

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

на правах рукописи

Гвоздиков Владимир Михайлович



ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И  
НОРМАЛЬНЫХ  
СВЕРХРЕШЕТОК И СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ

01.04.07 - физика твердого тела

01.04.22 - сверхпроводимость

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Харьков - 1995



ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

на правах рукописи

Гвоздиков Владимир Михайлович



ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И  
НОРМАЛЬНЫХ  
СВЕРХРЕШЕТОК И СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ

01.04.07 - физика твердого тела

01.04.22 - сверхпроводимость

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Харьков - 1995

72  
29  
P.945  
Диссертацией является рукопись

Работа выполнена в Харьковском государственном университете

46 33, 255  
ЛНБ України ім.В.Стефаніка

Официальные

оппоненты: доктор

Пашницкий

(Институт физики НАН Украины, г. Харьков)



00761430 (L)

доктор физ.-мат. наук, профессор

Федоренко Анатолий Иванович

(Государственный политехнический

университет, г. Харьков)

доктор физ.-мат. наук, профессор

Бланк Александр Яковлевич

(Радиоастрономический институт

НАН Украины, г. Харьков)

Ведущая организация: Физико-технический институт низких температур НАН Украины (г. Харьков)

Защита состоится "15" декабря 1995 г. в 14 00

часов на заседании специализированного совета Д 02.02.15 в Харьковском государственном университете (310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4, ауд. им. К.Д. Синельникова)

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке ХГУ.

Автореферат разослан "9" ноября 1995 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета

ЛНБ ім. В. Стефаніка  
АН України

В.П. Пойда

Актуальность темы и степень исследования тематики диссертации. Современная физика низкоразмерных (квазиодномерных (Q1D) и квазидвумерных (Q2D)) материалов, уходящая своими корнями к известным идеям Литтла и Гинзбурга относительно возможных путей создания высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), получила мощный импульс развития после открытия ВТСП Беднордсом и Мюллером в 1986 г. в слоистых купратах. На пути к этому открытию были синтезированы и исследованы многочисленные Q1D и Q2D материалы, которые, хотя и не обладали высокой критической температурой ( $T_c$ ) (или же вообще не являлись сверхпроводниками), но обогатили физику твердого тела такими фундаментальными понятиями как структурный пайерлсовский и мотт-хаббардовский переходы, волны зарядовой и спиновой плотности, андерсоновская локализация, аномальная связь спин-заряд и т. д. Исследование Q1D систем потребовало также разработки новых экспериментальных и теоретических методов. В частности, 1D теоретико-полевые модели, использовавшиеся ранее в квантовой теории поля при отработке методик расчета для релятивистских систем, были с успехом применены для объяснения ряда аномальных, с позиций "трехмерной" физики твердого тела, свойств Q1D систем. До открытия ВТСП исследования Q2D сверхпроводимости велись на интеркалированных дихалькогенидах переходных металлов, типа  $NbSe_2$ , а с начала 80-х - на Q2D органических сверхпроводниках, типа  $(TMTSF)_2X$ , и искусственных СР. На этих системах были отработаны методики исследований различных свойств, обусловленных квазидвумерностью электронов, связанной с джозефсоновским характером взаимодействия слоев, а также периодичностью (или квазипериодичностью) в их расположении. Наиболее ярко особенности структуры слоистых сверхпроводников проявляются в анизотропии их критических полей, которые до открытия слоистых ВТСП купратов были рекордными у дихалькогенидов переходных металлов, достигая сотен килоэрстед. Органические сверхпроводники,  $(TMTSF)_2X$ , занимают промежуточное положение между Q1D и Q2D системами, являясь Q1D в плоскости слоев при слабой связи этих слоев. В магнитных полях порядка нескольких Тесла у них наблюдается периодический по обратному полю каскад структурных фазовых переходов из металлической фазы в фазу ВСП (или

ВЗП) и ряд других необычных явлений. Наиболее сложным объектом из всего известного ряда низкоразмерных сверхпроводников являются слоистые ВТСП купраты. В отсутствие определенности относительно механизма ВТСП в купратах, весьма важным становится вопрос о том какие экспериментальные факты могут быть отнесены на счет их анизотропии обусловленной слоистой структурой. Выяснилось, в частности, что температурные и угловые зависимости  $H_{c2}$  в слоистых дихалькогенидах переходных металлов, органических сверхпроводниках, ВТСП купратах и искусственных СР имеют много общих черт, таких как размерный кроссовер, положительная кривизна и т.д. Имеется и ряд других "параллельных" свойств, например, зависимость  $T_c$  от числа слоев в ячейке, которая наблюдалась впервые на  $NbSe_2$ . В отличие от интеркалированных слоистых сверхпроводников искусственные СР позволяют, благодаря современным технологиям их напыления, плавно менять толщины слоев, состав материалов, а также напылять слои по заданному наперед алгоритму, создавая искусственные квазипериодические СР. Благодаря этим свойствам, СР в последнее время стали все чаще использовать в качестве "полигона" для экспериментальной проверки различных идей, выдвинутых в процессе изучения ВТСП купратов, например, относительно динамики вихрей в слоистых структурах.

Совокупности обозначенных выше, а также некоторых родственных проблем, связанных с изучением сверхпроводимости в слоистых кристаллах, ВТСП материалах, сверхрешетках, а также с исследованием некоторых других электронных свойств низкоразмерных систем: структурных фазовых переходов, осцилляционных явлений и волн, посвящена данная диссертация.

Цель работы и основные задачи исследований состояли в теоретическом описании тех электронных свойств сверхпроводящих и нормальных низкоразмерных составных систем, которые обусловлены видом их энергетического спектра, связанного с корреляцией составляющих эту систему частей. В рамках такого подхода удается проследить как свойства периодической (или аperiodической) сверхструктуры возникают из соответствующих свойств ее составляющих (слоев, орбит, узлов кристаллической решетки и т.д.). При этом сама слоистая система обычно приобретает качественно новые свойства. Например, возникает возможность распространения электромагнитных и плазменных

волн поперек слоев в нормальных и сверхпроводящих СР, или структурного фазового перехода с удвоением периода поперек слоев, и т.д. Данный подход объединяет описание таких различных явлений, как нелинейности температурной зависимости  $H_{c2}$  в слоистых и ВТСП кристаллах и СР, магнитный пробой (МП) и структурный переход пайерлсовского типа, индуцируемый магнитным полем в 2D системах и т.д.

Задачи диссертационной работы состояли в том чтобы:

- установить физическую природу и дать аналитическое описание нелинейного поведения температурной зависимости  $H_{c2}$  и его анизотропии в периодических и квазипериодических СР и слоистых сверхпроводниках,
- определить зависимость критической температуры СР от толщины слоев и прослоек, от их числа и других параметров, характеризующих тип и структуру СР,
- исследовать эффект близости и эффект Джозефсона в слоистых сверхпроводниках,
- выяснить как влияет на критические характеристики СР наличие дефектов в упаковке слоев и внутрислоевого беспорядка,
- дать теоретическую интерпретацию экспериментов по сдвигу  $T_c$  при одноосном сжатии ВТСП купратов и слоистых  $2H-NbSe_2$ ,
- изучить влияние электромагнитных флуктуаций на  $T_c$  пайерлсовского перехода в Q1D системах типа полиацетилена,
- определить вклад механизма, связанного с туннельным вылетом электрона под действием внешнего электрического поля из потенциальной ямы, создаваемой кинком или биполярном, в неомическую зависимость проводимости полиацетилена,
- показать, что пайерлсовский переход может быть индуцирован сильным квантующим магнитным полем в 2D периодических системах, а также в 2D магнитопробойных структурах,
- показать, что в слоистых проводниках, благодаря особенности электронного спектра вблизи дна зоны при определенном соотношении между параметрами решетки возможен структурный фазовый переход с удвоением периода слоев,
- разработать теоретические основы структурной диагностики дефектных слоистых кристаллов и сверхрешеток на основе эффекта де Гааза - ван Альфена,
- исследовать энергетический спектр, термодинамические и квантовые осцилляции поглощения ультразвука в периодических

- когерентных магнитопробойных структурах,
- изучить термодинамические осцилляции и поглощение Ландау в условиях динамической локализации в сверхрешетках,
- исследовать плазменные и фононные моды в слоистых кристаллах, содержащих дефект в упаковке слоев,
- вычислить спектр поверхностных и объемных электромагнитных волн в слоистых сверхпроводниках.

Перечисленные задачи относятся к исследованиям термодинамических и кинетических свойств нормальных и сверхпроводящих СР и слоистых кристаллов. Они связаны идейно и методически. Так, структура зон Ландау определяет нелинейности  $H_{C2}(T)$  в СР, условия нестинга и  $T_C$  пайерлсовского перехода в когерентных МП и периодических 2D структурах, форму линии поглощения в гигантских квантовых осцилляциях ультразвука при когерентном МП, а также особенности фактора, модулирующего термодинамические осцилляции в СР. Метод трансфер-матрицы объединяет исследования условий сверхпроводящего перехода и эффекта близости в СР, спектра плазменных и фононных мод в СР и слоистых кристаллах, а также электромагнитных волн в слоистых сверхпроводниках. Помимо трансфер-матрицы в работе использовался аппарат функций Грина, методы эффективного лагранжиана и функционального усреднения по случайным полям.

Научная новизна диссертационной работы состоит в том, что в ней впервые:

Систематически исследованы нелинейности в  $H_{C2}(T)$  слоистых сверхпроводников, а также сверхрешеток S/N и S/I типов: корневой и линейный кроссоверы, положительная кривизна; дано простое аналитическое описание  $H_{C2}(\theta, T)$  в случае 1D, 2D и квазипериодических СР, хорошо согласующихся с экспериментом; дана качественная трактовка положительной кривизны на двумерных СР дислокаций несоответствия в системе PbTe/PbS; получены и решены дифференциально-разностные уравнения Гинзбурга-Ландау для СР S/N и S/I типов в магнитном поле.

Выполнен аналитический и численный анализ зависимости  $T_C$  сверхпроводящих СР S/N и S/I типов от величин, характеризующих их микроструктуру: толщин сверхпроводящих слоев и прослоек, коэффициента прозрачности прослоек, материала слоев и прослоек, а также от их числа; дано качественное объяснение эффекта осцилляции  $T_C$  при плавном варьировании толщин слоев

и прослоек; исследован эффект близости в сверхпроводящих СР; исследовано влияние случайного разброса расстояний между системой параллельных внутрипланарных линейных дефектов на  $T_c$  слоистых сверхпроводников; дана теоретическая трактовка аномалии сдвига  $T_c$  при одноосном сжатии ВТСП купратов и слоистых сверхпроводников типа  $2H-NbSe_2$ .

Построена микроскопическая теория эффекта Джозефсона в слоистых сверхпроводниках.

Исследовано воздействие внешнего электромагнитного поля на условия образования пайерлсовской неустойчивости в Q1D и Q2D системах: изучено влияние электромагнитных флуктуаций на  $T_c$  пайерлсовского перехода в Q1D системах; вычислена вероятность туннельного вылета электрона из потенциальной ямы, создаваемой кинком (солитонном модуля параметра порядка) или биполароном, под действием однородного электрического поля; предсказан структурный фазовый переход пайерлсовского типа, индуцированный в 2D системах сильным магнитным полем. Такой переход возможен в условиях когерентного МП, либо при наличии 1D периодичности в плоскости слоя; предсказан аналог пайерлсовского перехода в слоистых проводниках, в результате которого происходит удвоение периода чередования слоев.

Построена теория осцилляционных явлений в слоистых проводниках и СР, периодических МП структурах и при наличии динамической локализации; изучен эффект де Гааза-ван Альфена: а) в слоистых проводниках и СР, б) в периодических МП структурах, в) в условиях динамической локализации в СР; изучен эффект бесстолкновительного поглощения Ландау: а) в условиях когерентного МП на цепочке МП-траекторий, б) в условиях динамической локализации в сверхрешетках.

Исследован спектр плазменных и фононных колебаний в СР и слоистых кристаллах. Изучены как объемные моды, так и моды, локализованные вблизи "дефектного" слоя, который в случае фонов характеризуется локальным изменением силовых связей с соседними слоями, а в случае плазмонов - изменением массы и концентрации носителей заряда внутри слоя.

Предсказан новый тип объемных и поверхностных электромагнитных волн в слоистых сверхпроводниках.

Теоретическая и практическая ценность работы определяются тем, что результаты диссертации позволяют объяснить

ряд экспериментальных данных, не имевших ранее теоретической трактовки: нелинейности в температурной зависимости  $H_{c2}$  1D, 2D (типа RbTe/PbS) и квазипериодических СР; аномалии сдвига  $T_c$  при одноосном сжатии ВТСП YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> и слоистых сверхпроводников, типа NbSe<sub>2</sub>; осцилляции  $T_c$  в СР при изменении толщин слоев и прослоек; неомическую проводимость в Q1D системах типа полиацетилена; предсказать ряд новых эффектов: магнитопробойный пайерлсовский фазовый переход, каскад структурных фазовых переходов, индуцированных магнитным полем в периодических 2D системах, новый тип объемных и поверхностных волн в слоистых сверхпроводниках, новый тип локальных плазменных и фононных мод в СР и слоистых кристаллах, структурный переход с удвоением периода слоев; связать идейно и методически вопросы, рассматривавшиеся прежде раздельно, например, нелинейности  $H_{c2}(T)$  и структурные фазовые переходы в 2D системах в магнитном поле; разработать методики, пригодные для дальнейших исследований: метод определения особенностей 1D плотности состояний, связанных со структурой упаковки слоев, по модуляциям частот в эффекте де Гааза-ван Альфена, непertурбативный метод усреднения функций Грина по 1D гауссовым случайным полям, методики расчета спектра объемных и поверхностных мод с помощью трансфер-матрицы.

Основные научные положения, которые выносятся на защиту:

1. Все известные типы нелинейности температурной зависимости верхнего критического поля в одномерных, двумерных и квазипериодических сверхпроводящих сверхрешетках S/I и S/N типов вблизи  $T_c$ : корневой и линейный кроссоверы, положительная кривизна и степенная зависимость  $H_{c2} \propto (1-T/T_c)^\gamma$ , где  $1/2 < \gamma < 1$ , описываются в рамках простого аналитического подхода, основанного на теории Гинзбурга-Ландау, модифицированной с учетом зависимости  $T_c$  от параметров микроструктуры СР, и анализе энергетического спектра "частицы" в магнитном поле и в поле периодического (или квазипериодического) потенциала, создаваемого СР. В случае искусственных СР и дихалькогенидов переходных металлов метод дает хорошее количественное согласие теории с экспериментом, тогда как в случае слоистых ВТСП купратов согласие скорее качественное.

2. Зависимость сверхтока от разности фаз  $\phi$  между соседними слоями слоистого сверхпроводника отличается от стандартной

джозефсоновской формы и имеет вид:  $J(\varphi) = \sum_n J_n \sin n\varphi$ , где  $J_n$  - быстро убывает с ростом  $n = 1, 2, 3, \dots$ , что изменяет структуру джозефсоновского вихря и вольт-амперных характеристик по сравнению с их стандартным видом.

3. Анизотропия сдвига  $T_c$  при одноосном сжатии бездвойниковых монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  вдоль осей  $a$  и  $b$ , а также немонотонная зависимость  $T_c$  от давления вдоль оси  $c$  в  $2H-NbSe_2$  определяются особенностями электронной плотности состояний.

4. Электромагнитные флуктуации подавляют пайерлсовский переход в Q1D системе типа полиацетилена, при этом уменьшение  $T_c$  определяется величиной электросопротивления нитей в металлической фазе (выше  $T_c$ ), а также расстоянием между нитями.

5. В Q1D системах типа полиацетилена, находящихся в однородном электрическом поле  $E$ , имеется канал несимметричной проводимости,  $\sigma \propto \exp(-E_c/E)$ , связанный с механизмом туннельного вылета электрона из кинка или биполярона.

6. Квантующее магнитное поле индуцирует в 2D системах с 1D периодичностью в плоскости проводящих слоев, либо содержащих цепочки МП-траекторий, ограниченную серию (или каскад) периодических по обратному магнитному полю структурных фазовых переходов пайерлсовского типа, обусловленных одномеризацией спектра в зонах Ландау.

7. Особенности электронной плотности состояний слоистых проводников на краю зоны делают выгодным, при определенном соотношении параметров электронной системы и решетки, структурный фазовый переход с удвоением периода в расположении слоев, обусловленный перестройкой энергетического спектра вблизи дна зоны проводимости.

8. Термодинамические осцилляции в слоистых металлах модулируются фактором, являющимся Фурье-образом одномерной плотности состояний, связанной с движением поперек слоев, что позволяет восстанавливать ее особенности по измерению частот модуляции. При параллельной слоям ориентации магнитного поля, а также в условиях когерентного МП, фактор  $I(l, W)$ , модулирующий осцилляции  $l$ -й гармоники, является полиномом степени  $l$  по переменной  $W(H)$  - вероятности МП (между соседними слоями или орбитами), причем  $I(1, 0) = 1$ , а  $I(1, 1) = 0$ .

9. В условиях когерентного магнитного пробоя прямоугольные импульсы бесстолкновительного магнитного затухания Ландау

проседают и уширяются, приобретая форму зуба по мере увеличения ширины зоны Ландау и температуры, тогда как эффект динамической локализации проявляется в виде модуляции амплитуды гигантских (пропорциональных одномерной плотности состояний) осцилляций коэффициента бесстолкновительного поглощения Ландау при изменении напряженности и частоты внешней управляющей волны.

10. В слоистых проводниках или СР наряду с объемными плазмонами, распространяющимися поперек слоев, существуют плазмоны, локализованные вблизи слоя с отличной от других слоев концентрацией и/или массой носителей заряда. В зависимости от знака и величины относительного изменения этих параметров возможны либо оптическая, либо акустическая плазменные моды.

11. Предсказание локальных фононных мод в слоистых кристаллах, у которых силовая матрица экспоненциально убывает с ростом расстояния между узлами кристаллической решетки.

12. Предсказание нового типа объемных и поверхностных поперечных электромагнитных волн в слоистых сверхпроводниках, у которых корреляция между слоями осуществляется за счет электромагнитного взаимодействия электронов, а их переходы между слоями отсутствуют.

Личный вклад соискателя в разработку результатов, полученных в диссертации. Большинство работ (18 из 28), включенных в диссертацию, выполнено автором самостоятельно. В работах [7,15], выполненных совместно с экспериментальной группой кафедры физики низких температур ХГУ, автору принадлежит теоретическая трактовка полученных результатов. В остальных работах (с аспирантами Э.Манниненом [1,2,4] и М.Тайшейрой [19,21,24], а также с Э.А.Канером [8,12]) вклад автора в постановку задач и получение результатов был определяющим.

Апробация работы. Результаты диссертации докладывались на семинарах и конференциях в Харьковском госуниверситете, в ИРЭ НАН Украины и ФТИИТ НАН Украины, на семинаре ИФ НАН Украины, а также на конференциях: Всесоюзный семинар "Физика и химия интеркалированных и других квазидвумерных систем" (Харьков 1985), "Металлофизика сверхпроводников" (Киев 1986), II Всесоюзный симпозиум "Несднородные электронные состояния" (Новосибирск 1987), II Всесоюзная школа по физике и химии рыхлых и слоистых кристаллических структур (Харьков 1988), II

Всесоюзная конференция по высокотемпературной сверхпроводимости (Киев 1989), IV Всесоюзный симпозиум "Неоднородные электронные состояния" (Новосибирск 1991), Международная конференция "Физика в Украине" (Киев 1993), Общевропейская конференция по физике твердого тела GCCMD-14 (Мадрид 1994), IV Международной конференции "Материалы и механизмы сверхпроводимости. Высокотемпературная сверхпроводимость" M2S- HTSC IV (Гренобль 1994).

Публикации. Основное содержание диссертации изложено в 28 публикациях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, двух приложений, Заключения, Примечания и списка цитированной литературы. Она содержит 297 страниц машинописного текста, включая 38 страниц рисунков, список цитированной литературы содержит 247 наименований на 21 странице.

#### Краткое содержание работы.

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, определены цель и задачи работы, обсуждаются научная новизна полученных результатов и их практическое значение, сформулированы положения, выносимые на защиту.

В первой главе "Сверхпроводимость искусственных сверхрешеток" дана классификация типов сверхпроводящих СР и приведен обзор экспериментальных и теоретических работ по температурным и угловым зависимостям  $H_{c2}$  в СР. В частности отмечено, что искусственные СР имеют ряд достоинств по сравнению с интеркалированными дихалькогенидами переходных металлов, поскольку современные технологии обеспечивают гораздо большее структурное совершенство СР, позволяя плавно менять как их состав, так и геометрические параметры системы, делая искусственные СР идеальной модельной системой для изучения фундаментальных вопросов физики конденсированного состояния, перспективной в плане развития криогенной микроэлектроники.

Во второй главе "Критические характеристики сверхпроводящих сверхрешеток" исследованы следующие вопросы:

В разделе 2.1 "Нелинейности температурной зависимости верхнего критического поля" в рамках теории Гинзбурга-Ландау получено уравнение для  $H_{c2}(T, \theta)$  одномерных СР как S/I, так и S/N типов. Расчет  $H_{c2}$  сводится к нахождению минимального соб-

ственного значения линеаризованного уравнения Гинзбурга-Ландау, которое формально совпадает с уравнением Шредингера гипотетической "частицы". Наличие трансляционного периода  $L$  вдоль оси  $CP$  приводит к тому, что закон дисперсии "частицы" поперек слоев определяется периодической функцией  $\epsilon(p_x) = \epsilon(p_x + 2\pi\hbar/L)$ , вид которой зависит от материала слоев и типа граничных условий. Благодаря снятию вырождения по положению центра орбиты уровни Ландау "частицы" уширяются в зоны, ширина которых пропорциональна фактору,  $\exp(-N^*/N)$ , зависящему от поля  $N$ . Нелинейность  $H_{c2}(T)$  в периодических структурах обусловлена нелинейной зависимостью от поля  $N$  положения нижнего края первой зоны Ландау, поскольку именно нижняя граница спектра "частицы" определяет  $H_{c2}$ . В результате получено уравнение для  $H_{c2}$ , которое при перпендикулярной и параллельной плоскости слоев ориентациях поля дает:

$$H_{c2}^{\perp} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0^2} \frac{T_c - T}{T_c^0} \quad (1)$$

$$\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \left\{ 1 - f\left[\exp\left(-N^*/H_{c2}''\right)\right] \right\} \frac{2\pi\xi_0^2}{\Phi_0} H_{c2}'' + \left(\frac{\pi H_{c2}'' d \xi_0}{\Phi_0}\right)^2 \frac{1}{3} = \frac{T_c - T}{T_c^0}. \quad (2)$$

Здесь  $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e$  - квант потока;  $\xi_0 = \hbar^2/2m\alpha_0$  - длина когерентности; функция  $f(z)$  в квазиклассическом приближении равна  $f(z) = 2/\pi \arcsin[z/(1+z^2/4)]$ ;  $N^* \approx (\frac{m}{M})^{1/2} (\Phi_0/L^2)$ .

Критическая температура  $CP$  задается соотношением

$$T_c/T_c^0 = 1 - 2m\epsilon(0)\xi_0^2/\hbar^2. \quad (3)$$

Отличие  $T_c$  от критической температуры слоя,  $T_c^0$ , определяется величиной  $\epsilon(0)$ , которая зависит от параметров  $CP$ : силы и типа связи сверхпроводящих слоев, толщины слоев и прослоек.

Уравнение (2) описывает корневой и линейный кроссоверы в температурной зависимости  $H_{c2}''$ . Корневой кроссовер - это переход с линейной вблизи  $T_c$  зависимости

$$H_{c2}'' \approx \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0^2} \frac{T_c - T}{T_c^0}, \quad (4)$$

которая лишь фактором анизотропии отличается от  $H_{c2}^{\perp}$ , на корневую ветвь  $H_{c2}'' = \frac{3^{1/2}\Phi_0}{\pi d \xi_0} \left(\frac{T_c - T}{T_c^0}\right)^{1/2}$ .

Нетривиальной чертой такого кроссовера является сдвиг верши-

ны параболы влево на величину  $\Delta T = T_c - \tilde{T}$

$$\Delta T / T_c^0 = (2\lambda \xi_0^2 / \Phi_0) (m / M)^{1/2} H^* f'(1). \quad (6)$$

Этот сдвиг связан с зонным уширением спектра Ландау "частицы". Корневая (2D) и линейная (3D) ветви функции  $N_{c2}''(T)$  соединены областью "положительной кривизны", где кривая  $N_{c2}''(T)$  плавно загибается вверх. Линейный кроссовер - переход с линейной ветви  $N_{c2}''(T) \propto A(T_c - T)$  на другую, более круто наклоненную линейную ветвь  $N_{c2}''(T) \propto B(\tilde{T} - T)$ , ( $B > A$ ) возникает в том случае, когда квадратичным по  $N_{c2}''$  членом в уравнении (2) можно пренебречь. Это можно сделать в таких СР, у которых толщина сверхпроводящих слоев атомного масштаба: интеркалированных слоистых сверхпроводников типа дихалькогенидов переходных металлов, СР типа  $YBaCuO/PgBaCuO$ , СР из плоскостей двойникования, и, с определенной осторожностью, в слоистых ВТСП кристаллах с большой анизотропией типа висмутовых или таллиевых. Оценки показывают, что в слоистых дихалькогенидах  $\Delta T > T_c^0$ , т.е. точка кроссовера сдвинута на величину порядка  $T_c^0$ , так что кроссовер в этих материалах реально не наблюдается. Вместо него в дихалькогенидах переходных металлов при понижении температуры наблюдается лишь его начальная стадия - положительная кривизна  $N_{c2}''(T)$ . Линейный кроссовер наблюдается в слоистых сверхпроводниках с большой анизотропией ( $M/m$ ) и малым отношением  $(\xi_0/L)^2$ , что уменьшает поле  $H^*$  и обеспечивает условие  $\Delta T \ll T_c^0$ . Нелинейность  $N_{c2}''(T)$  в некоторых ВТСП кристаллах можно отнести на счет СР из плоскостей двойникования. В отличие от искусственных СР и дихалькогенидов переходных металлов в случае ВТСП следует говорить скорее о качественном согласии с экспериментом, что впрочем, не лишено смысла в отсутствие микроскопического подхода.

Раздел 2.2 "Расчет параметров сверхпроводящих сверхрешеток. Критическая температура сверхрешеток" посвящен вычислению закона дисперсии "частицы"  $\epsilon(p)$  на основе граничных условий Де Жена с помощью метода трансфер-матрицы  $\hat{T}$ , после чего подстановка  $\epsilon(0)$  в (3) приводит к трансцендентному уравнению относительно  $T_c$ . В случае СР S/N типа  $T_c$  зависит от двух характерных длин  $l_1$  и  $l_2$ , которые определяются соответственно коэффициентом прозрачности и эффектом распаривания прослоек, тогда как в случае СР S/I типа  $T_c$  зависит только

от  $l_1$ . Численный анализ показал, что возрастание числа слоев  $N$ , а также усиление связи между ними, приводит к увеличению  $T_c(N, l_1, l_2)$ , причем относительная величина этого увеличения возрастает с уменьшением толщины сверхпроводящих слоев  $b$ . В приближении слабой связи возможно аналитическое решение уравнения для  $T_c$ , которое, например, для  $S/N$  СР дает:

$$T_c = T_c^0(b) \left[ 1 - \left( \frac{\pi \epsilon_0}{b} \right)^2 \left( 1 - \frac{\epsilon_0}{b} \left\{ 0.64 + 3.5 \frac{\epsilon_0}{d} \exp \left( -\frac{d}{\xi} \right) \cos \left( \frac{\pi}{N+1} \right) \right\} \right) \right]$$

где  $d$  — толщина нормальной прослойки, а  $T_c^0(b)$  — критическая температура  $S$ -слоя.

В разделе 2.3 "Осцилляции  $T_c$  в сверхпроводящих сверхрешетках" полученные в 2.2 формулы для  $T_c$  сверхпроводящих СР использованы для качественного объяснения физической природы наблюдавшихся недавно осцилляций  $T_c$  как при монотонном увеличении толщины диэлектрической прослойки СР  $Nb/SiO_2$ , так и при плавном росте толщины сверхпроводящих слоев  $Mo$  в СР  $Mo/Si$ . В основе подхода лежит тот факт, что  $T_c$  зависит от параметров (длины  $l_1$ , нормального сопротивления  $R$ ), которые определяется коэффициентом прозрачности,  $D$ , туннельного барьера, создаваемого диэлектрической прослойкой. Осцилляции  $D(d)$  при изменении толщины  $d$  этой прослойки приводят к осцилляциям  $T_c(d)$ . Осцилляции  $D(d)$  возникают при варьировании толщин слоев или прослоек в силу смещения минизонного энергетического спектра СР, относительно уровня Ферми  $E_f$ . При этом каждый раз, когда  $E_f$  пересекает разрешенную минизону, коэффициент прозрачности  $D(d)$  испытывает всплеск.

Раздел 2.4 "Дифференциально-разностные уравнения Гинзбурга-Ландау для сверхпроводящих сверхрешеток в магнитном поле" посвящен их выводу в пределе слабой связи слоев, когда косинусный закон дисперсии "частицы" приводит к корреляции лишь соседних слоев, и анализу  $H_{c2}(T)$  как в случае  $S/I$ , так и  $S/N$  СР. В результате получено уравнение (2), в котором все характерные параметры вычислены непосредственно на основе граничных условий Де Жена.

Раздел 2.5 "Угловая зависимость верхнего критического поля  $H_{c2}(\theta)$ " посвящен вычислению  $H_{c2}(\theta)$  искусственных СР и интеркалированных слоистых сверхпроводников. Угловая зависимость  $H_{c2}$  СР имеет черты как 2D, так и 3D поведения (соотве-

тственно с конечной или нулевой производной  $dH_{c2}(\theta)/d\theta$  при  $\theta \rightarrow 0$ ) и характеризуется размерным кроссовером, обусловленным зависимостью от угла фактора анизотропии, определяющего силу связи слоев. Конечность толщины слоев и корреляция между ними подавляют сингулярность  $H_{c2}$  при  $\theta \rightarrow 0$ , характерную для интеркалированных слоистых сверхпроводников. Процедура интеркалирования неизбежно вносит в структуру слоистого кристалла неконтролируемые изменения - дефекты в упаковке слоев, тогда как в некоторых материалах интеркалят заполняет не все межслойные промежутки, образуя при этом периодические структуры в направлении, перпендикулярном слоям. В связи с этим в 2.5 схема расчета  $H_{c2}$  усовершенствована таким образом, чтобы учесть как композиционную структуру, так и дефекты упаковки реальных слоистых кристаллов, что позволило получить и проанализировать выражения для  $H_{c2}(\theta)$  бинарного слоистого кристалла и при наличии дефекта в упаковке слоев.

Раздел 2.6 называется "Положительная кривизна поля  $H_{c2}(T)$  на двумерной сверхрешетке". Потребность в изучении этого вопроса связана с тем, что в последнее время были получены и исследованы системы, обладающие периодичностью в двух или даже в трех направлениях. Наиболее интересными представителями этого класса СР несомненно являются полупроводниковые СР, состоящие из халькогенидов свинца (типа  $PbTe/PbS$ ) с упорядоченными квадратными сетками дислокаций несоответствия. Такие СР примечательны во многих отношениях и, прежде всего, благодаря довольно высокой критической температуре  $T_c \approx 5.5$  К, при полупроводниковой концентрации электронов  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а также отсутствию сверхпроводимости в каждом из двух типов халькогенидов свинца, образующих слой СР. В отличие от одномерных СР, трехмерные СР обнаруживают нелинейность  $H_{c2}(T)$  как при параллельной, так и при перпендикулярной слоям ориентациях поля. Случай параллельной ориентации, по существу ничем не отличается от (2), тогда как расчет  $H_{c2}(T)$  на двумерной решетке сводится к вычислению спектра "частицы" на основе уравнения Харпера. В результате чего, в модели, трактующей дислокацию несоответствия как слабую связь, получено уравнение, описывающее положительную кривизну  $H_{c2}^{\perp}(T)$  таких систем

$$H_{c2}^{\perp}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0^2} \frac{l_1}{L} \left(1 - \frac{T}{T_c^0}\right) \left[1 - \frac{2}{\pi} \arcsin D(H_{c2}^{\perp}(T))\right]^{-1}, \quad (7)$$

где  $D(H) = \exp(-H^*/H)$ .

Раздел 2.7 "Квазипериодические сверхрешетки" посвящен вычислению  $H_{c2}^{\parallel}$  в СР, у которых слои двух типов, А и В, напылялись в соответствии с алгоритмом Фибоначчи:  $S_1=A$ ,  $S_2=AB$ ,  $S_3=ABA$ ,  $S_4=ABAAB\dots$ ,  $S_n=S_{n-1}S_{n-2}$ . Перпендикулярное критическое поле такой 1D квазипериодической СР, как оказалось, является линейной функцией приведенной температуры  $\tau = 1-T/T_c$ , тогда как  $H_{c2}^{\parallel}(\tau)$  нелинейна, и вблизи  $T_c$  может быть описана степенной функцией  $H_{c2}^{\parallel}(\tau) \propto \tau^{\gamma}$ , что обусловлено принципиально разной динамикой "частицы" в направлении вдоль и поперек слоев. Теория спектра одномерных квазипериодических систем Фибоначчи была развита в работах Китаева и Левитова, после чего авторы применили ее к расчету  $H_{c2}^{\parallel}(\tau)$ . При этом была выбрана модель, в которой роль "потенциальной энергии" частицы играла ступенчатая добавка к линейному члену  $\alpha(T)$  в стандартном уравнении Гинзбурга-Ландау. Такой подход позволил объяснить степенную зависимость  $H_{c2}^{\parallel}(\tau) \propto \tau^{\gamma}$  и выразить  $\gamma$  через инвариант преобразования Фибоначчи,  $J$ . Из эксперимента следовало, однако, слишком большое значение  $J$  ( $= 235.2$ ), что в принятой модели возможно лишь при условии  $\xi_0$  меньше толщины слоев, противоречащим эксперименту. В 2.7 расчет  $J$  выполнен в рамках более реалистичной модели, развитой в 2.2. Полученное там выражение для  $J$ ,

$$J = 1 + \left\{ \frac{1 + x^2 l_1 l_2}{2x l_2} \sin \left[ x \left( b_A - b_B \right) \right] \right\}^2, \quad (8)$$

снимает указанное противоречие, поскольку большая величина  $J$  в (8) достигается подбором длин  $l_1$  и  $l_2$ , зависящих от прозрачности и распаривающего эффекта слоев, а не их толщин  $b_A$  и  $b_B$ . Кроме того  $J$  зависит от  $\tau$ , поскольку  $x = \tau^{1/2}/\xi_0$ , что в свою очередь, означает зависимость от  $\tau$  показателя степени  $\gamma$  и хорошо согласуется с экспериментом.

В разделе 2.8 "Эффект близости в сверхпроводящих сверхрешетках", по методу раздела 2.2, показано, что параметр порядка экспоненциально, по числу  $S$ -слоев, убывает в глубь  $S/N$  СР, контактирующей с массивным сверхпроводником.

В разделе 2.9 "Эффект Джозефсона в слоистых сверхпроводниках" показано, что в слоистых сверхпроводниках с джозефсоновским взаимодействием слоев зависимость сверхтока от разности фаз на соседних слоях имеет вид  $j(\varphi) = \sum_n j_n \sin(n\varphi)$ .

Амплитуды  $j_n$  являются растущими функциями отношения туннельного интеграла между слоями к величине параметра порядка  $\sigma/\Delta$  и убывают с увеличением номера  $n$ . Вклад в сверхток членов с  $n > 1$  при  $\sigma/\Delta \approx 0,03$  не превышает 2%, а при  $\sigma/\Delta \approx 0,1$  он составляет  $\approx 8\%$ . Щель в спектре рассматриваемой системы меньше  $2\Delta$ , а корневые особенности в плотности состояний при  $\pm\Delta$  отсутствуют. Несинусоидальный характер сверхтока изменяет структуру джозефсоновского вихря и вольт-амперной характеристики по сравнению со стандартным контактом.

В разделе 2.10 "Об одном типе беспорядка в слоистых и гранулярных сверхпроводниках" рассмотрена модель 2D сверхпроводника, потенциальный рельеф которого состоит из последовательности бесконечно тонких и бесконечно высоких потенциальных барьеров, расположенных на краях системы параллельных полосок, ширины которых являются независимыми и одинаково распределенными случайными величинами с плотностью вероятности  $f(y) = l^{-1}e^{-y/l}$ . Вычислены функция Грина, плотность состояний и критическая температура  $T_c$ , которая является монотонно растущей функцией числа электронов в слое и средней ширины полосок  $l$ . Такого типа зависимости наблюдались в  $2H-NbSe_2$  при введении водорода. Здесь же рассмотрена модель гранулярного сверхпроводника со случайным размером гранул.

В разделе 2.11. "О природе аномалии сдвига  $T_c$  при одноосном сжатии ВТСП купратов и слоистых сверхпроводников типа диселенида ниобия" посвящен теоретической интерпретации экспериментов по одноосному сжатию ВТСП монокристаллов типа  $YBaCuO$  в плоскости  $a-b$ , и  $NbSe_2$  вдоль оси  $c$ , т.е. перпендикулярно слоям. Результаты таких экспериментов оказались довольно неожиданными: в первом случае сдвиг  $T_c$  был разного знака при сжатии вдоль  $a$  и  $b$ , а во втором  $T_c$  оказалась монотонной функцией давления вдоль оси  $c$ . В 2.11 показано, что оба явления связаны с особенностями в плотности состояний, в частности, анизотропия сдвига  $T_c$  при сжатии в плоскости  $a-b$   $YBaCuO$  возникает благодаря сингулярности Ван Хофа.

Глава 3 "Структурный фазовый переход пайерлсовского типа в квазидномерных и квазидвумерных системах в магнитном и электрическом полях" начинается с обзорного раздела 3.1 "Пайерлсовский переход в квазидномерных системах", в котором излагаются основные идеи и результаты исследований физики

пайерлсовских систем.

В разделе 3.2 "Влияние электромагнитных флуктуаций на критическую температуру пайерлсовского перехода" показано, что электромагнитные флуктуации подавляют пайерлсовский фазовый переход в Q1D системе параллельных нитей, упакованных в трубку, т.е. в системах типа полиацетилен. Уменьшение  $T_c$  при этом определяется величиной сопротивления нитей в металлической фазе,  $R$ , т.е. выше  $T_c$ , а также средним расстоянием между нитями в трубке  $a$ ,

$$T_c = T_{c0}(W) \exp \left[ \Psi \left( \frac{1}{2} \right) - \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\pi e^2 R}{\hbar \kappa} \right) \right], \quad (9)$$

$\Psi(x)$  - дигамма-функция,  $T_{c0}(W)$  - критическая температура нити без электромагнитных флуктуаций,  $\kappa = 2\pi/N^{1/2}a$ ,  $N$  - число нитей в трубке. В пределе  $a \rightarrow \infty$ , когда корреляция между нитями пропадает, в соответствии с теоремой Ландау,  $T_c \rightarrow 0$ . Расчет  $T_c$  выполнен вне рамок теории возмущений, что потребовало разработки специального метода усреднения функции Грина по флуктуациям в формализме эффективного Лагранжиана.

Раздел 3.3 "О неустойчивости заряженного кинка в квази-одномерных пайерлсовских структурах типа транс-полиацетилена в однородном электрическом поле" связан с вычислением вероятности туннельного вылета электрона из кинка или биполярона под действием поля  $E$ . Дело в том, что полиацетилен состоит из хаотически переплетающихся волокон (трубок), которые в свою очередь составлены из отрезков (сегментов) нитей  $(CH)_x$ , поэтому его проводимость во внешнем поле связана с прыжками электронов между сегментами и волокнами. Внутри сегментов электроны локализованы на кинках или поляронах, в случае *cis* и *trans* фазы соответственно. Расчет туннельной вероятности вылета электрона из потенциальной ямы, создаваемой кинком или поляроном, выполненный на основе  $u-v$  уравнений, показывает, что она пропорциональна фактору  $\exp(-E^*/E)$ . Туннельная делокализация электронов открывает новый канал проводимости в полиацетиле, который дает, в соответствии с экспериментом, вклад в проводимость с характерной туннельной зависимостью от поля вида  $\sigma = \sigma_0 \exp(-E^*/E)$ . Такая зависимость  $\sigma(E)$  обнаружена экспериментально в *cis*-фазе полиацетилена. Полученное при этом численное значение  $E^* \approx 2 \cdot 10^5$  В/см по порядку величины совпадает с расчетным. В пользу прыжкового ме-

ханизма перемещения электронов свидетельствует также моттовский закон температурной зависимости  $\sigma \propto \exp(-T_0/T)$ .

В разделе 3.4 "Магнитопробойный структурный фазовый переход пайерлсовского типа в двумерных системах" показано, что в 2D системах, помещенных в квантующее магнитное поле, реализуется принципиальная возможность возникновения пайерлсовской сверхструктуры в том случае, если электроны движутся когерентно по цепочкам МП-траекторий. В условиях развитого МП она связана с симметрией закона дисперсии электронов внутри зон Ландау, который удовлетворяет условию нестинга  $\epsilon_\rho(k+Q) = -\epsilon_\rho(k)$ , и приводит к стандартной картине образования пайерлсовской сверхструктуры с волновым вектором  $Q$  каждый раз, когда середина зоны Ландау пересекает уровень Ферми. Таким образом, при изменении поля  $H$  (если оно больше поля пробоя  $H_0$ ) в системе реализуется последовательность структурных фазовых переходов, периодических по  $1/H$ , а критическая температура имеет форму серии импульсов, причем  $T_c$  в максимумах импульсов пропорциональна вероятности магнитного пробоя  $\rho(H) = \exp(-H_0/H)$ , определяющей ширину магнитной зоны Ландау. Для круговых орбит, спектр в зоне Ландау равен

$$\epsilon_\rho(k) = \frac{\hbar\Omega}{\pi} \arcsin(\rho \cos kL), \quad (10)$$

оценка  $T_c^{\max}$  с логарифмической точностью дает

$$T_c^{\max} \approx \hbar\Omega/\pi^2 \gamma \arcsin[\rho \exp(-g\rho)]. \quad (11)$$

$\ln \gamma \approx 0,577$  - постоянная Эйлера,  $g$  - константа электрон-фононной связи,  $\Omega$  - циклотронная частота,  $L$  - период МП-цепочки. В 3.4 приведен численный расчет формы импульса  $T_c(H)$ , а также рассмотрен случай МП-цепочки, составленной из малой и большой орбит, когда малая играет роль квантового затвора.

Когерентный МП - не единственный способ создания 1D зон Ландау. В последнее время интенсивно исследуются 2D системы, в которых вырождение по положению центра орбит Ландау снимается искусственно созданным периодическим потенциалом, лежащим в плоскости слоя, а магнитное поле ортогонально этой плоскости. В подобных системах были обнаружены осцилляции термодинамических величин, периодические по  $1/H$ , но отличающиеся от де Гааза-ван Альфеновских по периоду, температурному поведению и зависимости от концентрации электронов. В разделе 3.5 "Структурный фазовый переход пайерлсовского типа в двумерных системах в магнитном поле" показано, что в 2D

проводнике, помещенном в перпендикулярное его плоскости магнитное поле и в 1D периодический потенциал, действующий в плоскости, возникает серия структурных неустойчивостей пайерлсовского типа, обусловленная одномеризацией системы вследствие появления зон Ландау. Эти структурные неустойчивости, обладая всеми чертами описанного в 3.4 МП пайерлсовского перехода, в то же время имеют ряд специфических особенностей. В частности, пространственный период возникающей сверхструктуры, обратно пропорционален полю  $H$ . В 3.5 исследованы условия возникновения такого перехода и изучены свойства новой фазы. Зависимость температуры перехода от магнитного поля имеет вид ограниченного на конечном интервале полей каскада импульсов  $T_c(H)$ , ширина которых гораздо меньше периода их следования. Периодичность по  $1/H$  определяется двумя факторами: периодом осцилляций де Гааза-ван Альфена, а также периодом осцилляций ширины зоны Ландау на уровне Ферми, зависящим от отношения циклотронного радиуса к периоду 1D потенциала. Как и в Q1D системах типа полиацетилена, возбуждениями системы в пайерлсовской фазе являются топологические солитоны модуля параметра порядка (кинки)  $\Delta(x) = \Delta_0(H) \text{th}(x/\xi_0(H))$ . В отличие от полиацетилена щель в спектре  $\Delta_0(H)$  и длина когерентности  $\xi_0(H)$  сильно зависят от поля  $H$ . В заключении раздела обсуждаются следствия и приложения, в частности, аналогия с каскадом фазовых переходов в  $(\text{TMTSP})_2\text{X}$ .

В разделе 3.6 "Электронный спектр и структурный переход в слоистых металлах" показано, что в слоистых проводниках возможен структурный фазовый переход с удвоением периода в чередовании слоев, который в отличие от стандартного пайерлсовского удвоения в цепочке атомов, обусловлен перестройкой энергетического спектра не вблизи уровня Ферми, а вблизи дна зоны проводимости. Вместо щели в плотности состояний возникает плато, а диэлектрическая фаза отсутствует. Понижение энергии электронов за счет деформации их спектра вблизи дна зоны делает также выгодным образование периодических структур при интеркаливании слоистых проводников.

Глава 4. "Осцилляционные явления в слоистых проводниках и сверхрешетках" открывается разделом 4.1 "Вступительные замечания и обзор литературы", в котором дано краткое описание проблемы квантовых осцилляций в металлах начиная с ос-

новополагающих работ Ландау и И.Лифшица с А.Косевичем.

Раздел 4.2 озаглавлен "Эффект де Гааза-ван Альфена в слоистых металлах". В нем построена теория термодинамических осцилляций в слоистых металлах, как с периодическим, так и с аperiodическим чередованием слоев. При перпендикулярной слоям ориентации магнитного поля де гааза-ван альфеновские осцилляции  $p$ -й гармоники, характерные для одного слоя, модулируются фактором слабости  $I(\nu_p)$ , который представляет собой Фурье-образ одномерной плотности состояний  $g_1(\epsilon)$ , связанный с движением электронов поперек слоев ( $\nu_p = 2\pi\rho/\hbar\Omega$ ,  $\rho = 1, 2, \dots, \Omega$  - циклотронная частота).

$$I(\nu_p) = \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\epsilon) e^{i\nu_p \epsilon} d\epsilon. \quad (12)$$

Экспериментальное выделение функции  $I(\nu_p)$  позволяет восстановить структуру упаковки слоев. В частности, в однородных слоистых структурах  $I(\nu_p) \propto \cos(4\pi\sigma/\hbar\Omega)$ , так что по периоду модулирующих осцилляций можно непосредственно определить величину интеграла перекрытия соседних слоев  $\sigma$ . Квазилокальные и локальные уровни в  $g_1(\epsilon)$ , обусловленные дефектами в упаковке слоев, также приводят к появлению дополнительных частот в  $I(\nu_p)$  по которым можно определить  $\sigma$  в месте дефекта. Частоты этих осцилляций определяются положением квазилокальных пиков  $\epsilon_\alpha$  в плотности состояний  $g_1(\epsilon)$ . Амплитуда осцилляций экспоненциально затухает благодаря наличию факторов, аналогичных фактору Дингла  $\exp(-\nu_p \hbar/\tau_\alpha)$ . При параллельной слоям ориентации магнитного поля, благодаря снятию вырождения по положению центра орбиты, уровни Ландау расщепляются в зоны, приводя к модуляции амплитуды  $p$ -й гармоники фактором  $I_p(W)$ , который является полиномом степени  $p$  по переменной  $W = \rho^2$ , где  $\rho = \exp(-\hbar^*/\hbar)$ , причем  $I_p(0) = 1$ , а  $I_p(1) = 0$ .

В разделе 4.3 "Термодинамические осцилляции в периодических магнитопробойных структурах" показано, что в случае когерентного движения электронов по цепочке орбит, связанных между собой центрами МП, энергетический спектр определяется правилами квантования, обобщающими соотношения Лифшица-Онсагера, что приводит к зависимости энергии не только от  $p_z$  и  $n$ , но и от квазиимпульса, связанного с движением электрона вдоль МП-цепочки,  $\hbar k$ , т.е. к образованию зон Ландау. Также

как и в слоистом кристалле частоты  $n$ -й гармоники в термодинамических осцилляциях модулируются фактором  $I_n(\rho)$ :

$$I_n(\rho) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} dy T_{2n} \left[ \left( 1 - \rho^2 \cos^2 y \right)^{1/2} \right], \quad (13)$$

$T_{2n}(x) = \cos(2n \arccos x)$  - полиномы Чебышева первого рода. Из (13) видно, что  $I_n(\rho)$  также представляют собой полиномы степени  $n$  относительно вероятности МП  $W = \rho^2$ , которые обращаются в единицу при  $\rho = 0$  и в нуль при  $\rho = 1$ , когда магнитные зоны сливаются в сплошной спектр. Для трех первых гармоник ( $n = 1, 2, 3$ )  $I_1(\rho) = 1 - \rho^2$ ,  $I_2(\rho) = 1 - 4\rho^2 + 3\rho^4$ ,  $I_3(\rho) = 1 - 9\rho^2 + 18\rho^4 - 10\rho^6$ . В МП -цепочках, составленных из чередующихся малой и большой орбит, при сильном различии их площадей, осцилляции модулируются периодическим по  $1/N$  фактором  $I_n^*(\rho) = (-1)^n \exp(-2\pi i n \gamma_{\text{eff}}) I_n(\rho_{\text{eff}}^2)$ . Осцилляции фактора  $I_n(\rho_{\text{eff}}^2)$  обусловлены периодичностью эффективной вероятности МП через малую орбиту  $\rho_{\text{eff}}(1/N)$ , а также  $\gamma_{\text{eff}}(1/N)$ , возникающей благодаря периодическому сдвигу магнитных зон.

В разделе 4.4 "Гигантские квантовые осцилляции диэлектрической проницаемости металла при когерентном магнитном пробое" в условиях, описанных подробно в 4.3, вычислен поляризационный оператор, определяющий продольную диэлектрическую проницаемость металла и коэффициент бесстолкновительного магнитного затухания Ландау. Последний имеет вид последовательности импульсов, форма которых отличается от прямоугольной, характерной для отсутствия магнитного пробоя. В условиях развитого МП эти импульсы проседают и уширяются, приобретая форму зуба по мере увеличения ширины магнитных зон Ландау и температуры. В частности, при выполнении условия  $\hbar\omega \ll T \ll 2\hbar\Omega \arcsin \rho$  ( $\omega$  - частота волны,  $T$  - температура) форма импульса поглощения определяется выражением

$$\gamma(\Delta) = \frac{\hbar\Omega}{4\pi T} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} dk \operatorname{ch}^{-2} \left\{ \left[ \frac{\hbar\Omega}{4\pi T} |\Delta - \Delta_0| - \frac{1}{\pi} \arcsin(\rho \sin k) \right] \right\}. \quad (14)$$

$\Delta$  - дробная часть  $(E_F/\hbar\Omega - 1/2)$ , а  $\Delta = \Delta_0$  в центре импульса. В случае МП-цепочки, составленной из малой и большой орбит, как и в 4.3, здесь следует заменить  $\rho \Rightarrow \rho_{\text{eff}}$ .

В разделе 4.5 "Термодинамические осцилляции и поглощение Ландау в условиях динамической локализации электронов в сверхрешетках" показано, что в сверхрешетке, находящейся в

поле электромагнитной волны с частотой  $\omega$  и амплитудой  $E$ , поляризованной вдоль оси  $CP$ , средняя скорость и эффективная ширина зоны, связанная с движением электронов поперек слоев, пропорциональны функции Бесселя  $J_0(\nu/\omega)$ , где  $\nu = eEL/\hbar$  — частота блоховских осцилляций. В случае, когда  $\nu/\omega$  совпадает с одним из корней функции Бесселя, средняя скорость электронов в зоне равна нулю, что соответствует динамической локализации электронов поперек слоев. Изменяя  $\nu/\omega$ , можно эффективно управлять силой связи между слоями без механического воздействия на  $CP$ . Эффект проявляется в виде модуляции фактора слоистости  $I(\nu_n)$  внешним высокочастотным лазерным излучением, поляризованным перпендикулярно слоям  $CP$ .

$$I(\nu_n) = J_0 \left[ \frac{4\pi l \sigma}{\hbar \Omega} J_0(\nu/\omega) \right]. \quad (15)$$

В условиях ДЛ  $J_0(\nu/\omega) = 0$ , и связь между слоями эффективно разрывается, а  $I(\nu_n) = 1$ . При этом воспроизводятся частоты де Гаваз-ван Альфеновских осцилляций изолированного слоя. При  $J_0(\nu/\omega) \neq 0$  в спектре осцилляций появляются дополнительные (модулирующие) частоты  $\sim (\sigma/\hbar\Omega) J_0(\nu/\omega)$ , обусловленные зонным уширением уровней Ландау при движении электронов поперек слоев. Другой пример проявления ДЛ связан с затуханием Ландау в  $CP$ . Как известно, бесстолкновительное затухание Ландау эффективно лишь в том случае, когда в системе имеются электроны, скорость которых вдоль направления распространения волны совпадает с ее фазовой скоростью  $v = \omega_0/q$  ( $\omega_0$  и  $q$  — частота и волновой вектор волны). Поскольку в условиях ДЛ скорость зонных электронов можно эффективно управлять, изменяя  $\nu/\omega$ , то возникает возможность плавно изменяя параметр  $\nu/\omega$ , последовательно вводить систему в условия резонансного поглощения Ландау и выводить ее из них. При этом коэффициент поглощения ультразвука, распространяющегося перпендикулярно слоям полупроводниковой (или металлической)  $CP$ , пропорционален одномерной плотности состояний  $g(\epsilon)$ , связанной с движением электронов поперек слоев. Последняя имеет сингулярности на границах зоны, что позволяет говорить о "гигантских осцилляциях" поглощения ультразвука в  $CP$  в условиях ДЛ.

Глава 5 "Волны в сверхрешетках" начинается с обзорного раздела 5.1 "Вступительные замечания и обзор литературы", в котором кратко обсуждаются основные работы по электромагнитным, плазменным и фононным волнам в  $CP$  и слоистых кристаллах.

В разделе 5.2 "Локальные плазменные моды в сверхрешетках" исследован спектр плазменных колебаний в СР и слоистых кристаллах, содержащих "дефектный" слой, в котором концентрация электронов  $n$  и (или) их эффективная масса отличаются от соответствующих величин в остальных слоях СР. В такой системе, помимо известных ранее объемных плазмонов, существуют новые ветви плазменных колебаний, локализованные на дефектном слое. При этом, в зависимости от величины и знака параметра  $\Delta = \delta(m^*/n)n/m$  реализуется либо акустическая  $\Omega_1(q)$ ,

$$\Omega_1^2(q) = \omega_*^2(q, \alpha) \operatorname{th} qa \left( 1 - \sqrt{1 - \operatorname{th}^2 qa (1 - \alpha^2)} \right), \quad (16)$$

либо оптическая  $\Omega_L(q)$  мода

$$\Omega_L^2(q) = \omega_*^2(q, \alpha) \operatorname{cth} qa \left( 1 + \sqrt{1 - \operatorname{th}^2 qa (1 - \alpha^2)} \right). \quad (17)$$

( $q$  - волновой вектор, лежащий в плоскости слоя). В случае  $\Delta > 0$  мода  $\Omega_1$  существует при любых значениях  $|\Delta|$  и расположена ниже полосы спектра объемных плазмонов. Мода  $\Omega_L$  существует при  $\Delta < 0$ , причем только когда  $|\Delta| < 1/2\pi$ , и расположена выше полосы спектра объемных плазмонов. Установлена связь между функцией Грина плазмонов СР и трансфер-матрицей, что позволило найти спектр плазмонов СР с конечным числом слоев. Параметр  $\delta$ , знак которого определяет тип локальной моды, равен  $\delta = m^*/n - m_d^*/n_d$ . Индексом  $d$  обозначены величины, относящиеся к "дефектному" слою, параметр  $\alpha = \frac{2\pi\lambda}{1 + 2\pi\Delta}$ .

В разделе 5.3 "Локальные фоновые моды в слоистых кристаллах" рассмотрена модель, в которой силовая матрица экспоненциально убывает с ростом разности номеров взаимодействующих слоев  $\Lambda_q(n - n') = \Lambda_q(0) \exp(-\gamma\alpha|n - n'|)$ . В окрестности "дефектного" слоя, где силовая матрица отличается от таковой для идеального кристалла, в зависимости от знака ее изменения, реализуется либо высокочастотная, либо низкочастотная локальная мода. "Размягчение" решетки, если его величина превышает некоторый порог, приводит к появлению низкочастотной моды, тогда как при "ужесточении" решетки реализуется высокочастотная мода. Появление низкочастотной моды вблизи такого "когерентного" дефекта может быть причиной локального увеличения константы электрон-фононной связи, что дает ключ к качественному пониманию эффекта локального усиления сверхпроводимости вблизи плоскостей двойникования.

В разделе 5.4 "Электромагнитные волны в слоистых сверх-

проводниках" показано, что в слоистых сверхпроводниках, в которых корреляция электронов из разных слоев осуществляется только за счет электромагнитного взаимодействия, а тунелирование между слоями отсутствует, возможно распространение как продольных плазменных, так и поперечных электромагнитных волн. Дисперсионные уравнения для этих волн, распространяющихся поперек слоев, определяются соответственно функциями отклика заряд-заряд  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$  и ток-ток  $Q(\mathbf{q}, \omega)$  сверхпроводящих слоев. Например, для электромагнитных волн оно имеет вид

$$\cos ka = \operatorname{ch} q_{\omega} a + [2\pi\mu Q(\mathbf{q}, \omega)/c q_{\omega}] \operatorname{sh} q_{\omega} a, \quad (18)$$

где  $q_{\omega}^2 = q^2 - (\epsilon\mu/c^2) \omega^2$ . Решение (18) в лондоновском пределе вблизи  $T_c$  предсказывает возможность существования объемной и поверхностной длинноволновых мод. Объемная мода имеет щель в спектре при  $q = 0$ , которая исчезает при  $T = T_c$ , тогда как поверхностная мода экспоненциально затухает вглубь слоистого сверхпроводника и имеет порог по волновому вектору  $q$ :  $\omega_S^2(\mathbf{q}) = c^2/\epsilon\mu (q^2 - q_*^2)$ , где  $q_* \approx 1/a$ . Плазменные колебания в СР при  $T=0$ ,  $\omega_S^2 = \omega_{SL}^2(\mathbf{q}) + s^2 q^2$ , перенормированы по сравнению с 2D модой Боголюбова-Андерсона ( $\omega = sq$ ) на величину поперечной моды,

$$\omega_{SL}^2(\mathbf{q}) = \frac{2\pi n e^2}{m} q \frac{\operatorname{sh} qa}{\operatorname{ch} qa - \cos ka}, \quad (19)$$

возникающей в результате кулоновского взаимодействия зарядовых флуктуаций конденсата куперовских пар из разных слоев. При  $k = 0$  мода  $\omega_S^2(\mathbf{q})$  имеет щель  $\omega_0 = 4\pi n e^2 / (ma)$ . ( $n$ -плотность сверхпроводящих электронов).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Показано, что все известные типы нелинейности температурной зависимости  $H_{c2}$  в 1D, 2D и квазипериодических сверхпроводящих СР S/I и S/N типов вблизи  $T_c$ : корневой и линейный кроссоверы, положительная кривизна, а также зависимость  $H_{c2} \propto (1 - T/T_c)^{\gamma}$ , где  $1/2 < \gamma < 1$ , описываются в рамках простого аналитического подхода, основанного на теории Гинзбурга-Ландау. В случае искусственных СР и дихалькогенидов переходных металлов метод дает хорошее количественное согласие теории с экспериментом, тогда как в случае слоистых ВТСП купратов согласие скорее качественное. Развитый метод позволил также вывести и решить дифференциально-разностные уравнения Гинзбурга-Ландау для S/I и S/N СР, определить угловую зависимость  $H_{c2}(\theta)$  в СР, изучить зависимость  $T_c$  от параметров мик-

- роструктуры СР: толщин слоев и прослоек, их числа, распаривающего эффекта и прозрачности, что позволило понять природу осцилляций  $T_c$  в СР типа Mo/Si и Nb/SiO при монотонном изменении толщин S и I слоев, показать, что в результате эффекта близости параметр порядка убывает экспоненциально от слоя к слою вглубь СР, контактирующей с однородным сверхпроводником.
2. Анализ, выполненный в рамках модели БКШ показал, что зависимость сверхтока от разности фаз  $\varphi$  между соседними слоями слоистого сверхпроводника отличается от стандартной джозефсоновской формы и имеет вид:  $J(\varphi) = \sum_n J_n \sin n\varphi$ , где  $J_n$  — быстро убывает с ростом  $n = 1, 2, 3, \dots$ , что изменяет вид ВАХ и джозефсоновского вихря по сравнению с их стандартной формой.
  3. Установлено, что анизотропия сдвига  $T_c$  при одноосном сжатии бездвойниковых монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  вдоль осей a и b, а также немонотонная зависимость  $T_c$  от давления вдоль оси c в  $2H-NbSe_2$  определяются особенностями плотности состояний.
  4. Показано, что электромагнитные флуктуации подавляют пайерлсовский переход в Q1D системе типа полиацетилена, при этом уменьшение  $T_c$  определяется величиной сопротивления нити в металлической фазе (выше  $T_c$ ), а также расстоянием между нитями в трубках.
  5. Установлено, что в Q1D системах типа полиацетилена имеется канал неомической проводимости  $\sigma \propto \exp(-E_0/E)$ , обусловленный туннелированием электрона из кинка или биполярона, под действием однородного электрического поля E.
  6. Предсказано новое явление, состоящее в том, что квантующее магнитное поле индуцирует в 2D системах с 1D периодичностью в плоскости проводящих слоев, либо содержащих цепочки МП траекторий, ограниченную серию (каскад) периодических по обратному полю структурных фазовых переходов пайерлсовского типа, обусловленных одномеризацией спектра в зонах Ландау.
  7. Показано, что особенности электронной плотности состояний слоистых проводников вблизи дна зоны проводимости делают выгодным, при определенном соотношении параметров электронной системы и решетки, структурный фазовый переход с удвоением периода в расположении слоев.
  8. Установлено, что термодинамические осцилляции в слоистых металлах модулируются фактором  $I(2\pi l/\hbar Q)$ , представляющим собой Фурье-образ 1D плотности состояний  $g(\epsilon)$ , связанной с

движением электронов поперек слоев ( $l = 1, 2, \dots, \Omega$ -циклотронная частота). Особенности  $g(\epsilon)$  на краях зоны, а также обусловленные дефектами упаковки слоев, приводят к осцилляциям фактора  $I$ , измерение частот которых позволяет определить межслоевые туннельные интегралы как в объеме кристалла, так и в местах локализации дефектного слоя. При параллельной слоям ориентации магнитного поля, а также в условиях когерентного МП, фактор  $I(l, W)$ , модулирующий осцилляции  $l$ -й гармоники, является полиномом степени  $l$  по переменной  $W(N)$ - вероятности МП (соответственно между соседними слоями или орбитами), причем  $I(1, 0) = 1$ , а  $I(1, 1) = 0$ .

9. В СР, находящейся в поле электромагнитной волны с частотой  $\omega$  и амплитудой  $E$ , поляризованной вдоль оси СР, благодаря своеобразному резонансу между шарковской частотой  $\nu$  и  $\omega$  возникает т.н. динамическая локализация (ДЛ) электронов в направлении поперек слоев, благодаря которой можно эффективно управлять силой связи слоев без механического воздействия на СР, изменяя отношение  $\nu/\omega$ . Показано, что эффект ДЛ при этом проявляется в виде модуляции частот термодинамических осцилляций и гигантских (пропорциональных 1D плотности состояний) осцилляций коэффициента поглощения Ландау.

Установлено, что в условиях когерентного МП прямоугольные импульсы бесстолкновительного магнитного затухания Ландау проседают и уширяются, приобретая форму зуба по мере увеличения ширины зоны Ландау и температуры.

10. Показано, что в слоистых проводниках или СР наряду с объемными плазмонами, распространяющимися поперек слоев, существуют плазмоны, локализованные вблизи слоя с отличной от других слоев концентрацией и/или массой носителей заряда. В зависимости от знака и величины относительного изменения этих параметров возможны либо оптическая, либо акустическая плазменные моды.

11. Установлено, что спектр колебаний слоистого кристалла в модели, в которой силовая матрица экспоненциально убывает с ростом разности номеров взаимодействующих слоев, вычисляется точно. Если такой кристалл содержит "дефектный" слой, то вблизи него, в зависимости от знака локального изменения силовой матрицы, локализована либо низкочастотная, либо высокочастотная фононная мода.

12. Показано, что в слоистых сверхпроводниках с сильной анизотропией, делающей туннелирование электронов поперек слоев маловероятным, вблизи  $T_c$  возможно распространение как объемной, так и поверхностной, экспоненциально затухающей вглубь кристалла, поперечных электромагнитных волн. Объемная волна имеет щель в спектре, которая исчезает при  $T=T_c$ , тогда как поверхностная мода имеет порог по волновому вектору в поперечном к слоям направлении.

Основные результаты диссертации отражены в работах:

1. Гвоздикив В.М., Маннинен Э. Критические характеристики тонкой сверхпроводящей пленки //ФНТ.-1980.-т.6, N9.-с. 1137-1145.
2. Гвоздикив В.М., Маннинен Э. О критических полях слоистых сверхпроводников //ФНТ.-1983.-т.9, N11.-с. 1141-1147.
3. Гвоздикив В.М. Электронный спектр и структурный переход в слоистых металлах //ФТТ.-1983.-т.25, N11.-с.3336-3340.
4. Гвоздикив В.М., Маннинен Э. Критическая температура квазидвумерных систем с высоким электросопротивлением //ФНТ.-1984.-т.10, N1.-с. 24-29.
5. Гвоздикив В.М. Об одном типе беспорядка в слоистых и гранулированных сверхпроводниках // ФНТ.-1984.- т.10, N10.-с. 1077-1082.
6. Гвоздикив В.М. Эффект де Гааза-ван Альфена в слоистых металлах //ФТТ.-1984.-т.26, N9.-с. 2574-2578.
7. Оболенский М.А., Зо Ен Сик, Белецкий В.И., Чашка Х.Б., Гвоздикив В.М.// Сверхпроводящие свойства слоистого соединения  $Re_xNb_{1-x}Se_2$ .//ФНТ.-1985.-т.11, N12.- с.1293-1244.
8. Гвоздикив В.М., Канер Э.А. Магнитопробойный структурный фазовый переход пайерлсовского типа в двумерных системах //Письма в ЖЭТФ.-1986.-т.43, N8.-с. 393-395.
9. Гвоздикив В.М. О положительной кривизне температурной зависимости верхнего критического поля в сверхпроводящих сверхрешетках //ФНТ.-1986.-т.12, N2.-с. 121-127.
10. Гвоздикив В.М. Эффект де Гааза-ван Альфена в слоистых металлах в параллельном плоскости слоев магнитном поле //ФТТ.-1986.-т.28, N1.-с. 320-322.
11. Гвоздикив В.М. Термодинамические осцилляции в периодических магнитопробойных структурах //ФНТ.-1986.-т.12, N7.-с. 705-709.

12. Гвозди́ков В.М., Канер Э.А. Гигантские квантовые осцилляции диэлектрической проницаемости металла при когерентном магнитном пробое //ФНТ.-1987.-т.13, №1.-с. 59-69.
13. Гвозди́ков В.М. Эффект Джозефсона в слоистых сверхпроводниках //ФНТ.-1988.-т.14, №1.-с. 15-23.
14. Гвозди́ков В.М. О неустойчивости заряженного кинка в квазиодномерных пайерловских структурах типа транс-полиацетилена в однородном электрическом поле //ФНТ.-1988.-т.14, №11.-с. 1192-1197.
15. Оболенский М.А., Чашка Х.Б., Белецкий В.И., Гвозди́ков В.М. Влияние одноосного давления на температуру сверхпроводящего перехода диселенида ниобия // ФНТ.-1989. -т.15, №9.-с. 983-988.
16. Гвозди́ков В.М. Критическая температура сверхпроводящих сверхрешеток //ФНТ.-1989.-т.15, №6.-с. 636-644.
17. Гвозди́ков В.М. Критические магнитные поля сверхпроводящих сверхрешеток.//ФНТ.-1990.-т.16, №1.-с. 5-15.
18. Гвозди́ков В.М. Локальные плазменные моды в сверхрешетках //ФНТ.-1990.-т.16, №9.-с. 1156-1163.
19. Гвозди́ков В.М., Тейшейра М. Эффект близости в сверхпроводящих сверхрешетках //ФНТ.-1991.-т.17, №3.-с. 323-327.
20. Гвозди́ков В.М. Локальные фононные моды в слоистых кристаллах //ФТТ.-1991.-т.33, №10.-с. 2907-2914.
21. Gvozdikov V.M., Teixeira M. Proximity effect in superlattices //Phys.Lett.A.-1991.-v.159.-p.73-76.
22. Гвозди́ков В.М. Структурный фазовый переход пайерловского типа в двумерных системах в магнитном поле. //ФНТ.-1992.-т.18, №9. -с. 997-1004.
23. Гвозди́ков В.М. Термодинамические осцилляции и поглощение Ландау в условиях динамической локализации в сверхрешетках // ФНТ.-1992.-т.18, №10.-с. 1128-1134.
24. Гвозди́ков В.М., Тейшейра М. О нелинейностях температурной зависимости верхнего критического поля сверхпроводящих сверхрешеток.//ФНТ.-1993.-т.19, №12.-с. 1302-1312.
25. Гвозди́ков В.М. О природе аномалии сдвига  $T_c$  при одноосном сжатии ВТСП купратов //ФНТ.-1993.-т.19, №11.-с. 1285-1287.
26. Gvozdikov V.M. Electromagnetic waves in layered superconductors //Physica C.-1994.-v.224, №3/4.- p. 293-299.

27. Gvozdikov V.M. Energy spectrum of a Bloch electron on a 2D lattice with long-range hopping in a magnetic field //J.Phys.: Condens. Matter -1994.-v.6.-p. 6245-6255.
28. Gvozdikov V.M. Van Hove singularity and anomalous shift of the superconducting transition in untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  under uniaxial pressure //Physica C.-1994.-v.235-240.-p.2127-2128.

Гвоздіков В.М. "Електронні властивості надпровідних та нормальних надграток та шаруватих кристалів".

Дисертація є рукописом, що ґрунтується на 28 наукових роботах, подана на здобуття наукового ступеню доктора фізико-математичних наук за спеціальностями 01.04.07-фізика твердого тіла та 01.04.22-надпровідність. Харківський держуніверситет, Харків-1995.

В рамках теорії Гінзбурга-Ландау дано простий аналітичний опис усіх відомих типів нелінійностей температурної залежності верхнього критичного поля у одновимірних, двовимірних та квазіперіодичних надгратках поблизу критичної температури: кореневого та лінійного кросоверів, позитивної кривини та ступеневої залежності (у квазіперіодичних надгратках). Залежність критичної температури  $S/I$  та  $S/N$  надграток від товщини надпровідних (S), нормальних (N), та ізолюючих (I) шарів та їх кількості розраховано на основі методу трансформатриці. Показано, що аномалії зумовленого стиском зсування  $T_c$  у ВТНП купратах та інтеркальованих шаруватих надпровідниках можна пояснити наявністю сингулярностей у електронній густині станів. Розглянуто ефекти Джозефсона та близькості у надгратках. Передбачено нові електромагнітні хвилі у шаруватих надпровідниках. Знайдені локальні плазмові та фононні моди у надгратках та шаруватих кристалах які містять дефектні шари. Показано, що двовимірний провідник у квантуючому магнітному полі є нестабільним відносно виникнення серії пайєрлєвських фазових переходів, періодичних у зворотньому полі та обумовлених зонами Ландау, які з'являються завдяки періодичності у площині або магнітному пробію. Розглянуто термодинамічні осциляції та поглинання Ландау у шаруватих та магнітопробійних системах з та без динамічної локалізації. Досліджено подавлення пайєрлєвського переходу, яке зумовлено електромагнітними флуктуаціями та неомічною провідністю викликанюю нестабільністю кінка у сильному електричному полі у квазіодновимірних системах. Передбачено фазовий перехід з подвоєнням періоду чередування шарів у шаруватому кристалі.

Ключові слова: надпровідність, надгратки, шаруваті кристали, критичні поля, критичні температури, пайєрлєвський перехід, квантові осциляції, магнітний пробій, електромагнітні та плазмові хвилі, фонони.

Gvozdkov V.M. "Electronic properties of superconducting and normal-metal superlattices and layered crystals".

The thesis, in a manuscript form, based on the materials of the 28 publications in a peer-review journals, is submitted for the degree of the Doctor of Science in Physics and Mathematics (Speciality: 01.04.07- Solid State Physics and 01.04.22- Superconductivity). Kharkov State University, Kharkov, Ukraine, 1995.

Within the framework of the Ginzburg-Landau theory a simple analytic description is given of all the known nonlinearity types of the temperature dependence of the upper critical field in one-dimensional, two-dimensional, and quasi-periodic superlattices near the critical temperature, viz. the root and linear crossovers, the positive curvature, and the power law (in quasi-periodic superlattices). The dependence of the critical temperature  $T_c$  of S/I and S/N superlattices on the thicknesses of the superconducting (S), normal (N), and insulating (I) layers and their numbers is calculated on the basis of the transfer-matrix approach. It is shown that anomalies in the pressure-induced shift of the  $T_c$  in HTSC cuprates and intercalated layered superconductors can be explained by the peculiarities in the electronic density of states. The Josephson effect and the proximity effect in superlattices are considered. New electromagnetic waves in layered superconductors are predicted. Local plasma and phonon modes are found in superlattices and layered crystals containing defect layers. It is shown that a two-dimensional conductor in a quantizing magnetic field is unstable against appearance of a series of Peierls-like phase transitions periodic in inverse field and caused by the Landau bands which arise due to either in-plane periodicity or magnetic-breakdown. Thermodynamic oscillations and Landau absorption in layered and magnetic-breakdown systems with and without dynamic localization are considered. The suppression of the Peierls transition caused by electromagnetic fluctuations and nonohmic conductivity due to the kink-instability in a strong electric field in quasi-one-dimensional systems are studied. The phase transition which results in a layer-periodicity doubling in layered crystals is predicted.

---

Подписано к печати 04.II.95 г. Формат 60x84 I/16.

Уч.-изд.л. 1,9. Тираж 100. Зак.33.

---

Ротапринт Института монокристаллов АН Украины  
Харьков, пр.Ленина,60. 30-70-97.

446169

AB 33.383