

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф.ИОФФЕ

На правах рукописи

БУРКОВ Александр Трофимович

**Электронный транспорт в проводниках
вблизи границы устойчивости металлического состояния**

специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2007

Работа выполнена в Физико - техническом институте
им. А.Ф. Иоффе Российской Академии Наук

Официальные оппоненты:

доктор технических наук, профессор	Вендик О.Г.
доктор физико-математических наук, профессор	Грановский А.Б.
доктор физико-математических наук, профессор	Смирнов И.А.

Ведущая организация: Санкт-Петербургский
Государственный Университет

Защита состоится " _____ " _____ 2007 г. в _____ часов
на заседании диссертационного совета Д002.205.01 при Физико-
техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН по адресу:
194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-
технического института им. А.Ф.Иоффе РАН.

Автореферат разослан " _____ " _____ 2007 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 002.205.01
кандидат физико-математических наук А.А. Петров

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Среди нерешенных проблем электронного транспорта в металлах одной из важнейших, как в научном, так и в прикладном аспекте, является проблема высокотемпературного транспорта. Согласно теории, электрическое сопротивление и термоэдс металла при высоких температурах – для немагнитных металлов при температурах выше температуры Дебая, должны быть линейными функциями температуры [1]. Экспериментальные же температурные зависимости электросопротивления имеют значительные отклонения от линейности, характеризуемые как положительной так и отрицательной второй производной по температуре. Температурные зависимости термоэдс большинства металлов качественно отличаются от линейных теоретических зависимостей [2, А32]. Анализ экспериментальных результатов позволяет утверждать, что основной причиной этой неадекватности теории является игнорирование тонкой структуры электронного спектра в окрестности энергии Ферми. Наличие такой структуры, с масштабом по энергии порядка десятых долей электрон-вольта, в электронных спектрах переходных и редкоземельных металлов, их сплавов и соединений подтверждается как результатами теоретических расчетов, так и экспериментами по определению геометрии поверхности Ферми. Эта структура связана с вкладом d - и f - орбиталей в плотность делокализованных состояний на уровне Ферми. Из-за малой ширины соответствующих зон, эффекты электрон-электронного взаимодействия в таких системах играют важную роль в определении типа основного состояния и приводят к сильным перенормировкам электронного спектра.

Соответствие энергетических масштабов электронной структуры, важных для высокотемпературного электронного транспорта и электрон-электронных корреляций определяет круг материалов, наиболее подходящих для изучения связи между тонкой структурой электронного спектра и особенностями высокотемпературного транспорта. К этому кругу относятся проводники с сильными электрон-электронными корреляциями и, в особенности, проводники находящиеся на фазовой диаграмме вблизи границы устойчивости основного состояния. Близость к фазовой границе, на которой происходит изменение типа основного состояния проводника, например возникновение магнитного порядка или переход металл - изолятор, при относительно небольшом изменении внешних параметров - температуры, магнитного поля, давления или в результате легирования, приводит к увеличению восприимчивости системы к внешним воздействиям, существенной перенормировке параметров электронной структуры и сильно изменяет макроскопические свойства, такие как электронный транспорт. Нестабильность основного состояния и высокая восприимчивость из-за близости к фазовой границе может порождать новые физические явления.

Примером являются, активно обсуждаемые в последние годы проблемы связанные с близостью к квантовой критической точке (фазовому переходу при $T = 0$ К), такие как не ферми-жидкостное поведение в трехмерных проводниках [3,4]. В этой связи чрезвычайно актуальным является поиск эмпирических закономерностей, связывающих свойства проводника при конечных температурах с близостью системы к границе устойчивости. В этом контексте магнитные и почти магнитные переходные металлы и соединения на основе переходных и редкоземельных металлов также являются естественными объектами изучения. Это тот круг материалов на исследование свойств которого и направлена настоящая работа.

Актуальность экспериментального исследования и нахождения эмпирических закономерностей определяется тем, что хотя теория электронной структуры в настоящее время достигла уровня, обеспечивающего высокую точность расчета электронных спектров и геометрии поверхности Ферми, задача расчета электронных транспортных свойств исходя из "первых" принципов до сих пор не решена. Сложность многочастичных микроскопических теорий не позволяет использовать их для интерпретации, а тем более для расчета транспортных свойств в большинстве экспериментальных ситуаций.

Перечисленные выше аспекты определяют актуальность темы диссертации. Исследования, проведенные в рамках диссертации, были включены в проекты, поддерживаемые Российским фондом фундаментальных исследований, и в ряд международных проектов.

Целью работы является экспериментальное исследование электрического сопротивления и термоэдс, и определение физических механизмов электронного транспорта в проводниках со сложным электронным спектром, когда взаимное влияние эффектов электронной структуры и различных видов беспорядка определяет поведение транспортных свойств в зависимости от внешних воздействий - температуры, магнитного поля и давления. В общем виде эту категорию материалов можно обозначить как проводники, находящиеся вблизи границы устойчивости металлического состояния. Здесь мы главным образом имеем в виду магнитные и почти магнитные металлы, а также проводники, претерпевающие переход металл—изолятор или близкие к такому переходу.

Объектами исследования являются редкоземельные и некоторые переходные металлы, интерметаллические соединения RAI_2 , RCo_2 , где R - редкоземельные элементы, и $CuIr_2X_4$, где $X = S, Se$, а также некоторые сплавы на основе этих интерметаллических соединений.

В рамках решения общей проблемы был сформулирован ряд конкретных научных задач, связанных с исследованием разных аспектов общей проблемы и различных классов материалов. Эти задачи подробно описаны в соответствующих главах диссертации.

Научная новизна работы определяется как общей постановкой задачи исследования, так и решением конкретных задач. Впервые поставлена и решена задача определения физического механизма, определяющего сложные температурные зависимости термоэдс и сопротивления металлов при высоких температурах.

Впервые, на примере соединений RAI_2 , RCo_2 и их сплавов экспериментально показана связь между высокотемпературным транспортом и тонкой структурой плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми.

Обнаружено новое явление - большое положительное магнитосопротивление в ферромагнитном состоянии металлического сплава. Предложена физическая модель этого явления, которая указывает, что это явление должно наблюдаться в широком классе зонных метамагнетиков.

Впервые обнаружено не ферми-жидкостное поведение электросопротивления в метамагнитных сплавах на основе соединений RCo_2 . Большая часть экспериментальных результатов о высокотемпературных транспортных свойствах переходных, редкоземельных металлов и интерметаллических соединений получены впервые в ходе работы.

Практическая ценность работы.

Разработан ряд надежных, автоматизированных методик для измерения транспортных свойств металлов при температурах от 2 К до 2000 К. Эти методики успешно применяются в ряде лабораторий.

Получен большой объем новых экспериментальных данных о транспортных свойствах элементарных металлов, сплавов и интерметаллических соединений. Эти результаты важны как основа полной феноменологической картины электронного транспорта в металлах, а также могут быть использованы при практическом применении этих материалов. Обобщение этих данных позволило сформулировать новую теоретическую модель, связывающую электронную структуру металла и высокотемпературный транспорт. Модель может быть использована для прогнозирования транспортных свойств новых материалов.

Основные научные положения, выносимые на защиту.

1. В результате обширного экспериментального исследования показано, что высокотемпературный транспорт в магнитных, почти магнитных и других проводниках с сильными электрон-электронными корреляциями определяется тонкой структурой электронного энергетического спектра в окрестности энергии Ферми. Развита процедура, позволяющая извлечь из температурных зависимостей термоэдс и электрического сопротивления информацию о структуре плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми.

2. Обнаружено большое положительное магнитосопротивление в ферромагнитной фазе в структурно неупорядоченных металлических системах с зонным метамагнетизмом. На примере сплавов $(Y_{1-x}R_x)Co_2$, где R -

магнитные РЗЭ, и сплавов $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$ показано, что сочетание пространственных флуктуаций обменного поля или локальных восприимчивостей с зонным метамагнетизмом приводит к формированию частично упорядоченного магнитного состояния системы делокализованных электронов, которое характеризуется статическими флуктуациями амплитуды локальной намагниченности. Рассеяние на этих флуктуациях дает большой дополнительный вклад в сопротивление при низких температурах. Внешнее магнитное поле или давление изменяют объемное соотношение фаз с высокой и низкой локальной намагниченностью и приводят, в зависимости от состава сплава, к росту или падению сопротивления. Развита теоретическая модель этого явления.

3. Установлено, что термоэдс в сплавах с частичным магнитным порядком определяется рассеянием электронов проводимости на границах фаз с высокой и низкой намагниченностью делокализованных электронов, а изменение термоэдс в магнитном поле - изменением объемной доли этих фаз.

4. Обнаружено не ферми-жидкостное поведение электрического сопротивления в сплавах $(Y_{1-x}Gd_x)Co_2$ и $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$ вблизи ферромагнитной фазовой границы. В парамагнитных сплавах $(Y_{1-x}Gd_x)Co_2$ ($x = 0.1 - 0.15$) во внешнем магнитном поле выше 8 тесла сопротивление при низких температурах меняется с температурой по закону: $\rho \propto T^{1.2}$ в то время как фундаментальным результатом теории Ферми-жидкости является зависимость $\rho \propto T^2$. В парамагнитных сплавах $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$ ($x=0.1 - 0.12$) сопротивление является почти линейной функцией температуры. Внешнее магнитное поле восстанавливает ферми-жидкостное поведение в этих сплавах.

5. Экспериментально доказан аномальный характер электронного транспорта в металлической фазе соединений $CuIr_2S_4$ и $CuIr_2Se_4$. Электрическое сопротивление $CuIr_2Se_4$ в широком диапазоне температур от 2 К до (по крайней мере) 1000 К с высокой точностью описывается зависимостью

$$\rho - \rho_0 = a \exp \left[- \left(\frac{T^*}{T} \right)^n \right], \text{ где } n = 0.5 \text{ или } 1. \text{ Аналогичная зависимость}$$

наблюдается в соединении $CuIr_2S_4$ при температурах выше температуры перехода металл-изолятор (230 К). Показано, что такой аномальный тип зависимости электрического сопротивления наблюдается и в других проводниках с сильной электрон-решеточной связью.

Апробация работы.

Материалы диссертации докладывались на Международной конференции по электронной структуре и свойствам соединений редких земель и актинидов (Санкт-Пёлтен, Австрия, 1984); Международном симпозиуме "Высококачественные материалы в науке и технологии" (Дрезден, ГДР, 1985); Международных

конференциях по термоэлектрическому преобразованию энергии (Нанси, Франция, 1989, Арлингтон, США, 1992, Канзас Сити, США, 1995, Санкт-Петербург, Россия, 1995, г. Нагоя, Япония, 1998); Международной конференции по физике переходных металлов (Киев, СССР, 1988); VIII Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ (Новосибирск, СССР, 1988); 59 конференции Немецкого Физического Общества (Берлин, Германия, 1995); 9 Международной конференции по жидким и аморфным металлам (Чикаго, США, 1995); Международных конференциях по магнетизму (Каирнс, Австралия, 1997, Ресифе, Бразилия, 2000, Рим, Италия, 2003, Киото, Япония, 2006); Международных конференциях по сильно коррелированным электронным системам (Нагано, Япония, 1999, Анн Арбор, США, 2001, Вена, Австрия, 2005); XVIII Международной школе "Новые Магнитные Материалы Микроэлектроники" (Москва, 2002); 23 Международной конференции по физике низких температур (Хиросима, Япония, 2002); на семинарах ФТИ им.А.Ф. Иоффе; в Институте Физики Твердого Тела Токийского Университета, Япония; в Институте Физики Твердого Тела и Материаловедения, Дрезден, Германия; в Институте Экспериментальной Физики Венского Технического Университета, г. Вена, Австрия; на физическом факультете университета Тохоку, Сендаи, Япония и университета Рюкю, Япония. Часть материала вошла в курс лекций по электронному транспорту в металлах, прочитанному автором в 1996 - 2000 г.г. в университете Рюкю, Япония.

Личный вклад автора. Содержание диссертации отражает персональный вклад автора. Автору целиком принадлежит выбор направления исследований и формулировка основных задач. Основной объем экспериментального материала получен лично автором или под его непосредственным руководством. Автор принимал непосредственное участие в анализе экспериментальных результатов и развитии физических моделей транспорта. Ряд работ выполнен совместно с сотрудниками Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, университета г. Вена (Австрия), университета Рюкю (Япония), университета г. Токио (Япония), университета г. Муроран (Япония), университета г. Хиросима (Япония), Института Физики Твердого Тела и Материаловедения, г. Дрезден (Германия).

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из Введения, 5 глав, Заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 315 страниц машинописного текста, включая 139 рисунков и 6 таблиц. Список литературы содержит 223 наименования.

Публикации.

Основное содержание диссертации опубликовано в 65 статьях, из которых 2 опубликованы в энциклопедии, 4 - в монографиях, 51 - в отечественных и международных научных журналах, 8 - в трудах конференций. Список

публикаций приведен в конце автореферата.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цели и конкретные задачи диссертационной работы, приведены положения, выносимые на защиту, показана научная и практическая ценность результатов работы, даны сведения об апробации, изложено краткое содержание диссертации по главам.

Первая глава посвящена методическим вопросам. В этой главе подробно описаны принципы и практическая реализация методик для исследования температурных зависимостей электрического сопротивления и термоэдс при температурах от 2 К до 2000 К и во внешних магнитных полях до 17 Т. Особенностью эксперимента в данной работе является комплексное исследование свойств материалов в очень широком диапазоне температур: нижняя граница измерений составляет 2 К, а верхняя достигает 2000 К. Кроме того измерения транспортных свойств – электрического сопротивления и термоэдс проводились в магнитных полях до 15 Т и в условиях гидростатического давления до 2 Гпа. В большинстве случаев использовалась оригинальная измерительная аппаратура. Некоторые устройства успешно используются в лабораториях Германии и Японии.

Описаны наиболее принципиальные компоненты установок. Проанализированы источники ошибок измерения свойств и методы их минимизации. Приведены данные о калибровочных зависимостях термопар и электродов сравнения. Важный вклад был сделан в развитие автоматизации эксперимента с использованием персональных компьютеров. В частности впервые была создана полностью автоматизированная установка для измерения термоэдс. Для измерений применяются классические методики: 4-зондовая схема измерения электрического сопротивления на постоянном токе, и дифференциальный метод измерения термоэдс. Несмотря на принципиальную простоту этих методик, их практическая реализация, в экстремально широком диапазоне температур, при высоких требованиях к точности измерений, представляет сложную задачу. Было создано 3 экспериментальных установки, позволяющих проводить одновременные измерения электрического сопротивления и термоэдс. Первая установка предназначена для измерений при температурах от 2 К до 300 К, включая измерения в магнитном поле до 17 Т. В установке применен новый метод модуляции градиента температуры, который позволяет проводить измерения термоэдс при перепаде температуры на образце до 0.1 К, при этом обеспечивается высокая точность измерений термоэдс и хорошая стабильность температуры. Для измерений термоэдс в магнитном поле было выполнено определение зависимости калибровок термопар (хромель - константан) и электрода сравнения (хромель) от магнитного поля. В

установке использована оригинальная контактная система электродов с образцом, которая не требует специального приготовления контактов и не предъявляет жестких требований к форме и размерам образца, она позволяет проводить измерения как на массивных образцах, так и на тонких пленках. Это важный момент, обеспечивший возможность измерения большого количества образцов разнообразных материалов.

Вторая установка предназначена для измерений при температурах от 80 К до 1300 К. Установка создавалась с целью обеспечить быстрые и высококачественные измерения термоэдс и сопротивления с использованием образцов произвольной формы, включая тонкие пленки. При измерениях при высоких температурах важное значение приобретает защита образца от взаимодействия с окружающей средой, в том числе с элементами конструкции держателя образца. Поэтому держатель образцов размещается внутри камеры, которая может откачиваться с помощью турбомолекулярного насоса до вакуума порядка 10^{-6} торр. Обычно камера заполняется газообразным гелием до давления несколько выше атмосферного. Измерения можно выполнять и в вакууме, однако при этом точность измерения термоэдс снижается. Кроме того надо иметь в виду, что при высоких температурах может происходить металлизация изоляции парами металлов держателя и образца и загрязнение образца. В установке используется контактная система электродов с образцом с механическим прижимом электродов к образцу с помощью миниатюрных пружин, выполненных из иридия или сплавов вольфрама с рением и сохраняющих упругость во всем рабочем диапазоне температур.

Третья установка предназначена для измерения термоэдс и сопротивления массивных образцов при температурах от 300 К до 2000 К. Измерения при очень высоких температурах, выше примерно 1500 К, особенно трудны.

Это связано с несколькими факторами:

1. Конструкционные материалы теряют свою стабильность и прочность. Циклирование по температуре между комнатной температурой и высокими температурами приводит к деформациям конструкций.
2. Практически все электроизоляционные материалы имеют при этих температурах значительную электропроводность.
3. При температурах, приближающихся к 2000 К возникают трудности с нагревом образца и поддержанием стабильной температуры и градиента температур в образце. При измерении в атмосфере инертного газа значительная часть мощности нагревателя теряется за счет теплопроводности газа (включая конвекционный перенос), а при измерении в вакууме термоэлектронная эмиссия с металлических деталей приводит к сильным искажениям измеряемых сигналов. Созданная установка позволяет проводить измерения термоэдс и сопротивления массивных проводников при температурах от 300 К до температур несколько выше 2000 К с неплохой точностью. При этом эта система позволяет работать с образцами различных

форм и размеров. Главной оригинальной частью установки является держатель образцов выполненный из молибдена, все элементы электрической изоляции в нем вынесены за пределы наиболее горячей зоны. Держатель обеспечивает хорошую механическую и тепловую стабильность.

Во второй главе представлены результаты изучения транспортных свойств некоторых переходных и редкоземельных металлов в предельно широком диапазоне температур. В случае редкоземельных металлов этот диапазон охватывает и область жидкого состояния. Результаты, представленные в этой главе представляют часть более обширного массива экспериментальных данных о высокотемпературном транспорте в металлах, в результате анализа которого была сформулирована цель диссертационной работы.

Рений представляет пример, когда практически во всем исследованном диапазоне температур, от 4 К до 2000 К, только один механизм рассеяния - рассеяние на фононах, определяет электронный транспорт. Этот пример показывает, что иногда встречающееся в литературе утверждение, что сложные температурные зависимости транспортных свойств при высоких температурах связаны с изменением относительного вклада разных

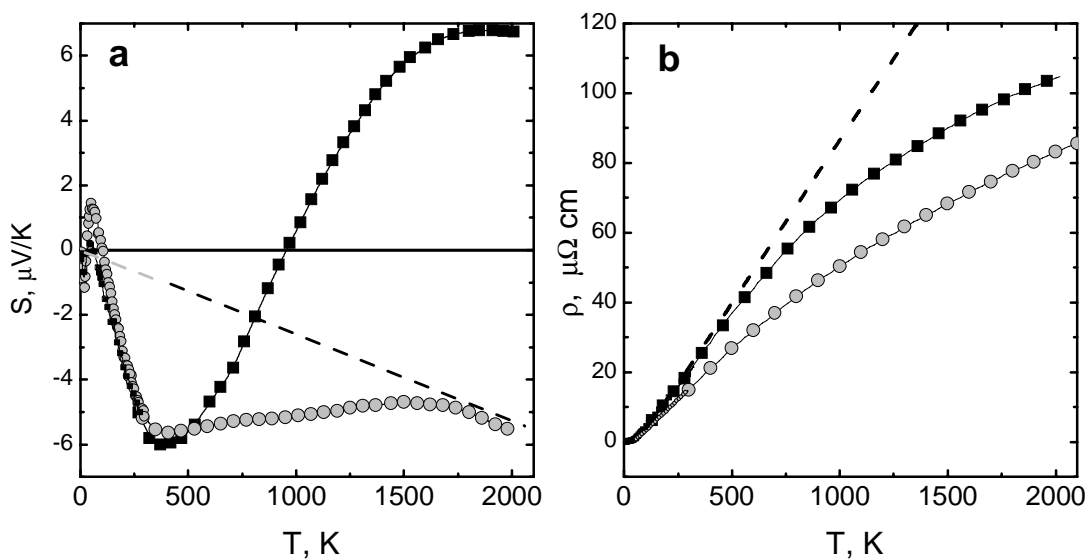


Рис. 1: Термоэдс (a) и сопротивление (b) монокристалла рения: ■ - S_{ab} и ρ_{ab} ; ● - S_c и ρ_c . Пунктирная прямая на графике термоэдс и на графике сопротивления – теоретический результат для температурных зависимости этих свойств при высоких температурах.

механизмов рассеяния, вообще говоря неверно. Рений обладает высокой механической и химической стабильностью при высоких температурах, что

очень важно для получения достоверных и высококачественных результатов измерений в рекордно широком интервале температур. Были исследованы монокристаллические образцы рения двух степеней чистоты, которая характеризуется отношением сопротивления при комнатной температуре к остаточному сопротивлению (RRR). Менее чистый материал имеет $RRR = 130$, в то время как более чистый – не менее 10000. Рений кристаллизуется в гексагональную структуру, поэтому тензоры сопротивления и термоэдс имеют по 2 независимых коэффициента, соответствующие ориентациям тока или теплового потока вдоль гексагональной оси (ρ_c и S_c) и в плоскости (a,b) (ρ_{ab} и S_{ab}). Результаты измерения термоэдс и сопротивления более чистого рения показаны на Рис. 1 [A12,A16]. Важнейшими особенностями транспортных свойств рения при высоких температурах являются сложный, нелинейный характер зависимостей термоэдс от температуры, очень большая анизотропия термоэдс и сопротивления, нелинейные зависимости сопротивления от температуры. Поскольку в данном случае нет никаких оснований связывать сложное поведение транспортных свойств со сменой основного механизма рассеяния, или с нестабильностью структуры, эти особенности являются ясным указанием на влияние электронной структуры. Рассматривая возможные механизмы такого влияния следует прежде всего обратить внимание на наименее обоснованные приближения теории. К ним относится приближение сильного вырождения, основанное в свою очередь на очень упрощенной модели электронной структуры. Влияние электронной структуры на электронный транспорт можно, с некоторой долей условности, разделить на "геометрические" эффекты – ограничения налагаемые геометрией поверхности Ферми на рассеяние электронов проводимости; и эффекты связанные с тонкой структурой плотности электронных состояний в окрестности энергии Ферми. Как было показано в [A12], оба эффекта играют роль в случае Re. Зависимость термоэдс от температуры при $100 \text{ K} < T < 400 \text{ K}$ определяется изотропной особенностью в плотности состояний с шириной порядка 0.1 eV [5]. При более высоких температурах для направления S_{ab} включается рассеяние с перебросом для цилиндрического листа поверхности Ферми. Это рассеяние имеет сильную зависимость от энергии из-за того, что минимальный волновой вектор рассеяния с перебросом близок к размеру зоны Бриллюэна, т.е. максимальному волновому вектору фононов. Рассеяние с перебросом дает большой положительный вклад в термоэдс только для направления в базисной плоскости, что и приводит к большой анизотропии выше 400 K . Данные о транспорте в ниобии и сплаве ниобий – молибден показывают, наряду со сложностью температурных зависимостей свойств при высоких температурах, эффект взаимного влияния фононного (динамический беспорядок) и примесного (статический беспорядок) рассеяния в металлах со сложной электронной структурой. Эффект электронной структуры в сплавах проявляется в том, что примесное сопротивление зависит от температуры. В некоторых случаях это может

приводить к более низкому сопротивлению сплава по сравнению с сопротивлением чистого металла, на основе которого приготовлен сплав.

Свойства кристаллических и жидких РЗМ демонстрируют влияние разрушения трансляционной симметрии при котором динамический беспорядок сменяется по существу статическим беспорядком. При плавлении металла кристаллическая решетка разрушается, трансляционная симметрия и дальний порядок, приводящие к зонной картине электронного спектра в кристаллах, исчезают. В результате плоские волны во многих случаях оказываются неплохим приближением для описания электронных состояний вблизи энергии Ферми. В главе приводятся основные положения теории электронного транспорта в жидких металлах, описана методика измерения свойств в жидком состоянии. Были выполнены измерения термоэдс и электрического сопротивления редкоземельных металлов Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Ho и Yb в кристаллическом и в жидком состоянии. Измерения термоэдс в жидком состоянии большинства этих металлов выполнены впервые. В кристаллической фазе оба свойства имеют сильно нелинейные температурные зависимости. Зависимость сопротивления от температуры и отклонения температурных зависимостей термоэдс от линейности связаны с релаксацией ближнего порядка.

Основные результаты этой главы можно суммировать следующим образом:

1. Транспортные свойства металлов со сложной электронной структурой, таких как переходные или редкоземельные металлы, рассматриваемые в широком интервале температур не могут быть описаны в рамках приближения сильного вырождения в его классическом понимании. Существенно нелинейные зависимости сопротивления от температуры, характерные для переходных и редкоземельных металлов при высоких температурах, и очень сложные температурные зависимости термоэдс связаны со структурой электронного спектра в окрестности энергии Ферми, которая не может быть воспроизведена стандартными процедурами разложения в окрестности энергии Ферми по степеням отношения температуры к энергии Ферми.
2. В сложных металлах разделение статического и динамического беспорядка становится довольно условным, поскольку примесное сопротивление зачастую зависит от температуры.
3. Электронный транспорт в жидких РЗМ в первом приближении описывается в рамках приближения почти свободных электронов, т.е. разрушение дальнего кристаллического порядка приводит к "размыванию" тонкой структуры электронного спектра вблизи энергии Ферми и уменьшению ее влияния на транспорт. В жидких РЗМ температурные зависимости транспортных свойств определяются релаксацией ближнего порядка в расположении ионов, другими словами - изменением с температурой структурного фактора в области главного максимума, и характером зависимости фазовых сдвигов потенциала от энергии.

Третья глава посвящена исследованию семейства изоструктурных интерметаллических соединений RAI_2 и сплавов $La_xY_{1-x}Al_2$. В этой главе представлены результаты экспериментального изучения термоэдс и сопротивления соединений и сплавов при высоких температурах: от 100 К до 1000 К. Целью этого изучения было определение относительного влияния фонованого, примесного и магнитного рассеяния, а также электронной структуры на высокотемпературный электронный транспорт. Соединения RAI_2 имеют структуру кубических фаз Лавеса и являются простейшим (в смысле электронного строения и магнитной структуры) представителем обширного класса интерметаллических соединений с общей формулой RM_2 , где R - это редкоземельный элемент (включая иттрий и скандий), а M - разнообразные металлы, среди них Al, Co, Fe, Ni, Mn [6]. Из-за относительной простоты соединения RAI_2 часто используются как эталонный материал при анализе свойств более сложных изоструктурных соединений. Очень полезной чертой соединений RAI_2 является то, что электронная структура в непосредственной близости к энергии Ферми, и следовательно - поверхность Ферми, в первом приближении не зависят от R-элемента, в то время как магнитный момент, локализованный на узлах R-подрешетки меняется в широких пределах. Это позволяет изучать, в частности, влияние магнитных взаимодействий на электронный транспорт, устранив в

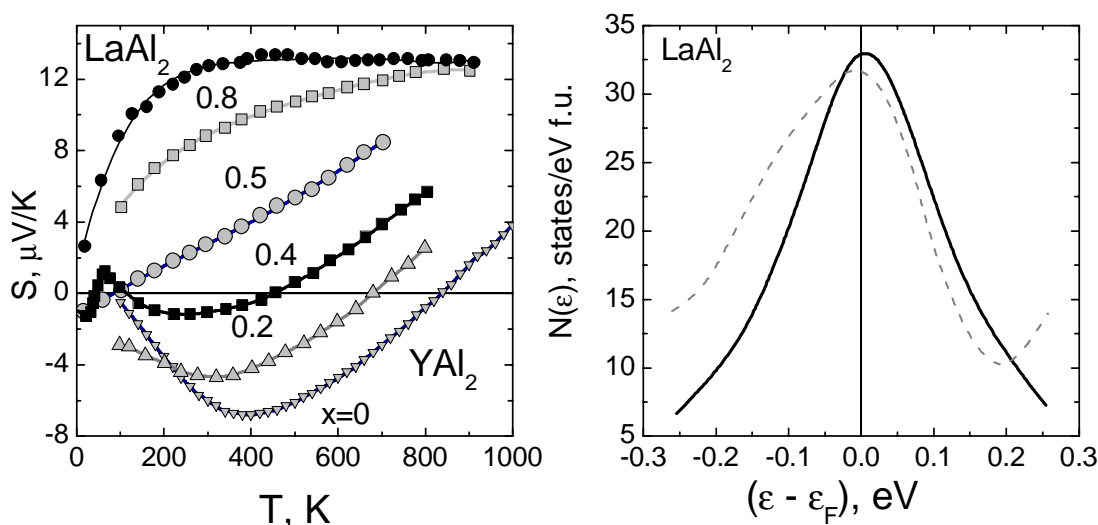


Рис. 2: Термоэдс сплавов $La_xY_{1-x}Al_2$ в за зависимости от температуры и плотность электронных состояний для $LaAl_2$ в окрестности энергии Ферми: пунктир - из расчета зонной структуры [7]; сплошная линия - восстановлена (с точностью до нормировочной константы) по температурным зависимостям S и ρ .

значительной степени или расцепив эффекты электронной структуры и величины и типа магнитного рассеяния и обменного взаимодействия. Экспериментальные температурные зависимости термоэдс и сопротивления соединений RAI_2 и их сплавов в парамагнитной области температур существенно отличаются от зависимостей "типичного металла": сопротивление имеет ярко выраженную тенденцию к насыщению при высоких температурах; термоэдс зависит от температуры не только не линейно, но и не монотонно, Рис. 2. Эти особенности не связаны с рассеянием на $4f$ магнитных моментах РЗЭ или с примесным рассеянием, поскольку наблюдаются как в магнитных, так и в немагнитных соединениях семейства RAI_2 , а также в сплавах. Магнитный вклад в сопротивление не зависит от температуры в парамагнитной области температур и аддитивен с фононным вкладом, т.е. подчиняется правилу Матиссена. Наличие магнитного (в парамагнитной области температур) и примесного рассеяния не меняет характера температурных зависимостей термоэдс. Нелинейность температурных зависимостей сопротивления в парамагнитной области температур выше температуры Дебая, а также сложный характер зависимости термоэдс от температуры обусловлены тонкой структурой плотности электронных состояния в окрестности порядка ± 0.2 eV энергии Ферми [A27]. Представлен метод обработки экспериментальных температурных зависимостей термоэдс и сопротивления, позволяющий получить спектральную проводимость, которая в случае соединений RAI_2 непосредственно связана с плотностью электронных состояний в окрестности энергии Ферми. Этот метод основан на представлении функции спектральной проводимости $\varphi(\varepsilon)$, входящей в выражения для проводимости и термоэдс :

$$\sigma(T) = \Lambda(T) \int_0^{\infty} \varphi(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) \cdot d\varepsilon$$

$$S(T) = -\frac{1}{|e|T} \frac{\int_0^{\infty} \varphi(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) (\varepsilon - \mu) \cdot d\varepsilon}{\int_0^{\infty} \varphi(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) \cdot d\varepsilon}$$

в виде полинома:

$$\varphi(\varepsilon) = \sum_0^n a_i (\varepsilon - \mu)^i$$

Здесь $\Lambda(T)$ - функция Блоха--Грюнаизена, f^0 - функция распределения Ферми, μ - химпотенциал. Коэффициенты этого разложения можно

определить из температурных зависимостей термоэдс и сопротивления. Эти два свойства образуют минимальный набор, позволяющий однозначно определить функцию $\varphi(\varepsilon)$ в интервале $\sim \pm 2k_B T_{max}$ относительно энергии Ферми, здесь T_{max} - верхняя граница экспериментальных температурных зависимостей S и ρ . В рамках известной модели s-d рассеяния Мотта, функция $\varphi(\varepsilon)$ выражается через плотность d - состояний N_d : $\varphi(\varepsilon) \propto \frac{1}{N_d}$.

Эта процедура была использована для обработки экспериментальных данных для LaAl_2 , YAl_2 и их сплавов [A29]. Полученная таким образом зависимость плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми хорошо согласуется с результатами зонных расчетов, Рис. 2. В сплавах, механизм приводящий к нелинейным температурным зависимостям фононного сопротивления, приводит также к зависимости примесного сопротивления от температуры. Примесное рассеяние не дает специфического вклада в термоэдс сплавов. Это связано с тем, что зависимость амплитуды примесного рассеяния от энергии электронов проводимости, также как и зависимость амплитуды рассеяния фононного рассеяния, определяется структурой плотности состояний в окрестности энергии Ферми.

Четвертая глава посвящена исследованию свойств интерметаллических соединений семейства RCO_2 и сплавов на их основе. Эта группа включает 12 изоструктурных соединений, имеющих, также как соединения RAl_2 , структуру кубических фаз Лавеса. Соединения RCO_2 характеризуется наличием двух фундаментально разных взаимодействующих магнитных систем. Первая - локализованные 4f магнитные моменты РЗЭ, соответствующие электронные состояния лежат глубоко под уровнем Ферми и не дают непосредственного вклада в плотность состояний вблизи энергии Ферми. Вторая магнитная система - делокализованные, почти магнитные 3d электроны кобальта. В соединениях RCO_2 энергетические уровни системы 3d электронов дают основной вклад в полную плотность электронных состояний вблизи энергии Ферми. Основное состояние этой делокализованной системы парамагнитное, однако она находится близко к ферромагнитной фазовой границе – критерий Стонера для зонного магнетизма почти выполнен. Во внешнем магнитном поле 3d система переходит в ферромагнитное основное состояние (т.н. электронный зонный метамагнетизм). Эта метамагнитная неустойчивость связана с наличием узкого пика (с характерной шириной порядка 0.1 eV) в плотности 3d электронных состояний на уровне Ферми. Для экспериментального исследования важное значение имеет возможность целенаправленного изменения параметров системы. Поскольку основной вклад в плотность электронных состояний на уровне Ферми связан с 3d электронами кобальта, в первом приближении электронная структура всех RCO_2 одинакова. В тоже время, величина магнитного момента,

локализованного на узлах редкоземельной подрешетки, и величина обменного поля, действующего на 3d электроны, меняются при изменении редкоземельного элемента сильно. В сплавах типа $(R^1-R^2)Co_2$ можно изучать

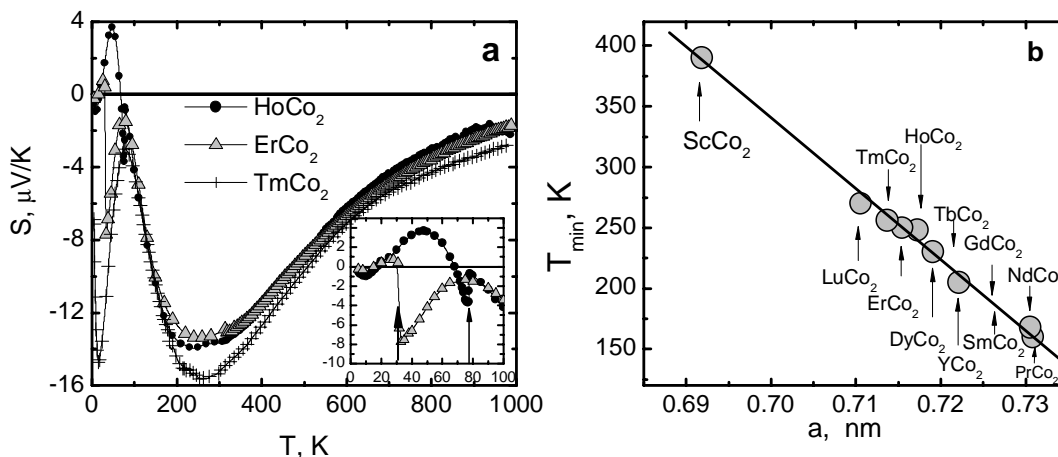


Рис. 3: **a.** Температурные зависимости термоэдс трех RCo_2 соединений, для всех RCo_2 $S(T)$ имеет высокотемпературный минимум при T_{min} в диапазоне от 150 К до 400 К. $TmCo_2$ и парамагнитные $ScCo_2$, YCo_2 и $LuCo_2$ имеют еще низкотемпературный минимум около 20 К. **b.** Зависимость T_{min} от постоянной решетки в ряду RCo_2 .

влияние статического магнитного и потенциального беспорядка на свойства в условиях, когда электронная структура не зависит от состава сплава. В тоже время в сплавах типа $R(Co-M)_2$ можно менять параметры электронной структуры.

В главе обсуждается связь транспортных свойств с магнитным состоянием соединений и механизм магнитного вклада в сопротивление, связанный с рассеянием на локальных флуктуациях намагниченности делокализованных 3d электронов. Проанализированы различные механизмы, которые могут приводить к сложным, немонотонным зависимостям термоэдс от температуры, как при низких так и при высоких температурах, Рис. 3а. Показано, что высокотемпературное поведение термоэдс определяется узким пиком плотности 3d состояний на уровне Ферми и не зависит от величины локализованного 4f магнитного момента редкоземельного иона [A31]. Одним из подтверждений этой связи является линейная корреляция температуры высокотемпературного минимума термоэдс (T_{min}) с постоянной решетки, величина которой определяет степень перекрытия 3d орбиталей и –

соответственно – ширину пика плотности электронных состояний в ряду $R\text{Co}_2$, Рис. 3b. С этой же особенностью электронного спектра связан метамагнетизм 3d электронов. Т.е. одна и та же особенность электронного спектра определяет и тип основного состояния и высокотемпературное поведение электронного транспорта.

Детально проанализированы возможные механизмы низкотемпературного минимума в термоэдс парамагнитных соединений и показано, что наиболее вероятной причиной является парамагнетонное увлечение. Особое место ряду $R\text{Co}_2$ соединений занимает TmCo_2 . Причиной этого является близость амплитуды обменного поля 4f моментов в этом соединении к критическому полю метамагнитного перехода 3d - системы кобальта [8,9]. Поэтому свойства TmCo_2 особенно чувствительны к внешним воздействиям. В частности, это приводит к тому, что тип основного состояния соединения зависит от степени совершенства образца. Уже относительно небольшое содержание примесей приводит к исчезновению или размытию одного из фазовых переходов, наблюдаемых в чистом соединении. В отличие от других магнитных соединений, в TmCo_2 не происходит одновременного упорядочения 4f и 3d магнитных подсистем. При температуре $T_c=3.8$ К упорядочивается только 4f магнитная система. В этой точке, в отличие от соединений ErCo_2 и HoCo_2 происходит переход 2 рода. При понижении температуры до $T_m=3.2$ К обменное поле $V_{\text{eff}}=n_{R-\text{Co}}M_R$ возрастает и достигает критического поля метамагнитного перехода 3d магнитной подсистемы. В результате при $T = T_m$ происходит переход первого рода в состояние с высоким 3d моментом. Природа этих переходов была предметом длительных дебатов и исследований [8,10], и вопрос нельзя считать окончательно решенным вплоть до настоящего времени. Детально изучено магнитосопротивление TmCo_2 и показано, что наблюдаемое во всех магнитных $R\text{Co}_2$ соединениях вблизи температуры Кюри большое избыточное сопротивление, связано с усилением s-d рассеяния во флуктуирующем обменном поле 4f моментов. Это усиление происходит благодаря метамагнетизму 3d электронов.

Изложены результаты изучения системы сплавов $(Y_{1-x}\text{Gd}_x)\text{Co}_2$. При замещении магнитного R - элемента на немагнитный Y в сплавах типа $(Y_{1-x}\text{R}_x)\text{Co}_2$ образуются структурно неупорядоченные сплавы, в которых редкоземельные элементы случайным образом распределены по узлам R - подрешетки. Температура магнитного упорядочения уменьшается с увеличением содержания немагнитного элемента и обращается в ноль при некоторой критической концентрации. Известно, что вблизи этой критической концентрации, соответствующей ферромагнитной квантовой критической точке (ККТ) на фазовой диаграмме, электронная система становится сингулярной Ферми жидкостью [3].

По данным о магнитных и транспортных свойствах построена фазовая диаграмма системы, Рис. 4. В магнитной области фазовой диаграммы вблизи

от магнитной границы ферромагнитные сплавы имеют большое положительное магнитосопротивление (МС) $\Delta\rho = \rho(T, B) - \rho(T, 0)$ [А47, А57], Рис. 4. Это новое явление, которое нельзя объяснить в рамках существующей теории магнитотранспорта в ферромагнитных металлах. Для объяснения этого явления предложена теоретическая модель. В рамках модели положительное МС связано со статическим магнитным беспорядком в системе 4f моментов Gd и сильно нелинейной локальной магнитной восприимчивостью (χ) метамагнитных 3d электронов кобальта. В соединениях $R\text{Co}_2$ с тяжелыми РЗМ (Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm) 4f-3d обменное

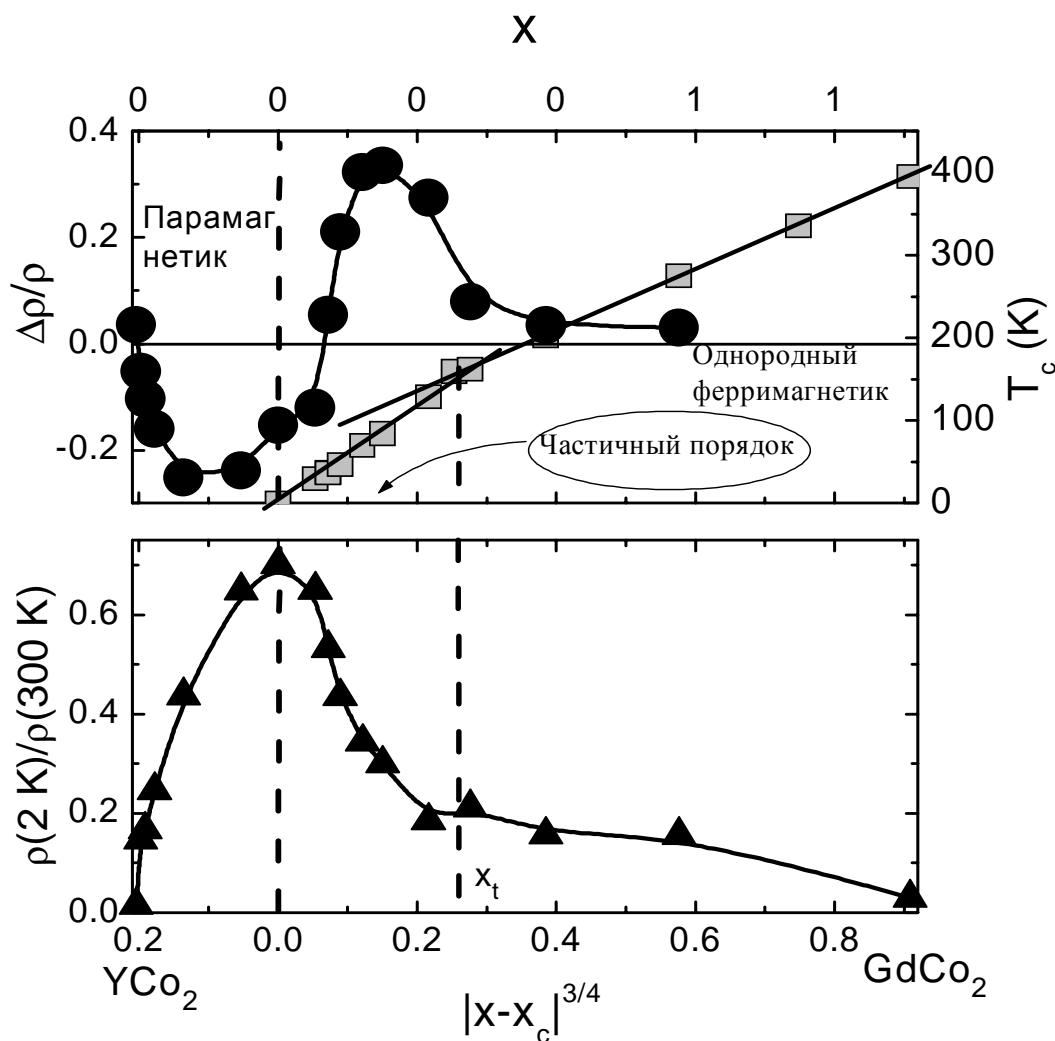


Рис. 4: На верхней панели рисунка показаны продольное магнитосопротивление (●) и температура Кюри (■) сплавов $(\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x})\text{Co}_2$. Магнитосопротивление измерено в поле 15 тесла при $T=2\text{ K}$. На нижней панели представлено нормированное остаточное сопротивление ($T=2\text{ K}$).

взаимодействие описывается с помощью эффективного поля, действующего со стороны 4f моментов на 3d электроны:

$$B_{eff} = \lambda_{R-Co} M_R - B, \quad (1)$$

здесь B - внешнее магнитное поле, M_R - однородная намагниченность редкоземельной подрешетки, и λ_{R-Co} - константа 4f-3d обменной связи (в случае $GdCo_2$ $\lambda_{R-Co} \approx 50$ T/f.u. μ_B). В сплавах $(Y_{1-x}Gd_x)Co_2$ из-за случайного распределения 4f магнитных моментов Gd по узлам R-подрешетки эффективное поле, действующее на 3d электроны является случайной функцией координат. Это флуктуирующее поле можно охарактеризовать с помощью функции распределения $P\{B_{eff}(r)\}$. Пространственные флуктуации эффективного поля индуцируют неоднородную намагниченность 3d электронной системы кобальта: $m(r) = \chi(B_{eff})B_{eff}(r)$. Поэтому даже при нулевой температуре, в ферромагнитном основном состоянии в системе имеется два типа статических магнитных флуктуаций: $M_R(r)$ и $m(r)$. Эти флуктуации дают дополнительный вклад в сопротивление. Причем из-за большой константы s-d связи основной вклад в сопротивление связан с рассеянием на флуктуациях 3d намагниченности $m(r)$. Кроме того, поскольку при $T = 0$ К в ферромагнитной фазе 4f намагниченность насыщена, т.е. M_R не зависит от внешнего магнитного поля, соответствующий вклад в сопротивление также не будет зависеть от поля. Для разбавленных сплавов ($x \approx 0$) наиболее

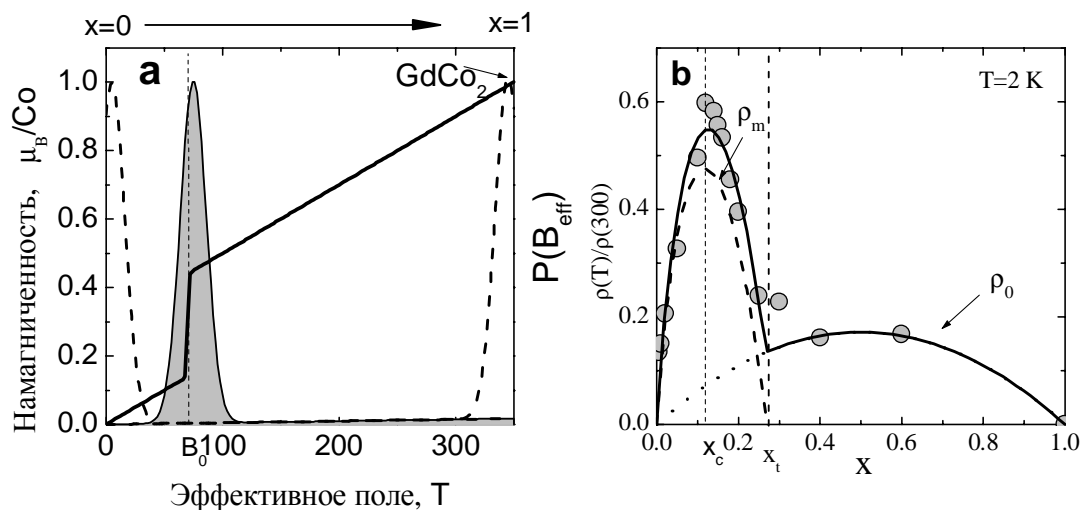


Рис. 5 **а.** Схема изменения функции распределения эффективных полей с составом сплава (схематически). Сплошная линия – намагниченность 3d – зоны в зависимости от эффективного поля. **б.** Зависимость ρ_m и ρ_0 от состава сплавов $Y_{1-x}Gd_xCo_2$ при низких температурах. Экспериментальное сопротивление показано точками.

вероятное значение эффективного поля B_{av} близко к нулю. С увеличением x , B_{av} также увеличивается и при определенных значениях x функция распределения будет иметь существенно не нулевой вес и при $B_{eff} < B_0$ и при $B_{eff} > B_0$, где B_0 есть поле метамагнитного перехода, Рис. 5. Это значит, что в сплаве могут возникать области с высокой и низкой 3d намагниченностью, случайным образом распределенные в объеме образца. Образование такой неоднородно-намагниченной 3d фазы в сплавах подтверждается экспериментальными результатами по ЯМР и дифракции нейтронов [11,12,13]. Сопротивление возникающее из-за рассеяния на этом статическом беспорядке 3d намагниченности можно выразить в виде: $\rho_m = \rho_{sd} y(1-y)$.

Здесь $y = \int_{B_0}^{\infty} P(B_{eff}) \cdot dB$ - объемная доля 3d компоненты с высокой

намагниченностью. Параметр y зависит от состава сплава и от внешнего магнитного поля \mathbf{B} . В нулевом магнитном поле y меняется от 0 до 1 при изменении x от 0 до x_t , это концентрация, выше которой основной вес $P(B_{eff})$ сосредоточен в области $B_{av} > B_0$. Это значит, что начиная с $x=x_t$ практически вся 3d система находится в состоянии с высокой намагниченностью. x_t соответствует точке излома на фазовой диаграмме, Рис. 4. Область $x_c < x < x_t$ соответствует сплавам с неоднородно намагниченной 3d зоной. Согласно этому сценарию ρ_m должно вначале расти с увеличением x , достичь максимума при x которое соответствует $y = 0.5$ и уменьшаться до нуля при приближении x к x_t , когда $y \approx 1$. Ожидаемая зависимость ρ_m от x показана на Рис. 5b. Полное сопротивление при низких температурах помимо ρ_m , включает в себя вклады, связанные с рассеянием на флуктуациях потенциала и магнитного момента в редкоземельной подрешетке. Оба эти вклада пропорциональны $x(1-x)$ и также показаны на рисунке (ρ_0). Модель дает правильное описание зависимости остаточного сопротивления от состава. Во внешнем магнитном поле эффективное поле B_{eff} согласно (1) уменьшается, поэтому функция распределения $P\{B_{eff}(r)\}$ однородно смещается на величину B в сторону меньших полей, а параметр y уменьшается. В зависимости от значения параметра y_0 - объемной доли компоненты с высокой намагниченностью в нулевом внешнем поле, ρ_m будет увеличиваться или уменьшаться, соответственно МС будет положительным или отрицательным: для $0.5 < y_0 < 1$ МС положительно, тогда как для $0 < y_0 < 0.5$ МС отрицательно. Этот результат полностью соответствует экспериментальной картине. Аналогичное поведение остаточного сопротивления и магнитосопротивления наблюдается в сплавах $Y_{1-x}R_xCo_2$, $R=Tb, Dy, Ho, Er$.

Независимую проверку модели можно выполнить, используя известный факт, что критическое поле метамагнитного перехода B_0 в RCo_2 соединениях

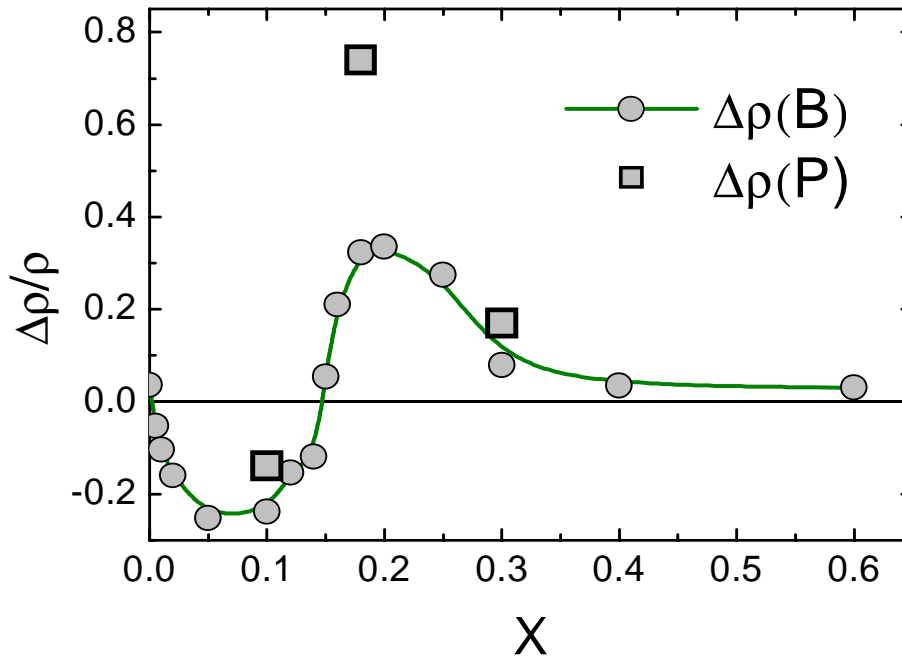


Рис. 6: Магнитосопротивление ($\Delta\rho(B)$, $B = 15$ Т) и изменение сопротивления сплавов $Y_{1-x}Gd_xCo_2$ в условиях гидростатического давления 2 GPa ($\Delta\rho(P)$) при $T=2$ К в зависимости от состава.

растет под давлением: $\frac{dB_0}{dP}$ находится в диапазоне 12 – 20 Т/GPa [14].

Согласно модели увеличение B_0 под давлением должно приводить к изменению сопротивления, аналогичному МС. Сопротивление 3 сплавов: $x=0.1$, $x=0.18$ и $x=0.3$ в условиях гидростатического давления до 2 GPa показано на Рис. 6 [A57,A60], результаты находятся в полном соответствии с теорией, как по знаку эффекта, так и по его величине.

Анализ температурных и концентрационных зависимостей термоэдс сплавов $Y_{1-x}Gd_xCo_2$ показал, что при низких температурах термоэдс определяется рассеянием на границах областей с высокой и низкой 3d намагниченностью. Зависимость термоэдс от состава описывается выражением:

$$S = \frac{S_{hl} \frac{x}{x_t} \left(1 - \frac{x}{x_t}\right) \left(2 \frac{x}{x_t} - 1\right)}{\rho} + \frac{S_0 x (1 - x) + S_{sf} \rho_{sf}}{\rho},$$

где ρ – полное сопротивление, S_{hl} , S_0 и S_{sf} – парциальные термоэдс, связанные с рассеянием на межфазных границах, флуктуациях потенциала и спиновых

флуктуациях, соответственно. Оно правильно отражает основные

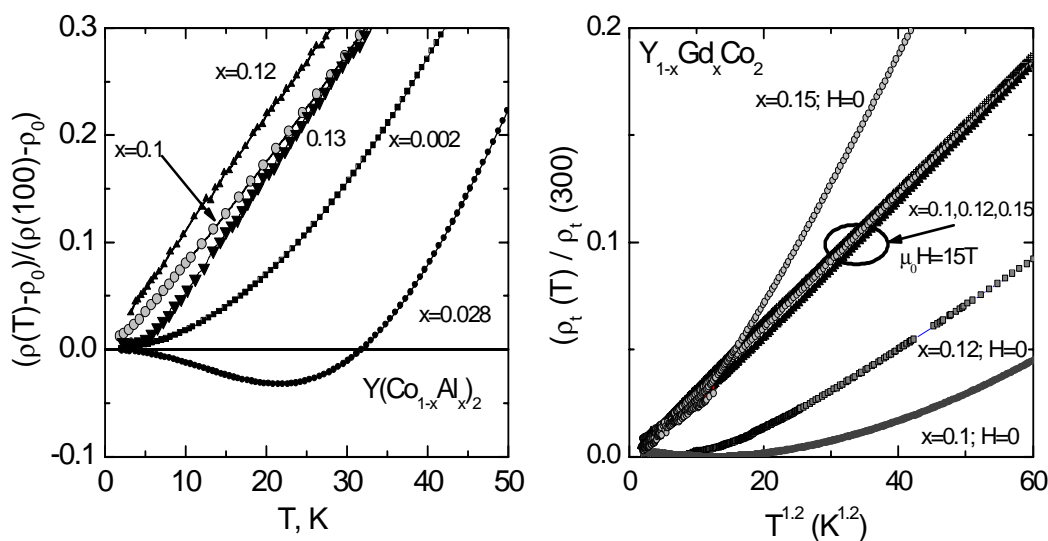


Рис. 7: Сопротивление сплавов $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$ и $Y_{1-x}Gd_xCo_2$ в зависимости от температуры.

особенности экспериментальной зависимости.

В парамагнитной области фазовой диаграммы $Y_{1-x}Gd_xCo_2$ обнаружено не ферми-жидкостное поведение сопротивления в магнитном поле, Рис. 7. Рассмотрены свойства системы сплавов $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$. В этой системе сплавов также наблюдается не ферми-жидкостное поведение при приближении к критической концентрации алюминия, при которой появляется слабо ферромагнитное основное состояние, Рис. 7.

Пятая глава посвящена изучению свойств соединений $CuIr_2X_4$, где $X = S, Se$, и сплавов $Cu_{1-x}Zn_xIr_2S_4$ на основе этих соединений со структурой шпинелей. Тип основного состояния соединений AB_2X_4 определяется delicate балансом кулоновского взаимодействия, геометрической магнитной фрустрации и сильной электрон-решеточной связью. В результате в соединениях этого класса наблюдается большое разнообразие структурных и электронных состояний: соединения $CuRh_2S_4$ и $CuRh_2Se_4$ являются сверхпроводниками, $CuCr_2S_4$ – ферромагнетик, а $CuCo_2S_4$ – антиферромагнетик [15,16].

Соединения $CuIr_2X_4$ интересны тем, что в $CuIr_2S_4$ основное состояние – изолятор, а выше 230 К оно является металлом. $CuIr_2S_4$ представляет уникальный пример существенно 3 - мерной системы, в которой зарядовое упорядочение при переходе металл-изолятор сопровождается спиновой димеризацией. Соединение с селеном остается металлом по крайней мере вплоть до 0.5 К, но под давлением претерпевает переход металл-изолятор. В

результате экспериментального изучения сопротивления и термоэдс в широком диапазоне температур от 2 К до 1000 К и анализа экспериментальных данных мы доказали аномальный характер электронного транспорта в металлической фазе обоих соединений. Сопротивление CuIr_2Se_4 с высокой точностью описывается зависимостью

$$\rho - \rho_0 = a \exp \left[- \left(\frac{T^*}{T} \right)^n \right],$$

где $n = 0.5$ при $T < 200$ К и $n = 1$ при более высоких температурах. Сопротивление CuIr_2S_4 при температурах выше температуры перехода металл-изолятор (см. Рис. 8) также следует этому закону ($n = 0.5$).

Показано, что такой аномальный тип зависимости электрического сопротивления наблюдается и в других проводниках с сильной электрон-решеточной связью, к ним, в частности, относятся соединения CuRh_2S_4 и CuRh_2Se_4 , а также Nb_3Sn . Анализ результатов с учетом особенностей электронного строения шпинелей показал, что этот закон изменения сопротивления с температурой не соответствует ни одному из известных для металлов механизмов проводимости. Результаты по термоэдс CuIr_2Se_4 подтверждают аномальный характер электронного транспорта: при низких

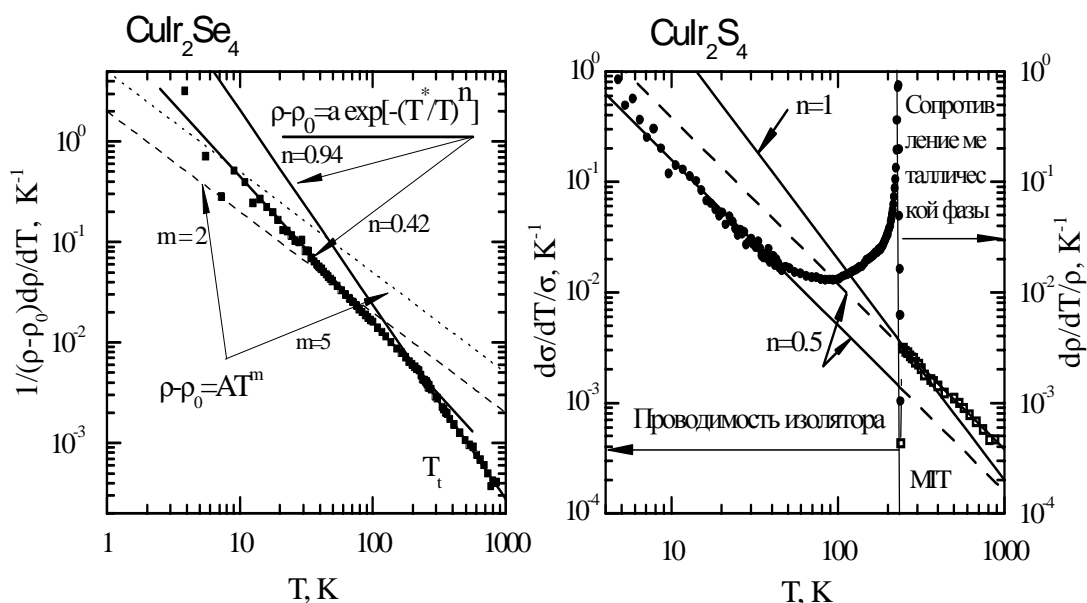


Рис. 8: Зависимость логарифмической производной сопротивления CuIr_2Se_4 и CuIr_2S_4 от температуры.

температурах ($T < 10$ К), когда основной вклад в транспортные свойства связан с примесным рассеянием, и при высоких температурах ($T > 200$ К), когда основной вклад в транспорт связан с рассеянием на термических возбуждениях, термоэдс пропорциональна $T^{1.5}$. Это существенно отличается от линейной зависимости - стандартного теоретического результата для металлов. Следует отметить, что в данном случае нелинейность нельзя связать с тонкой структурой плотности электронных состояний в окрестности энергии Ферми, как в случае переходных металлов или фаз Лавеса (главы 2 - 4), поскольку термоэдс следует одному и тому же нелинейному закону как при высоких, так и при очень низких температурах.

В CuIr_2S_4 обнаружена интересная симметрия температурной зависимости сопротивления металлической фазы и температурной зависимости проводимости фазы изолятора, Рис. 8. Проводимость в фазе изолятора зависит от температуры по такому же закону, как сопротивление в металлической фазе. Зависимость проводимости от температуры в фазе изолятора соответствует прыжковому механизму Эфроса-Шкловского, однако отмеченная выше симметрия проводимости и сопротивления позволяет сделать предположение, что механизм рассеяния носителей заряда, определяющий сопротивление в металлической фазе, обеспечивает проводимость в фазе изолятора. Мы полагаем, что в обеих фазах существуют некоторые возбуждения, связанные с близостью системы к границе устойчивости металлического состояния. В фазе изолятора эти возбуждения обеспечивают проводимость, а в металлической фазе представляют основной канал рассеяния электронов проводимости. Природа возбуждений пока не ясна и проблема требует дальнейшего изучения.

Сплавы на основе шпинелей предоставляют дополнительные возможности изучения эффектов близости к фазовым границам на электронный транспорт. При замещении меди на цинк в $\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Ir}_2\text{S}_4$ происходит быстрое уменьшение температуры перехода металл-изолятор, а при $x = 0.3$ сплавы становятся сверхпроводящими. Сверхпроводящее основное состояние сохраняется в широкой области фазовой диаграммы $0.3 < x < 0.8$, при дальнейшем увеличении содержания цинка оно сменяется неметаллическим основным состоянием [17]. Сопротивление CuIr_2S_4 и сопротивление сплава $x=0.2$ в фазе изолятора меняются с температурой по одинаковому экспоненциальному закону ($n = 0.5$), однако характеристическая температура T^* сплава меньше, чем характеристическая температура чистого соединения. Сопротивление сплава $x=0.25$ зависит от температуры по степенному закону: $\rho = BT^n$, где $n = -1.1$. Таким образом в фазе изолятора при приближении к границе сверхпроводящей фазы, экспоненциальная зависимость сопротивления, соответствующая прыжковому механизму проводимости, сменяется степенной зависимостью. Механизм проводимости в этом режиме связан с туннелированием между локальными проводящими областями. Результаты по термоэдс сплавов Cu_{1-x}

$_{x}\text{Zn}_{x}\text{Ir}_{2}\text{S}_{4}$, в частности, быстрый рост амплитуды термоэдс в фазе изолятора при замещении меди цинком, находятся в согласии с этим механизмом проводимости, указывающим на двухфазность сплавов до наступления глобальной сверхпроводимости.

В Заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации.

1. Впервые выполнено обширное и систематическое экспериментальное изучение сопротивления и термоэдс некоторых простых, переходных и редкоземельных металлов при высоких температурах, включая жидкую фазу некоторых редкоземельных металлов. Эти измерения явились важным вкладом в создание базы данных об электронных транспортных свойствах элементарных веществ и послужили основой для построения феноменологической модели, связывающей температурные зависимости термоэдс и сопротивления с электронной структурой.

2. Впервые выполнено экспериментальное исследование сопротивления и термоэдс группы интерметаллических соединений RAl_2 и сплавов на основе этих соединений при высоких температурах. Установлено, что зависимости термоэдс и нелинейность зависимостей электрического сопротивления от температуры при температурах выше температуры Дебая связаны с особенностями функции плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми. Разработан метод анализа температурных зависимостей сопротивления и термоэдс, позволяющий получить информацию о зависимости плотности электронных состояний от энергии в окрестности энергии Ферми.

3. Впервые выполнено экспериментальное исследование транспортных свойств соединений RCO_2 и сплавов на их основе при температурах от 2 К до 1000 К. Установлена зависимость между высокотемпературными транспортными свойствами соединений и структурой плотности электронных состояний в окрестности энергии Ферми. Показано, что зонный метамагнетизм RCO_2 соединений и особенности электронных транспортных свойств этих соединений при высоких температурах связаны с одной и той же особенностью электронного спектра.

4. Показано, что наблюдаемое в магнитных RCO_2 соединениях в парамагнитной области температур при приближении к точке Кюри большое избыточное сопротивление вызывается усилением флуктуаций $3d$ намагниченности в медленно флуктуирующем обменном поле $4f$ магнитной подсистемы.

5. Обнаружено новое явление - большое положительное магнитосопротивление в ферромагнитном основном состоянии сплавов $(\text{Y}_{1-x}\text{R}_x)\text{Co}_2$. Развита теоретическая модель этого явления. Новый механизм магнитосопротивления связан с образованием частично упорядоченного основного состояния в метамагнитной $3d$ системе. Статический магнитный беспорядок в этой фазе и сильная s - d связь приводят к большому дополнительному сопротивлению, величина которого зависит от

соотношения объемных долей фаз с высокой и низкой 3d намагниченностью. Внешнее магнитное поле, а также давление и температура изменяют соотношение этих фаз. Это явление является общим для широкого класса метамагнитных материалов со структурным беспорядком.

6. Вблизи от магнитной фазовой границы, в парамагнитной области фазовой диаграммы систем сплавов $(Y_{1-x}Gd_x)Co_2$ и $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$ имеется область составов, низкотемпературные свойства которых обнаруживают не ферми-жидкостное поведение. Это открытие расширяет класс материалов, в которых наблюдается не ферми-жидкостное поведение, добавляя к нему метамагнитные сплавы со структурным беспорядком.

7. Впервые исследованы температурные зависимости термоэдс сплавов $(Y_{1-x}R_x)Co_2$ в широкой области составов, включающей как сплавы с однородной магнитной структурой, так и сплавы с частичным магнитным порядком. Показано, что в области частичного магнитного порядка термоэдс определяется рассеянием на границах областей с высокой и низкой намагниченностью системы делокализованных электронов.

8. Впервые выполнено экспериментальное исследование сопротивления и термоэдс соединений $CuIr_2M_4$ ($M = S, Se$) и сплавов $Cu_{1-x}Zn_xIr_2S_4$ при температурах от 2 К до 1000 К. Экспериментально доказано, что транспорт в этих соединениях не описывается обычными для металлов типами зависимостей от температуры: вместо ожидаемых для металла степенных зависимостей от температуры, сопротивление $CuIr_2Se_4$ и металлической фазы $CuIr_2S_4$ следуют экспоненциальному закону. Анализ экспериментальных результатов с учетом электронного строения шпинелей показал, что этот закон изменения сопротивления с температурой не соответствует ни одному из известных для металлов механизмов проводимости.

9. Создан автоматизированный экспериментальный комплекс для измерения электронных транспортных свойств металлов - электрического сопротивления и термоэдс, при температурах от 2 К до 2000 К. Он позволяет проводить измерения как на массивных образцах, так и на тонких пленках. Измерения обоих свойств при низких температурах ($T < 300$ К) можно производить в магнитных полях амплитудой до 17 тесла.

Цитированная литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Курс Теоретической Физики*, т. 10: *Физическая Кинетика*, Наука, Москва, Главная Редакция Физико-Математической Литературы, 1979.
2. М.В. Ведерников, *The thermoelectric powers of transition metals at high temperatures*, *Adv. Phys.* **18** (1969) 337-370.
3. С.М. Varma, Z. Nussinov, Wim van Saarloos, *Singular or non-Fermi Liquids*, *Solid State Physics* vol. 361, Elsevier Science, 2002.

4. П.И. Арсеев, С.В. Демишев, В.Н. Рыжов, С.М. Стишов, *Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления*, УФН **175** (2005) 1126-1139.
5. L.F. Mattheiss, *Band Structure and Fermi Surface for Rhenium*, Phys.Rev. **151** (1966) 450-464.
6. K.N.R. Taylor, *Intermetallic Rare-earth Compounds*, Adv. Phys. **20** (1971) 551-660.
7. A. Hasegawa, A. Yanase, *Fermi Surface of LaAl₂*, Journal of Physics F: Metal Physics **10** (1980) 847-858.
8. N.V. Baranov, M.I. Bartashevich, T. Goto, A.A. Yermakov, A.E. Karkin, A.N. Pirogov, A.E. Teplykh, *Instability of the Co-magnetic moment in Tm(Co,M)₂ (M=Al, Si)*, Journal of Alloys and Compounds **252** (1997) 32-40.
9. R. Hauser, R. Grössinger, G. Hilscher, Z. Arnold, J. Kamarad, A.S. Markosyan, *Inverse itinerant electron metamagnetism in Er_{1-x}T_xCo₂, T=Y, Tm*, J. Magn. Mag. Mater. **226—230** (2001) 1159-1161.
10. I.V. Golosovsky, B.E. Kvyatkovsky, S.V. Sharygin, I.S. Dubenko, R.Z. Levitin, A.S. Markosyan, E. Gratz, I. Mirebeau, I.N. Goncharenko, F. Bouree, *Neutron diffraction study of magnetic ordering and phase transitions in TmCo₂: Instability of 4f-magnetism*, J. Magn. Mag. Mater. **169** (1997) 123-129.
11. S. Hiroswawa, T. Tsushida, Y. Nakamura, *NMR study of magnetic state of Co in pseudobinary (Y_{1-x}Gd_x)Co₂ system*, J. Phys. Soc. Japan, **47** (1979) 804-810.
12. N.V. Baranov, A.N. Pirogov, *Magnetic state of R_{1-x}Y_xCo₂ compounds near the critical concentration*, Journal of Alloys and Compounds, **217** (1995) 31-37.
13. N.V. Baranov, A.A. Yermakov, A. Podlesnyak, *Onset of magnetism in Y_{1-x}Gd_xCo₂: effect on the heat capacity and electrical resistivity*, Journal of Physics: Condensed Matter, **15** (2003) 5371-5382.
14. H. Saito, T. Yokoyama, K. Fukamichi, K. Kamishima, T. Goto, *Itinerant-electron metamagnetism of the Laves-phase compounds Lu(Co_{1-x}Ga_x)₂ under high pressure with high magnetic fields*, Phys. Rev. B **59** (1999) 8725-8731.
15. T. Hagino, Y. Seki, N. Wada, S. Tsuji, T. Shirane, Ken-ichi Kumagai, S. Nagata, *Superconductivity in spinel-type compounds CuRh₂S₄ and CuRh₂Se₄*, Phys. Rev. B **51** (1995) 12673-12684.
16. R. Endoh, J. Awaka, S. Nagata, *Ferromagnetism and the metal-insulator transition in the thiospinel Cu(Ir_{1-x}Cr_x)₂S₄*, Phys. Rev. B **68** (2003) 115106- 1-9.
17. G. Cao, T. Furubayashi, H. Suzuki, H. Kitazawa, T. Matsumoto, Y. Uwatoko, *Suppression of metal-to-insulator transition and appearance of superconductivity in Cu_{1-x}Zn_xIr₂S₄*, Phys. Rev. B **64** (2001) 214514-1-10.

Список публикаций по теме диссертации

- A1 M.V. Vedernikov, A.T. Burkov, V.G. Dvunitkin, N.I. Moreva, *Polymorphism of Metallic Ytterbium from Data on Thermopower, Hall Effect and Electrical Resistivity*, Physics Letters **48A** (1974) 293-294.
- A2 M.V. Vedernikov, A.T. Burkov, N.I. Moreva, *Thermopowers of Ytterbium, Samarium and Heavy Rare Earth Metals*, Eleventh Rare Earth Research Conference (Traverse City, Michigan) (J.M. Huschke, H.A. Eick, eds.) United States Energy Commission: Technical Information Center; Oac Ridge, Tennessee, October 7-10 1974, pp. 115-123.
- A3 М.В. Ведерников, А.Т. Бурков, Н.И. Морева, *Электрические свойства металлического европия*, ФТТ **17** (1975) 3100-3101.
- A4 M.V. Vedernikov, A.T. Burkov, V.G. Dvunitkin, N.I. Moreva, *The Earth Metals in Temperature Range 80-1000 K*, Journal of the Less-Common Metals **52** (1977) 221-245.
- A5 M.V. Vedernikov, A.T. Burkov, *Present State of Experimental Knowledge on Thermopower of Metals at High Temperatures – above 77 K*, Thermoelectricity in metallic conductors (F.J. Blatt and P.A. Shroeder, eds.), Plenum Press, New-York, London, 1978, pp. 71-90.
- A6 А.Б. Чаплыгин, М.В. Ведерников, А.Т.Бурков, *Сопряжение малогабаритных вычислительных машин «Электроника 70» и «Электроника ТЗ-16» с внешними устройствами*, ПТЭ (1978) № 4, 85-87.
- A7 А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, *Автоматизация физического эксперимента с использованием ВУМС «Электроника ТЗ-16М»*, Электронная Промышленность (1980) 80.
- A8 А.Т. Бурков, *Устройство сопряжения настольной электронной вычислительной машины с аналоговым двухкоординатным самописцем*, ПТЭ (1980) № 3, 76-77.
- A9 А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, *Автоматизация электрических и термоэлектрических измерений с использованием настольных компьютеров*, Метрология (1981) № 4, 53-58.
- A10 А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, Т.В. Никифорова, Н.Н. Рытус, *Влияние чистоты на высокотемпературные превращения в самарии*, ФТТ **25** (1983) 570-572.
- A11 Г.Ю. Яшин, А.Т. Бурков, А.Ю. Зюзин, *Влияние вихревых термоэлектрических токов на точность измерения термоэдс при высоких температурах*, ФТП (1983) №9, 1694-1696.
- A12 А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, *Высокотемпературные термоэдс и электросопротивление монокристаллического рения и их связь с электронной структурой*, ЖЭТФ **85** (1983) 1821-1825.

- A13 А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, *Температурные зависимости термоэдс и электросопротивления празеодима и неодима в твердом и жидком состоянии*, ФТТ **26** (1984) 3673-3676.
- A14 A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, *Temperature dependencies of thermopower of rare-earth metals above the melting points*, Physica **130B** (1985) 97-98.
- A15 А.Т. Бурков, В.Г. Двуниткин, *Простой металлический держатель для высокотемпературных измерений термоэдс и электрического сопротивления*, ПТЭ (1985) №5, 210-211.
- A16 А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, В.А. Еленский, Г.П. Ковтун, *Анизотропия термоэдс и электросопротивления рения высокой чистоты*, ФТТ **28** (1986) 785-788.
- A17 А.Т. Бурков, А.М. Дьяконов, П.П. Константинов, *Система для обработки графической информации на базе микро-ЭВМ Электроника ТЗ-29*, ПТЭ (1987) №5, 232.
- A18 Е.Т. Крылов, А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, *Особенности высокотемпературной термоэдс рения*, ФТТ **29** (1987) 3152-3154.
- A19 A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, E. Gratz, *Thermopower and electrical resistivity of YCo_2 at high temperatures*, Solid State Commun. **67** (1988) 1109-1111.
- A20 E. Gratz, E. Bauer, S. Pöllinger, H. Nowotny, A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, *Thermopower of some iron-rare earths compounds from 4-1000 K*, J. Physique **C8** (1988) 511-512.
- A21 E. Gratz, E. Bauer, H. Nowotny, A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, *Temperature dependencies of the electrical resistivity of $REFe_2$ compounds*, Solid State Commun. **69** (1989) 1007-1010.
- A22 M.V. Vedernikov, P.P. Konstantinov, A.T. Burkov, *Development of Automated Techniques of Measuring of Temperature Dependences of the Transport Properties of Thermoelectric Materials*, Eighth International Conference on Thermoelectric Energy Conversion, (Nancy, France), July 10-13 1989 pp. 45-48.
- A23 E. Gratz, E. Bauer, H. Nowotny, A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, *Electrical Resistivity of some Iron-Rare Earths Compounds from 4 K - 1000 K*, International Conference on Physics of Transition Metals, (Kiev, USSR), Naukova Dumka, May 31-June 3, 1988, pp. 279-282.
- A24 M.V. Vedernikov, V.G. Dvunitkin, A.T. Burkov, *Regularities of Electronic Transport Properties in the Binary Continuous Solid Solutions of the Transition Metals*, International Conference on Physics of Transition Metals, (Kiev, USSR), Naukova Dumka, May 31-June 3, 1988, pp. 283-286.
- A25 А.Т. Бурков, М.В. Ведерников, В.Г. Двуниткин, Т.В. Никифорова, *Термоэдс и электросопротивление иттербия высокой чистоты при температурах 100-1500 К*, Высокочистые вещества (1990) № 5, 50-53.

- A26 M.B. Ведерников, В.Г. Двуниткин, А.Т. Бурков, *Термоэлектрические свойства двойных металлических твердых растворов*, *Обзоры по теплофизическим свойствам веществ*, (1990) № 5, 45-92.
- A27 A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, E. Gratz, *Electrical Resistivity and Thermopower of REAl₂ Compounds in the Temperature Range 4.2 K - 1000 K*, *Physica B* **176** (1992), 263-274.
- A28 A.T. Burkov, E. Bauer, E. Gratz, R. Resel, *Thermopower and Electrical Resistivity of La_xY_{1-x}Al₂ Alloys*, International Conference on Physics of Transition Metals, (Darmstadt, Germany) (P.M. Kubler, ed.) World Scientific Publishing Co., 1992, pp. 387-390.
- A29 A.T. Burkov, E. Gratz, E. Bauer, R. Resel, *Electronic Transport Properties of La_xY_{1-x}Al₂ Alloys*, *Journal of Alloys and Compounds* **198** (1993), 117-126.
- A30 A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, *Thermoelectric Properties of Metallic Materials*, CRC Handbook of Thermoelectrics (D.M. Rowe, ed.) CRC Press, London, New York, Tokyo, 1995, pp. 387-399.
- A31 E. Gratz, R. Resel, A.T. Burkov, E. Bauer, A.S. Markosyan, A. Galatanu, *The Transport Properties of RCo₂ Compounds*, *J. Phys.C: Condens.Matter*, **7** (1995), 6687—6706.
- A32 A.T. Burkov, M.V. Vedernikov, *Electrical and Thermoelectric Properties of Disordered Metallic Binary Continuous Solid Solutions*, *Condensed Matter. Disordered Solids.*, (S.K. Srivastava and N.H. March, eds.), World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1995, pp. 361-424.
- A33 R. Resel, E. Gratz, T. Nakama, M. Higa, K. Yagasaki, A.T. Burkov, *A New Kind of Gradient Heating for Thermopower Measurements at Low Temperatures and High Magnetic Fields*, 14 International Conference on Thermoelectrics, (Sankt-Petersburg, Russia) (M.V. Vedernikov, ed.), A.F.Ioffe Physical-Technical Institute, Sankt-Petersburg, Russia, 1995, pp. 354-356.
- A34 A.T. Burkov, D.A. Kolgunov, K. Hoag, J. van Zytveld, *Thermopower and Electrical Resistivity of Liquid and Crystalline Dy and Ho at Temperatures 300-2000 K*, *Journal of Non-Crystalline Solids* **205-207** (1996), 332-337.
- A35 R. Resel, E. Gratz, A.T. Burkov, T. Nakama, M. Higa, K. Yagasaki, *Thermopower Measurements in Magnetic Fields up to 17 Tesla Using toggled Heating Method*, *Review of Scientific Instruments* **67** (1996), 1970-1975.
- A36 K. Yagasaki, T. Nakama, M. Higa, E. Sakai, A.T. Burkov, E. Gratz, R. Resel, *Thermopower of GdAl₂ with seesaw heating system*, *J. Phys. Soc. Japan*, **65** (1996), Suppl.B, 181-187.
- A37 A.T. Burkov, T. Nakama, T. Kohama, T. Shimoji, K. Shintani, R. Shimabukuro, K. Yagasaki, *The effect of magnetic field and Al content on resistivity and thermopower of Y(Al_xCo_{1-x})₂ alloys*, *J. Magn. Mater.* **177-181** (1998), 1067-1068.

- A38 A.T. Burkov, T. Nakama, T. Kohama, T. Shimoji, K. Shintani, R. Shimabukuro, K. Yagasaki, E. Gratz, *Contribution of spin fluctuations to the low-temperature resistivity and thermopower of YCo₂*, J. Magn. Magn. Mater. **177-181** (1998), 1069-1070.
- A39 T. Nakama, A.T. Burkov, A. Heinrich, T. Oyoshi, K. Yagasaki, *Experimental Set-Up for Thermopower and Resistivity Measurements at 100-1300 K*, 16 International Conference on Thermoelectrics (Nagoya, Japan), May 24-28, 1998, pp. 266-269.
- A40 T. Nakama, K. Shintani, K. Yagasaki, A.T. Burkov, Y. Uwatoko, *Positive Magnetoresistivity in a localized-moment ferromagnet with itinerant spin fluctuations: TmCo₂*, Phys. Rev. B **60** (1999), 511-522.
- A41 A.T. Burkov, T. Nakama, M. Hedo, K. Shintani, K. Yagasaki, N. Matsumoto, S. Nagata, *Anomalous resistivity and thermopower of the spinel-type compounds CuIr₂S₄ and CuIr₂Se₄*, Phys. Rev. B **61** (2000), 10049—10056.
- A42 T. Nakama, K. Shintani, M. Hedo, H. Niki, A.T. Burkov, K. Yagasaki, *Localization of Co-3d electrons in Y(Co_{1-x}Al_x)₂ paramagnetic alloys with itinerant spin fluctuations*, Physica B **281-282** (2000), 699-700.
- A43 A.T. Burkov, T. Nakama, K. Shintani, K. Yagasaki, N. Matsumoto, S. Nagata, *Anomalous electronic transport in CuIr₂S₄ and CuIr₂Se₄*, Physica B **281-282** (2000), 629-630.
- A44 A.T. Burkov, *Metals at High Temperatures: Thermoelectric Power*, Encyclopedia of Materials: Science and Technology. Functional Phenomena, (K.H.J. Bushow, ed.) vol.1 Elsevier Science Ltd., 2001, pp. 5548-5554.
- A45 K. Yagasaki, A.T. Burkov, *Magnetic Fields: Thermoelectric Power*, Encyclopedia of Materials: Science and Technology. Functional Phenomena, (K.H.J. Bushow, ed.) vol.1 Elsevier Science Ltd., 2001, pp. 4757-4761.
- A46 A.T. Burkov, A. Heinrich, P.P. Konstantinov, T. Nakama, K. Yagasaki, *Experimental set-up for thermopower and resistivity measurements at 100-1300 K*, Measurement Science and Technology **12** (2001), 264-272.
- A47 T. Nakama, A.T. Burkov, M. Hedo, H. Niki, K. Yagasaki, *Magnetotransport in Y_{1-x}Gd_xCo₂ pseudobinary alloys*, J. Magn. Magn. Mater. **226-230** (2001), 671-673.
- A48 A.T. Burkov, T. Nakama, M. Hedo, H. Niki, K. Yagasaki, *Magnetoresistivity of itinerant electron metamagnets: RCo₂ and Y(Al_xCo_{1-x})₂ compounds (R=Y, Lu, and Sc)*, J. Magn. Magn. Mater. **226-230** (2001), 677-679.
- A49 K. Yagasaki, T. Nakama, M. Hedo, A.T. Burkov, N. Matsumoto, S. Nagata, *Coulomb correlations and two-channel conduction in CuIr₂Se₄ compounds*, J. Magn. Magn. Mater. **226-230** (2001), 244-245.
- A50 A.T. Бурков, А.Ю. Зюзин, Т. Накама, М. Хедо, К. Ягасаки, *Аномальный магнитотранспорт в Y_{1-x}Gd_xCo₂ вблизи ферромагнитного перехода*, XVIII Международная школа "Новые Магнитные Материалы"

- Микроэлектроники", Москва, МГУ им. М.В.Ломоносова, Издательство МГУ им. М.В.Ломоносова, Июнь 24-28, 2002, стр. 620-621.
- A51 T. Nakama, M. Hedo, A. Sawada, Y. Shimoji, M. Tokumura, K. Uchima, K. Yagasaki, H. Niki, A.T. Burkov, *Thermopower of ErCo₂ in magnetic fields up to 15 T*, Physica B **312-313** (2002), 867-869.
- A52 K. Yagasaki, T. Nakama, M. Hedo, K. Uchima, Y. Shimoji, N. Matsumoto, S. Nagata, H. Okada, H. Fujii, A.T. Burkov, *Transport properties of Cu_{1-x}Zn_xIr₂S₄ spinel compounds*, Journal of Physics and Chemistry of Solids **63** (2002), 1051-1054.
- A53 A.T. Burkov, A.Yu. Zyuzin, T. Nakama, K. Yagasaki, J. Schumann, H. Vinzelberg, *Magnetotransport in (Y_xGd_{1-x})Co₂ alloys near to magnetic phase boundary*, Physica B **329-333** (2003), 543-544.
- A54 T. Nakama, M. Tokumura, K. Uchima, M. Hedo, Y. Uwatoko, K. Yagasaki, A.T. Burkov, *Field effect on itinerant electron magnetism of Y_{1-x}Er_xCo₂ compounds*, Physica B **329-333** (2003), 952-954.
- A55 A.T. Burkov, A.Yu. Zyuzin, T. Nakama, K. Yagasaki, *Disorder-induced positive magnetoresistivity in itinerant metamagnets*, J. Magn. Magn. Mater. **272-276** (2004), e1081-e1082.
- A56 A.T. Burkov, A.Yu. Zyuzin, T. Nakama, K. Yagasaki, *Thermopower of (Y_{1-x}Gd_x)Co₂ alloys in a vicinity of zero-temperature magnetic phase boundary*, J. Magn. Magn. Mater. **272-276** (2004), e1083-e1084.
- A57 A.T. Burkov, A.Yu. Zyuzin, T. Nakama, K. Yagasaki, *Anomalous magnetotransport in (Y_{1-x}Gdx)Co₂ alloys: interplay of disorder and itinerant metamagnetism*, Phys. Rev. B **69** (2004), 144409 -1-6.
- A58 K. Yagasaki, M. Misashi, S. Notsu, Y. Shimoji, K. Uchima, H. Niki, T. Nakama, M. Hedo, Y. Uwatoko, A.T. Burkov, *Transport properties of Y_{1-x}Ho_xCo₂ in magnetic field*, J. Magn. Magn. Mater. **272-276** (2004) e345-e346.
- A59 A.T. Burkov, *Measurements of resistivity and thermopower: principles and practical realization*, Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano (M. Rowe, ed.), CRC Press, Boca Raton, London, New York, 2006, Chpt. **22**, pp. 1-13.
- A60 T. Nakama, Y. Takaesu, K. Yagasaki, E. Sakai, N. Kurita, M. Hedo, Y. Uwatoko, A.T. Burkov, *Pressure effect on electrical resistivity of Y_{1-x}Gd_xCo₂*, Physica B **378-380** (2006), 169-170.
- A61 K. Uchima, T. Nakama, M. Misashi, Y. Takaesu, K. Yagasaki, M. Hedo, Y. Uwatoko, A.T. Burkov, *Transport properties of Y_{1-x}R_xCo₂ (R=Er, Ho) in magnetic field*, J. Alloys Comp. **408-412** (2006) 368-370.
- A62 K. Yagasaki, S. Notsu, Y. Takaesu, T. Nakama, E. Sakai, K. Koyama, K. Watanabe, A.T. Burkov, *X-Ray diffraction on rare earth-3d Laves phase compound ErCo₂ in magnetic field*, Physica B **378-380** (2006) 1089-1090.
- A63 K. Yagasaki, T. Nakama, M. Hedo, Y. Uwatoko, Y. Shimoji, S. Notsu, K. Uchima, N. Matsumoto, S. Nagata, H. Okada, H. Fujii, H. Yoshida, H.M. Kimura, Y. Yamaguchi, A.T. Burkov, *Hopping Conductivity in CuIr₂S₄*

Spinel Compound: I. Empirical Model for Electronic Configuration and Mechanism of Metal Insulator Transition, J. Phys. Soc. Japan **75** (2006), 074706-1-10.

A64 A.T. Burkov, A.Yu. Zyuzin, T. Nakama, Y. Takaesu, M. Takeda, K. Yagasaki, *Anomalous transport in itinerant metamagnets with structural disorder*, J. Magn. Magn. Mater. **310** (2007), e322-e324.

A65 T. Nakama, Y. Takaesu, K. Uchima, K. Yagasaki, M. Hedo, Y. Uwatoko, A.T. Burkov, *Pressure effect on thermopower of $Y_{1-x}Gd_xCo_2$ alloy system*, J. Magn. Magn. Mater. **310** (2007), 1879-1881.