным аналогом эффекта Ааронова-Бома. Амплитуда осцилляций согласуется с величиной измеренной интерференционной добавки к сопротивлению области ферромагнетика вблизи FS границы толщиной порядка уменьшенной длины когерентности ($\sim 1\text{ нм}$). Осцилляции реализуются благодаря макроскопическому масштабу длины сбоя фазы для электронов и андреевских дырок, сравнимому с полной длиной ферромагнитного сегмента. Это подтверждено экспериментом, в котором площадь под сегментом была увеличена в два раза, в результате чего период осцилляций уменьшился также в два раза.

6. Транспорт и магнитотранспорт в проводящих соединениях с сильно коррелированными электронами

С целью выяснения роли механизмов обменного взаимодействия при образовании различных магнитных структур и проявления обменного взаимодействия в поведении кинетических характеристик изучаемых объектов выполнено исследование температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления искусственных многослойных структур Er/Sc [16]. Из полученных данных следует, что особенности транспорта и коэффициента Холла коррелируют с представлениями о температурно-зависящей перестройке магнитного упорядочения слоев эрбия и спин-зависимом механизме рассеяния электронов проводимости. Аналогичное исследование для керамических образцов кобальтита $\text{Ho}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ (для $x=0.45$ и 0.55) [17] показало, что температурное поведение проводимости ни на одном участке исследованного интервала температур ($77\text{--}300\text{ K}$) не описывается каким-либо одним механизмом прыжковой проводимости. Анализ данных для магнитосопротивления свидетельствует о проявлении магнитного вклада в механизм корреляции электронов в условиях существования значительной спиновой щели при перколяционном характере транспорта.

7. Теория сканирующей туннельной микроскопии

В содружестве с коллегами из Лаборатории Камерлинг Оннеса (Лейден, Нидерланды) нами развивается теория сканирующей туннельной микроскопии дефектов в объеме проводника. Возможность обнаружить и исследовать единичные дефекты под поверхностью обусловлена возникновением осцилляций фриделевского типа в зависимости кондактанса G , измеряемого с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), от расстояния между контактом СТМ и дефектом r_0 и(или) внешних параметров (приложенного напряжения V и магнитного поля H). Физической причиной появления осциллирующей части ΔG_{osc} в СТМ кондактансе является интерференция электронных волн, рассеянных на дефекте, и волн, непосредственно прошедших через туннельных контакт. Сдвиг фаз между двумя интерферирующими волнами зависит от волнового вектора электрона и взаимного расположения контакта и дефекта. Изменение одной из указанных величин проявляется в

осцилляциях кондактанса, анализ которых позволяет извлечь разнообразную информацию о дефекте.

Нами была исследована зависимость $\Delta G_{osc}(V)$ от приложенного напряжения V , и на основании этих результатов предложен неразрушающий метод дефектоскопии проводников, позволяющий определить положение дефектов под поверхностью металла с помощью СТМ [18]. Проанализировано влияние анизотропии поверхности Ферми на ΔG_{osc} и показано, что период и амплитуда осцилляций определяются локальной геометрией Ферми поверхности. Сформулированы оптимальные условия определения положения дефектов в металлах с замкнутой и открытой поверхностью Ферми с помощью СТМ [19,22]. Предсказано существование нового типа магнито-квантовых осцилляций $\Delta G_{osc}(H)$, амплитуда которых и период по магнитному полю H зависят от расстояния между контактом и дефектом [20]. Мы исследовали осциллирующую зависимость $\Delta G_{osc}(V)$ в случае резонансного Кондо рассеяния электронов магнитной примесью и показали, что знак и форма Кондо-аномалии зависят от расположения дефекта относительно контакта [21]. Теоретически проанализирована ситуация, когда контакт СТМ либо исследуемый образец находятся в сверхпроводящем состоянии и показано, что амплитуда осцилляций кондактанса $\Delta G_{osc}(V)$ существенно увеличивается, если приложенное к контакту смещение eV близко к величине щели сверхпроводника Δ [23]. Мы также рассмотрели ситуацию, когда рассеяние электронов происходит на магнитном кластере в немагнитном металле и предсказали сильный магнитоориентационный эффект: осцилляции кондактанса $\Delta G_{osc}(r_0)$ могут увеличиваться, уменьшаться или даже исчезать при изменении направления магнитного момента кластера внешним магнитным полем [24]. Более подробно об этих и некоторых результатах можно прочесть в недавно опубликованном обзоре [25].

8. Теория электронных процессов в слоистых проводниках

Интерес к органическим проводникам вызван открытием в них сверхпроводимости, широкими возможностями синтеза соединений с заданными физическими характеристиками, а также рядом специфических свойств, такими, как, например, большое разнообразие фазовых состояний. Характерной особенностью электронных свойств органических металлов является ярко выраженная анизотропия квазидвумерного или квазиодномерного типа, обусловленная их кристаллической структурой.

Существенное качественное отличие свойств органических проводников от свойств обычных металлов проявляется в высокочастотных процессах. Нами были исследованы высокочастотные резонансы и распространение коллективных мод в присутствии постоянного магнитного поля в органических металлах с учетом ферми-жидкостного взаимодействия. Получены интегральные уравнения для перенормированной ферми-жидкостным взаимодействием функции распределения носителей заряда и спиновой плотности при произвольном виде корреляционной функции Ландау [26,27]. На основании этих уравнений определены частоты электромагнит-

ных и спиновых коллективных мод в различных предельных случаях [26-31], в частности, исследованы их спектры в окрестности циклотронного и спинового резонансов.

Волновые процессы в проводниках с резко анизотропным электронным энергетическим спектром в присутствии магнитного поля весьма своеобразны. Дрейфовая скорость носителей заряда оказывается осциллирующей функцией угла между магнитным полем и направлением наименьшей проводимости. При некоторых ориентациях магнитного поля дрейф электронов с энергией Ферми пренебрежимо мал и пропорционален квадрату параметра анизотропии энергетического спектра. В этом случае затухание Ландау отсутствует и возможно распространение слабозатухающих коллективных мод при произвольной ориентации волнового вектора относительно магнитного поля, даже в условиях сильной пространственной дисперсии [28-31]. Аналогичные типы возбуждений в квазиизотропных металлах могут распространяться лишь в направлении, перпендикулярном направлению внешнего магнитного поля.

Предсказано существование резонансных угловых осцилляций поверхностного импеданса в слоистых проводниках в условиях циклотронного резонанса в наклонном магнитном поле [32]. Их физическая природа состоит в появлении сильного бесстолкновительного поглощения при определенных направлениях магнитного поля вследствие квазипериодической угловой зависимости дрейфовой скорости электронов.

На протяжении десятка лет наше внимание привлечено к изучению гальваномагнитных и термомагнитных явлений в слоистых проводниках с многозонным энергетическим спектром в квантующем магнитном поле. Теоретически исследована зависимость магнитосопротивления [33], поля Холла [34,35] и термоэлектрического поля [36-40] от ориентации магнитного поля относительно слоев, которая содержит детальную информацию о законе дисперсии носителей заряда и их релаксационных свойствах. В частности, экспериментальное исследование гальваномагнитных и термомагнитных характеристик позволяет найти распределение скоростей электронов проводимости на поверхности Ферми, определить вклады различных групп носителей заряда в электронный транспорт [37]. Рассчитаны квантовые осцилляции термоэлектрического поля [38,39], весьма чувствительные в сильном магнитном поле к виду электронного энергетического спектра.

Показано, что экспериментальные исследования термоэлектрических коэффициентов позволяют определить степень соответствия используемых в теоретических расчетах моделей электронного энергетического спектра реальному закону дисперсии носителей заряда. В случае наиболее простой модели слабой связи электронов в плоскости слоев оказывается, что плавно зависящая от магнитного поля часть термоэдс становится ничтожно малой и квантовые осцилляции носят гигантский характер. Показано, что температурная зависимость термоэлектрического поля при температурах, меньших температуры Дебая, содержит детальную информацию о различных механизмах релаксации электронов проводимости [40].

II. НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДЫДУЩЕГО ПЕРИОДА

1. Роль электрон-фононного взаимодействия в явлениях переноса в металлах при низких температурах

Взаимодействие возбуждений, к которым относятся электроны и фононы (волны плотности в заряженной решетке ионов), играет фундаментальную роль при формировании кинетических свойств твёрдых тел. В металлической фазе, при высокой плотности электронов (блоховских электронных состояний), это взаимодействие, в общем, и определяет температурное поведение кинетических коэффициентов проводников при низких температурах. Особенности электрон-фононного взаимодействия становятся тем выразительнее, чем меньше вклад других механизмов рассеяния, т. е., вообще говоря, чем чище исследуемый металл и выше его проводимость, которая при низких температурах может увеличиться в 10^5 раз по сравнению с проводимостью при комнатной температуре. Но даже у наиболее чистых металлов относительный вклад электрон-фононного взаимодействия в проводимость при гелиевых температурах составляет не более двух-трех процентов от полной проводимости, и для его экспериментального изучения электрическими методами требуется разрешение разностей потенциалов на уровне $\Delta U < 10^{-10}$ В. С этой целью Ю.Н. Цзяном был разработан «нуль»-пиковольтметр с разрешением $\approx 5 \times 10^{-12}$ В. В основе его работы лежит оригинальный тепломагнитный принцип периодической коммутации состояния сверхпроводника собственными магнитным и джоулевым полями тока линейного проводника, соприкасающегося со сверхпроводником [1].

Достигнутое разрешение по напряжению позволило исследовать малый вклад электрон-фононного взаимодействия в проводимость металлов в условиях чрезвычайно высокой общей проводимости. Так при изучении низкотемпературной зависимости сопротивления образцов особо чистого монокристаллического алюминия в области преимущественно упругого рассеяния электронов с длиной пробега $l \sim 0,4$ мм впервые удалось наблюдать особенности, прямо связанные с электрон-фононными процессами переброса импульса носителей заряда, устанавливающими стационарное равновесие в транспорте [2]. В этом металле также впервые была выявлена строгая асимптотика поперечного магнетосопротивления по магнитному полю вида насыщения в интервале весьма малых абсолютных значений магнитного поля ($H \leq 1$ кЭ), но больших значений эффективного поля ($\alpha H l \gg 1$), что доказывало возможность существования у поливалентных металлов типа алюминия широких слоев открытых траекторий, реализуемых в сравнительно небольших полях в результате магнитного пробы [3]. Несмотря на малую эффективность при гелиевых температурах электрон-фононного взаимодействия из-за малоуглового характера рассеяния, этот тип рассеяния приобретает важное значение для поливалентных металлов, поскольку их Ферми-поверхность пересекает границы зоны Бриллюэна, и диффузия электрона на незначительное расстояние вблизи мест пересечения может привести к изменению скорости электрона на величину порядка фермиевской, т. е. к

процессу переброса. Результатом таких процессов, в частности, должно являться необычное температурное поведение продольной компоненты магнетосопротивления, существование которой целиком определяется внутризонной топологической анизотропией орбит электронов. Такое поведение действительно было наблюдеено и обосновано теоретически [4].

Интересной особенностью электрон-фононного взаимодействия в металлах является возможность проявления при определенных условиях взаимного увлечения электронов и фононов, поскольку для фононов при достаточно низких температурах (длинноволновых фононов) самым существенным механизмом рассеяния являются их столкновения с электронами, а рассеяние на дефектах решетки становится малоэффективным. Была предложена идея изучать этот эффект в полупроводниках с помощью так называемого «переданного эффекта увлечения». Со времени появления теории попытки реализовать этот эффект в полупроводниках с использованием постоянного тока оказывались безуспешными. Такие попытки увенчались успехом только после повышения точности измерений и создания сэндвичей с прозрачной для фононов изолирующей прослойкой между тонкими пластинами чистых металлов [5]. Обнаруженный электрический сигнал на одной из медных пластин сэндвича (приемнике) при пропускании тока через вторую пластину (индуктор) обладал всеми чертами сигнала увлечения, поскольку был нечетным по току и соответствовал знаку термоэдс увлечения и направлению электрон-фононных процессов переброса в меди [6].

Одной из важных особенностей электрон-фононного взаимодействия является то, что частота столкновений электронов и фононов в хороших проводниках в некоторой области низких температур (обычно ниже температуры жидкого азота) обладает сильной (степенной) зависимостью от температуры. При повышении температуры от $4,2\text{ K}$ всего в три раза доля сопротивления, обусловленная вкладом электрон-фононного взаимодействия, возрастает почти на два порядка, сравниваясь у чистых металлов при концентрации примесей порядка $10^{-4} \div 10^{-5}$ с величиной полного сопротивления при гелиевых температурах. В то же время, теплоотводящие свойства поверхности металла, даже находящегося в жидком гелии, характеризуются значительно более слабой температурной зависимостью. В области температур, в которой температурная зависимость теплоотода от образца более слабая, чем изменение проводимости, возможно наблюдение сильного нелинейного эффекта, а именно падающей вольт-амперной характеристики металлического образца. В этих условиях в предпринятых экспериментах оказалось возможным с помощью сравнительно небольших напряженностей электрического поля впервые в хороших металлах создать условия адиабатического джоулева разогрева, при котором сопротивление металла не остаётся фиксированным, как в законе Ома, а следит за изменением напряженности электрического поля, возрастая при её увеличении и вызывая уменьшение тока в системе, т. е. образуя N-образную вольт-амперную характеристику [7]. В проводниках с подобной характеристикой удалось наблюдать образование температурно-электрического домена [8] и осуществить генерацию автоколебаний электрического тока и температуры электрон-фононной подсистемы [9]. Поскольку период автоколебаний определяется в том числе удельной теплоемкостью

металла, был предложен и реализован экспресс-метод для определения с высокой точностью температурной зависимости теплоемкости металла [9].

2. Высокотемпературные осцилляции магнитосопротивления висмута

В 1973 году в отделе был открыт новый осцилляционный эффект в проводимости висмута в магнитном поле (Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, 1973 г.). Обнаруженные осцилляции подобны осцилляциям магнитосопротивления Шубникова-де Гааза (ШдГ), но обладают в 2-3 раза меньшим периодом в обратном магнитном поле $\Delta(1/H)$, сравнительно меньшей при гелиевых температурах амплитудой, но удивительно медленным её затуханием с ростом температуры. Осцилляции ШдГ в Вi наблюдаются при гелиевых температурах, а новые осцилляции зарегистрированы вплоть до 65 K и по этой причине названы высокотемпературными (ВТО). Выяснение физической природы этого нового загадочного явления потребовало детального его исследования.

Осцилляционный эффект ШдГ обусловлен квантованием энергии носителей заряда в магнитном поле. Согласно теории эффекта ШдГ в металле с квадратичным изотропным законом дисперсии электронов проводимости период осцилляций по обратному магнитному полю обратно пропорционален произведению эффективной массы m^* на энергию Ферми ε_F носителей заряда $\Delta(1/H) = e\hbar/(cm^*\varepsilon_F)$, а изменение амплитуды осцилляции с ростом температуры описывается множителем вида $T \cdot \exp(-2\pi^2 k_B T / (\hbar\Omega))$ (где $\Omega = eH/(m^*c)$ – циклотронная частота), т.е. также определяется эффективной массой. Для ВТО эти характеристики (период и затухание) оказываются несовместимыми [10]. Изучение периодов ВТО при изменении ориентации магнитного поля в различных кристаллографических плоскостях (тригональной с осями C_1C_2 , бинарной с осями C_2C_3 и бисекторной с осями C_1C_3) обнаружило подобие угловых зависимостей периодов ВТО и осцилляций ШдГ [11], откуда однозначно следует связь ВТО с энергетическим спектром носителей заряда. Первоначально наблюдения ВТО были осуществлены на недиагональных (холловских) компонентах тензора сопротивления [11], в последующем также на диагональных компонентах. В бинарной плоскости период осцилляции ВТО не изменяется с углом, что дало основание считать наблюдаемые осцилляции дырочными. В дальнейшем в некоторых направлениях (вблизи оси C_3) наблюдались осцилляции, которые были обозначены как электронные. Интересно, что во всех случаях, когда наблюдались биения, отношение частот было равно 1,22. Замечено, что амплитуда осцилляции слабо зависит от направления магнитного поля.

Начальный вариант объяснения физической природы новых осцилляций состоял в аналогии с магнитофононным резонансом, обусловленным межзонными переходами при неупругом резонансном рассеянии носителей заряда на бездисперсионных оптических фононах и дающим магнитополевые осцилляции при высоких температурах [12-14]. Но оказалось, что соответствующие резонансные условия не дают периодов ВТО. Кроме того, при магнитофононном резонансе амплитуда осцилляций растет с повышением температуры. Совместные измерения ВТО и осцилляций ШдГ в Вi и сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$ (для x до 0,026) показали [15], что периоды ВТО зависят от концентрации носителей заряда. Учитыв-

вая эту зависимость, ВТО можно использовать как метод исследования электронного спектра. Так был найден квадратичный закон роста концентрации носителей заряда с температурой (в Bi в пределах до 70K , в сплавах BiSb – до 45K) [15].

При дальнейшем изучении угловых зависимостей периодов ВТО в Bi и сплавах BiSb сложилось мнение, что они подобны угловым зависимостям обратных циклотронных масс электронов и дырок [16]. Для амплитуды осцилляции в этих объектах было найдено, что они изменяются с температурой (при $T > 10\text{K}$) и магнитным полем по закону $\exp[-(AT + B/H)]$ [16]. Температурная зависимость амплитуды ВТО в Bi своеобразна: в области гелиевых температур, где они наблюдаются совместно с осцилляциями ШдГ, амплитуда растет при повышении температуры, а после $\sim 10\text{K}$ начинает медленно уменьшаться [13, 17], а в сплавах BiSb начальный участок роста амплитуды не наблюдается [16]. В работе [17] рост амплитуды в Bi при $T \leq 10\text{K}$ объяснен доминированием вероятности междолинных электрон-дырочных переходов, связанных с неупругим рассеянием на акустических фононах, по сравнению с вероятностью рассеяния на примесях в чистом кристалле Bi .

Методическим достижением явилось регистрация ВТО одновременно для недиагональной компоненты сопротивления и диагональной и недиагональной компонент термоэдс [18]. Периоды основной гармоник осцилляций для этих характеристик совпали. Был выполнен анализ частотного спектра ВТО термоэдс Bi [19] и установлено, что существенный вклад в осцилляционные кривые вносят гармоники и комбинационные частоты.

Изучение ВТО в некомпенсированном Bi и сплавах BiSb , легированных теллуром и оловом [20], привело к важному заключению, состоящему в том, что при легировании периоды ВТО не изменяются. Известно, что введение в полуметалл донорной (Te) или акцепторной (Sn) примеси приводит к смещению уровня Ферми такому, что энергия Ферми электронов $\mathcal{E}_F^e$ и энергия Ферми дырок $\mathcal{E}_F^h$ изменяются совместно, а энергия перекрытия зон $\mathcal{E}_\Pi = \mathcal{E}_F^e + \mathcal{E}_F^h$ остается неизменной. Таким образом, периоды ВТО определяются шириной области перекрытия зон. Этот новый результат оказался ключевым в формулировке физической природы ВТО. Он подтвердился при изучении влияния гидростатического давления [21] и одноосной деформации сжатия [22] кристалла Bi на периоды ВТО. Так изменение перекрытия зон, определенное из изменения периодов ВТО под влиянием гидростатического давления, согласуется с изменением энергий Ферми $\mathcal{E}_F^e$ и $\mathcal{E}_F^h$, определенных из эффекта ШдГ. Аналогичное заключение следует и из экспериментов по одноосной деформации.

Поиск объяснения физической природы новых осцилляций не прекращался. Один из авторов открытия (Ю.А. Богод) сформулировал гипотезу [23], согласно которой ВТО представляют собой квантовые осцилляции вероятности междолинного квазиупругого рассеяния носителей заряда с энергиями вблизи границ и в глубине зон. Поскольку такие осцилляции не связаны с электронными переходами вблизи уровня Ферми, их амплитуда не содержит экспоненциального множителя, характерного для эффекта ШдГ. Температурное затухание амплитуды осцилляций требует привлечения иных релаксационных механизмов (см. [17]). Однако глубинные состояния традиционно рассматриваются как полностью заполненные, что делает вероятность указанных переходов экспоненциально малой. В развитие этой гипотезы в работе [24] предпринята попытка доказать возможность уча-

ствия в проводимости электронов с глубинными энергиями, однако рассмотрение детальной картины наблюдаемых в эксперименте периодов осцилляций при различных кристаллографических направлениях и их слабое температурное затухание осталось за пределами этой работы.

В литературе появилось альтернативное объяснение физической природы ВТО (В.М. Поляновский, 1987 г.), в котором предложено рассматривать ВТО как результат электрон-дырочных переходов вблизи уровня Ферми. Используя модель Ферми поверхности в виде двух сфер, электронной и дырочной, с эффективными массами носителей m_e и m_h , соответственно, автор в осциллирующей части проводимости удержал «перекрестное» слагаемое с комбинированными параметрами, появляющиеся в результате суперпозиции осцилляций электронных и дырочных частей плотности состояний. Это слагаемое осциллирует с периодами $\Delta(1/H) = 2\pi\hbar e / [c(kS^e \pm lS^h)]$ и температурным затуханием, которое определяется множителем $\exp\left[-2\pi^2 k_B T / (\hbar |k/\Omega^e \mp l/\Omega^h|)\right]$, где $S_{e,h} = 2\pi m_{e,h} \mathcal{E}_F^{e,h}$ и $\Omega_{e,h} = eH / (m_{e,h} c)$ - экстремальная площадь сечения Ферми поверхности и циклотронная частота для электронов (дырок), k и l - целые числа. Наблюдаемые в эксперименте «высокотемпературные» осцилляции определяются комбинированной площадью $S^+ = S^e + S^h$, дающей период меньше, чем для осцилляций ШдГ, а затухание связано с комбинированной частотой $1/\Omega^- = 1/\Omega^e - 1/\Omega^h$ и является более медленным, чем у осцилляций ШдГ. В этой теоретической модели получают объяснения все обнаруженные особенности проявления ВТО: малый период осцилляций, слабое температурное затухание, рост периода осцилляций при добавлении сурьмы, сохранение неизменным периода при добавлении донорной и акцепторной примеси, влияние одноосной деформации и др.

В работе [25] выполнены соответствующие расчеты периодов осцилляций в B_i для всех кристаллографических плоскостей; для значений циклотронных масс и экстремальных площадей использованы литературные данные. Полученная картина хорошо воспроизводит экспериментально наблюдаемую картину. Проявились даже частоты с подмеченным отношением 1,22.

Выбор между двумя альтернативными моделями ВТО может быть сделан на основании результатов экспериментов в сверхсильных магнитных полях при одновременном наблюдении осцилляций ШдГ и ВТО. В модели Богода ВТО должны наблюдаться в практически неограниченных сильных магнитных полях. В модели Поляновского при достижении ультраквантового предела в одной из долин, последняя перестает участвовать в образовании комбинированных циклотронных частот, т.е. ВТО должны исчезать одновременно с осцилляциями ШдГ, связанными с этой долиной. Но спектр B_i чрезвычайно анизотропен, велико различие циклотронных масс, и получить однозначный ответ сложно. Так при ориентации магнитного поля вдоль оси C_1 в доступных полях (~ 20 кЭ) достигается ультраквантовый предел в одном из электронных эллипсоидов («легких» электронов), но при этом у электронов в других эллипсоидах сохраняется возможность образования комбинированных состояний с дырочной долиной. Для достижения ультраквантового предела для «тяжелых» электронов и дырок нужны сверхсильные магнитные поля. Вит.Б. Красовицкий выполнил такие измерения в Гренобле (Франция) [26] и Таллахассе (США) [27]. Их результаты сводятся, в частности, к следующему: При ориентации поля вдоль оси C_2 исчезновение ВТО происходит в поле 120 кЭ одновременно с выходом последнего

уровня «тяжелых» электронов [26]. Если поле параллельно тригональной оси C_3 , ВТО исчезают одновременно с дырочными осцилляциями ШдГ вблизи 100 КЭ [27]. Эти результаты позволяют сделать выбор для объяснения физической природы ВТО в пользу теории Поляновского.

Следует заметить, что через пять лет сотрудники отдела, занимающиеся теорией, О.В. Кириченко и И.В. Козлов [28], независимо от Поляновского, получили подобный результат при рассмотрении совершенно иного объекта – слоистого проводника, у которого, как и у висмута, имеются два типа экстремальных сечений поверхности Ферми и наблюдается слабое температурное затухание одного из видов осцилляционных кривых для магнитопроводимости.

3. Квантовый размерный эффект

Квантовый размерный эффект (КРЭ) – один из немногих примеров проявления квантово-механических закономерностей, свойственных микромиру, в свойствах объекта макроскопического размера. Согласно принципам квантовой механики состояния квазичастиц в потенциальной яме определяются дискретными значениями энергии. При размере кристалла соизмеримом с дебройлевской длиной волны λ_D электронов проводимости электронные состояния являются квантованными. В типичном металле λ_D порядка межатомного расстояния ($\leq 10\text{ Å}$) и при макроскопических размерах кристалла (с учетом концентрации электронов проводимости $\sim 10^{23}\text{ см}^{-3}$) электронные состояния сливаются в непрерывный спектр. Но при большей величине λ_D , например, в полуметаллах и полупроводниках, появляется возможность наблюдать квантование электронного спектра, например в тонких пленках толщиной $\sim 10^2 - 10^3\text{ Å}$.

Квантовый размерный эффект в тонких пленках обусловлен тем, что поперечное движение электронов квантовано: проекция квазиимпульса на направление малого размера L (по оси z) может принимать лишь дискретный набор значений: $|p_z| = (\pi\hbar/L)n$, $n=1,2,3,\dots$. Это простое соотношение справедливо для квазичастиц с квадратичным законом дисперсии в прямоугольной бесконечно высокой потенциальной яме, но оно достаточно для понимания физической природы эффекта. Размерное квантование квазиимпульса приводит к преобразованию спектра и возникновению «двумерных» подзон: энергия электронов определяется компонентами квазиимпульса, параллельными поверхности пленки, и квантовым числом n . Квазидискретный характер спектра приводит к скачкам в плотности состояний при значениях энергии, отвечающих минимальным энергиям в подзонах. С другой стороны, при увеличении толщины пленки при некоторых значениях L_n меняется число подзон в пределах фермиевской энергии ε_F . Появление новых подзон происходит в окрестности точек пересечения экстремальной хорды P_z^{extr} с поверхностью Ферми. Вследствие этого термодинамические и кинетические характеристики осциллируют с периодом $\Delta L = 2\pi\hbar/P_z^{extr}$.

При экспериментальном изучении КРЭ в тонких пленках принципиально важно выбрать корректную методику получения информации о зависимости проводимости и других кинетических свойств от толщины пленки. Известно, что пленки, полученные методом конденсации молекулярного пучка в высоком вакууме и имеющие одинаковую заданную толщину, дают заметный разброс значений проводимости вследствие влияния многих неконтролируемых факторов при конденсации в разных циклах. В исследованиях, выполненных в отделе, применен метод образцов переменной толщины (клина), приготавливаемых в одном вакуумном цикле. Образец представлял собой длинную узкую полоску, имеющую очень узкие потенциальные отводы (до 60) через каждые 1 или 2 мм. Потенциометрические измерения на соседних отводах относятся к отдельным участкам образца, характеризующимся некоторой средней эффективной толщиной. Методика позволяла проводить измерения при изменении эффективной толщины с шагом $\sim 1\text{Å}$.

Ниже изложены оригинальные и приоритетные результаты наблюдения КРЭ в тонких пленках. На образцах переменной толщины тонких текстурированных пленок Bi в интервале $600\text{--}2400\text{Å}$ были впервые достоверно наблюдаемы осцилляции сопротивления с периодом около 400Å , обусловленные квантовым размерным эффектом [29]. В последующем, в эпитаксиальных пленках Bi при $L > 2000\text{Å}$ обнаружены КРЭ осцилляции сопротивления с периодом около $\Delta L \approx 260\text{Å}$ [30,31]. Такой период соответствует экстремальной хорде $P_z^{extr} \approx 2,4 \times 10^{-21} \text{гсмс}^{-1}$. Это значение несколько превышает соответствующее значение для спектра массивного висмута ($2p_{C_3}^e = 1,48 \times 10^{-21} \text{гсмс}^{-1}$), что указывает на деформацию электронного спектра в тонких пленках. Ранее удалось наблюдать КРЭ на текстурированных пленках сурьмы [32]. Зависимости проводимости от толщины пленок в изученном интервале $150\text{--}270\text{Å}$ имеют осцилляционный характер; период осцилляции составляет $\sim 25\text{--}28\text{Å}$. Оценка экстремальной хорды дала значение $P_z^{extr} \sim 2,5 \times 10^{-20} \text{гсмс}^{-1}$, что также превосходит значения в массивной сурьме. Метод образцов переменной толщины позволил выявить осцилляционный характер изменения сопротивления с толщиной в пленках типичного металла – олова [33]. Зависимости $R(L)$ с шагом $1\text{--}2\text{Å}$ в интервале толщин $200\text{--}270\text{Å}$ описываются сложной осциллирующей кривой, гармонический анализ которой выявил три гармоники с периодами 19, 10 и 8Å . Соответствующие значения P_z^{extr} согласуются с параметрами малых групп носителей в спектре Sn [34, 35]. Анализ температурного изменения амплитуды квантово-размерных осцилляций, которое также определяется параметрами спектра, показал, что в пленках Bi наблюдается аномальное, плохо согласующееся с параметрами массивного металла температурное затухание амплитуды, в пленках Sb – удовлетворительно, а в пленках Sn – хорошо согласующееся с расчетным значением [35].

Олово является сверхпроводником, что позволило проверить влияние КРЭ на сверхпроводящие свойства. В выполненном эксперименте была получена серия кривых $R(L)$ с малым шагом по температуре в районе критической температуры T_c олова [34, 36]. Анализ этих кривых позволил установить осциллирующий характер зависимости $T_c(L)$; причем период осцилляций близок к значениям, полученным

для зависимости $R(L)$. Амплитуда осцилляции составляет $\sim 2,5\%$ от средней величины T_c . Кроме того, были выполнены эксперименты по определению зависимости сверхпроводящей щели Δ от толщины пленок Sn [36]. На образце переменной толщины были созданы 30 туннельных переходов, отвечающих изменению эффективной толщины исследуемой пленки с шагом $\sim 1\text{\AA}$ и с помощью туннельного эффекта получена зависимость $\Delta(L)$, которая представляет собой осциллирующую кривую с периодом $9,5\text{\AA}$.

Эксперименты с пленками сплава Bi-Sb однозначно продемонстрировали связь наблюдаемых осцилляций с параметрами электронного спектра. Так, диффузионный отжиг в вакууме двухслойной пленки Bi-Sb (с соотношением толщин 25:1) с целью получения сплава $\text{Bi}_{0,96}\text{Sb}_{0,04}$ привел к изменению периода осцилляции от $\sim 260\text{\AA}$ до $\sim 650\text{\AA}$ [37]. Известно, что с увеличением концентрации сурьмы в сплаве Bi-Sb перекрытие зон уменьшается и, соответственно, уменьшается P_z^{extr} . В серии пленок $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с различным x четко прослеживается зависимость периода ΔL от состава [38].

Наиболее яркой демонстрацией квантово-размерной природы осцилляций сопротивления в тонких пленках полуметаллов явились эксперименты с пленками Bi-Sb переменного состава. В вышеприведенную формулу P_z^{extr} и L входят симметрично и, следовательно, изменение P_z^{extr} в пленках заданной толщины L должно приводить к осцилляциям сопротивления с периодом по P_z^{extr} , равным $\Delta P_z^{\text{extr}} = 2\pi\hbar/L$. На образцах постоянной толщины и переменного состава были обнаружены квантово-размерные осцилляции сопротивления нового типа [38], связанные с непрерывным изменением характеристик спектра при изменении состава сплава $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, причем период осцилляций, как установлено, уменьшается с увеличением толщины согласно приведенной формуле. Эти эксперименты позволили получить зависимость $P_z^{\text{extr}}(x)$ для пленок сплава $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ [39].

Изучение КРЭ в пленках полуметаллов привело к обнаружению еще одного нового интересного явления при низких температурах: с уменьшением толщины пленок Bi (при $L < 2000\text{\AA}$) сопротивление «на квадрат» не растет, что было бы естественно, а уменьшается [31]. Эта особенность была названа "аномальным размерным эффектом". Причиной этого явления оказался рост концентрации носителей с уменьшением L , а он в свою очередь обусловлен влиянием градиента потенциала вблизи поверхности пленок [40]. Эта идея нашла свое подтверждение при изучении зависимости электрических свойств тонких пленок сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ в зависимости от состава [41], толщины [42] и температуры [43], а также дала объяснение отсутствию в пленках толщиной менее 2 мкм перехода к полупроводниковому спектру при $x > 0,065$, наблюдаемому в массивных кристаллах. Такой переход наблюдается лишь в пленках толщиной более 7 мкм, в которых влияние приповерхностного градиента потенциала становится несущественным [44].

4. Фокусировка электронов проводимости поперечным магнитным полем

Наблюдение фокусировки электронов проводимости с помощью магнитного поля (Ю.В. Шарвин, 1965) в совершенных металлических кристаллах открыло новые методические возможности изучения процессов рассеяния и взаимодействия электронов в проводниках. В этом методе используются два микроконтакта (МК), расстояние между которыми меньше длины свободного пробега электронов в металле. Один из МК (эмиттер) служит источником неравновесных электронов, а второй (коллектор) – для регистрации потенциала, созданного прибывшими в данную точку неравновесными электронами. Траектории неравновесных электронов формируются магнитным полем. Если магнитное поле направлено перпендикулярно линии микроконтактов, помещенных на одной грани кристалла, реализуется метод «поперечной электронной фокусировки» (ЭФ) (В.С. Цой, 1974), получивший известность как метод определения коэффициента зеркальности поверхностного отражения q для электронов, падающих на поверхность по нормали. Запись коллекторного потенциала в функции напряженности магнитного поля создает пик («линию фокусировки») в поле H_0 , при котором коллектора достигает максимально плотный пучок электронов, вылетевших вдоль оси эмиттера и совершивших баллистический пролет по циклотронной траектории. Следующий пик в поле $2H_0$ создается электронами, отразившимися от поверхности кристалла между эмиттером и коллектором. Отношение амплитуды второй линии к амплитуде первой линии определяется коэффициентом зеркальности q .

Целью предпринятых экспериментов было выявление скрытых дополнительных возможностей метода поперечной ЭФ и расширения круга решаемых с его помощью проблем физики электронов проводимости. Важным дополнением к существующей ранее методике явилось использование в качестве переменного параметра электрического поля, приложенного к микроконтакту и позволяющего изменять энергию инжектируемых электронов. Использование ЭФ в традиционном приложении позволило получить новые результаты при определении вероятности междолинных переходов на поверхности кристалла висмута [45], а также установить, что сопротивление приповерхностного слоя (скин-слоя) вблизи тригональной грани V_i изменяется линейно с магнитным полем как в случае зеркального, так и диффузного характера поверхностного отражения электронов проводимости [46], откуда следует, что статический скин-эффект должен существовать при любой степени зеркальности отражения. Метод двух микроконтактов, многократно переустанавливаемых на тригональной грани V_i так, что линия МК отклоняется от выбранной кристаллографической оси с малым шагом по углу ($\sim 1^\circ$), позволил впервые продемонстрировать, что при растекании электронов из данной точки существуют электронные потоки высокой плотности в выделенных кристаллографических направлениях в соответствии с топологическими свойствами поверхности Ферми [47].

При увеличении энергии инжектируемых электронов в результате роста приложенного к МК напряжения V открываются новые возможности метода ЭФ. Так, оказалось, что избыточная энергия инжектируемых электронов меньше значения eV , что связано с процессом энергетической электрон-фононной релаксации в са-

мом микроконтакте. Это приводит к нелинейным эффектам в изменении амплитуды линий ЭФ [48], появлению нелинейной вольт-амперной характеристики МК, что объяснено ростом концентрации носителей в области микроконтакта под влиянием градиента потенциала вдоль оси МК и эффекта межзонного туннелирования [49]. Метод ЭФ позволил обнаружить и определить характер уменьшения избыточной энергии электронов при столкновении с поверхностью. Такой процесс начинается при весьма малых значениях избыточной энергии электронов ($\sim 3-5 \text{ мэВ}$) и сопровождается возбуждением упругих волн [50]. Процессы релаксации энергизованных электронов происходят не только в МК и при столкновениях с поверхностью, но и на баллистической траектории. Анализ изменения амплитуды линий ЭФ при «энергизации» электронов позволил впервые восстановить прямым методом энергетическую зависимость времени неупругой релаксации электронов в Bi ($\tau_{in} \propto (\delta\varepsilon)^{-2}$) в очень широком интервале избыточных энергий (до $\sim 80 \text{ мэВ}$) [51]. Наконец показано, что при избыточной энергии электронов, существенно превышающей дебаевскую, релаксация в МК приобретает характер излучения фононов с выделенными значениями фононных частот, именно таких, которым соответствует высокая плотность фононных состояний, например, излучаются оптические фононы, не обладающие дисперсией [52]. Такая «циклотронная» спектроскопия электрон-фононной релаксации в МК основана на свойстве ЭФ преобразовывать энергетическое распределение в инжектируемом пучке в пространственно-неоднородное распределение плотности электронов, регистрируемое посредством записи зависимости напряжения на коллекторе от величины магнитного поля.

Подобные особенности метода ЭФ позволили обнаружить не только описанные релаксационные эффекты, но и квантовые явления, связанные с волновой природой электронов проводимости. Анализ тонкой структуры линии ЭФ показал, что сильно энергизованный пучок электронов несет в себе информацию об интерференционных процессах в МК мезоскопической природы (флуктуации кондактанса МК) [53], а при малой степени энергизации имеет место явление дифракции в электронном потоке, втекающем в кристалл через микроконтакт [54]. Явление дифракции проявилось благодаря тому, что в ЭФ баллистический транспорт электронов на циклотронных траекториях сохраняет неоднородное угловое распределение диффрагированных электронов, которое приводит к появлению на фоне линии фокусировки дополнительных регулярных пиков. Положение этих пиков и их смещение по магнитному полю при изменении энергии электронов полностью соответствует теоретическим расчетам для модели дифракции электронов на отверстиях [55].

5. Квантовые интерференционные эффекты: слабая локализация электронов и электрон-электронное взаимодействие

Значительным достижением теории электронных явлений в неупорядоченных проводниках явилось предсказание существования в них квантовых эффектов интерференционной природы – слабой локализации электронов и усиления электрон-электронного взаимодействия. При низких температурах остаточное сопротивление нормальных металлов и сплавов определяется рассеянием электронов на примесях и

дефектах. Классическое рассмотрение (модель Друде) показывает, что остаточное сопротивление пропорционально концентрации дефектов N_i . С ростом N_i классическая картина нарушается и при некоторой концентрации, когда длина свободного пробега электронов l становится порядка длины электронной волны λ_D , проводимость обращается в нуль, т.е. происходит переход металл-изолятор (андерсоновская локализация). Однако, еще задолго до перехода, в области металлической проводимости, из-за интерференции волн, упруго рассеянных на примесных центрах, появляются новые явления, получившие название слабой локализации (СЛ). Электронные волны, вышедшие из окрестности точки O с размерами порядка λ_D и попавшие после ряда упругих рассеяний снова в эту окрестность, интерферируют попарно. Интерференция сопряженных волн приводит к увеличению вероятности обнаружить частицу в точке O и, следовательно, к замедлению диффузии.

Усиление электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в неупорядоченном металле также связано с интерференцией электронных волн при повторной встрече двух частиц в течение времени взаимодействия $\hbar/\varepsilon$ (ε -энергия) благодаря диффузионному характеру движения. Различают диффузионный канал взаимодействия, когда частицы движутся в одну сторону, и куперовский канал взаимодействия, когда частицы движутся в противоположные стороны.

Эффекты СЛ и ЭЭВ описываются функциями ряда важных параметров: времени сбоя фазы волновой функции электрона за счет неупругих процессов τ_φ , времени спин-орбитального взаимодействия при упругом рассеянии электронов τ_{so} , времени спин-спинового рассеяния на магнитных примесях τ_s , константы электрон-электронного взаимодействия λ .

Эффекты СЛ и ЭЭВ приводят к появлению квантовых поправок к классическим значениям проводимости, величина которых возрастает по мере понижения температуры и уменьшения размерности электронной системы. Квантовые поправки, связанные со слабой локализацией, описываются двумя составляющими, отражающими спиновое состояние интерферирующих электронов – синглетное и триплетное. В зависимости от соотношения τ_φ и τ_{so} одна из составляющих оказывается доминирующей. При слабом спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} \gg \tau_\varphi$) поправки СЛ дают рост сопротивления при понижении температуры T и отрицательное магнитосопротивление (МС); при сильном спин-орбитальном взаимодействии ($\tau_{so} < \tau_\varphi$) – уменьшение сопротивления с понижением T и аномальное положительное МС с логарифмическим насыщением в сильных магнитных полях. Эффекты ЭЭВ также дают изменение квантовых поправок по закону $\ln T$ и логарифмическое насыщение сопротивления в сильных магнитных полях.

Ещё до появления теории эффектов СЛ и ЭЭВ во ФТИНТ были обнаружены две особенности поведения кинетических характеристик пленок V_i малой толщины: возрастание сопротивления при понижении T [31] и аномальное положительное магнитосопротивление [40]. Эти особенности удалось последовательно объяснить и

количественно описать на основании появившихся теорий СЛ и ЭЭВ двумерных (2D) электронных систем. Установлено, что в температурном изменении сопротивления пленок Вi доминирует поправка ЭЭВ, а аномальное положительное МС определяется в основном поправкой СЛ [56-59]. Сравнение температурных зависимостей полной поправки в магнитных полях различной напряженности позволило разделить вклады эффектов локализации и взаимодействия электронов [60].

Описание экспериментальных зависимостей формулами для СЛ и ЭЭВ позволяет найти значения τ_φ , τ_{so} и λ . В итоге можно построить наглядную картину изменения релаксационных процессов в изучаемом объекте с изменением температуры, что очень важно знать для практического использования таких объектов. Ниже на многих примерах и различных двумерных электронных системах демонстрируется плодотворность таких определений. Так для пленок Вi, а в последующем и других металлов, был обнаружен переход при некоторой температуре T_0 от зависимости $\tau_\varphi^{-1} \propto T$ к $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$. Он объяснен переходом от области доминирования электрон-электронных процессов рассеяния в 2D системе (теория предсказывает $\tau_{ee}^{-1} \propto T$) к области, в которой появляется вклад электрон-фоонных процессов рассеяния [61].

Получить информацию о температурной зависимости времени электрон-фоонного рассеяния τ_{eph} оказалось возможным с помощью эффекта электронного перегрева. В этом эффекте температура электронов T_e превышает за счет разогрева электрическим полем температуру фоонов T_{eph} , которая сохраняется неизменной благодаря свободному уходу фоонов из пленки в среду. Передача избыточной энергии от электронной к фоонной системе контролируется временем τ_{eph} , благодаря чему оно может быть определено из величины перегрева $T_e - T_{ph}$. В качестве «термометра» электронной температуры использовались квантовые поправки. Эти эксперименты показали, что для пленок Вi реализуется зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T^3$ [62, 63], а для неупорядоченных пленок («грязный предел») ниже 1K зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T^4$ [64, 65], в согласии с теоретическими предсказаниями для 2D электронного газа. Зависимость $\tau_\varphi^{-1} \propto T^2$ выше T_0 является усреднением двух температурных зависимостей τ_{ee} и τ_{eph} [66]. В связи с использованием эффекта электронного перегрева при определении $\tau_{eph}(T)$ изучено влияние электронной температуры на локализационную [67] и кулоновскую [68] квантовые поправки.

Подобные результаты были получены при изучении квантовых интерференционных эффектов в пленках Sb [69], аморфного Вi [70] и Pt с примесями Cr [71]. Эффект СЛ в неупорядоченных пленках Au проявляется в условиях близости значений τ_φ и τ_{so} , в связи с чем с ростом магнитного поля положительное МС сменяется на отрицательное [72]. В области проявления электрон-фоонного рассеяния (при

$T > 10K$) наблюдается зависимость $\tau_{\phi}^{-1} = AT^p$, где $p \approx 2$, но с ростом разупорядочения в результате облучения ионами аргона с энергией 0,5–3,5 кэВ этот показатель степени возрастает до $p = 2,65$ и проявляется зависимость предстепенного коэффициента A от длины свободного пробега l [73]. Такое поведение τ_{eph} демонстрирует переход от «чистого» к «грязному» пределу, когда l оказывается порядка длины волны теплового фонона. Между тем, время τ_{so} проявило аномальное поведение: с ростом сопротивления пленок при разупорядочении τ_{so} увеличивается. Эта аномалия была объяснена заметной ролью в пленках поверхностного рассеяния, обладающего сильным спин-орбитальным взаимодействием, и увеличением времени диффузии электронов от одной поверхности к другой. Сильное спин-орбитальное взаимодействие, свойственное рассеянию электронов на поверхности, выявлено и в пленках Вi при изучении проявления эффекта СЛ в перпендикулярном [74] и параллельном магнитных полях [75].

6. Эффекты слабой локализации и взаимодействия в двумерном электронном газе в полупроводниках

Следующим объектом изучения квантовых интерференционных эффектов в двумерном электронном газе явились δ -слои в кремнии. В таких объектах примесные атомы с малой плотностью лежат в одной кристаллографической плоскости. В полупроводнике с δ -слоем электроны, обеспечивающие проводимость при низкой температуре, находятся в симметричной V-образной потенциальной яме, которая образуется при экранировании электронами потенциала примесных атомов. Электроны в потенциальной яме представляют собой двумерный электронный газ: в плоскости δ -слоя электроны ведут себя как свободные, а в направлении, перпендикулярном плоскости слоя, состояния квантованы. Особенностью δ -слоев, в сравнении с гетеропереходами, является то, что примесное рассеяние определяется теми же примесными атомами, которые создали δ -слой. Поэтому δ -слои проигрывают гетеропереходам по величине подвижности электронов, но, с другой стороны, являются подходящими объектами для изучения эффектов квантовой интерференции. Кроме того, в них возможно получение произвольной концентрации 2D электронов – от очень малой ($\leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$), при которой проводимость в δ -слое имеет прыжковый характер, до очень высокой ($\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$) с металлической проводимостью.

Эффекты СЛ и ЭЭВ детально изучены на серии образцов с δ <Sb>-слоями в Si, имеющими электронный тип проводимости и концентрацию носителей от $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ до $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Полученные температурные и магнитополевые зависимости квантовых поправок $\Delta\sigma$ с высокой точностью описываются формулами СЛ и ЭЭВ для 2D систем [76]. Установлено, что вплоть до 20K выполняется зависимость $\tau_{\phi}^{-1} \propto T$, что следует трактовать как проявление электрон-электронного рассеяния; при этом значения τ_{so} таковы, что в некоторых случаях (при высоких концентраци-

ях электронов) наблюдается переход от сильного к слабому спин-орбитальному взаимодействию. Из поправки ЭЭВ в диффузионном канале получены значения константы взаимодействия $\lambda^D \sim 0,6-0,93$, причем установлено, что уменьшение концентрации электронов сопровождается уменьшением параметра λ^D , что объяснено особенностями экранирования в 2D системах. На этих же объектах, используя эффект электронного перегрева, определена температурная зависимость $\tau_{eph}^{-1} \propto T^p$, где $p = 3,7 \pm 0,3$, что соответствует случаю $q_T l < 1$ (q_T – волновой вектор теплового фонона) [77]. При концентрации примесных атомов $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и менее проводимость $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -слоев соответствует диэлектрической стороне перехода металл-изолятор (концентрация электронов $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ и менее). Такие $\delta\langle\text{Sb}\rangle$ -слои проявляют прыжковый механизм проводимости, который с понижением температуры ($< 10\text{K}$) переходит в прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка [78, 79]. Эффекты СЛ и ЭЭВ изучены также в $\delta\langle\text{V}\rangle$ -слоях с дырочным типом проводимости с концентрацией дырок $2 \times 10^{13} - 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [80]. В этих объектах наблюдалось сильное спин-орбитальное взаимодействие.

Наиболее ценным объектом исследования эффектов СЛ и ЭЭВ явились двумерные электронные системы в гетероструктурах с квантовыми ямами. Квантовые ямы в полупроводниках создают два гетероперехода, находящиеся на малом расстоянии ($\leq 10\text{нм}$) друг от друга. Образуется почти прямоугольная потенциальная яма, в которой состояния квантованы. В отличие от δ -слоев, в квантовой яме обычно заполнен лишь нижний уровень и межподзонные переходы при низких температурах не реализуются. В квантовых ямах примесные атомы отсутствуют, а примеси, поставляющие носители в квантовую яму, отделены от нее защитным слоем («спейсером»). Благодаря высокой чистоте и совершенству в квантовых ямах реализуются высокие подвижности носителей ($10^4 - 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$), наблюдаются осцилляции проводимости Шубникова-де Гааза (ШдГ), квантовый Холл-эффект. Между тем, несмотря на высокие кинетические характеристики в квантовых ямах удалось наблюдать эффекты СЛ и ЭЭВ. Такие наблюдения сделаны на серии образцов с квантовыми ямами $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с дырочным типом проводимости, в которых $x = 0,13; 0,36; 0,8; 0,95$. Анализ температурного и магнитополевого изменения амплитуды осцилляции ШдГ дал значения эффективной массы носителей ($m^* = (0,24 \div 0,156) m_0$). Эффекты СЛ проявили себя в виде роста сопротивления с понижением T (при $T < 2\text{K}$ для $x = 0,36$ и при $T < 20\text{K}$ для $x = 0,8$ и $0,95$), отрицательного МС (для $x = 0,36$) [81] или МС с максимумом в слабых магнитных полях [82, 83] (при $\sim 0,04\text{Тл}$ для $x = 0,13$, при $0,08\text{Тл}$ для $x = 0,8$ и $\sim 0,05\text{Тл}$ для $x = 0,95$), а эффекты ЭЭВ – в виде квадратичного отрицательного МС в области сильных магнитных полей, на фоне которого реализуются осцилляции ШдГ. Эти наблюдения позволили получить температурную зависимость времени неупругих процессов $\tau_\phi = AT^{-p} \text{ сек}$, где $p = 1$ для $x = 0,13$ и $0,36$; $p = 0,75$ для $x = 0,8$; $p = 0,5$ для $x = 0,95$, а коэффициент A принимает значения $1,5 \times 10^{-11}$, 1×10^{-11} , 7×10^{-12} и $2,3 \times 10^{-12}$ соответственно. Важным результатом явилось выявление для образцов с максимумом МС проявления спин-орбитальных эф-

фектов, описываемых моделью Рашбы. Из найденных значений τ_{so} была сделана оценка спинового расщепления зон (например, $\Delta = 0,45 \text{ мэВ}$ для $x = 0,13$). Используя осцилляции ШдГ в качестве «термометра» электронной температуры, с помощью эффекта электронного перегрева найдена температурная зависимость времени дырочно-фононной релаксации [84].

7. Когерентный электронный транспорт вблизи NS границы

Процессы переноса заряда в нормальном и сверхпроводящем состоянии металла, как известно, отличаются качественно. В то время как в нормальном металле носителями заряда являются отдельные электроны, в сверхпроводнике ток переносится электронами, связанными в пары. Следовательно, равенство потоков заряда, существующих по обе стороны от контакта нормального металла со сверхпроводником, не могло бы иметь места без процесса преобразования зарядов на границе раздела (NS границе). В основе процесса лежит своеобразный механизм отражения от NS границы электронов с энергией, отличающейся от энергии Ферми на величину, меньшую величины энергетической щели Δ в сверхпроводнике, получивший название «андреевского отражения». В общем случае этот механизм сосуществует с процессом обычного (зеркального) отражения, при котором изменяется только знак нормальной к границе компоненты скорости падающей частицы. В процесс андреевского отражения вовлекаются два электрона для образования куперовской пары на стороне сверхпроводника, а на N стороне системы остаётся дырочное возбуждение со знаками скорости, заряда и массы, противоположными знакам тех же параметров у падающего электрона. В результате, непрерывность электрического тока на границе сохраняется, и при переходе границы из NN в NS состояние сопротивление всей системы в целом, вообще говоря, может только понизиться. Между тем было обнаружено [85], что при изменении режима границы с NN на NS сопротивление системы увеличивается, т. е. процесс андреевского отражения сопровождается некоторым механизмом диссипации. В условиях эксперимента [85] появление резистивной добавки можно было связать с увеличением числа зеркально отражающихся на NS границе частиц за счет выбывания из процесса переноса андреевски отраженных электронов, падающих на границу под малыми углами. Их относительный вклад в сопротивление тем значительнее, чем меньше концентрация электронов проводимости. Данное условие в работе [85] выполнялось в NS образцах Bi/In и GaAs/YBaCuO.

Последующие эксперименты, однако, показали, что возникновение положительной резистивной добавки при андреевском отражении не зависит от материала нормального проводника и имеет квантово-интерференционную природу. Электрон, падающий на NS границу после последнего рассеяния на примеси, испытывает андреевское отражение, порождает андреевскую дырку, которая в пределах длины когерентности возвращается по пути породившего её электрона. Если примесь находится в пределах этой длины, то дырка также на ней рассеивается, что эффективно увеличивает сечение рассеяния примеси. Многократное рассеяние электронных и дырочных волн на примесях, расположенных вблизи NS границы в слое толщиной

порядка длины когерентности, с поочередным превращением на границе электрона в дырку и наоборот, и должно приводить к резистивной добавке. Ее величина соответствует двукратному увеличению сечения рассеяния примесей в указанном слое.

В работах [86-88] данная особенность андреевского отражения в NS системах впервые экспериментально исследовалась с использованием в качестве N металлов монокристаллов очень высокой чистоты, что обеспечивало макроскопический масштаб упругой длины пробега и длины фазовой когерентности. Применение высокочувствительной и высокоточной техники измерения малых напряжений собственной оригинальной разработки [1] позволило регистрировать локальную проводимость чрезвычайно низкоомных участков проводников на расстоянии 10-100 микрон от NS границы.

Эксперименты обнаружили в системе медь-олово необычное температурное изменение сопротивления слоя нормального металла, прилегающего к NS границе. Если расстояние между измерительными зондами и их удаление от NS границы были сопоставимы с упругой длиной пробега электронов, наблюдался своеобразный эффект: после перехода олова в сверхпроводящее состояние сопротивление слоя, прилегающего к NS границе, возрастало [86] и даже проявляло небольшой рост при понижении температуры [87]. Свидетельством квантово-интерференционной природы этого эффекта являлось восстановление классического температурного хода сопротивления при удалении зондов от NS границы на достаточное расстояние. При установке зондов на нормальном металле на расстояниях от NS границы, меньших неупругой длины пробега, но значительно превышающих баллистическую длину, наблюдался иной эффект квантово-интерференционной природы – заметное уменьшение сопротивления с понижением температуры [87]. Этот эффект связан с тем, что в диффузионной ситуации число электронов, покидающих область упругого рассеяния, быстро сокращается в результате многократных андреевских отражений от NS границы и это приводит к увеличению средней длины когерентных траекторий, что означает уменьшение диссипации [88]. Развитая теоретическая модель хорошо описала экспериментальные зависимости. Очень наглядными оказались результаты экспериментов с образцами алюминий-индий, в которых величина упругой длины пробега электронов l_{el} изменялась в результате упругой деформации образца [88]. На зондах, расположенных на нормальном металле вблизи NS границы, при уменьшении l_{el} после деформации изменялся характер температурной зависимости сопротивления в соответствии с переходом от баллистического к диффузионному режиму движения электронов. Наконец, при размещении зондов по разные стороны от NS границы проявляются, помимо описанных, сопутствующие эффекты – избыточное граничное сопротивление, связанное со скачком потенциала на границе, и эффект близости [87]. Они поддаются расчету и были учтены при анализе экспериментальных данных.

Известно, что сверхпроводник I рода в критическом магнитном поле переходит в промежуточное состояние, в котором образуются сверхпроводящие и нормальные домены с совершенными NS границами. Изучение когерентного электронного транспорта на таком объекте привело к обнаружению новых магниторезистивных осцилляций квантово-интерференционной природы [89,90]. Осцилляции обнаружены на температурной зависимости сопротивления системы идеальных NS границ в

промежуточном доменном состоянии односвязного сверхпроводника I рода (свинец, олово) [89]. Осцилляции возникают одновременно с возникновением промежуточного состояния сверхпроводника, связаны с нормальными доменами, а амплитуда осцилляций слабо зависит от температуры по сравнению с изменением монотонной составляющей сопротивления. Осциллирующие температурные зависимости сопротивления были получены в различных магнитных полях, поддерживающих промежуточное состояние. Следует учесть, что магнитное поле в нормальных областях доменов – это критическое поле сверхпроводника (независимо от величины внешнего поля). Если проанализировать температурную зависимость критического магнитного поля, оказывается, что осцилляции являются магнитополевыми, причем их период есть функция прямого, а не обратного поля. Изучение осцилляций было распространено также на SNS систему промежуточного состояния индия в составе макроскопического двусвязного гибридного образца с монокристаллом меди, что расширило методические возможности изучения обнаруженного явления [90]. Условия его проявления во всех изученных образцах соответствуют режиму «чистого» предела, т. е. баллистической ситуации в электронном транспорте, при которой упругая длина пробега превышает или сравнима с размерами нормальной области.

Было установлено, что период осцилляций равен $hc/2e$, что в два раза меньше, чем квант магнитного потока $\Phi_0 = hc/e$. Эта особенность обнаруженных осцилляций позволяет рассматривать их как проявление твердотельного аналога эффекта Ааронова-Бома. Согласно сформулированному этими авторами принципу о роли векторного потенциала в квантовой теории, движение электронов по замкнутым траекториям должно сопровождаться осцилляциями термодинамических и кинетических свойств, обусловленными чувствительностью фазы волновых функций электронов к полю векторного потенциала. Иначе говоря, осцилляции определяются магнитным потоком, пронизывающим некоторую площадь, ограниченную траекторией электронов. В обсуждаемой ситуации такая площадь образуется слабо искривленными траекториями когерентных электронов и андреевских дырок между NS границей и примесью (третья сторона этого треугольника принадлежит сверхпроводнику, где фаза неизменна). Расстояния от NS границы до примесей различны, поэтому вклад отдельных площадей, казалось бы, должен усредняться. Однако, как показано в [90], при усреднении по всем примесям некомпенсированный вклад даст единственная траектория (или группа идентичных траекторий), выделенная краем интегрирования, с примесью максимального сечения, расположенной на длине когерентности (максимально допустимом расстоянии) от NS границы. Теория дает период осцилляций, равный $\Phi_0/2$, поскольку для двух взаимодействующих частиц площадь удваивается.

8. Нелинейные и нестационарные явления в висмуте в условиях генерации неравновесных фононов

В 1962 г. Есаки, изучая вольтамперные характеристики (ВАХ) монокристаллического висмута в перпендикулярных импульсном электрическом и магнитном полях при $T \sim 2K$ и $H \sim 10^4$ Э, обнаружил их сильную нелинейность: при некото-

ром значении напряженности электрического поля E_k на ВАХ наблюдался перегиб в сторону больших значений тока, что соответствовало увеличению дифференциальной проводимости в несколько десятков раз. Поле E_k соответствует скорости дрейфа носителей $v_d = cE/H$ в холловском направлении $[\vec{E} \vec{H}]$, приблизительно отвечающей скорости звука s . Есаки связал излом ВАХ с генерацией фононов дрейфующими носителями в условиях достижения $v_d \approx s$. Он отметил, что при рассеянии электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях центр ларморовских орбит смещается перпендикулярно дрейфу в сторону приложенного электрического поля и это может дать прибавку к электрическому току, а сам процесс рассеяния при достаточно сильном электрон-фононном взаимодействии приводит к порождению фононов с волновым вектором в направлении дрейфа. Факт генерации фононов был подтвержден в последующих экспериментах других авторов, в которых наблюдалось появление акустического шума при переходе висмута в нелинейный режим.

Появившиеся после открытия эффекта теоретические работы, использующие некоторые предположения и постулаты, не дали исчерпывающего объяснения этому явлению. Основная проблема в теории – показать, что полученная нелинейная добавка к току соответствует тому колоссальному возрастанию дифференциальной проводимости, которое наблюдается в эксперименте в области $E > E_k$. Имеющиеся теоретические модели не справляются с этой задачей. Например, микроскопическая теория с использованием квантовополевых методов дала ничтожно малое изменение дифференциальной проводимости при E_k (в 1,2 раза вместо десятков раз). Отсутствие законченной теоретической модели эффекта Есаки сделало актуальным проведение детального экспериментального исследования этого явления.

Начальный этап исследования эффекта Есаки, выполненный во ФТИНТе, состоял в изучении влияния на параметры нелинейных вольтамперных характеристик внешних факторов – температуры и магнитного поля (результаты этого исследования подробно представлены в обзоре [91]). Было обнаружено, что переход в режим генерации неравновесных фононов не всегда происходит при $cE_k/Hs = 1$, а иногда при меньшем значении ($\sim 0,5$) [92]. Величина E_k немонотонно растет с магнитным полем. Квантовые осцилляции проводимости в магнитном поле (эффект Шубникова-де Гааза) наблюдались не только в обычном линейном режиме ($E < E_k$), но и в области генерации фононов ($E > E_k$) [93]. Обнаружено отрицательное дифференциальное сопротивление в области больших токов [94] (отклонение ВАХ в сторону уменьшения задаваемого напряжения). Наблюдался эффект «невзаимности» – невозпроизводимость нелинейного участка ВАХ при инверсии электрического и магнитного полей [92]. Изучены некоторые свойства акустоэлектрических осцилляций, иногда возникающих в режиме генерации фононов [93]. Показано, что некоторые обнаруженные особенности эффекта Есаки могут быть качественно объяснены с помощью феноменологической модели [91, 92], в основе которой лежит представление об акустической ЭДС, связанной с числом генерируемых неравновесных фо-

нонов, и о коэффициенте генерации звука с учетом особенностей, характерных для анизотропных сред.

На последующем этапе были выполнены эксперименты, направленные на получение информации об интенсивности потока неравновесных фононов, их релаксации, передаваемой от электронов фононам энергии и др. Для определения интенсивности фононного потока, приходящего на грань кристалла, перпендикулярную направлению дрейфа электронов, был использован поперечный гальвано-термомагнитный эффект [95]. Возникающая в этом эффекте разница температур для двух противоположных граней кристалла создает поперечную разность потенциалов. Непосредственно сам нагрев определялся также по изменению локального поверхностного сопротивления, либо с помощью миниатюрных датчиков температуры. Резкое возрастание (на порядок) измеряемого градиента температуры при переходе образца в режим нелинейной проводимости связано именно с потоком неравновесных фононов. Из эксперимента следует, что в нелинейном режиме из электронной системы в поток неравновесных фононов поступает более 40% электрической мощности, вводимой в образец.

Чрезвычайно наглядным явился эксперимент [96] по регистрации потока неравновесных фононов с помощью нескольких пар зондов, расположенных на противоположных гранях прямоугольного образца монокристалла висмута вдоль его большего размера. На одном конце кристалла вблизи малой грани с помощью соответствующего импульса тока реализовалась локальная область с нелинейной проводимостью, так что неравновесные фононы излучались вдоль образца, находящегося в состоянии линейной проводимости, в направлении к противоположной малой грани. Проходящий мимо зондов поток фононов увлекал электроны, и благодаря акусто-магнитоэлектрическому эффекту на зондах регистрировалось изменяющееся во времени напряжение. Полученные записи этого напряжения ярко демонстрируют развернутую во времени и в пространстве картину возникновения и распространения фононных потоков. На осциллограммах виден начальный процесс перехода в нелинейный режим (со временем $\tau_b \sim 1-2 \text{ мкс}$), возрастание напряжения до максимального значения, время которого увеличивается по мере удаления от нелинейной области, и далее падение напряжения при прохождении заднего фронта акустического импульса, что происходит со смещением на время преодоления расстояния от области нелинейной проводимости до соответствующих зондов. Сделана оценка величины интенсивности акустического потока, который генерируется в данных условиях. Показано, что из электронной системы в систему неравновесных фононов поступает до 55% электрической мощности. Установлено, что основным механизмом рассеяния неравновесных фононов является фонон-электронный механизм.

Разработан оригинальный способ возбуждения акустоэлектрических осцилляций, заключающийся в создании условий неоднородного распределения тока у какой-либо поверхности образца [97, 98]. Это позволило возбуждать и изучать акустоэлектрические осцилляции при практически любом сочетании температуры, электрического и магнитного полей (естественно при сохранении условий существования режима нелинейной проводимости). Установлено, что период осцилляций τ_0 коррелирует со временем перехода в нелинейный режим τ_b , причем это относится к

зависимостям τ_0 и τ_b от магнитного поля и температуры [99]. Следовательно, времена τ_0 и τ_b определяются общими релаксационными процессами.

9. Кинетические свойства аморфных и неупорядоченных проводников

Создание и практическое применение «металлических стёкол», получаемых быстрым охлаждением из жидкого состояния сплавов металлов с металлоидами, стимулировало интерес к уникальным физическим свойствам аморфных и сильно разупорядоченных проводников. Теоретические модели различных свойств кристаллов в существенной степени основаны на периодичности и симметрии кристаллической решетки. В случае аморфных систем сохраняется только ближний порядок расположения атомов, что следует в первую очередь учитывать при рассмотрении их свойств.

Наряду с методом быстрого охлаждения жидкого металлического сплава аморфное состояние можно получить конденсацией пара металла на охлаждённую поверхность, что было продемонстрировано в пионерских работах Шальникова, Буккеля, Заварицкого, Лазарева в 40-60-х годах 20-го столетия. При конденсации молекулярного пучка на поверхность с гелиевой температурой многие металлы (Bi, Ga, Be, Yb, переходные металлы) образуют аморфный конденсат. Эти конденсаты, в отличие от металлических стёкол, состоят из атомов одного сорта, что упрощает сопоставление их свойств с известными теоретическими моделями для аморфного состояния.

Проведенное в отделе изучение электрических свойств холодноосаждённых аморфных конденсатов сочеталось с низкотемпературными электронографическими исследованиями, позволившими следить за структурным состоянием конденсатов (ближним порядком). В результате был достигнут существенный прогресс в понимании влияния беспорядка кристаллической решетки на различные свойства. Температурная область существования аморфных плёнок ограничена, поскольку они кристаллизуются при нагреве выше характерной температуры T_{ak} . Было обнаружено [100], что эта температура обратно пропорциональна толщине пленки L (например, для Bi $T_{ak} \approx 40\text{ K}$ при $L=120\text{ Å}$ и $T_{ak} \approx 160\text{ K}$ при $L=20\text{ Å}$). Эта зависимость определяет и переход аморфная фаза-кристалл при повышении толщины плёнок при постоянной температуре. В этом случае говорят о критической толщине перехода L_k (для Bi $L_k \approx 600\text{ Å}$ при $4,2\text{ K}$). Аналогичные переходы были обнаружены и в аморфных плёнках Ga [101].

Электрическое сопротивление R аморфных плёнок Bi малой толщины при нагреве в области существования аморфной фазы необратимо уменьшается с ростом температуры, а при охлаждении и повторном нагреве изменяется обратимо и имеет отрицательный температурный коэффициент сопротивления, который зависит от достигнутой при предыдущем нагреве температуры. Была обнаружена также зависимость удельного сопротивления от толщины аморфных плёнок Bi. На основании этого было сделано предположение, что координационная структура аморфных плё-

нок может изменяться при отжиге и зависеть от их толщины. Это было подтверждено прямыми экспериментами [102,103]. Электронографические дифракционные данные позволили определить картину изменения функций радиального распределения атомной плотности в аморфных плёнках Bi при повышении температуры и росте толщины [103]. Оказалось, что координационная структура в аморфном металле изменчива и не может быть описана единой структурной моделью [104]. Эти данные позволили провести расчёты сопротивления по формуле Займана для жидких металлов, в которой были использованы локальный псевдопотенциал висмута и структурные факторы, полученные из дифракции [102]. Эти расчеты дали зависимости R от температуры и толщины, хорошо соответствующие экспериментальным зависимостям.

Установлена корреляция координационной структуры с критической температурой сверхпроводимости T_c [105]. Температура T_c аморфных плёнок Bi , как было обнаружено, снижается в результате отогрева плёнок выше температуры конденсации. Кроме того, было известно, что сверхпроводимость в аморфных плёнках Bi часто появляется не сразу после конденсации, а лишь после выдержки в течение некоторого промежутка времени, что связано с ростом T_c во времени под влиянием структурной перестройки. При этом сопротивление в нормальном состоянии растёт. На основании полученных функций радиального распределения атомной плотности были рассчитаны дисперсионные кривые для продольных квазифононных возбуждений в аморфном металле, и эти зависимости использованы для расчёта константы электрон-фононного взаимодействия λ и T_c . Эти расчёты описали наблюдавшиеся изменения T_c аморфных плёнок Bi при нагреве и выдержке во времени, и связали эти изменения с эволюцией координационной структуры. Аналогичные результаты получены для холодноосаждённых аморфных плёнок Ga [106].

Следует отметить, что если необратимое уменьшение сопротивления аморфных плёнок Bi при повышении T связано с перестройкой координационной структуры, то обратимые изменения R [107] отражают влияние температуры на какие-то физические механизмы, определяющие поведение электронов проводимости в аморфном или сильно неупорядоченном металле. Эти механизмы связаны в основном с изменением фактора Дебая-Валлера, учитывающего влияние тепловых колебаний атомов на рассеяние электронов, а также с неэффективностью рассеяния электронов на фоновых, длина волны которых больше средней длины свободного пробега электронов, и с сильным ангармонизмом колебаний атомов в аморфном металле.

Метод низкотемпературной конденсации позволяет изучить влияние разупорядочения на кинетические свойства и тех металлов, которые не дают аморфный конденсат. Полученные при низкой температуре плёнки являются мелкокристаллическими (с размером кристаллитов менее $100\text{\AA}$), но при отогреве выше температуры конденсации структура совершенствуется, и размер кристаллитов существенно возрастает. Таким способом можно пройти весь спектр структурных состояний вплоть до крупнокристаллической совершенной структуры и одновременно проследить за характером изменения физических свойств. Исследования плёнок Sn [108], In [109] и Pb [110] позволили найти явные корреляции проводимости с размерами кристаллитов и сопоставить эти данные с известными теоретическими моделями для поли-

кристаллических пленок, одновременно учитывающими рассеяние электронов на поверхности пленок (классический размерный эффект) и на границах кристаллитов. В результате были определены типичные для плёнок значения коэффициента зеркальности поверхностного отражения и вероятности прохождения электронов через границы кристаллитов, а также влияние на эти характеристики процессов отжига плёнок.

Совместное осаждение металла и водорода на охлаждённую жидким гелием подложку позволило существенно повысить беспорядок кристаллической решётки и предоставило, в частности, возможность контролируемого усиления беспорядка вплоть до достижения перехода металл-изолятор (ПМИ). В результате были подробно исследованы изменения проводящих и сверхпроводящих свойств плёнок In по мере приближения к ПМИ [111,112] ^{*)}. Помимо этого были обнаружены низкотемпературные специфические метастабильные состояния с высокой концентрацией водорода, устойчивые только ниже 5 K [111].

Принципиально важный результат был получен для системы аморфный хром – водород. Было обнаружено [113], что ПМИ в этой системе (происходящий при увеличении концентрации водорода) обусловлен увеличением межатомных расстояний (или удельного объёма) и, по-видимому, связан с образованием «псевдощели» в плотности состояний электронов в соответствии с идеями Н. Мотта. Это позволяет характеризовать этот переход как переход Андерсона.

10. Влияние разупорядочения на сверхпроводящие свойства неоднородных систем

Известно, что усиление беспорядка кристаллической решётки приводит к пространственному ограничению свободного движения электронов. Достаточно сильный беспорядок, как правило, приводит к подавлению сверхпроводимости. В связи с этим утверждением были экспериментально изучены закономерности изменения сверхпроводящих свойств по мере усиления беспорядка. Полученные результаты имеют большое фундаментальное и прикладное значение, и получили большую известность за рубежом. Кратко отметим только самые важные из полученных приоритетных результатов.

Получены экспериментальные свидетельства распаривающего воздействия процессов фазовой или неупругой релаксации электронов. Показано, что эти процессы в существенной степени определяют понижение критической температуры T_c металлических систем при усилении беспорядка и оказывают значительное влияние на их флуктуационную проводимость [114,115].

Обнаружено изменение размерности сверхпроводящих флуктуаций при изменении температуры и магнитного поля для гранулированных плёнок и, в том числе, превращение двумерной системы в нульмерную под влиянием магнитного поля. Размерность системы определяется соотношением длины сверхпроводящей когерентности и размера гранул. Для нульмерных систем обнаружено непосредственное

^{*)} Результаты изучения влияния разупорядочения на сверхпроводящие свойства неоднородных систем выделены в отдельный раздел (см. ниже)

воздействие спин-орбитального рассеяния электронов на распаривание в магнитном поле [116,115].

Исследованы эффекты сверхпроводимости в прыжковой проводимости неоднородных (гранулированных и островковых) плёнок вблизи перехода металл-изолятор, что позволило обнаружить изменение характера прыжковой проводимости системы изолированных гранул после перехода гранул в сверхпроводящее состояние. Показано, что в этом случае поведение прыжковой проводимости определяется сверхпроводящей щелью, которая играет роль диэлектрической щели. Для такого состояния характерно аномально большое отрицательное магнитосопротивление, обусловленное подавлением сверхпроводимости гранул магнитным полем [117,118,115]. Такого рода эффекты наблюдались не только в плёнках, но и в массивных образцах купратов и рутенкуператов [119,120].

Исследована природа квазивозвратных эффектов в сверхпроводимости неоднородных систем вблизи перехода металл-изолятор. Впервые показано, что эти эффекты проявляются не только на температурных зависимостях сопротивления, но и на зависимостях сопротивления от электрических и магнитных полей, а также тока. Установлены два основных механизма возвратных эффектов: а) конкуренция активированного туннелирования куперовских пар и одночастичных возбуждений (для гранулированных и островковых пленок); б) влияние квантовых флуктуаций фазы электронов на глобальную фазовую когерентность в системе связанных джозефсоновских контактов с существенным влиянием диссипативных процессов в контактах (для ультратонких несплошных пленок) [117,118,121,115].

11. Транспортные и магнитные свойства манганитов и кобальтитов

В последний период времени интерес к кинетическим явлениям переместился от чистых металлов к более сложным объектам – интерметаллидам и оксидам переходных металлов. Последние привлекли к себе особое внимание благодаря сложному переплетению в одном типе соединений разнообразия свойств как металлов, так и диэлектриков, проявлению ферромагнетизма и антиферромагнетизма, явлений зарядового и орбитального упорядочения и т. п. В этих соединениях, имеющих кристаллическую структуру перовскита, имеют место сильные межэлектронные корреляции, с которыми связаны явления перехода от локализованных к делокализованным состояниям электронов и спинового упорядочения при изменении состава.

С оксидами переходных металлов связаны два важнейших открытия последнего времени – высокотемпературная сверхпроводимость, свойственная оксидам меди, и колоссальное магнитосопротивление, обнаруженное в марганцевых перовскитах (манганитах типа LaMnO_3), а позже и в кобальтовых перовскитах (кобальти-тах типа LaCoO_3). В этих оксидах лантан может быть замещен другим трехвалентным элементом редкоземельного ряда, а частичное замещение редкоземельного элемента на двухвалентный щелочно-галлоидный элемент (Ca, Sr, Ba) приводит к радикальному изменению свойств; система проходит через ряд фазовых переходов с различными типами упорядочения – структурного, магнитного, зарядового. Концентрация элементов и температура являются двумя основными параметрами, опреде-

ляющими магнитные переходы и переходы металл-изолятор. Эффект колоссального магнитосопротивления (КМС) открыт на соединении $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ в области концентраций $x \sim 0.3$, где существует ферромагнитная металлическая фаза, и состоит в том, что сопротивление ρ меняется (уменьшается) при приложении магнитного поля в десятки и сотни раз. Интерес к этому эффекту является как научным, так и прикладным, поскольку он может служить основой технических приложений.

Изучение в отделе особенностей физических свойств манганитов выполнено в основном на ориентированных пленках $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$. Для этого объекта была обнаружена [122] ярко выраженная анизотропия магнитосопротивления (МС) для полей, перпендикулярных и параллельных плоскости пленки. При достаточно низких температурах МС в перпендикулярном поле было положительным, что неожиданно для этого соединения. Выявленные особенности МС указывают на роль масштабных и субструктурных факторов в проявлении эффекта колоссального магнитосопротивления в пленках. Полученные результаты объяснены с учетом двух факторов: 1) существованием предпочтительных направлений намагничивания, обусловленных ориентированной упругой деформацией решетки пленки из-за взаимодействия с подложкой при эпитаксиальном росте; 2) зависимостью МС от угла между током и намагниченностью, т.е. проявлением так называемого эффекта анизотропного магнитосопротивления в ферромагнетиках. Обнаружено, что проявление последнего эффекта, в частности его температурная зависимость, резко отличается от результатов известных исследований магнитосопротивления 3d металлов (типа железа). Полученные результаты могут послужить основой для создания теории эффекта анизотропного МС в пленках манганитов.

Изучение помимо транспортных свойств также магнитных, магнетооптических (эффект Керра) и оптических (поглощение света) [123] свойств ориентированной пленки $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ позволило выявить четкую корреляцию между этими свойствами. Обнаружено гигантское изменение пропускания света в инфракрасном диапазоне, а также большое магнетопропускание при прохождении температуры Кюри, соответствующей области проявления колоссального магнитосопротивления. Оценена возможность использования обнаруженных эффектов для создания оптоэлектронных устройств в инфракрасном диапазоне для контроля тепловых и магнитных полей.

При изучении транспортных и магнитных свойств ферромагнитных окислов со структурой перовскита обычно рассматриваются влияние спинового, зарядового и орбитального упорядочений (при этом говорят о спиновых, зарядовых и орбитальных степенях свободы). В кобальтитах появляется дополнительная степень свободы – величина спина ионов кобальта, которая является переменной, зависящей от термодинамических параметров (температуры, давления, магнитного поля и т.п.). В основном состоянии LaCoO_3 является немагнитным изолятором. При низкой температуре ионы Co^{3+} находятся преимущественно в низко-спиновом состоянии ($S=0$), что связано с небольшим преобладанием энергии кристаллического поля над энергией Хунда. Однако при повышении температуры происходит постепенный переход (spin-state transition) ионов Co^{3+} из низко-спинового состояния LS в высоко-спиновое состояние HS ($S=2$) или в состояние с промежуточным спином IS ($S=1$), причем последнее оказывается более стабильным. Легирование LaCoO_3 двухвалент-

ными ионами (например, Sr^{2+}) приводит к появлению обогащенных дырками областей в обедненной дырками матрице. При этом появившиеся в результате легирования ионы Co^{4+} также могут находиться в различных спиновых состояниях.

В выполненном исследовании спиновых состояний ионов кобальта в пленках кобальтита $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ ($x=0.15; 0.25; 0.35$) обнаружено [124], что оптические, магнитооптические и транспортные свойства этих пленок имеют особенности, которые могут определяться переходом ионов Co^{3+} из низкоспинового состояния ($S=0$) в состояние с промежуточным спином ($S=1$). Этот переход происходит при изменении не только температуры, но и магнитного поля. Было показано, что вышеуказанные свойства зависят также от числа орбитально-упорядоченных ионов Co^{3+} в полупроводниковой фазе этих пленок. Содержание орбитально-упорядоченных ионов Co^{3+} оказалось максимальным при $T \approx 180$ К независимо от концентрации Sr. Полученные результаты согласуются с гипотезой фазового разделения в кобальтитах со смешанной валентностью.

При изучении свойств манганитов и кобальтитов обнаружены эффекты гигантского температурного и магнитополевого изменения коэффициента поглощения электромагнитных волн (радио-, СВЧ и ИК диапазонов) вблизи температуры Кюри [125-128]. Эти эффекты обусловлены сильной зависимостью магнитной проницаемости от температуры и магнитного поля вблизи перехода парамагнетик-ферромагнетик в этих соединениях. Обнаруженные эффекты имеют как фундаментальное, так и прикладное значение. В частности возможно использование этих эффектов для разработки управляющих датчиков температуры и магнитного поля. Существенным преимуществом таких материалов является то, что их температура Кюри находится вблизи комнатной температуры. Важной особенностью является высокая чувствительность поглощения электромагнитных волн в этих веществах к магнитному полю. Например, в кобальтите $\text{La}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$ довольно низкое магнитное поле величиной около 2 кЭ приводит к относительному изменению поглощения радиоволн около 38 % [125]. Большая чувствительность к магнитному полю обнаружена в массивных керамических образцах манганитов [126] и кобальтитов [127,128]. Для тонких манганитных пленок столь же сильная чувствительность поглощения (или отражения) была обнаружена для света в ИК диапазоне [123].

III. НАШ ВКЛАД В ТЕОРИЮ ЭЛЕКТРОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ

Теория электронных явлений в нормальных металлах относится к тем областям современной физики, в которых роль харьковских физиков является определяющей. Эти исследования связаны с основополагающими работами И.М. Лифшица и его школы. Ниже мы очень кратко расскажем об основных результатах в этой области, полученных теоретиками отдела. Некоторые из них, такие как, например, теория гальваномагнитных явлений в металлах с открытой поверхностью Ферми (Лифшиц, Песчанский, 1958) и теория статического скин-эффекта (Азбель, Песчанский, 1965), вошли в учебники по электронной теории металлов. Читатель, который пожелает узнать об упомянутых ниже исследованиях поподробнее, сможет найти

необходимую информацию в целом ряде обзоров и статей, ссылки на которые есть в тексте.

1. Размерные эффекты

Работы группы теоретиков под руководством В.Г. Песчанского внесли весомый вклад в теорию кинетических явлений в металлических проводниках ограниченных размеров при произвольном характере взаимодействия носителей заряда с границей. В тонких, по сравнению с длиной свободного пробега носителей заряда l , пластинах и проволоках роль поверхности очень велика. Если толщина проводника $d \ll l$, практически все электроны часто сталкиваются с границей, рассеяние на которой, а не в объеме, начинает играть определяющую роль. В результате все кинетические коэффициенты существенно зависят от толщины образца (классический размерный эффект). Во внешнем магнитном поле, параллельном границе, сталкивающиеся с ней электроны, совершают движение по «скачущим» траекториям и при определенных условиях могут вносить определяющий вклад в поперечную (магнитному полю) проводимость.

Теоретически было предсказано, и вскоре этот эффект был обнаружен экспериментально, что в проводниках, сопротивление которых неограниченно растет с магнитным полем, происходит вытеснение токовых линий к поверхности. В достаточно сильном магнитном поле постоянный электрический ток в тонких пластинах оказывается почти полностью сосредоточенным в узком приповерхностном слое толщиной порядка диаметра электронной орбиты – статический скин-эффект [1-4]. Построение теории статического скин-эффекта при произвольной индикатрисе рассеяния (индикатриса рассеяния – ядро интегрального оператора, связывающего функции распределения падающих на границу и отраженных от нее электронов) носителей заряда поверхностью образца позволило создать неразрушающий метод изучения состояния металлической поверхности с помощью собственных квазичастиц [5,6].

Подробно изучено поглощение высокочастотного электромагнитного поля и ультразвука тонкими пластинами, помещенными во внешнее магнитное поле. Если толщина образца d меньше, чем экстремальный диаметр D_{extr} электронной орбиты в магнитном поле, то, например, периоды по магнитному полю осцилляций импеданса определяются уже не D_{extr} , как в массивном образце, а размером d [7]. Изменение траекторий движения электронов в результате зеркальных отражений границами пластины приводит к появлению целого набора периодических траекторий [8] и, соответственно, резонансов в коэффициентах поглощения электромагнитного поля и звука при совпадении характерных периодов движения с частотой внешнего воздействия [9].

В перпендикулярном (или наклонном) границе тонкой пластины магнитном поле возникает другой интересный эффект: кинетические коэффициенты становятся осциллирующими функциями магнитного поля (эффект Зондгаймера). Период осцилляций определяется из условия кратности периода обращения электрона в магнитном поле времени его движения от одной границы пластины к другой. Были детально изучены кинетические явления (электро- и теплопроводность [10,11], высо-

кочастотный импеданс [12], коэффициент поглощения звука [13,14]) в тонких пластинах в условиях эффекта Зондгаймера при произвольном законе дисперсии носителей заряда и произвольной индикатрисе поверхностного рассеяния.

Построена теория квантовых магнито-размерных эффектов в тонких пластинах и проволоках, несущих в себе значительно более детальную по сравнению с массивными образцами информацию об энергетическом спектре носителей заряда в металлах [15,16,17]. Проанализированы акустоэлектронные явления в металлах и слоистых проводниках в широкой области магнитных полей и показана высокая чувствительность магнитоакустических эффектов к виду закона дисперсии носителей заряда, как в массивных, так и в тонких проводниках [18, 19].

2. Кинетические явления в многослойных проводниках

Последовательное развитие теории кинетических явлений в металлах содержало несколько естественных этапов. Вслед за изучением свойств безграничных проводников последовало исследование явлений вблизи поверхности металла, в тонких пленках, и, наконец, в многослойных системах – проводниках, состоящих из двух или более тонких слоев, обладающих разными электрофизическими характеристиками. Такое развитие было связано с одной стороны с расширением технологических возможностей, а с другой – с поиском новых физических явлений. Теоретики отдела (Ю.А. Колесниченко, В.Г. Песчанский) внесли весомый вклад, который отражен в обзоре [20], в изучение кинетических явлений в многослойных проводниках.

Кинетические свойства многослойных проводников существенно отличаются от свойств, как массивных проводников, так и тонких пленок. Одной из главных причин этого отличия является взаимодействие электронов с границами раздела между слоями. При столкновении с границей электрон может отразиться от нее либо перейти в соседний слой. Такой характер электронных траекторий приводит к появлению целого ряда специфических размерных и резонансных высокочастотных эффектов в сильном магнитном поле [21].

Мы исследовали высокочастотные свойства тонких слоев нормального металла, граничащих со сверхпроводником. Было рассмотрено поглощение электромагнитной волны, которая падает на поверхность тонкой пленки, находящейся на сверхпроводящей подложке. В магнитном поле, параллельном поверхности, электроны, испытывающие андреевские отражения, формируют в объеме пластины всплеск высокочастотного электромагнитного поля. При определенном значении магнитного поля этот всплеск выходит к поверхности, изменяя ток в скин – слое, что проявляется в виде особенности в импедансе системы. Эта работа позволила описать эксперименты, в которых впервые наблюдалось андреевское отражение [22].

3. Фокусировка электронов в металлах магнитным полем

Метод электронной фокусировки (ЭФ) в металлах магнитным полем позволяет получать разнообразную информацию о носителях заряда – их спектре, релакса-

ционных свойствах, характере рассеяния на поверхности и др. Мы опубликовали цикл работ, в которых была построена теория метода электронной фокусировки ЭФ для различных экспериментальных ситуаций.

В случае, когда симметрия поверхностной решетки атомов не совпадает с симметрий кристаллической решетки в объеме металла, возможно многоканальное зеркальное отражение, при котором одному состоянию налетающего на границу электрона может соответствовать несколько отраженных состояний, удовлетворяющих условию сохранения энергии и параллельной границе компоненты квазиимпульса. Влияние этого эффекта на ЭФ изучалось в работе [23]. Было показано, что наличие нескольких каналов зеркального отражения приводит к появлению дополнительных максимумов на зависимости сигнала ЭФ от магнитного поля. Их амплитуда пропорциональна вероятности отражения в соответствующий канал, что позволяет определить вероятности процессов многоканального отражения. Мы предложили (Цой, Колесниченко, 1980) метод изучения кристаллографической структуры поверхности металла с помощью ЭФ. Он основан на измерении положения пиков ЭФ (по шкале магнитного поля), связанных с отражениями границей, при которых параллельная компонента квазиимпульса меняется на величину, пропорциональную вектору обратной поверхностной решетки [23].

Теория нелинейных явлений при ЭФ, возникающих вследствие электрон-фононного взаимодействия, была развита в работе [24]. В частности было показано, что ЭФ позволяет получить более детальную, чем другие методы, информацию об электрон-фононном взаимодействии, а именно изучать вероятность рассеяния на фононах электронов, обладающих экстремальным размером циклотронной орбиты в импульсном пространстве.

Была проанализирована геометрия эксперимента, когда между эмиттером и коллектором электронов на поверхность нанесено сверхпроводящее покрытие. Такие эксперименты позволяют наблюдать Андреевское отражение и определять его вероятность. Изучена ЭФ в случае, когда траектория электронов пересекает межкристаллитную границу и найдена связь амплитуды линий фокусировки с параметрами, характеризующими взаимодействие с ней электронов. Исследованы нелинейные эффекты в ЭФ, связанные с влиянием на траектории электронов электрического поля вблизи эмиттера и собственного магнитного поля тока. Об этих и других наших результатах по теории электронной фокусировки можно прочесть в обзорной статье [25].

4. Электронный транспорт в органических проводниках

Поиск новых материалов с заранее заданными свойствами привлек внимание к проводникам органического происхождения со слоистой или нитевидной структурой. Значительная часть таких проводников обладает металлическим типом проводимости и резкой анизотропией электропроводности.

Нами предсказан и изучен ряд эффектов, которые имеют место в слоистых проводниках и отсутствуют в обычных металлах. Рассмотрены гальвано- и термомагнитные явления в слоистых проводниках при произвольном виде квазидвумерного либо квазиодномерного энергетического спектра носителей заряда в квантую-

щем магнитном поле [26-30]. Мы показали, что специфика квазидвумерного энергетического спектра при наличии градиента температуры приводит к гигантским квантовым осцилляциям термоэлектрического поля. Найдены зависимости термоэдс от величины и ориентации сильного магнитного поля. Совместное исследование магнитосопротивления и термоэлектрических эффектов в квантующем магнитном поле позволяет получить важную детальную информацию об электронах проводимости, в частности определить распределение скоростей на поверхности Ферми и циклотронные эффективные массы носителей заряда, формирующих квантовые осцилляционные эффекты. В проводниках с многолистной поверхностью Ферми удастся определить вклады отдельных «листов» в электронный транспорт [30].

Исследованы электронные явления в тонких слоистых проводниках, когда толщина образца меньше или порядка длины свободного пробега носителей заряда. Показано, что учет магнито-размерного квантования энергии электронов проводимости приводит к своеобразным квантовым осцилляционным эффектам, специфичным для квазидвумерных проводников [31].

Проанализировано поглощение звуковых волн в органических слоистых проводниках [32] и показано, что в проводниках с многолистной поверхностью Ферми наличие листов в виде гофрированных плоскостей существенно влияет на поведение декремента затухания звука в магнитном поле [33]. Предсказаны гигантские осцилляции декремента затухания с обратной величиной магнитного поля, не связанные с квантованием энергии носителей заряда [34]. Получены условия акустической прозрачности слоистых проводников, стимулированной магнитным полем [35]. Изучено распространение акустических волн в квантующем магнитном поле и выявлена роль джоулевых потерь в поглощении энергии звуковой волны в квазидвумерных проводниках [35].

Исследовано распространение электромагнитных волн в слоистых проводниках. Вычислены квантовые осцилляции поверхностного импеданса и предсказано существование осцилляций, слабо затухающих с температурой [37].

5. Коллективные моды в квазидвумерных проводниках

Распространение коллективных мод в квазидвумерных проводниках в магнитном поле обладает рядом особенностей в связи с тем, что скорость дрейфа носителей заряда v_D является осциллирующей функцией угла наклона магнитного поля по отношению к слоям. При тех ориентациях магнитного поля, при которых скорость v_D мала, затухание Ландау отсутствует, и возможно распространение слабозатухающих волн даже в условиях сильной пространственной дисперсии при произвольных направлениях волнового вектора [38]. Найден спектр циклотронных волн в слоистых проводниках с учетом ферми-жидкостных корреляций между электронами проводимости, определены условия их наблюдения [39,40,41]. Показано, что благодаря корреляционным эффектам существуют окна прозрачности для электромагнитных волн с различной поляризацией даже при слабой интенсивности ферми-жидкостного взаимодействия [40].

В условиях существенного проявления эффекта де Газа-ван Альфена рассчитаны магнитная восприимчивость и доменная структура слоистого проводника при

произвольной ориентации внешнего магнитного поля относительно слоев. Показано, что амплитуда магнитной восприимчивости является осциллирующей функцией угла между магнитным полем и нормалью к слоям с резким максимумом вдоль выделенных направлений магнитного поля. Получен спектр собственных низкочастотных мод электромагнитного поля с учетом индуцированного магнетизма электронов проводимости [42].

6. Нелинейные электромагнитные волны в металлах в условиях сильного магнетизма электронов проводимости

Нелинейные эффекты при распространении электромагнитных волн в металлах обычно невелики. Созданию достаточно большого электрического поля препятствует высокая электропроводность, а нелинейность, обусловленная влиянием магнитного поля волны, подавлена внешним полем H_0 . Однако, при столь низких температурах, когда необходимо учитывать квантование уровней энергий носителей заряда в магнитном поле и осциллирующая часть магнитной восприимчивости χ достигает значений порядка $1/4\pi$, индуцированный магнетизм может привести к возникновению своеобразного механизма нелинейности, даже при малой амплитуде волны [43-46].

В условиях сильного магнетизма электронов проводимости различие между магнитным полем H и магнитной индукцией B существенно даже в проводниках без магнитного упорядочения. Намагниченность M , и магнитное поле $H = B - 4\pi M$ являются сложными функциями магнитной индукции $B = B_0 + \tilde{B}(r, t)$, где B_0 – её однородная часть, а $\tilde{B}(r, t)$ поле волны. Для тех значений внешнего поля B_0 , когда χ близко к $1/4\pi$, линейный член разложения магнитного поля H по степеням $\tilde{B}(r, t)$ может оказаться того же порядка величины, что и нелинейные слагаемые и волновые процессы становятся существенно нелинейными.

IV. К ИСТОРИИ ОТДЕЛА ЭЛЕКТРОННЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ

Ю.Ф. Комник

Вспоминая историю отдела электронных кинетических свойств металлов, я с восхищением и благодарностью думаю о тех интересных и способных людях, с которыми мне посчастливилось трудиться. Все они пришли со студенческой скамьи в статусе молодых специалистов. Многие годы, если удавалось договориться с руководством института о взятии в отдел нового сотрудника, я ездил на распределения в Харьковский университет (физический факультет) и в Харьковский политехнический институт (кафедра физики металлов и полупроводников) и там подбирал сотрудников. В большинстве случаев эти акции оказались удачными.

До того, как был образован отдел, я работал (с 1964 г.) в отделе сверхпроводниковой электроники, которым руководил Игорь Михайлович Дмитренко. На тот момент я уже был кандидатом наук. В этом отделе была начата работа по созданию

экспериментальной базы для получения и изучения сверхпроводящих свойств тонких пленок. На начальном этапе у меня не было научных сотрудников, а были два технических работника, занятых монтажом и наладкой вакуумных камер и криостатов, изготовленных в опытном производстве. Но через несколько месяцев у меня появился первый научный сотрудник – Валентина Владимировна Пилипенко, окончившая ХПИ, хорошо знающая структурные методы исследования вещества. Я предложил ей заняться электронной микроскопией структуры тонких пленок. В этот же период пришел на дипломную работу из ХПИ Евгений Игоревич Бухштаб. Уже тогда я высоко оценил его научный потенциал. Сначала я задумал в качестве темы дипломной работы попытаться обнаружить в тонких пленках квантовый размерный эффект, но из-за неподготовленности методической базы и под влиянием И.М. Дмитренко изменил тему на изучение свойств сплавов висмут-сурьма в тонких слоях. После защиты диплома и поступления в аспирантуру во ФТИНТ (1965 г.) Е.И. Бухштаб вернулся к задаче наблюдения квантового размерного эффекта в тонких слоях висмута. Задуманный эксперимент потребовал весьма длительной подготовки. Мы четко понимали, что невозможно достоверно проследить изменение проводимости с толщиной пленки на серии образцов, полученных в разных вакуумных циклах, поскольку каждая такая пленка индивидуальна и разброс сопротивлений велик (даже для нескольких пленок одной толщины). Поэтому мы решили провести измерения на одном образце переменной толщины. Нужны были специальные маски с узкой длинной прорезью и многочисленными потенциальными отводами для измерения сопротивлений на отдельных участках образца. Долго искали, где в Харькове могут изготовить такие маски. Со временем проблема решилась.

В это время в отдел пришел еще один молодой сотрудник – выпускник ХГУ Константин Маньковский. Я предложил ему заняться экспериментами с помощью туннельного эффекта. К.К. Маньковский оказался способным физиком, хорошо знающим измерительную технику и электронику, правда, иногда проявляющим скепсис в отношении результатов измерений (чаще всего это полезно для дела, но иногда губительно для проделанной работы).

В начале 1968 г. мы все вчетвером перешли в новый отдел (№ 30), который возглавил директор института Борис Иеремиевич Веркин. Там же оказался Игорь Кондратьевич Янсон со своей сотрудницей Ириной Албеговой, а также из отдела Виктора Валентиновича Еременко перешли Юрий Николаевич Цзян и Юрий Абрамович Богод. Они оба пришли в институт вскоре после его образования и очень хорошо зарекомендовали себя в отделе В.В. Еременко, но тематика, которой они занялись – кинетические явления в монокристаллах висмута и алюминия – выпадала из сложившейся к тому времени тематики отдела (низкотемпературная магнитооптика антиферромагнетиков). Ближайшими и постоянными на многие последующие годы сотрудниками у них были: у Ю.Н. Цзяна – Ольга Георгиевна Шевченко (с 1965 г.), а у Ю.А. Богода – Виталий Борисович Красовицкий (с 1967 г.).

В составе отдела №30 была большая группа сотрудников у Бориса Яковлевича Сухаревского, занимавшаяся термодинамическими свойствами твердых тел, а также созданный Борисом Иеремиевичем коллектив из биофизиков. Все эти группы пополнялись молодыми физиками и биофизиками. Так у И.К. Янсона добавились П. Чубов, Ю. Пилипенко, Н. Богатина и др. А в группы, занятые изучением кинетиче-

ских свойств металлов, пришли в 1968 году Владимир Васильевич Андриевский, Юрий Владимирович Никитин и Леонид Анатольевич Яцук (все из ХГУ) и Рифкать Гаптрахманович Валеев (из МГУ, по просьбе проф. Н.Б. Брандта). Далее появился еще один сотрудник – Александр Валериевич Бутенко.

В течение 1970 года отдел Б.И. Веркина, имевший к тому моменту численность более 60 человек, был разделен на три отдела: отдел туннельной спектроскопии сверхпроводников во главе с И.К. Янсоном, отдел биофизики кристаллов макромолекул во главе с Б.Я. Сухаревским и отдел электронных кинетических свойств металлов, который предстояло возглавить мне. Начальная численность нашего отдела (вместе со вспомогательными и техническими работниками) составила 22 человека. После перехода в ООКТБ В.Н. Павлова и Б.С. Кушнарева, занимавшихся разработкой криостата с растворением ^3He , численность уменьшилась, но в 1970 году восстановилась с приходом в отдел молодых физиков – Валентина Герасимечко и Гариса Онокиенко (оба в группу Ю.А. Богода). В последующем численность отдела оставалась на уровне 19-20 сотрудников.

Коллектив отдела, как видно из сказанного выше, состоял из способных молодых физиков, которые с энтузиазмом и интересом включались в физические исследования. С позиций сегодняшнего дня я называл по имени-отчеству сотрудников, которые составили научный костяк отдела, определяли творческую атмосферу в коллективе и получили наиболее важные научные результаты. Почти все они в дальнейшем защитили кандидатские диссертации, а некоторые стали докторами физ.-мат. наук. Ниже я добавлю еще несколько личностей по имени-отчеству по той же причине.

Теперь имеет смысл охарактеризовать этих сотрудников и представить их заслуги.

Энергичный и общительный Евгений Игоревич Бухштаб, несомненно, представляет собой незаурядную, творческую личность. Он с оптимизмом и легкостью выполнял физические исследования, разбирался в сложных теориях и новых воззрениях. Я заметил, как легко он находит контакт с людьми, будь то молодые физики из Москвы и Черноголовки, или же канатчики на горнолыжных подъемниках Кавказа и Карпат.

Здесь следует продолжить повествование об эпопее по наблюдению квантового размерного эффекта в пленках висмута. Я не представлял себе, что кому-то в мире придет в голову идея попробовать провести такие наблюдения. Правда, вспоминается один эпизод. В мае 1965 года Борис Иеремиевич Веркин устроил торжества в честь пятилетия со дня образования института. Приехало очень много приглашенных известных физиков из Москвы и Киева. Игорь Михайлович Дмитренко, представляя меня группе физиков из Москвы, сказал: "А вот Юрий Федорович будет заниматься квантовым размерным эффектом". Последовали вопросы: "Что это? Можно ли наблюдать?". Мой ответ: "В нормальных металлах период осцилляций, скорее всего, равен периоду решетки, но вот в висмуте и полупроводниках...". Как я уже рассказывал выше, подготовка задуманного эксперимента несколько затянулась. Но когда все было подготовлено и проведены измерения, мы увидели осцилляции. Но тут появляется публикация в "Письмах в ЖЭТФ" физиков из московского ИРЭ (Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, М.И. Елинсон) о наблюдении осцилляций кинетических

свойств пленок висмута с толщиной. Измерения были проведены на многих сериях образцов различной толщины. Нас поразило, как авторы смогли справиться с разбросом точек. Возможно, эффект размерного квантования столь сильный, что он перекрывает разброс точек? Мы направили свои результаты в печать. В “Письма в ЖЭТФ” пошла статья о наблюдении квантового размерного эффекта в тонких пленках сурьмы. Разработанная методика образцов переменной толщины позволила наблюдать осцилляции проводимости с малым периодом по толщине. Если в пленках висмута период осцилляций составлял $260\text{\AA}$, то в пленках сурьмы на порядок меньше ($\approx 28\text{\AA}$).

Таким образом, получилось, что квантовый размерный эффект был открыт одновременно и независимо в Москве, в лаборатории М.И. Елинсона в ИРЭ, и в Харькове, во ФТИНТе. В.Н. Луцкий и мы докладывали свои результаты на одних и тех же конференциях, публиковали свои результаты в одних и тех же журналах. Надо отметить, что первые русскоязычные публикации о наблюдении квантового размерного эффекта в тонких пленках вызвали целый вал работ на эту тему различных авторов в мировой физике. Активно развивалась теория квантового размерного эффекта (Б.А. Тавгер, В.Я. Демиховский, В.Б. Сандомирский; И.О. Кулик, С.С. Недорезов во ФТИНТе и др.). У нас же с москвичами возникла состязательная ситуация по расширению наблюдений различных проявлений квантового размерного эффекта. Используя метод образцов переменной толщины, мы посягнули на пленки нормального металла – олова, и получили вполне убедительный результат: суперпозиция осцилляций с периодами 19, 10 и $8\text{\AA}$ от размерного квантования в малых группах в олове. Более того, доказано существование квантово-размерных осцилляций критической температуры сверхпроводящего перехода и щели в пленках олова с периодом $8\text{\AA}$ (см. раздел II, п. 3). Эти эксперименты выполнены Е.И. Бухштабом с участием Ю.В. Никитина и К.К. Маньковского.

Юрий Владимирович Никитин как нельзя лучше пришелся по нраву и своим способностям в пару к Е.И. Бухштабу. Ценитель юмора, собиратель анекдотов и карикатур, общительный Ю.В. Никитин оказался очень хорошим экспериментатором и разносторонним физиком. С его участием были выполнены эксперименты, однозначно доказавшие, что осцилляции проводимости пленок с толщиной связаны с параметрами электронного спектра металла, как и следует из теории квантового размерного эффекта. Так, растворение в пленке висмута небольшого количества сурьмы привело, как и ожидалось, к увеличению периода квантово-размерных осцилляций, а в образцах переменного состава висмут-сурьма, но постоянной толщины были обнаружены квантово-размерные осцилляции нового типа. Заслугой Ю.В. Никитина явился красивый цикл исследований особенностей гальваномагнитных свойств пленок висмут-сурьма.

Ранее очень яркие особенности гальваномагнитных свойств, наряду с квантовым размерным эффектом, продемонстрировали тонкие пленки висмута. Общительный и контактный Владимир Васильевич Андриевский, великолепный экспериментатор и разносторонний физик, накопил целый альбом записей изменения магнитосопротивления пленок в перпендикулярном и параллельном магнитных полях, из которого было видно, что магнитосопротивление загадочным образом изменяется от положительного к отрицательному, бывает с максимумом или с минимумом, с на-

сыщением и без него, и все это происходит с изменением толщины пленки и температуры. Обсуждения с видными теоретиками в ключе классического размерного эффекта не принесли понимания этих явлений. Кроме того, температурное изменение сопротивления тонких пленок висмута в гелиевой области температур также не укладывалось в известные модели. Все стало понятно, когда появилась теория квантовых интерференционных эффектов в слаборазупорядоченных проводниках – это эффекты слабой локализации электронов и электрон-электронного взаимодействия. Мы тут же написали краткое сообщение в журнал “Физика низких температур”. Начали появляться многочисленные статьи о наблюдении эффектов слабой локализации и взаимодействия в различных электронных системах (в том числе, в пленках висмута, к чему пришли и наши московские коллеги В.Н. Луцкий, А.К. Савченко, М.Е. Гершензон). Но мы вправе были считать, что были первыми у истоков этих явлений, наблюдали их и описали в своих статьях еще до появления теории.

Началась следующая после квантового размерного эффекта эпопея исследований – изучение квантовых интерференционных эффектов в различных системах: в тонких пленках металлов и полуметаллов, в двумерных электронных системах, а именно в, так называемых, дельта-слоях в полупроводниках, в гетеропереходах и гетероструктурах с квантовыми ямами (полученные результаты кратко изложены в разделе II, п. 5 и 6). Этими задачами занимались Е.И. Бухштаб, В.В. Андриевский, А.В. Бутенко, В.Ю. Каширин. Владимир Юрьевич Каширин, молодой физик, окончивший в 1985 году ХГУ, очень успешно вписался в научный коллектив, быстро освоил криогенную и измерительную технику, и столь же стремительно получил много интересных результатов, защитил кандидатскую диссертацию, но, к сожалению, в трудном 1997 году ушел в коммерческую структуру.

Еще одно направление исследований в отделе связано с такой незаурядной и талантливой личностью, как Борис Иосифович Белевцев. Надо вернуться в 1969 год, когда Б.И. Белевцев поступил в аспирантуру ФТИНТ. Я предложил ему это сделать, когда он после окончания ХПИ начал работать по направлению в УФТИ. Думаю, что переход во ФТИНТ открыл ему большие возможности для научного роста. Предложенная ему тема работы предусматривала получение конденсированных пленок при гелиевой температуре подложки и изучение их электрических свойств. Ранее в работах В. Буккеля, А.И. Шальникова, Б.Г. Лазарева было показано, что при низкотемпературной конденсации некоторых металлов (висмут, галлий и др.) образуется сверхпроводящая фаза – как оказалось, аморфный конденсат. Это уникальный объект, поскольку это аморфный металл, состоящий из атомов одного сорта, в отличие от ставших тогда популярными “металлических стекол”. Основным полученный результат – полная корреляция электрических свойств и температуры сверхпроводящего перехода с изменяющейся координационной структурой аморфного металла. Последняя была восстановлена из дифракционных данных, полученных с помощью низкотемпературной электронографии Л.А. Яцуком.

Леонид Анатольевич Яцук, спокойный и трудолюбивый исследователь, из рук которого рождались удивительные вещи, создал низкотемпературную приставку к горизонтальному электронографу, позволившую производить испарение и конденсацию металла на тонкую полимерную пленку при гелиевой температуре и далее снимать электронограммы, изменяя температуру и толщину конденсата. Восстанов-

ление из дифракции с помощью Фурье-преобразования функций радиального распределения атомной плотности показало, что координационная структура аморфного металла не однотипная, как это предполагалось в различных моделях, а имеет много форм, переходящих одна в другую под влиянием температуры, а в пленках – еще и ее толщины. Все это дало богатый материал для определения структурного фактора и расчета сопротивления аморфного металла по формуле Займана. Для описания сверхпроводимости аморфного металла Б.И. Белевцев предложил подход, также основанный на дифракционных данных (см. раздел II, п. 9).

После эпопеи с аморфными металлами Б.И. Белевцев занялся в широком плане проблемой влияния разупорядочения на кинетические характеристики проводников и распаривающего влияния разупорядочения в сверхпроводниках. Разупорядочение достигалось различными приемами, помимо низкотемпературной конденсации, также внесением легких примесей (водорода, кислорода), радиационным облучением и т.п. Через группу Б.И. Белевцева прошло много молодых физиков (всего десять человек). Один из них, Александр Владимирович Фомин, проработавший в группе 14 лет, оставил самые яркие и теплые воспоминания. А.В. Фомин относится к категории людей, которые “могут все” – спроектировать криостат с откачкой ^3He , совмещенный с высоковакуумной камерой для получения пленок, собрать эту установку и наладить, создать измерительную схему, выполнить сложный эксперимент, получить результат, сделать компьютерную обработку данных и т.д. Жаль, что такой трудолюбивый и доброжелательный человек в силу ряда причин в 1990 году ушел из отдела. С А.В. Фоминым Борис Иосифович получил основные экспериментальные результаты по проблеме влияния разупорядочения на кинетические свойства проводников и сверхпроводников (см. раздел II, п. 10). В последние годы Б.И. Белевцев переключился на новую тематику – особенности свойств сильнокоррелированных систем с фазовыми переходами и магнитным упорядочением; проводит эти исследования вместе со своими сотрудниками Н.В. Далаковой, Е.Ю. Беляевым, И.И. Логвиновым.

В свое время смена тематики произошла и у Владимира Васильевича Андриевского. Оценивая экспериментальные способности В.В. Андриевского как чрезвычайно высокие, я предложил ему после защиты кандидатской диссертации заняться реализацией поперечной электронной фокусировки в кристаллах висмута. Этот метод сродни развитой во ФТИНТе микроконтактной спектроскопии, но для реализации сложнее, потому что надо создать два близко расположенных микроконтакта на поверхности кристалла и обеспечить баллистический пролет электронов в кристалле. Владимир Васильевич блестяще справился с методическими трудностями. Ему удалось получить очень выразительные и богатые записи сигнала электронной фокусировки, которые вылились в целый ряд важных результатов, относящихся к проблеме релаксации и взаимодействия носителей заряда в кристалле и на его поверхности (результаты сформулированы в разделе II, п. 4). Один результат надо выделить как важнейший – наблюдение дифракции в электронном потоке, втекающем в кристалл через микроконтакт. Экспериментом и обработкой результатов вместе с В.В. Андриевским также занимались его сотрудники Елена Асс и Сергей Рожок. Елена Игоревна Асс проявила себя как очень ценный участник экспериментального исследования и обсуждения полученных экспериментальных данных. На защите

кандидатской диссертации Е.И. Асс одним из оппонентов был Валерий Степанович Цой из Черногловки, открывший эффект поперечной электронной фокусировки. В своем выступлении он выразил удивление тому, что эта методически сложная экспериментальная задача “легла на хрупкие плечи столь изящной женщины”. Между тем, ей удалось получить новые результаты, о которых В.С. Цой отозвался очень одобительно.

В последний период времени В.В. Андриевский занимается изучением магнитоквантовых осцилляций и квантовых интерференционных эффектов в двумерном электронном газе в гетероструктурах с квантовыми ямами. У него есть очень способный сотрудник Игорь Борисович Беркутов, которого я, оценивая его экспериментальные и теоретические возможности, отношу к категории физиков, которые “могут все”. И.Б. Беркутов выполнил и защитил кандидатскую диссертацию по краевым возбуждениям (магнитоплазмонам) в системе двумерных электронов над жидким гелием и успешно вошел в новую проблематику двумерных электронных систем в твердом теле. Игорь Борисович – эрудированный физик с тонкой интуицией, обладающий разносторонними навыками проведения физического эксперимента. Он проводит измерения на криостате, состоящем из рефрижератора растворения ^3He - ^4He , предназначенного для получения сверхнизких температур, и сверхпроводящего соленоида.

Монокристаллы висмута, этого уникального полуметалла, на котором были открыты почти все осцилляционные и резонансные эффекты, были объектом исследования Юрия Абрамовича Богода и его сотрудников. В его группе была создана высокочувствительная измерительная установка на базе сверхпроводящего соленоида и установка с импульсным магнитным полем (до 25 Тл) и импульсным током, оснащенная осциллографической техникой. Ставились различные задачи: влияние размеров и формы кристалла на розетки магнитосопротивления, изучалась роль плоскостей двойникования и др., но основными проблемами на многие годы оставались две: открытые Ю.А. Богодом и В.Б. Красовицким высокотемпературные осцилляции магнитосопротивления висмута и генерация неравновесных фононов в нелинейном режиме (эффект Есаки).

Юрий Абрамович Богод – человек творческий, мудрый и эрудированный, разносторонне талантливая личность; он всегда имел соображения, куда надо двигаться дальше. Составление текущих планов и формулировка задач по выполняемым темам не вызывали затруднений: надо ставить новые эксперименты для выяснения физической природы этого загадочного явления – высокотемпературных осцилляций проводимости висмута в магнитном поле, а также изучать особенности эффекта Есаки, не имеющего полного теоретического объяснения. Первой задачей занимался, в основном, Виталий Борисович Красовицкий, великолепный физик-экспериментатор, хорошо владеющий измерительной техникой, с участием Валентина Герасимечко, а позже с участием способной и трудолюбивой Екатерины Тимофеевны Лемешевской (см. раздел II, п. 2).. А вторую задачу экспериментально решал Рифкать Валеев, после него Петр Финкель и Сергей Бенгус (см. раздел II, п. 8). После отъезда Ю.А. Богода в Израиль ко второй задаче подключился В.Б. Красовицкий, продемонстрировав свой высокий научный потенциал и разностороннюю образованность физика.

Еще одна яркая личность в истории отдела – это Юрий Николаевич Цзян, блистательный экспериментатор, разносторонне мыслящий физик с широкими научными интересами, способный проникнуть в суть сложных физических явлений. Свидетельством его высоких экспериментальных способностей является создание им еще на заре научного роста высокочувствительного вольтметра на основе сверхпроводящего модулятора для измерения напряжений на уровне 10^{-12} вольт. Такой прибор позволил ставить экспериментальные задачи, в которых тонкие особенности поведения проводимости будут проявляться в виде очень малых изменений напряжения. К тому же Юрий Николаевич способен (можно сказать, любит) мобильно переключаться с привычной задачи на поиски нового явления, предсказанного теоретиками, как это часто случается сейчас у зарубежных физиков. Так, после установления процессов переброса и доказательства существования магнитного пробоя в алюминии, был обнаружен эффект взаимного увлечения электронов и фононов, переданный через непроводящую среду, произведено наблюдение образования температурно-электрического домена в металле в особой тепловой ситуации (отражено в разделе II, п. 1)., измерен эффект Бернулли в сверхпроводнике (не отражено в разделе II), выполнен красивый цикл исследования эффектов квантовой интерференционной природы в нормальном металле, контактирующем со сверхпроводником – эффект избыточного сопротивления и магниторезистивные осцилляции (см. раздел II, п. 7). Во всех этих исследованиях неизменным участником являлась Ольга Георгиевна Шевченко, очень эрудированный физик с тонкой физической интуицией и незаменимый помощник в подготовке и проведении экспериментов. Для решения поставленных задач им приходилось создавать миниатюрные устройства, обходясь без технологий, принятых в микроэлектронике, благодаря тому, что в этих системах использовались металлы очень высокой частоты. В последнее время Ю.Н. Цзян переключился, как и другие, на модную тематику в области систем с сильно коррелированными электронами и с магнитным упорядочением.

Нельзя не вспомнить еще об одной участнице становления и развития отдела и его тематики – о Валентине Владимировне Пилипенко. Ее можно охарактеризовать как “лучезарная доброта и приветливость к окружающим”. В.В. Пилипенко занималась структурными исследованиями тонких пленок, в основном электронной микроскопией и электронографией и давала полезную информацию об объектах исследований. Вначале она работала на отечественном электронном микроскопе ЭМ5, но со временем мы его списали, как морально устаревший. В институте появились два японских электронных микроскопа – один был куплен в новый отдел биофизики, а второй появился в отделе Виталия Михайловича Дмитриева, где изучались динамические эффекты в сверхпроводимости тонких пленок. По договоренности на одном из микроскопов работала В.В. Пилипенко. Я ей предложил самостоятельную тему исследований, которая включала две задачи – изучение и математическое описание начальной стадии образования пленок и изучение зависимости периода решетки от размера кристалликов в островковом конденсате. Валентина Владимировна с блеском справилась с этими задачами и успешно защитила кандидатскую диссертацию.

В 1981 году в состав отдела были переведены из ООКТБ Борис Николаевич Александров и его сотрудница Нина Далакова. Б.Н. Александров, специализировавшийся на зонной очистке металлов и получении высокочистых монокристаллов,

начал свою деятельность в физико-математическом секторе, затем заведовал лабораторией в ООКТБ, но научной проблемой, которой он занимался, было примесное рассеяние электронов в металлах при низких температурах, что вполне вписывалось в тематику нашего отдела. К сожалению, в 1992 году Борис Николаевич скончался от инфаркта.

Постоянным действующим лицом все годы является квалифицированный специалист Александр Анатольевич Коваленко, который обеспечивает создание различных приспособлений и устройств к вакуумным установкам и криостатам. Все члены коллектива отдела ценят его помощь в решении технических проблем.

Следует отметить, что сотрудники отдела в период 1971-2002 годов успешно представляли свои результаты на многочисленных симпозиумах, всесоюзных и международных конференциях. Всего за этот период сделано более 250 докладов и опубликовано 328 научных статей. Кроме того, весьма эффективно складывалась работа ряда сотрудников в зарубежных лабораториях. Так Б.И. Белевцев работал в лаборатории Буккеля в Карлсруэ, Германия, а в последующем несколько раз выезжал к проф. Ногелю в Техасский университет, США. В.Б. Красовицкий продемонстрировал свой высокий научно-методический уровень в Тохоку университете, Япония, а также в Техасском университете, США. Аналогично очень хорошо зарекомендовал себя И.Б. Беркутов, дважды работая в Кюшу университете, Япония, и также дважды – в университете Манчестера, Великобритания.

В жизни отдела, наполненной творческим энтузиазмом и легкостью общения, помимо приятных событий, как поездки на различные конференции, симпозиумы и школы, и менее приятных, но легко переносимых событий, как выезд на сельхозработы и субботники, были и огорчительные для руководителя отдела моменты – это потеря по разным причинам ценных сотрудников. Такой потеей стал Ю.В. Никитин, который в 1982 году перешел на преподавательскую работу на кафедру физики военного университета. Аналогичное событие произошло в 1987 году с Р.Г. Валеевым. Ощутимой потерей для отдела явился переход в 1986 году на преподавательскую работу на кафедру физики ХПИ В.В. Пилипенко. В 1987 году А.В. Бутенко тоже перешел на работу в учебный институт. На кафедре физики ХПИ с 1996 года работает Е.Т. Лемешевская. Все они получили звание доцента.

Дальнейшие потери некоторых сотрудников связаны с отъездом за рубеж в девяностые годы. Первым в 1990 году уехал в Израиль Ю.А. Богод. Он был принят по рекомендациям в институт Вейсмана и продолжил научную деятельность. Через год выехал в Израиль Е.И. Бухштаб. В Израиле он продолжил заниматься физическими исследованиями в Технионе, в Хайфе. Там же, в Хайфе, но в другом университете, оказался А.В. Бутенко. Совершенно неожиданным для меня был отъезд в Израиль Л.А. Яцука. Кроме Израиля представители отдела есть и в США (И. Сахновский, П. Финкель, С. Рожок), и в Канаде (Е.И. Асс).

Сохранившийся к концу 2002 года научный костяк отдела – носители его традиций – это В.В. Андриевский, Б.И. Белевцев, В.Б. Красовицкий и Ю.Н. Цзян, а также их сотрудники готовы и дальше браться за новые задачи.

С 1 декабря 2002 года началась новая история отдела, теперь уже “Отдела квантовых кинетических явлений в проводящих системах” во главе с доктором физ.-мат. наук профессором Юрием Алексеевичем Колесниченко.

V. КОРОТКО ОБ ИСТОРИИ ОТДЕЛА ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В.Г. Песчанский

В 1970 г. объединенный теоретический отдел ФТИИТ был разделён на три самостоятельных отдела. Основным направлением исследований в отделе электронной теории твердых тел (отдел №7) стало теоретическое изучение электронных явлений при низких температурах. Экспериментальное исследование этой проблемы было сосредоточено в одновременно созданном экспериментальном отделе №6.

Стартовый состав отдела №7 – 14 сотрудников и небольшая группа аспирантов. В отделе был один доктор наук – В.Г. Песчанский, 5 кандидатов наук – В.П. Галайко, А.В. Свидзинский, Л.С. Кукушкин, С.С. Недорезов, В.А. Попов и 8 молодых специалистов (Т.Н. Анцигина, Е.В. Безуглый, О.В. Кириченко, С.А. Корж, А.И. Копелиович, В.С. Кулешов, В.С. Лехциер, В.В. Полевич).

В 1971 году отдел пополнился выпускниками Харьковского университета М.А. Лурье и А.М. Фришманом. В этом же году поступили в аспирантуру Е.Н. Братусь (рук. А.В. Свидзинский), С.Н. Савельева и В.В. Синолицкий (рук. В.Г. Песчанский) и вместе с поступившими ранее А.А. Логиновым (рук. В.А. Попов) и В.С. Шумейко (рук. В.П. Галайко) приняли участие в решении научных проблем отдела. В 1971 году в 7-й отдел перешли из УФТИ А.Е. Боровик и С.А. Гредескул.

После окончания аспирантуры С.Н. Савельева поступила на работу в ленинградский ФТИ им. А.Ф. Иоффе, В.В. Синолицкий – в ДонФТИ. АН Украины, а В.С. Лехциер вернулся в свой родной город Киев и работал в теоретическом отделе института металлофизики АН Украины. А.В. Свидзинский переехал в Симферополь, где возглавил кафедру теоретической физики местного университета. В конце семидесятых он создал в Луцке Волынский государственный университет и долгое время оставался его первым ректором.

Эти потери в 1975 году были компенсированы приходом в отдел перспективных молодых специалистов Ю.А. Колесниченко, Г.П. Микитика и В.И. Гришаева (первые два из них ныне доктора наук).

В 1971 году защитил докторскую диссертацию А.В. Свидзинский, в 1975-м – В.П. Галайко, а к концу семидесятых стали докторами наук В.А. Попов, Л.С. Кукушкин и С.С. Недорезов.

Научные достижения сотрудников отдела №7 были удостоены двумя Государственными премиями Украины: С.А. Гредескул – за исследование неупорядоченных систем (совместно с И.М. Лифшицем и Л.А. Пастуром), А.Е. Боровик и В.А. Попов – за предсказание и построение теории промежуточного состояния антиферромагнетиков (совместно с В.Г. Барьяхтаром). Позднее, за теоретические исследования кинетических явлений в сверхпроводниках, выполненные в отделе №7, получили Государственную премию УССР В.П. Галайко и Е.В. Безуглый.

Сотрудниками отдела электронной теории твердых тел в семидесятые была завершена работа по построению теории статического скин-эффекта (О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, С.Н. Савельева). Эта теория позволила создать неразрушающий метод исследования состояния поверхности металла с помощью собственных

квазичастиц. Построена теория кинетических явлений в проводниках малых размеров. Предсказан ряд магнитоакустических явлений в металлах, содержащих детальную информацию о энергетическом спектре носителей заряда (В.М. Гохфельд, В.Г. Песчанский). Построена теория высокочастотных явлений при многоканальном отражении электронов поверхностью проводника (О.В. Кириченко, М.А. Лурье, В.Г. Песчанский). Исследованы квантовые размерные эффекты в металлах в магнитном поле в образцах произвольной формы и произвольной топологической структуры электронного энергетического спектра (С.С. Недорезов, В.В. Синолицкий). Предсказано аномальное проникновение электромагнитного поля вглубь тонкой пластины в слабом магнитном поле (М.А. Лурье, В.Г. Песчанский, К. Ясемидес). Построена теория эффектов фокусировки электронов в металлах внешним магнитным полем (С.А. Корж, Ю.А. Колесниченко, В.Г. Песчанский), Исследована проводимость и высокочастотные эффекты в металлических бикристаллах (двухслойных пластинах) и тонких металлических пленках, граничащих с одной из сторон с сверхпроводником (Ю.А. Колесниченко, В.Г. Песчанский).

Отдел просуществовал до 1985 года, когда в результате реорганизации его сотрудники были переведены в другие теоретические отделы, которых к тому времени было уже пять. К моменту расформирования в отделе было 20 сотрудников, из них 5 докторов наук и 13 кандидатов наук. Поскольку ядро группы теоретиков отдела квантовых кинетических явлений в проводящих системах составляют исследователи, ранее работавшие в отделе №7, мы считаем, что отдел №6 «вобрал» в себя и историю родственного по тематике 7-го отдела и 40-летний юбилей можно рассматривать, как совместный юбилей двух отделов, созданных во ФТИНТ в 1970 году.

ДОКТОРСКИЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Песчанский В.Г. Кинетические свойства проводников ограниченных размеров в магнитном поле (1970).
2. Комник Ю.Ф. Размерные и структурные эффекты в упорядоченных и неупорядоченных металлических пленках (1974).
3. Цзян Ю.Н. Влияние электрон-фононного взаимодействия на перенос электронов проводимости при низких температурах (1983).
4. Богод Ю.А. Влияние границ и внутренних возбуждений на кинетику электронов проводимости в полуметаллах (1984).
5. Бухштаб Е.И. Квантовые эффекты в проводимости металлических пленок (1986).
6. Колесниченко Ю.А. Низкотемпературные кинетические эффекты в неоднородных металлических системах (1991).
7. Белевцев Б.И. Электрические явления в неупорядоченных системах: холодно-осажденные вакуумные конденсаты (1991).
8. Красовицкий В.Б. Квантовый "высокотемпературный" осцилляционный кинетический эффект и гальваномагнитные явления в режиме нелинейной проводимости в висмуте (2003).

9. Андриевский В.В. Изучение процессов релаксации и взаимодействия электронов в микроконтактах и кристаллах висмута методом фокусировки электронов проводимости (2004).

КАНДИДАТСКИЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Бухштаб Е.И. Квантовый размерный эффект в тонких металлических пленках (1971).
2. Белевцев Б.И. Электрические, сверхпроводящие свойства и структура низкотемпературных пленок висмута и галлия (1973).
3. Красовицкий В.Б. Экспериментальное исследование гальваномагнитных свойств висмута и сурьмы (1975).
4. Андриевский В.В. Гальваномагнитные свойства тонких пленок висмута (1975).
5. Кириченко О.В. О размерных гальваномагнитных эффектах (1975).
6. Пилипенко В.В. Кинетика образования и особенности структуры островковых пленок металлов (1978).
7. Никитин Ю.В. Электрические свойства сплавов висмут-сурьма в тонких слоях (1978).
8. Шевченко О.Г. Особенности продольного магнеторезистивного эффекта в монокристаллическом алюминии при низких температурах (1979).
9. Колесниченко Ю.А. Фокусировка электронов проводимости и исследование поверхности проводника (1980).
10. Валеев Р.Г. Гальваномагнитные свойства висмута в режиме генерации фононов (1983).
11. Бутенко А.В. Квантовые гальваномагнитные эффекты в пленках полуметаллов (1983).
12. Фомин А.В. Эффекты локализации и взаимодействия электронов в металлических пленках с неупорядоченной структурой (1986).
13. Асс Е.И. Поперечная фокусировка энергизованных носителей заряда в висмуте (1987).
14. Лемешевская Е.Т. Об электронной кинетике в полуметаллах на основе висмута (1988).
15. Далакова Н.В. Рассеяние электронов проводимости на примесях в сплавах на основе ряда непереходных металлов (1989).
16. Каширин В.Ю. Релаксация и взаимодействие электронов в неупорядоченных пленках висмута (1995).
17. Рожок С.В. Интерференционные и релаксационные явления в транспорте электронов проводимости, инжектированных в кристалл висмута с помощью микроконтакта (1996).
18. Беркутов И.Б. Экспериментальные исследования краевых магнитоплазмонов в слое электронов над жидким гелием (1998).
19. Беляев Е.Ю. Эффекты микроскопической и макроскопической неупорядоченности и переход металл-изолятор в проводимости тонких пленок золота (2002).

20. Бенгус С.В. Нестационарные процессы в висмуте в режиме генерации фононов (2003).
21. Шевченко С.Н. Струмові стани в мезоскопічних нормальних та надпровідних системах (2003).
22. Авотина Е.С. Вплив одиничних дефектів на нелінійну провідність квантових контактів (2006).

Литература к разделу I

1. Ю.Ф. Комник, И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, О.А. Mironov, М. Myronov, and D.R. Leadley, *ФНТ* **32**, 109 (2006).
2. I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, D.R. Leadley, M. Myronov, H. von Känel, O.A. Mironov, *J.Phys.: Cond. Mat.* **20**, 224024 (2008)
3. I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, M. Myronov, O.A. Mironov, *ФНТ* **34**, 1192 (2008).
4. И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, О.А. Mironov, М. Myronov, and D.R. Leadley, *ФНТ* **32**, 896 (2006).
5. И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, М. Миронов, Д. Ледли, *ФНТ* **35**, 188 (2009).
6. K.D.D. Rathnayaka, B.I. Belevtsev, D.G. Naugle, *Phys. Rev. B* **76**, 224537 (2007).
7. D.G. Naugle, B.I. Belevtsev, K.D.D. Rathnayaka, S.-I. Lee, S.M. Yeo, *J. Appl. Phys.* **103**, 07B718 (2008).
8. K.D.D. Rathnayaka, D.G. Naugle, B.I. Belevtsev, P.C. Canfield, and S.L. Budko, *J. Appl. Phys.* **105**, 07E111 (2009).
9. B.I. Belevtsev, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, A. Parasiris, J. Fink-Finowicki, *Physica B* **355**, 341 (2005).
10. B.I. Belevtsev, G.A. Zvyagina, K.R. Zhekov, I.G. Kolobov, E.Yu. Beliaev, A.S. Panfilov, N.N. Galtsov, A.I. Prokhvatilov, J. Fink-Finowicki, *Phys. Rev. B* **74**, 054427 (2006).
11. D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, V.B. Krasovitsky, B.I. Belevtsev, M.P. Anatska, G. Agnolet, I. Felner, *J. Appl. Phys.* **99**, 08M501 (2006).
12. B.I. Belevtsev, E.Yu. Beliaev, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, M.P. Anatska, I. Felner, *J. Phys.: Condens. Matter.* **19**, 036222 (2007).
13. B.I. Belevtsev, V.B. Krasovitsky, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, G. Agnolet, and I. Felner, *J. Phys.: Condens. Matter.* **21**, 455602 (2009).
14. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, Р.Н. Коленов, *ФНТ* **33**, 425 (2007).
15. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **33**, 1369 (2007).
16. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, Р.Н. Коленов, *ФНТ* **31**, 1117 (2005).
17. Ю.Н. Цзян, В.Ф. Хирный, О.Г. Шевченко, А.А. Козловский, А.В. Семенов, В.М. Пузиков, Т.Г. Дейнека, *ФНТ* **34**, 1197 (2008).
18. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, A.N. Omelyanchouk, A.F. Otte, J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev. B* **71**, 115430 (2005).
19. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, A.F. Otte, J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev.*

- B* **74**, 085411 (2006).
20. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, A.F. Otte, J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev. B* **75**, 125411 (2007).
 21. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, J.M. van Ruitenbeek, *J.Phys.: Cond. Matt.* **20**, 115208 (2008).
 22. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, S.B. Roobol, and J.M. van Ruitenbeek, *ФНТ* **34**, 268 (2008).
 23. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, J.M. van Ruitenbeek, *ФНТ* **34**, 1184 (2008).
 24. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, J.M. van Ruitenbeek, *Phys. Rev. B* **80**, 115333 (2009).
 25. Ye.S. Avotina, Yu.A. Kolesnichenko, J.M. van Ruitenbeek, *ФНТ* **36**, №10/11 (2010).
 26. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, D.I. Stepanenko, *Phys. Rev. B* **71**, 045304 (2005).
 27. Д.И. Степаненко, *ФНТ* **31**, 115 (2005).
 28. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, D.I. Stepanenko, *Condensed Matter Physics* **8**, 835 (2005).
 29. V.G. Peschansky, D.I. Stepanenko, *ФНТ* **33**, 1027 (2007).
 30. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **132**, 188 (2007).
 31. D.I. Stepanenko, *EuroPhys. Lett.* **82**, 47007 (2008).
 32. D.I. Stepanenko, *Solid State Comm.* **150**, 1204 (2010).
 33. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **31**, 249 (2005).
 34. R.A. Hasan, M.V. Kartsovnik, V.G. Peschansky, *Condensed Matter Physics* **9**, 145 (2006).
 35. О.В. Кириченко В.Г. Песчанский, Р.А. Хасан, *ФНТ* **32**, 1516 (2006).
 36. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, O. Galbova, G. Ivanovski, D. Krstovska, *Condensed Matter Physics* **9**, 757 (2006).
 37. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Р.А. Хасан, *ЖЭТФ* **132**, 183 (2007).
 38. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, O. Galbova, D. Krstovska, *Central European Journal of Physics* **5(2)**, 221 (2007).
 39. О.В. Кириченко, И.В. Козлов, Д. Крстовска, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **34**, 681 (2008).
 40. О. Галбова О.В. Кириченко В.Г. Песчанский, *ФНТ* **35**, 1034 (2009).

Литература к разделу II

1. Ю.Н. Цзян, В.В. Еременко, *Письма в ЖЭТФ* **3**, 447 (1966); Ю.Н. Цзян, *Авт. св.* № 856287 (1981), № 1001832 (1982); *ПТЭ* **1**, 202 (1985).
2. Ю.Н. Цзян, В.В. Еременко, О.Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **54**, 1321 (1968).
3. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *Труды ФТИИТ, Физика конденсированного состояния, Вып. IV. Харьков*, 105 (1969).
4. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **2**, 1152 (1976).
5. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **6**, 1218 (1980).
6. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **7**, 1280 (1981).

7. Ю.Н. Цзян, А.Г. Ордынец, *ФНТ* **6**, 1279 (1980).
8. Ю.Н. Цзян, И.И. Логвинов, *ФНТ* **8**, 774 (1982).
9. А.М. Кадигробов, Ю.Н. Цзян, И.И. Логвинов, *ФТТ* **28**, 3380 (1986).
10. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, В.Г. Герасименко, *ЖЭТФ* **66**, 1362 (1974).
11. Ю.А. Богод, В.Г. Герасимечко, Вит.Б. Красовицкий, *ФНТ* **1**, 1472 (1975).
12. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 585 (1976).
13. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, С.А. Миронов, *ЖЭТФ* **78**, 1099 (1980).
14. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **7**, 1530 (1981).
15. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **9**, 34 (1983).
16. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **9**, 832 (1983).
17. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, *ФНТ* **16**, 900 (1990).
18. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ*, **12**, 435 (1986).
19. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, В.Я. Левантовский, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **14**, 1252 (1988).
20. Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, Е.Т. Лемешевская, *ФНТ* **12**, 610 (1986).
21. А.Г. Бударин, В.А. Вентцель, А.В. Руднев, Ю.А. Богод, Вит.Б. Красовицкий, *ФНТ* **14**, 875 (1988).
22. Вит.Б. Красовицкий, В.В. Хоткевич, *ФНТ* **17**, 710 (1991).
23. Ю.А. Богод, *ФНТ* **12**, 1004 (1986).
24. Ю.А. Богод, Л.Ю. Горелик, А.А. Слуцкий, *ФНТ* **13**, 626 (1987).
25. Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **29**, 1231 (2003).
26. Вит.Б. Красовицкий, В.В. Хоткевич, А.Г.М. Янсен, П. Видер, *ФНТ* **25**, 903 (1999).
27. Vit.B. Krasovitsky, *Phys. Rev. B* **69**, 075110 (2003).
28. О.В. Кириченко, И.В. Козлов, *ФНТ* **28**, 509 (2002).
29. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, *ЖЭТФ* **54**, 63 (1968).
30. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, Е.И. Бухштаб, *ФТТ* **12**, 3266 (1970).
31. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин, В.В. Андриевский, *ЖЭТФ* **60**, 669 (1971).
32. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 536 (1967).
33. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, *Письма в ЖЭТФ* **8**, 9 (1968).
34. Yu.F. Komnik, E.I. Bukhshtab, Yu.V. Nikitin, F.I. Chuprinin, and C. Sulkowskii, *Thin Solid Films* **11**, 43 (1972).
35. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин, Ч. Сулковский, *ФТТ* **14**, 635 (1972).
36. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, К.К. Маньковский, *ЖЭТФ* **57**, 1495 (1969).
37. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин, *ФНТ* **1**, 243 (1975).
38. Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **3**, 755 (1977).
39. Ю.Ф. Комник, Ю.В. Никитин, Е.И. Бухштаб, *ФНТ* **4**, 1257 (1978).
40. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, *ФНТ* **1**, 104 (1975).
41. Е.И. Бухштаб, Ю.Ф. Комник, Ю.В. Никитин, *ФНТ* **4**, 1007 (1978).

42. Ю.Ф. Комник, Ю.В. Никитин, Е.И. Бухштаб, *ФНТ* **4**, 1143 (1978).
43. Ю.В. Никитин, Е.И. Бухштаб, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **4**, 1440 (1978).
44. Е.И. Бухштаб, Ю.Ф. Комник, Ю.В. Никитин, *ФНТ* **8**, 513 (1982).
45. В.В. Андриевский, Е.И. Асс, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **11**, 1148 (1985).
46. В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, С.В. Рожок, *ФНТ* **19**, 1117 (1993).
47. В.В. Андриевский, Е.И. Асс, *ФНТ* **12**, 543 (1986).
48. В.В. Андриевский, Е.И. Асс, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **14**, 253 (1988).
49. В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, С.В. Рожок, *ФНТ* **23**, 1078 (1997).
50. В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, С.В. Рожок, *ФНТ* **23**, 307 (1997).
51. В.В. Андриевский, Е.И. Асс, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **16**, 326 (1990).
52. В.В. Андриевский, Е.И. Асс, Ю.Ф. Комник, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 103 (1988).
53. В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, С.В. Рожок, *ФНТ* **22**, 1418 (1996).
54. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, С.В. Рожок, *ФНТ* **22**, 1406 (1996).
55. V.V. Andrievskii, Yu.F. Komnik, and S.V. Rozhok, *Phys. Rev. B* **56**, 4023 (1997).
56. Ю.Ф. Комник, Е.И. Бухштаб, Ю.В. Никитин, *ФНТ* **7**, 1350 (1981).
57. Е.И. Бухштаб, Ю.Ф. Комник, А.В. Бутенко, В.В. Андриевский, *ФНТ* **8**, 440 (1982).
58. Yu.F. Komnik, E.I. Bukhshtab, V.V. Andrievskii, A.V. Butenko, *J. Low Temp. Phys.* **52**, 317 (1983).
59. E.I. Bukhshtab, A.V. Butenko, Yu.F. Komnik, V.V. Pilipenko, *Solid State Commun* **53**, 347 (1985).
60. Yu.F. Komnik, E.L. Bukhshtab, A.V. Butenko, V.V. Andrievskii, *Solid State Commun* **44**, 865 (1982).
61. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **18**, 1246 (1992).
62. Ю.Ф. Комник, В.Ю. Каширин, *ФНТ* **19**, 908 (1993).
63. V.Yu. Kashirin, Yu.F. Komnik, *Phys. Rev. B* **50**, 16845 (1994).
64. Ю.Ф. Комник, В.Ю. Каширин, Б.И. Белевцев, Е.Ю. Беляев, *ФНТ* **20**, 158 (1994).
65. Yu.F. Komnik, V.Yu. Kashirin, B.I. Belevtsev, E.Yu. Beliaev, *Phys. Rev. B* **50**, 15298 (1994).
66. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **19**, 410 (1993).
67. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **20**, 1148 (1994).
68. Ю.Ф. Комник, В.Ю. Каширин, *ФНТ* **20**, 1256 (1994).
69. А.В. Бутенко, Е.И. Бухштаб, Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **9**, 100 (1983).
70. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, А.В. Фомин, *ФТТ* **30**, 2182 (1988).
71. Б.И. Белевцев, В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, В.В. Бобков, *ФНТ* **22**, 327 (1996).
72. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, Е.Ю. Беляев, *ФНТ* **21**, 839 (1995).
73. B. I. Belevtsev, Yu. F. Komnik, E.Yu. Beliaev, *Phys. Rev. B* **58**, 8079 (1998).
74. Ю.Ф. Комник, И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, *ФНТ* **31**, 429 (2005).
75. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, *ФНТ* **33**, 105 (2007).
76. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, Ч.Дж. Эмелеус, Т.Э. Волл, *ФНТ* **22**, 1174 (1996).

77. В.Ю. Каширин, Ю.Ф. Комник, А.С. Анопченко, О.А. Миронов, Ч.Дж. Эмелеус, Т.Э. Волл, *ФНТ* **23**, 413 (1997).
78. Вит.Б. Красовицкий, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, Ч.Дж. Эмелеус, Т.Э. Волл, *ФНТ* **24**, 241 (1998).
79. S. Agan, O.A. Mironov, E.H.C. Parker, T.E. Whall, C.P. Parry, V.Yu. Kashirin, Yu.F. Komnik, Vit.B. Krasovitsky, and C.J. Emeleus, *Phys. Rev. B* **63**, 075402 (2001).
80. Вит.Б. Красовицкий, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, Т.Э. Волл, *ФНТ* **26**, 815 (2000).
81. Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, С.С. Крячко, М. Миронов, Т.Е. Волл, *ФНТ* **26**, 829 (2000).
82. В.В. Андриевский, А.Ю. Рожещенко, Ю.Ф. Комник, М. Миронов, О.А. Миронов, Т.Е. Волл, *ФНТ* **29**, 424 (2003).
83. V.V. Andrievskii, I.B. Berkutov, T. Hackbarth, Yu.F. Komnik, O.A. Mironov, M. Mironov, V. L Litvinov, and T. E. Whall, *Kluwer Acad. Publ. NATO Scien. series II* **148**, 319 (2004).
84. В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, Т.Е. Волл, *ФНТ* **26**, 1202 (2000).
85. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **14**, 543 (1988).
86. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **113**, 1064 (1998).
87. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **25**, 432 (1999).
88. Ю.Н. Цзян, С.Н. Гриценко, О.Г. Шевченко, *ЖЭТФ* **118**, 1426 (2000).
89. Ю.Н. Цзян, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 481 (2000).
90. Ю.Н. Цзян, О.Г. Шевченко, *ФНТ* **27**, 1357 (2001).
91. Ю.А. Богод, *ФНТ* **8**, 787 (1982).
92. Ю.А. Богод, Р.Г. Валеев, *ФНТ* **3**, 874 (1977).
93. Ю.А. Богод, Р.Г. Валеев, *ФНТ* **2**, 897 (1976).
94. Ю.А. Богод, Р.Г. Валеев, *ФНТ* **4**, 481 (1978).
95. Вит.Б. Красовицкий, С.В. Бенгус, *ФНТ* **19**, 805 (1993).
96. Вит.Б. Красовицкий, С.В. Бенгус, *ФНТ* **25**, 487 (1999).
97. С.В. Бенгус, Ю.А. Богод, П.Е. Финкель, *ФНТ* **15**, 841 (1989).
98. С.В. Бенгус, Вит.Б. Красовицкий, П.Е. Финкель, *ФНТ* **18**, 30 (1992).
99. С.В. Бенгус, Вит.Б. Красовицкий, П.Е. Финкель, *ФНТ* **18**, 876 (1992).
100. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, Л.А. Яцук, *ФТТ* **14**, 2177 (1972).
101. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, *ФТТ* **14**, 3240 (1972).
102. Ю.Ф. Комник, Б.И. Белевцев, Л.А. Яцук, *ЖЭТФ* **63**, 2226 (1972).
103. Ю.Ф. Комник, Л.А. Яцук, А.А. Моторная, М.Л. Болотина, Б.И. Белевцев, *Кристаллография* **18**, 1263 (1973).
104. Ю.Ф. Комник, *ФНТ* **8**, 3 (1982).
105. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, Л.А. Яцук, *ЖЭТФ* **65**, 2455 (1973).
106. Yu.F. Komnik, B.I. Belevtsev, L.A. Yatsuk, *Thin Solid Films* **21**, 189 (1974).
107. Ю.Ф. Комник, Б.И. Белевцев, *ФНТ* **6**, 1292 (1980).
108. C.R. Pichard, Yu.F. Komnik, B.I. Belevtsev, A.J. Tosser, *J. Mater. Sci. Lett.* **62**, 360 (1983).
109. B.I. Belevtsev, Yu.F. Komnik, *Thin Solid Films* **122**, 1 (1984).

110. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, В.И. Однокозов, *ФТТ* **26**, 3274 (1984).
111. B.I. Belevtsev, Yu.F. Komnik, V.I. Odnokozov, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 1 (1984).
112. B.I. Belevtsev, Yu.F. Komnik, V.I. Odnokozov, A.V. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 587 (1984).
113. Б.И. Белевцев, W. Buckel, J. Hasse, K. Breckler, *ФНТ* **14**, 587 (1988).
114. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, А.В. Фомин, *ФНТ* **14**, 1183 (1985).
115. Б.И. Белевцев, *УФН* **160**, 65 (1990).
116. B.I. Belevtsev, Y.F. Komnik, A.V. Fomin, *J. Phys. B-Condens. Mat.* **58**, 111 (1985).
117. Б.И. Белевцев, Ю.Ф. Комник, А.В. Фомин, *ФНТ* **11**, 1143, (1985).
118. B.I. Belevtsev, Y.F. Komnik, A.V. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **69**, 401 (1987).
119. B.I. Belevtsev, N.V. Dalakova, A.S. Panfilov, *Low Temp. Phys.* **23**, 274 (1997).
120. B.I. Belevtsev, E.Yu. Beliaev, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, M.P. Anatska, and I. Felner, *J. Phys.: Condens. Matter.* **19**, 036222 (2007).
121. B.I. Belevtsev, Y.F. Komnik, A.V. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **75**, 331 (1989).
122. B.I. Belevtsev, V.B. Krasovitsky, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, A. Parasiris, S.R. Surthi, R.K. Pandey, M.A. Rom, *physica status solidi (a)* **188**, 1187 (2001).
123. Y.P. Sukhorukov, E.A. Gan'shina, B.I. Belevtsev, N.N. Loshkareva, A.N. Vinogradov, K.D.D. Rathnayaka, A. Parasiris, D.G. Naugle, *J. Appl. Phys.* **91**, 4403 (2002).
124. N.N. Loshkareva, E.A. Gan'shina, B.I. Belevtsev, Yu.P. Sukhorukov, E.V. Mostovshchikova, A.N. Vinogradov, V.B. Krasovitsky, I.N. Chukanova, *Phys. Rev. B* **68**, 024413 (2003).
125. Б.И. Белевцев, А.Я. Кириченко, Н.Т. Черпак, Г.В. Голубничая, И.Г. Максимчук, А.Б. Безносков, В.Б. Красовицкий, П.П. Паль-Валь, И.Н. Чуканова, *Известия Академии Наук, Серия Физическая* **68**, 677 (2004).
126. B.I. Belevtsev, A.Ya. Kirichenko, N.T. Cherpak, G.V. Golubnichaya, I.G. Maximchuk, E.Yu. Beliaev, A.S. Panfilov, J. Fink-Finowicki, *J. Magn. Magn. Mater.* **281**, Iss.1, 97 (2004).
127. B.I. Belevtsev, N.T. Cherpak, I.N. Chukanova, A.I. Gubin, V.B. Krasovitsky, A.A. Lavrinovich, *J. Phys.-Condens. Matter* **14**, 2591 (2002).
128. B.I. Belevtsev, A.Y. Kirichenko, N.T. Cherpak, G.V. Golubnichaya, I.G. Maximchuk, A.B. Beznosov, V.B. Krasovitsky, P.P. Pal-Val, I.N. Chukanova, *J. Appl. Phys.* **94**, 2459 (2003).

Литература к разделу III

1. М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **49**, 572 (1965).
2. М.Я. Азбель, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **55**, 1980-1996 (1968).
3. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, С.Н. Савельева, *ЖЭТФ* **77**, 2045 (1979).
4. В.Г. Песчанский «Статический скин-эффект». В книге «*Электронны проводимости*» М.: Наука, 1985, сс.344-371.
5. V.G. Peschansky, *J. Stat. Phys.* **38**, 253 (1985).
6. V.G. Peschansky, «Kinetic Size Effects in Metals in a Magnetic Field», *Physics Reviews* (Ed. I.M. Khalatnikov) **16**, part 1, 112 p., Harwood Academic Publishers (1992) (Section A of Soviet Scientific Reviews).
7. В.Г. Песчанский, *Письма в ЖЭТФ* **7**, 469 (1968).

8. M.F. Lur'e, V.G. Peschansky, K. Yiasemides, *Phys.Lett.*, **84A**, 193 (1981).
9. О.В. Кириченко, М.А. Лурье, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **70**, 337 (1976).
10. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, С.Н.Савельева, *ЖЭТФ* **67**, 1451 (1974).
11. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, С.Н. Савельева, *ФНТ* **4**, 180 (1978).
12. О.В. Кириченко, В.Г. Скобов, А.С.Чернов, *ФНТ* **10**, 1083 (1984).
13. В.М. Гохфельд, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **61**, 762 (1971).
14. В.М. Гохфельд, О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **79**, 336 (1980).
15. В.Г. Песчанский, В.В. Синолицкий, *Письма в ЖЭТФ* **16**, с.484-487 (1972).
16. V.G. Peschanskii, M.S. Avad-Alla, and V.V. Sinolitskii, *Phys. stat. sol.(b)* **60**, K37 (1973).
17. С.С. Недорезов, В.Г. Песчанский, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 577 (1980).
18. В.М. Гохфельд, В.Г. Песчанский, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 613 (1979).
19. V.M. Gokhfel'd, V.G. Peschansky, «Nonlocal Acoustoelectronic Effects in Metals and Layered Conductors» *Physics Reviews* (Ed. I.M. Khalatnikov), **17**, 125 p., Harwood Academic Publishers (1993) (Section A of Soviet Scientific Reviews).
20. L.V. Dekhtyaruk, Yu.A. Kolesnichenko, V.G. Peschansky, *Physics Reviews* (Ed. I. M. Khalatnikov) **20**, Part 4, 111p. (2004) (cond.-mat. arXiv:1006.1499).
21. Ю.А. Колесниченко, М.А. Лурье, *ФНТ* **7**, 1267 (1981).
22. Ю.А. Колесниченко, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **85**, 1409 (1983).
23. В.С. Цой, Ю.А. Колесниченко, *ЖЭТФ* **78**, 2041 (1980).
24. Ю.А. Колесниченко, И.О. Кулик, Р.И. Шехтер, *ЖЭТФ* **94**, 328 (1988).
25. Ю.А. Колесниченко, *ФНТ* **18**, 1059 (1992).
26. V.G. Peschansky, J.A. Roldan Lopez, Toi Gnado Yao, *Journ. de Phys. (France)* **1**, 1469 (1991).
27. В.Г. Песчанский, Х.А. Ролдан Лопес, *ФНТ* **17**, 1112 (1991).
28. В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **112**, 618 (1997).
29. O.V. Kirichenko, Yu.A. Kolesnichenko, V.G. Peschansky, «Electron Phenomena in Layered Conductors» *Physics Reviews* **18**, Part 4, 97 p. (1998) (cond.-mat. arXiv:1006.1498v1).
30. О.В. Кириченко, Д. Крстовска, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **126**, 246 (2004).
31. М.Я. Азбель, О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **26**, 810 (2000).
32. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **25**, 1119 (1999).
33. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **24**, 677 (1998).
34. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, *J. Phys.*, **4**, p.823 (1994).
35. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, *Письма ЖЭТФ* **64**, 845 (1996).
36. О.В. Кириченко, Д. Крстовска, *ФНТ* **30**, 304 (2004).
37. О.В. Кириченко, И.В. Козлов, *ФНТ* **28**, 509 (2002)
38. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **126**, 1435 (2004).
39. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, D.I. Stepanenko, *Phys. Rev. B* **71**, 045304 (2005).
40. O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, D.I. Stepanenko, *Condensed Matter Phys.* **8**, 835 (2005).
41. В.М. Гохфельд, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **25**, 43 (1999).

42. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* 33, 591 (2007).
43. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ЖЭТФ* **112**, 1841 (1997).
44. V.G. Peschansky, D.I. Stepanenko, *Phys. of Metals and Metallography* **92**, Suppl.1, 119 (2001).
45. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **25**, 277 (1999).
46. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *ФНТ* **29**, 387 (2003).

К 40-летию отдела
электронных кинетических
свойств металлов
Физико-технического института
низких температур им. Б.И. Веркина
НАН Украины