

АНОМАЛИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СОЕДИНЕНИЙ С АТОМНЫМИ КЛАСТЕРАМИ RB_{12} (R — Ho, Er, Tm, Lu)

Н. Е. Случанко^{a,}, А. В. Богач^a, В. В. Глушков^a, С. В. Демишев^a,
Н. А. Самарин^a, Д. Н. Случанко^a, А. В. Духненко^b, А. В. Левченко^b*

^a *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Институт проблем материаловедения Национальной академии наук Украины
252680, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 27 ноября 2008 г.

На монокристаллических образцах редкоземельных додекаборидов RB_{12} (R — Ho, Er, Tm, Lu) выполнены измерения магнитосопротивления и намагнитченности при низких температурах (1.8–35 K) в магнитном поле до 70 кЭ. Для немагнитного металла LuB_{12} наблюдается эффект положительного магнитосопротивления, которое подчиняется правилу Колера — $\Delta\rho/\rho = f(\rho(0, 300\text{ K})H/\rho(0, T))$. В магнитных додекаборидах HoB_{12} , ErB_{12} и TmB_{12} обнаружены три характерных режима поведения магнитосопротивления: при $T > 25\text{ K}$ наблюдается эффект положительного магнитосопротивления, аналогичный случаю LuB_{12} ; в интервале $T_N \leq T \leq 15\text{ K}$ магнитосопротивление становится отрицательным и квадратично зависит от внешнего магнитного поля и, наконец, при переходе в антиферромагнитную фазу ($T < T_N$) вновь регистрируется положительное магнитосопротивление, амплитуда которого достигает 150 % в HoB_{12} . Показано, что аномалии отрицательного магнитосопротивления в парамагнитной фазе находят объяснение в рамках модели Иосиды рассеяния электронов проводимости на локализованных магнитных моментах. Выполненный анализ свидетельствует в пользу формирования спин-поляронных состояний в $5d$ -полосе в окрестности редкоземельных ионов в парамагнитной и магнитоупорядоченных фазах RB_{12} , а также позволяет выявить ряд особенностей перестройки магнитной структуры исследуемых соединений.

PACS: 72.15.Gd, 72.15.Qm

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства соединений с атомными кластерами B_{12} в последнее время вызывают значительный интерес исследователей [1, 2], благодаря уникальной комбинации физических характеристик, включающей высокие температуру плавления и микротвердость, термическую и химическую устойчивость и большое разнообразие магнитных свойств [1, 3]. Среди соединений этого класса редкоземельные (РЗ) додекабориды кристаллизуются в ГЦК-структуру типа UB_{12} , в которой жесткий каркас формируется кубоктаэдрами B_{12} с сильными ковалентными связя-

ми в подрешетке бора и ионными связями между R^{3+} и кубоктаэдрами [1, 3]. Изменение заполнения $4f$ -оболочки вдоль редкоземельного ряда от TbB_{12} к LuB_{12} в этих каркасно-кластерных соединениях приводит к подавлению антиферромагнетизма с уменьшением температуры Нееля от $T_N(TbB_{12}) \approx 22\text{ K}$ до $T_N(TmB_{12}) \approx 3.2\text{ K}$ [4], реализации состояния с переменной валентностью РЗ-иона в YbB_{12} (равной примерно 2.9 [5, 6]) и далее — к сверхпроводимости с $T_C \approx 0.4\text{ K}$ в LuB_{12} [7].

Благодаря простой кристаллической структуре додекабориды редкоземельных элементов являются модельными объектами для изучения магнитных и транспортных свойств металлов, природы магнитных взаимодействий и особенностей формирования

*E-mail: nes@lt.gpi.ru

основного состояния в трехмерных периодических системах с металлической проводимостью, нанокластерами и локализованными магнитными моментами. При этом особенности электронной структуры указанных соединений, в которых зона проводимости сформирована, в основном, гибридованными с $2p$ -орбиталями бора $5d$ -состояниями редкоземельных ионов [8–10], приводят к необходимости учета корреляционных эффектов в RB_{12} в присутствии локализованных магнитных моментов, взаимодействующих с зонными состояниями. Выполненные сравнительно недавно прецизионные измерения эффекта Холла для соединений RB_{12} (R — Ho, Er, Tm, Lu) [11] позволили установить доминирующую роль нацентровых $4f$ – $5d$ -спиновых флуктуаций в зарядовом транспорте магнитных РЗ-додекаборидов. В работе [11] было показано, что по мере заполнения $4f$ -оболочки в ряду HoB_{12} – ErB_{12} – TmB_{12} при приближении к соединению с переменной валентностью YbB_{12} происходит значительное уменьшение подвижности носителей заряда, обусловленное ростом амплитуды спиновых флуктуаций в окрестности РЗ-ионов. Далее, авторами [3, 12, 13] в экспериментах по рассеянию нейтронов на магнетиках системы RB_{12} было обнаружено, что в широкой окрестности температур выше T_N наблюдается сильное диффузионное рассеяние, обусловленное корреляционными эффектами и связанным с этим ближним магнитным порядком, возникающим в матрице парамагнитного металла. Аналогичное заключение было сделано авторами работы [14] на основании результатов исследований соединения ErB_{12} методом μ SR-спектроскопии. В частности, в работе [14] было установлено существование смеси парамагнитной и магнитоупорядоченной компонент в ErB_{12} в интервале температур 7–9 К, что значительно выше температуры Нееля $T_N(ErB_{12}) \approx 6.7$ К. Кроме того, авторами [14] в μ SR-экспериментах было обнаружено присутствие на расстояниях не более пяти постоянных решетки значительного спинового беспорядка, отвечающего формированию магнитных нанокластеров в структуре антиферромагнитного (АФ) состояния ErB_{12} при $T < T_N$. Исследования магнитной дифракции нейтронов в АФ-фазах HoB_{12} и ErB_{12} позволили установить формирование сложной несоизмеримой магнитной структуры в этих соединениях, причем с ростом напряженности магнитного поля, наряду с АФ-рефлексами, была найдена также ферромагнитная компонента параметра порядка [12, 13]. Принимая во внимание столь сложное, необычное поведение физических характеристик этих редкоземельных магнетиков [11], не от-

носившихся до последнего времени к соединениям с нестабильной электронной конфигурацией, либо с электронным фазовым расслоением, а также наблюдающийся в РЗ-додекаборидах сложный характер магнитной фазовой диаграммы [1, 3, 4, 12, 13], представляло интерес выполнить прецизионные измерения магнитосопротивления и намагнитченности в широком интервале температур и магнитных полей в парамагнитных и магнитоупорядоченных фазах HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} в сочетании с исследованиями указанных параметров для реперного немагнитного соединения LuB_{12} .

С учетом предложенного ранее [15–17] подхода к количественному описанию эффекта отрицательного магнитосопротивления (ОМС) $\Delta\rho/\rho = f(T, H)$ в интерметаллидах на основе Се с быстрыми спиновыми флуктуациями в терминах локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(T, H) = (-1/Hd(\Delta\rho/\rho)/dH)^{1/2}$ нами также выполнен сравнительный анализ результатов объемных магнитных измерений в сопоставлении с локальными магнитными характеристиками χ_{loc} и M_{loc} , найденными из детальных исследований эффекта ОМС в парамагнитной фазе RB_{12} . Таким образом, целью работы явилось сравнительное исследование магнитосопротивления и намагнитченности в магнитных (HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12}) и немагнитном (LuB_{12}) додекаборидах редкоземельных элементов при низких температурах (1.8–30 К) в магнитном поле до 70 кЭ и сопоставление полученных результатов с теоретическими предсказаниями, результатами зонных расчетов и данными независимых исследований магнитной фазовой H – T -диаграммы RB_{12} .

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе выполнены детальные исследования намагнитченности и поперечного магнитосопротивления монокристаллических образцов RB_{12} (R — Ho, Er, Tm, Lu) высокого качества в широком диапазоне температур (1.8–30 К) в магнитных полях до 70 кЭ ($H \parallel \langle 001 \rangle$) в ориентации измерительного тока $I \parallel \langle 110 \rangle$. Используемые для измерений монокристаллы выращивались методом вертикального бесстигельного индукционного зонного плавления с многократным переплавом в атмосфере инертного газа на установке, подробно описанной в [18]. Измерения намагнитченности $M(H, T)$ проводились на модернизированном вибрационном магнитометре LDJ-1500 (США) и СКВИД-магнитометре оригинальной конструкции [19]. Для исследований магнитосопротив-

ления применялась экспериментальная установка, аналогичная использовавшейся ранее [20]. Точность стабилизации температуры измерительной ячейки с образцом (0.01–0.02) К, необходимая для выполнения численного дифференцирования по магнитному полю экспериментальных кривых магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ и намагниченности $M(H, T_0)$, достигалась с помощью температурного контроллера оригинальной конструкции на цифровых сигнальных процессорах, использовавшегося в схеме с эталонным термометром сопротивления фирмы Lake Shore Cryotronics модели CERNOX 1050.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Удельное сопротивление

На рис. 1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ РЗ-додекаборидов RB_{12} (R — Ho, Er, Tm, Lu) для $\mathbf{I} \parallel \langle 110 \rangle$. Как видно на рис. 1, удельное сопротивление исследуемых додекаборидов в отсутствие внешнего магнитного поля носит металлический характер, причем отношение $\rho(300 \text{ К})/\rho(10 \text{ К})$ достигает максимальных значений около 70 для немагнитного LuB_{12} и существенно уменьшается в ряду HoB_{12} – ErB_{12} – TmB_{12} до значения около 3.5 для TmB_{12} . Поведение кривых $\rho(T)$ в области промежуточных температур может быть описано степенной

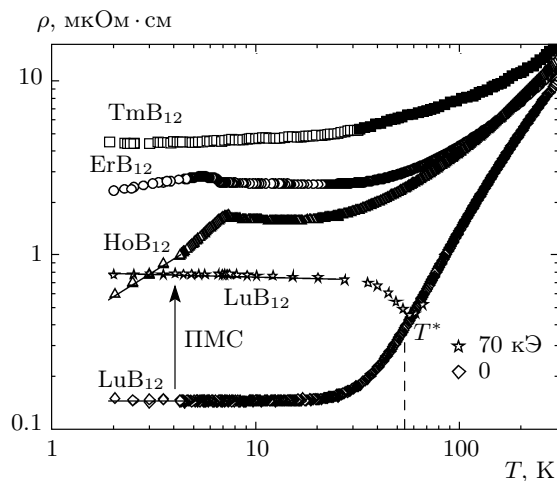


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ додекаборидов RB_{12} (R — Ho, Er, Tm, Lu). Для соединения LuB_{12} показана также кривая $\rho(T)$, измеренная в магнитном поле $H = 70 \text{ кЭ}$

зависимостью $\rho(T) \propto T^\alpha$ с показателем степени, меняющимся в пределах от $\alpha \approx 1.6$ в случае LuB_{12} до значений $\alpha \approx 0.8$ для TmB_{12} . Отметим, что для всех исследуемых в работе соединений RB_{12} при температурах ниже 20 К наблюдался переход к режиму «примесного рассеяния» $\rho(T) \approx \text{const}$, сменяющемуся для магнетиков HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} скачкообразным возрастанием удельного сопротивления в окрестности температуры Нееля (рис. 1–4). На рис. 2–4 показано поведение кривых $\rho(T)$ в широкой окрестности антиферромагнитного перехода соответственно для соединений HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} . Найденные в работе из измерений удельного сопротивления значения температуры Нееля составляют $T_N(\text{HoB}_{12}) \approx 7.4 \text{ К}$, $T_N(\text{ErB}_{12}) \approx 6.7 \text{ К}$ и $T_N(\text{TmB}_{12}) \approx 3.1 \text{ К}$ и с хорошей точностью совпадают с результатами, полученными в работах [1, 4, 21] при исследованиях низкотемпературной теплоемкости и теплового расширения, магнитной восприимчивости, теплопроводности и удельного сопротивления. Достигнутая в работе высокая точность измерений позволяет выделить магнитный (4f) вклад $\rho_m(T) = \rho_{\text{RB}_{12}}(T) - \rho_{\text{LuB}_{12}}(T)$ и установить ряд особенностей на кривых сопротивления магнетиков RB_{12} . В частности, для всех соединений RB_{12} (R — Ho, Er, Tm) в области температур 10–20 К регистрируется минимум удельного сопротивления (рис. 2–4), температура которого составляет $T_{\min}^\rho(\text{HoB}_{12}) \approx 14 \text{ К}$, $T_{\min}^\rho(\text{ErB}_{12}) \approx 18 \text{ К}$ и $T_{\min}^\rho(\text{TmB}_{12}) \approx 11 \text{ К}$. В интервале температур T_N – $T_{\min}^\rho$ для соединений HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} наблюдается участок роста сопротивления с понижением температуры (рис. 2–4). В случае TmB_{12} возрастание $\rho(T)$ сменяется максимумом при $T_{\max}^\rho(\text{TmB}_{12}) \approx 6.5 \text{ К}$ с последующим уменьшением сопротивления вплоть до магнитного перехода при T_N (вставка на рис. 4). В соединениях ErB_{12} , TmB_{12} в отсутствие внешнего магнитного поля наряду с переходом при $T_N(\text{ErB}_{12}) \approx 6.7 \text{ К}$ ($T_N(\text{TmB}_{12}) \approx 3.1 \text{ К}$) наблюдается второй магнитный переход при $T_M(\text{ErB}_{12}) \approx 5.85 \text{ К}$ ($T_M(\text{TmB}_{12}) \approx 2.8 \text{ К}$), сопровождающийся резким увеличением удельного сопротивления (см. соответственно рис. 3, 4). При гелиевых температурах установление когерентного режима рассеяния носителей заряда в магнитоупорядоченной фазе RB_{12} приводит к монотонному уменьшению удельного сопротивления (см. рис. 2, 3). Следует подчеркнуть, что для соединений HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} низкотемпературный участок роста магнитной составляющей удельного сопротивления $\rho_m(T)$ в парамагнитной фазе (см. интервал

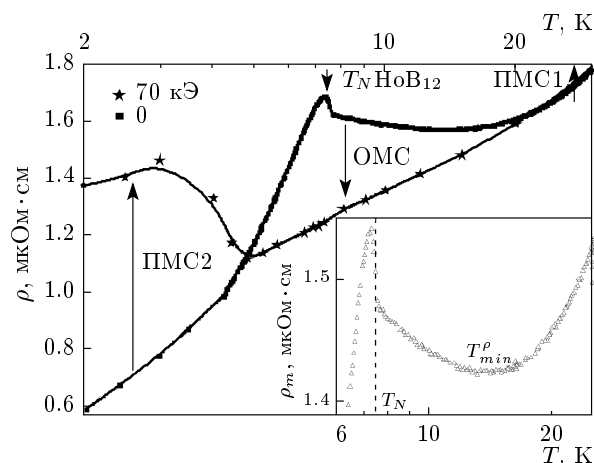


Рис. 2. Поведение кривых $\rho(T)$ для соединения HoB_{12} в широкой окрестности антиферромагнитного перехода; ПМС1, ОМС, ПМС2 — режимы магнитосопротивления. На вставке показан магнитный вклад $\rho_m(T) = \rho_{\text{RB}_{12}}(T) - \rho_{\text{LuB}_{12}}(T)$ в удельное сопротивление HoB_{12} вблизи T_N

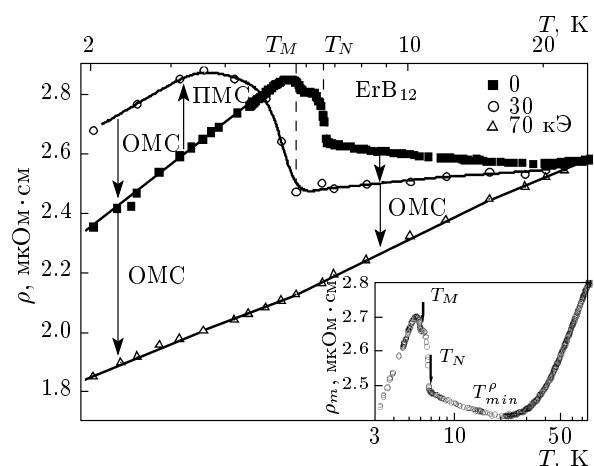


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для соединения ErB_{12}

$T_N < T < T_{\min}^{\rho}$ на рис. 2–4) не описывается логарифмической зависимостью вида $\rho(T) \sim -\ln T$ и, таким образом, не может быть связан с кондовским механизмом рассеяния носителей заряда на локализованных магнитных моментах редкоземельных ионов.

3.2. Магнитосопротивление RB_{12}

На рис. 1–4 наряду с результатами измерений $\rho(T)$ в отсутствие внешнего магнитного поля представлены также кривые $\rho(T)$, полученные в поле

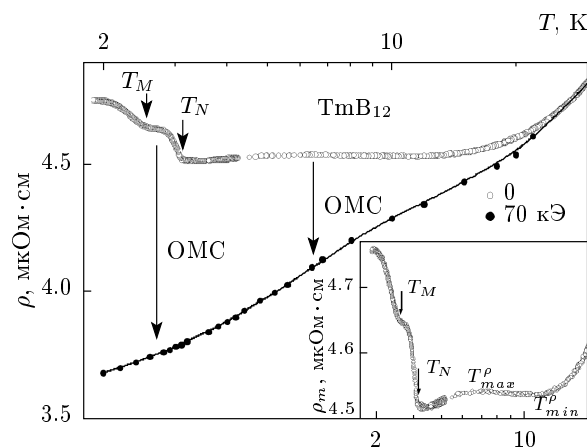


Рис. 4. То же, что и на рис. 2 для соединения TmB_{12}

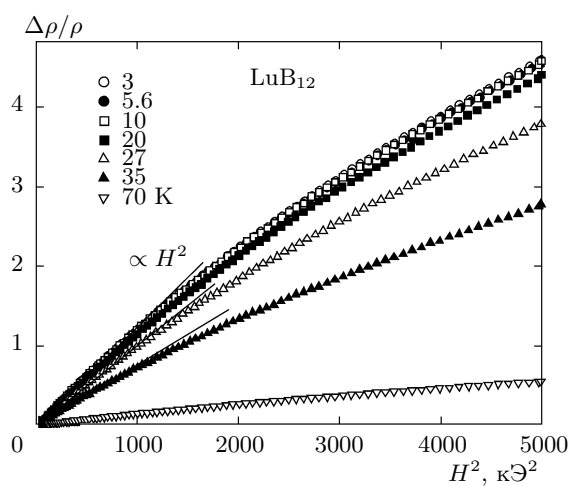


Рис. 5. Зависимости магнитосопротивления LuB_{12} от внешнего магнитного поля при различных значениях температур

$H \approx 70$ кЭ для LuB_{12} (рис. 1), HoB_{12} (рис. 2), ErB_{12} (рис. 3), TmB_{12} (рис. 4). Полевые зависимости магнитосопротивления ($\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$) соединений LuB_{12} , HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} приведены соответственно на рис. 5–8).

3.2.1. Положительное магнитосопротивление в LuB_{12} . Как видно из данных рис. 1, магнитосопротивление LuB_{12} является положительным (ПМС), причем амплитуда эффекта резко возрастает с понижением температуры в интервале $T < T^* \approx 52$ К. Столь необычное поведение ПМС в LuB_{12} оказывается скоррелированным с возникновением максиму-

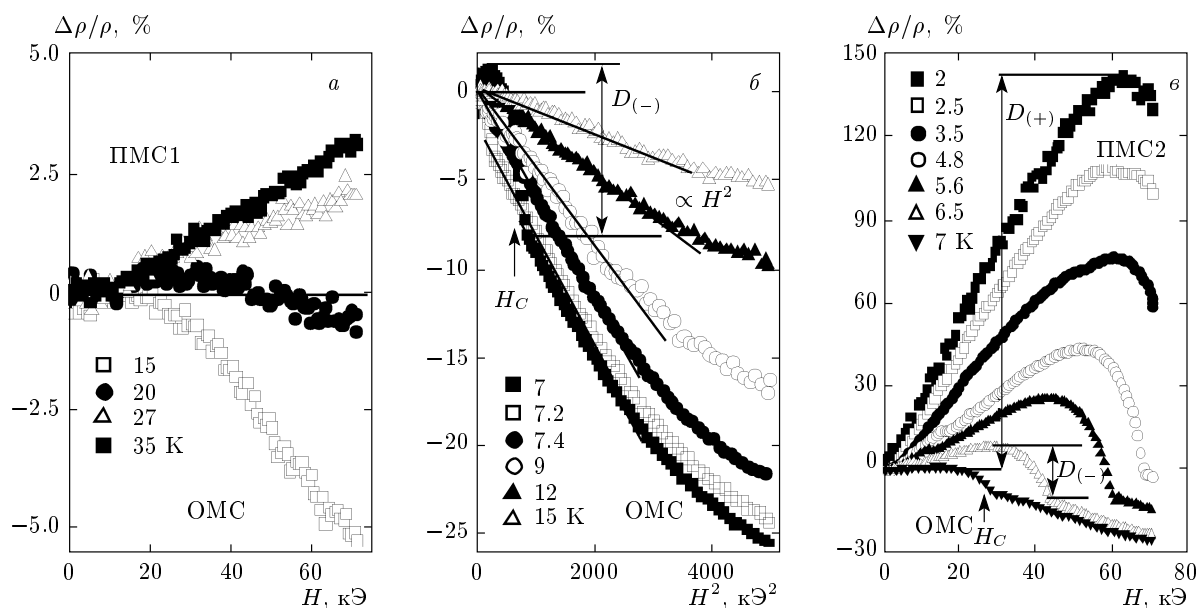


Рис. 6. Поведение полевых зависимостей $\Delta\rho/\rho = f(H)$ соединения HoB_{12} ; ПМС1, ОМС и ПМС2 — режимы магнитосопротивления, $D(+)$, $D(-)$ — амплитуды вкладов; H_c — поле перехода антиферромагнетик—парамагнетик

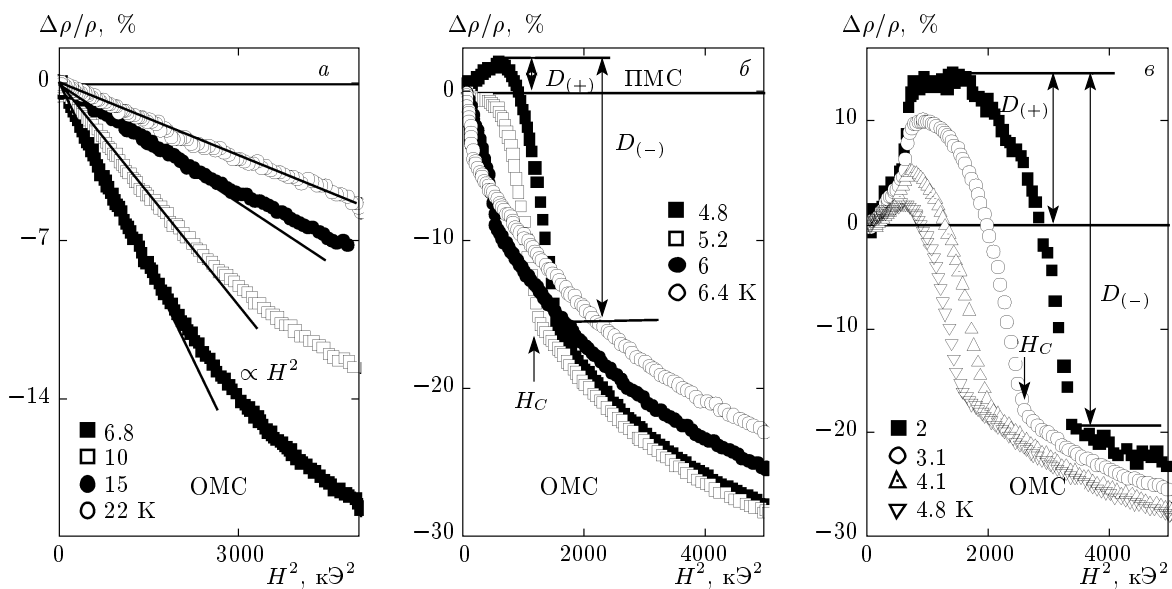


Рис. 7. То же, что и на рис. 6 для соединения ErB_{12}

ма при $T^* \approx 52$ K на температурной зависимости коэффициента Холла [11] и, по-видимому, свидетельствует о смене режима рассеяния носителей заряда вблизи T^* в этом немагнитном соединении. Зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от внешнего магнитного поля для LuB_{12} приведены на рис. 5. Используемое представление данных в координатах

$\Delta\rho/\rho = f(H^2, T_0)$ позволяет выделить интервал $H < 30$ кЭ, в котором эффект ПМС в LuB_{12} достаточно хорошо описывается квадратичной зависимостью $\Delta\rho/\rho \propto H^2$. С ростом напряженности внешнего магнитного поля в области $H \geq 30$ кЭ на кривых $\Delta\rho/\rho = f(H^2, T_0)$ появляется тенденция к насыщению ПМС.

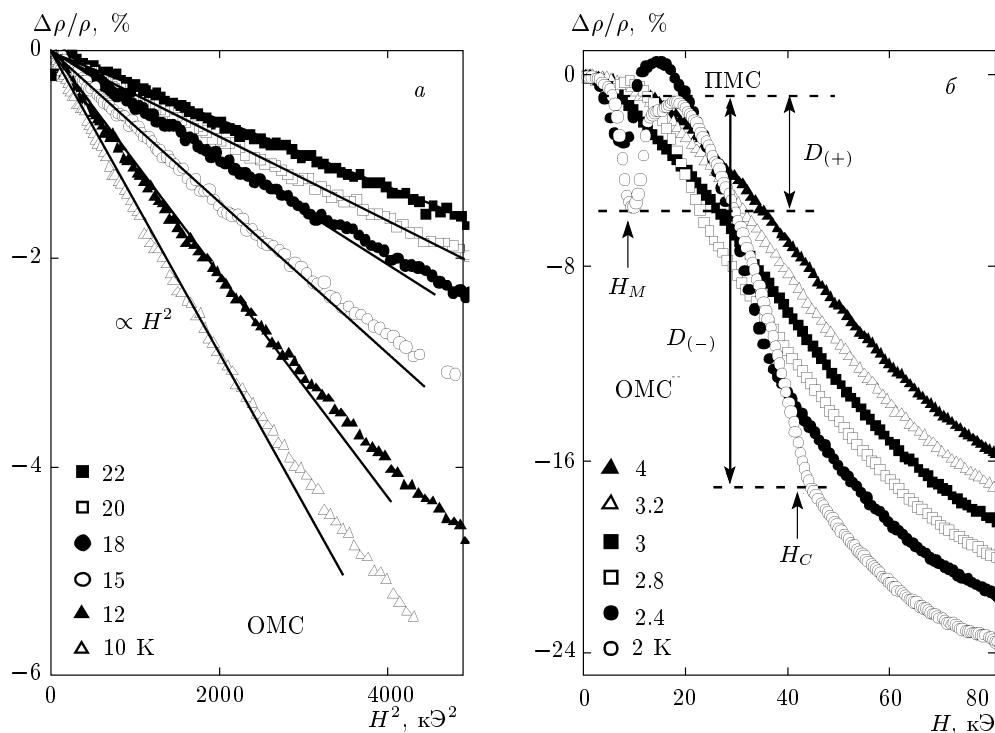


Рис. 8. То же, что и на рис. 6 для соединения TbV_{12} ; H_M — поле магнитного ориентационного перехода

3.2.2. Положительное и отрицательное магнитосопротивление в парамагнитном состоянии RB_{12} ($R = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$). Как видно на рис. 2–4, в диапазоне температур $T_N < T < T_{min}^p$ в парамагнитном состоянии магнитных додекаборидов основным эффектом является ОМС, сменяющееся в магнитоупорядоченной фазе сложным знакопеременным по магнитному полю магнитосопротивлением. В то же время выполненные в работе детальные исследования полевых зависимостей магнитосопротивления магнетиков RB_{12} в парамагнитной фазе при $T > 25$ К обнаруживают эффект ПМС сравнительно небольшой амплитуды (менее 4% при $H \leq 70$ кЭ, см., например, ПМС1 на рис. 6а для HoV_{12}). Понижение температуры до значений $T \leq T_{min}^p$ обуславливает появление у RB_{12} ($R = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$) доминирующего ОМС-вклада в $\Delta\rho/\rho$, который в магнитных полях $H \leq 40$ кЭ с хорошей точностью описывается квадратичной зависимостью $-\Delta\rho/\rho \propto H^2$ (рис. 6б, 7а, 8а). С понижением температуры в сильных магнитных полях, $H > 50$ кЭ, на кривых $\Delta\rho/\rho = f(H^2, T_0)$ наблюдается тенденция к насыщению ОМС (см. рис. 6б, 7а, б, 8а, б).

3.2.3. Положительное магнитосопротивление в антиферромагнитной фазе HoV_{12} . Поведение полевых зависимостей $\Delta\rho/\rho = f(H^2, T_0)$ в магнито-

упорядоченной фазе соединений RB_{12} (рис. 6в, 7в, 8б) оказывается различным для всех трех исследованных магнитных додекаборидов. В соединении HoV_{12} ниже T_N наблюдается эффект ПМС, амплитуда которого возрастает с понижением температуры и достигает максимальных значений (около 150%) в поле $H \approx 60$ кЭ при $T \leq 2$ К (рис. 6в). С ростом напряженности магнитного поля в магнитоупорядоченной фазе HoV_{12} на кривых $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ наблюдаются особенности, отвечающие магнитным ориентационным переходам (см. рис. 9а) и далее с подавлением АФ-состояния при $H \geq H_C$ происходит переход к ОМС (см. рис. 6б) с квадратичной асимптотикой вида $-\Delta\rho/\rho \propto H^2$. Отметим, что в сильных магнитных полях, $H > H_C$, в интервале температур $T < T_N \approx 7.4$ К также появляется тенденция к насыщению эффекта ОМС (рис. 6в).

3.2.4. Магнитосопротивление в антиферромагнитном состоянии ErV_{12} . В магнитоупорядоченной фазе додекаборида эрбия в интервале температур между магнитными фазовыми переходами $T_M \leq T \leq T_N$, так же как и в парамагнитной фазе ErV_{12} при $T_N \leq T \leq 20$ К, сохраняется отрицательное магнитосопротивление (рис. 7б). Эффект ПМС в ErV_{12} становится заметным лишь при гелиевых температурах (рис. 7в), причем с увеличением маг-

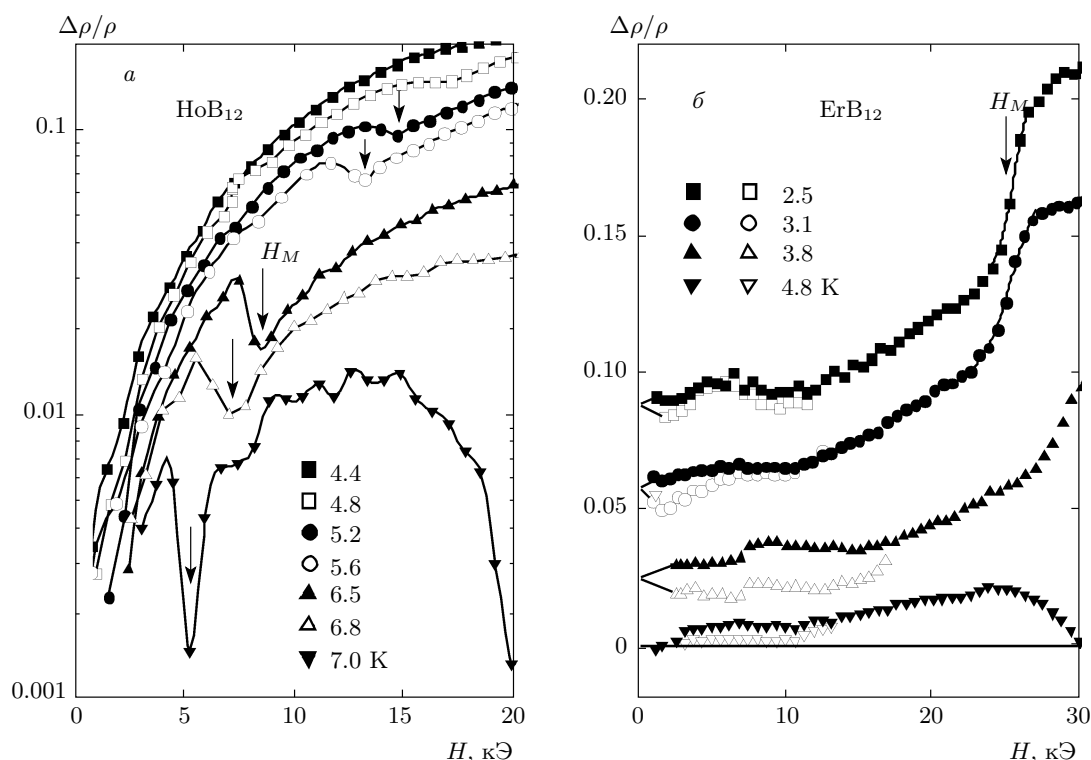


Рис. 9. Полевые зависимости магнитосопротивления соединений RB_{12} в области ориентационных фазовых переходов. Для ErB_{12} в области $H < 15$ кЭ показана область гистерезиса магнитосопротивления

нитного поля вслед за интервалом близкого к квадратичному изменения $\Delta\rho/\rho \propto H^2$ на кривых ПМС наблюдается участок резкого роста магнитосопротивления (см. также рис. 9б), по-видимому, связанный с ориентационным магнитным переходом при $H_M \approx 23$ кЭ. Дополнительной особенностью кривых $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ является наблюдающийся при $H < 15$ кЭ гистерезис (рис. 9б), амплитуда которого достигает около 2 % при $T \approx 3.8$ К.

3.2.5. Магнитосопротивление в антиферромагнитном состоянии TmB_{12} . В магнитоупорядоченной фазе додекаборида тулия при исследовании магнитосопротивления нами обнаружен ориентационный фазовый переход в области температур 1.8–2.8 К в магнитных полях до 40 кЭ. В окрестности перехода при H_M (см. рис. 8б) с ростом напряженности внешнего магнитного поля на кривых $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$, наряду с ОМС-составляющей, появляется заметный вклад от ПМС и переход в парамагнитную фазу при H_C сопровождается сменой режима от ПМС к ОМС с тенденцией к насыщению магнитосопротивления в сильных полях. Сравнивая амплитуду эффекта ПМС в магнитоупорядоченной фазе додекаборидов RB_{12} ($R = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$), следует

отметить значительное уменьшение абсолютных значений $\Delta\rho/\rho$ по мере заполнения $4f$ -оболочки от HoB_{12} ($N_{4f} = 10$) к TmB_{12} ($N_{4f} = 12$).

Обсуждавшиеся выше особенности поведения магнитосопротивления магнитных додекаборидов наглядно демонстрируются на рис. 10, где для RB_{12} ($R = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$) приведены температурные зависимости коэффициента b в соотношении $\Delta\rho/\rho = bH^2$. Поскольку в малых полях как ПМС, так и ОМС в соединении RB_{12} достаточно хорошо аппроксимируются квадратичной зависимостью вида $\Delta\rho/\rho = \pm bH^2$, представленное на рис. 10 изменение коэффициента b с температурой оказывается удобным для дальнейшего анализа смены режимов рассеяния носителей заряда с температурой в редкоземельных додекаборидах. Обсуждение экспериментальных результатов рис. 2–10 будет проведено ниже в разд. 4.

3.3. Магнитные свойства RB_{12}

Результаты измерений намагниченности, приведенной к концентрации РЗ-ионов в додекаборидах RB_{12} ($R = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$), представлены соответствен-

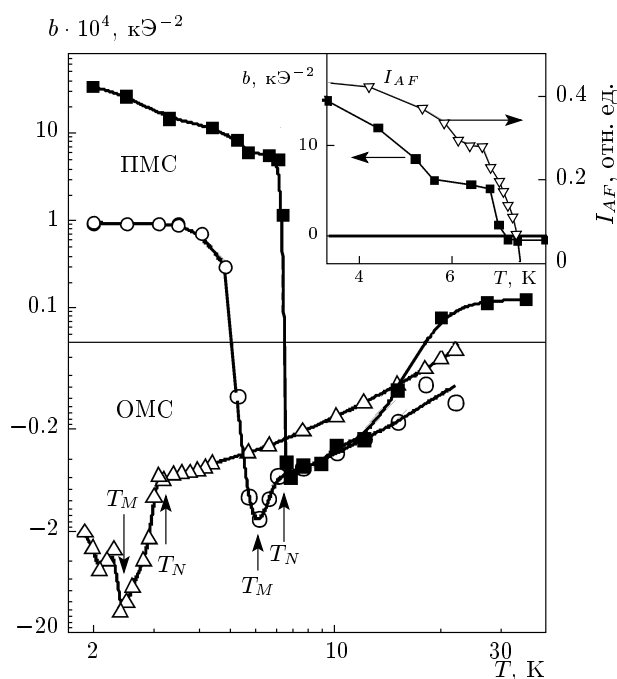


Рис. 10. Зависимости коэффициента магнитосопротивления $b(T)$ для HoB_{12} (■), ErB_{12} (○), TmB_{12} (△). На вставке, наряду с кривой $b(T)$ для HoB_{12} , показана также зависимость интенсивности дифракционных рефлексов $I_{AF}(T)$ [13] для HoB_{12}

но на рис. 11, 12а, 12б для $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$. В парамагнитном состоянии RB_{12} наблюдается близкая к линейной полевая зависимость $M(H, T_0)$, наклон которой возрастает с понижением температуры. В АФ-фазе при сохранении, в целом, подобного характера изменения намагниченности вблизи магнитных фазовых переходов регистрируется заметное возрастание скорости изменения $M(H, T_0)$, кроме того, на кривых $M(H)$ появляется тенденция к насыщению в сильных магнитных полях (см. рис. 11, 12). Величина эффекта изменения намагниченности в окрестности магнитных фазовых переходов в соединениях RB_{12} оказывается сравнительно небольшой, поэтому для точной количественной характеристики магнитных свойств РЗ-додекаборидов представляется необходимым перейти к анализу дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi(T_0, H) \equiv dM/dH$.

Как отмечалось ранее, достигнутая в работе высокая точность магнитных измерений позволяет для всех трех исследуемых магнетиков семейства RB_{12} выполнить численное дифференцирование зависимостей $M(H, T_0)$. Полученные в результате кривые $\chi(T_0, H)$ для соединений HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} представлены соответственно на рис. 13, 14 и 15. На

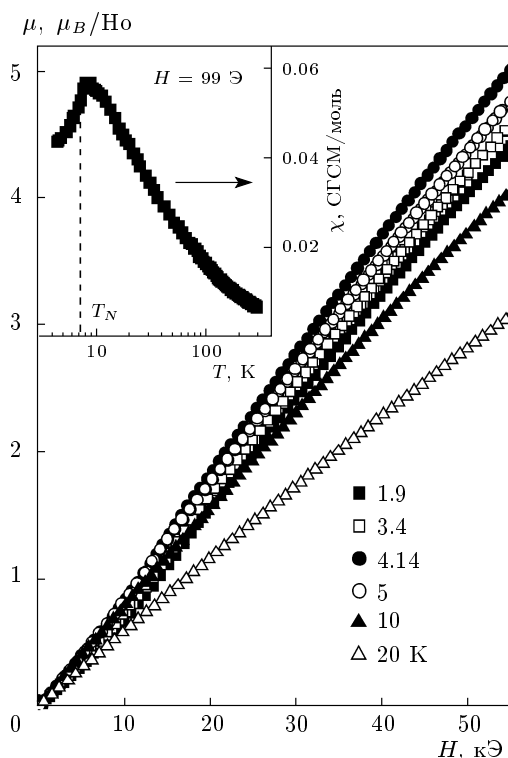


Рис. 11. Полевые зависимости приведенной намагниченности для HoB_{12} при различных значениях температур. На вставке представлена температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ HoB_{12}

вставке к рис. 11 приведена также температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ HoB_{12} , измеренная на СКВИД-магнитометре [19] в поле $H \approx 99$ Э. Как видно на рис. 13–15, в парамагнитной фазе магнетиков RB_{12} для полевых зависимостей $\chi(T_0, H)$ характерно заметное убывание восприимчивости в сильных магнитных полях, отвечающее тенденции к насыщению намагниченности. Кроме того, в интервале $T > T_N$ значения $\chi(T_0, H)$ для HoB_{12} и ErB_{12} оказываются близкими по абсолютной величине и существенно (в 1.5–2 раза) превышают восприимчивость TmB_{12} . При $T < T_N$ в магнитных полях $H < 30$ кЭ на кривых $\chi(T_0, H)$ регистрируется ряд особенностей, отвечающих магнитным ориентационным переходам в магнитоупорядоченной фазе соединений RB_{12} (рис. 13–15). В дальнейшем при возрастании магнитного поля на зависимостях магнитной восприимчивости наблюдается участок относительно быстрого убывания, сопровождающийся возникновением вблизи $H \approx H_C$ точки перегиба на кривой $\chi(H)$ при переходе в парамагнитную фазу в RB_{12} (см. рис. 13–15). Отме-

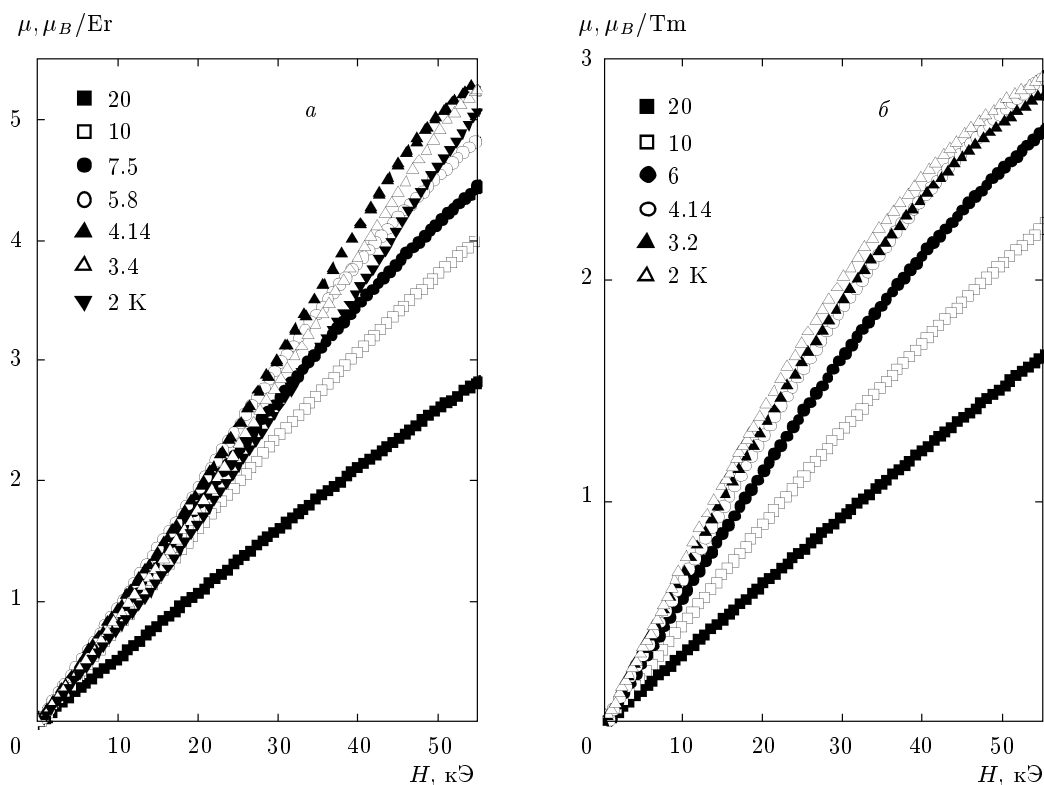


Рис. 12. Полевые зависимости приведенной намагниченности для ErB_{12} (а) и TmB_{12} (б) при различных значениях температур

тим, что как в случае HoB_{12} в области температур $T < 6.5$ К, так и для ErB_{12} при $T < 3$ К значение $H_C \geq 55$ кЭ, отвечающее фазовому переходу антиферромагнетик–парамагнетик, оказывается выше доступного в наших магнитных измерениях диапазона магнитных полей. В то же время, сопоставление экспериментальных данных, полученных нами на одних и тех же монокристаллических образцах при исследованиях магнитосопротивления (рис. 2–10) и магнитной восприимчивости (рис. 13–15) магнитных додекаборидов RB_{12} позволяет установить область существования магнитоупорядоченного состояния, определить фазовые границы при $T < T_N(H)$ и перейти к анализу магнитной фазовой H – T -диаграммы этих соединений. На рис. 16 в качестве примера такого сопоставления представлены зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T)$ и восприимчивости $\chi(T_0, H)$ в окрестности ориентационного магнитного перехода в TmB_{12} . На рис. 16 видно, что особенностям на кривых $\chi(T_0, H)$, связанным с перестройкой магнитной структуры в АФ-фазе, отвечают максимумы эффекта ОМС. При построении магнитных фазовых H – T -диаграмм для исследовавшихся нами магнит-

ных додекаборидов использовалось численное дифференцирование магнитосопротивления (см., например, данные рис. 17а, 17б для соответственно ErB_{12} , TmB_{12}) и намагниченности $dM/dH = \chi$ (рис. 13–15) в интервале $T < T_N$. Полученные магнитные фазовые H – T -диаграммы для HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} представлены соответственно на рис. 18а,б,в.

В заключение данного раздела отметим два полученных впервые в настоящей работе результата, связанных с аномалиями на кривых $\chi(T_0, H)$ для HoB_{12} и ErB_{12} . 1) В случае додекаборида гольмия при гелиевых температурах надежно регистрируется уширение и расщепление пика на зависимостях $\chi(T_0, H)$ (см. рис. 13а и 13б), которое, по-видимому, отвечает возникновению новой низкотемпературной магнитной фазы, существующей в узком интервале магнитных полей 15–22 кЭ (см. рис. 18а). 2) В свою очередь, для ErB_{12} при гелиевых температурах наблюдается ферромагнитный гистерезис по магнитному полю, а также ряд дополнительных особенностей на кривых $\chi(T_0, H)$ в диапазоне $10 \text{ кЭ} \leq H \leq H_m \approx 23 \text{ кЭ}$ (см. рис. 14б), указывающих на перестройку магнитной структуры в этом соединении. Область возникновения указанной аномалии $\chi(T_0, H)$ в ErB_{12} (рис. 14б)

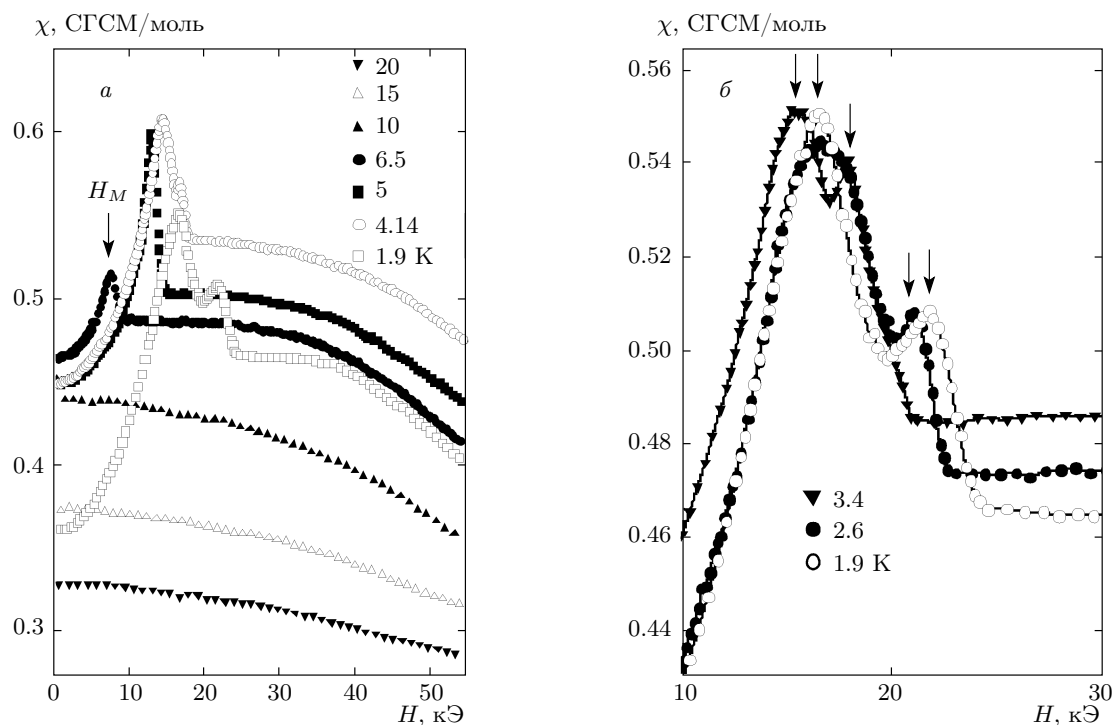


Рис. 13. Полевые зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ соединения HoB_{12} . Стрелками у кривых обозначены ориентационные магнитные переходы в магнитоупорядоченной фазе

примыкает к области $H \leq 10$ кЭ, в которой нами был обнаружен гистерезис магнитосопротивления в этом соединении (см. рис. 9б, а также рис. 18б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вначале будет проведен сравнительный анализ положительного магнитосопротивления немагнитного соединения LuB_{12} и ПМС, наблюдающегося в области промежуточных температур $T \geq 25$ К в магнитных додекаборидах (на примере HoB_{12} , ПМС1 на рис. 2, 6а). Далее в интервале $T_N - T_{max}^p$ в парамагнитной фазе RB_{12} (R — Ho, Er, Tm) для количественного анализа найденного в работе эффекта ОМС будет использован подход, аналогичный применявшемуся ранее в работах [15, 16] для соединений с сильными электронными корреляциями, и основанный на результатах, полученных в рамках s - d -обменной модели Иосидой [17]. Основной целью анализа ОМС является сопоставление результатов магнитных измерений (параметры $M(T, H)$ и $\chi(T, H)$, рис. 11–16) и локальных намагниченности и восприимчивости $M_{loc}(T, H)$ и $\chi_{loc}(T, H)$, найденных из зависимостей магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T)$ (рис. 6–8) в рамках полученного в

работе [17] соотношения $-\Delta\rho/\rho \propto M_{loc}^2 \propto \chi_{loc}^2 H^2$. В завершение разд. 4 будут представлены количественные оценки аномалий магнитосопротивления в окрестности магнитных фазовых переходов в RB_{12} совместно с обсуждением особенностей ПМС в магнитоупорядоченном состоянии и магнитной фазовой H - T -диаграммы РЗ-додекаборидов.

4.1. ПМС в немагнитном состоянии RB_{12}

Для немагнитного соединения LuB_{12} , отвечающего полностью заполненной $4f$ -оболочке РЗ-иона ($N_{4f} = 14$) с $4f$ -зоной, располагающейся по данным [5, 8, 22] на 5–8 эВ ниже уровня Ферми, очевидно, следует ожидать отсутствия вклада от магнитного рассеяния носителей в удельное сопротивление и магнитосопротивление. В таком случае для интерпретации эффекта ПМС в немагнитном металле (см. рис. 1, 5) представляется обоснованным использовать известное полуэмпирическое правило Колера, базирующееся на предположении о наличии универсальной длины свободного пробега носителей l , не зависящей от импульса электрона. При этом для магнитосопротивления выполняется соотношение (см., например, [23])

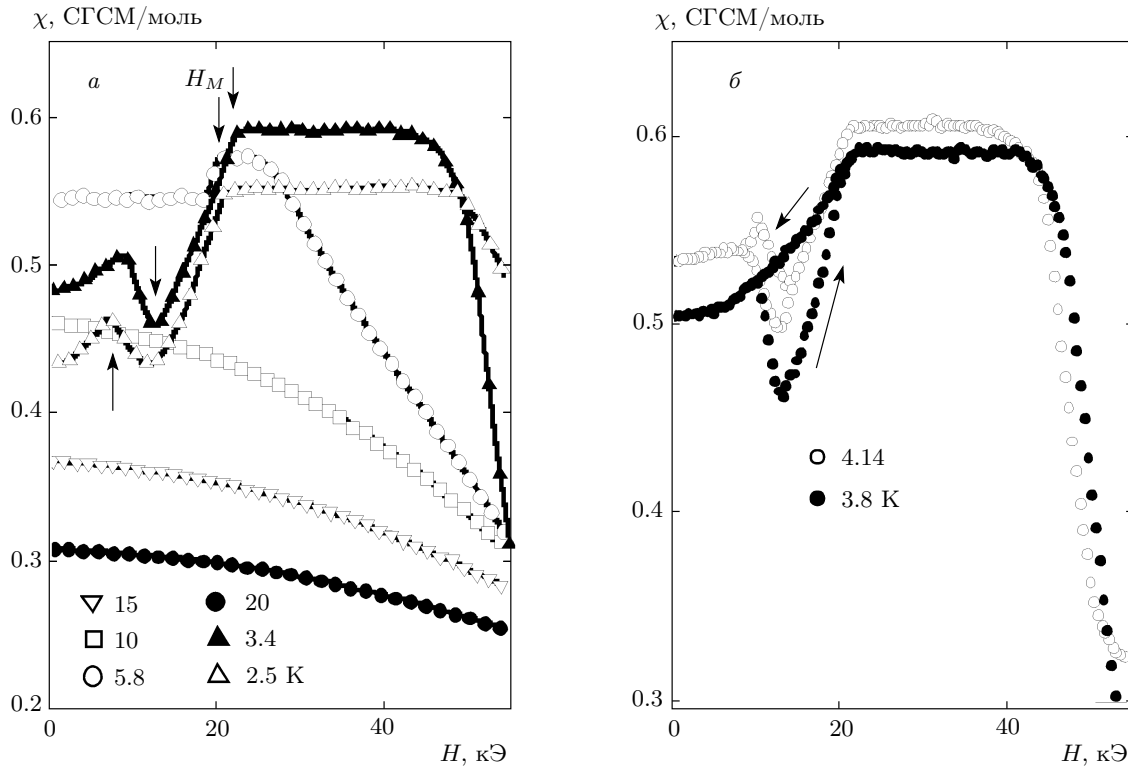


Рис. 14. Полевые зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ соединения ErB_{12} . Стрелками у кривых обозначены ориентационные магнитные переходы в магнитоупорядоченной фазе (а) и направление изменения магнитного поля в области магнитного гистерезиса (б)

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0,T)} = f\left(\frac{\rho(0,300\text{ K})}{\rho(0,T)}H\right) \propto \left(\frac{l}{r_L}\right)^2 \quad (1)$$

(r_L — ларморовский радиус), характеризующее эффективное уменьшение в магнитном поле длины свободного пробега носителей заряда. Перестроение данных рис. 5 для LuB_{12} в колеровских координатах (см. рис. 19) позволяет получить хорошее масштабирование кривых магнитосопротивления в широком диапазоне температур 1.8–35 K в магнитном поле до 70 кЭ. Кроме того, в рамках обычного соотношения для ПМС вида

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0,T)} \propto (\bar{\mu}_D H)^2, \quad (2)$$

где $\bar{\mu}_D$ — приведенная дрейфовая подвижность носителей заряда, представляется возможным оценить поведение $\bar{\mu}_D(T)$ в LuB_{12} . Полученная из данных рис. 5 температурная зависимость $\bar{\mu}_D(T)$ (см. вставку к рис. 17) с хорошей точностью воспроизводит поведение холловской подвижности $\mu_H(T)$, найденной в [11], что, по-видимому, свидетельствует в пользу рассматриваемого механизма ПМС в додекабориде лютеция.

В магнитных додекаборидах эффект ПМС значительно меньшей амплитуды по сравнению с LuB_{12} регистрируется в области промежуточных температур, $T \geq 25$ K (например, для HoB_{12} см. ПМС1 на рис. 6а). В то же время для его количественного анализа требуется выполнить разделение ОМС- и ПМС-вкладов в магнитосопротивление RB_{12} (Ho, Er, Tm), выделив из экспериментальной кривой $\Delta\rho/\rho$ положительную составляющую. Для этого использовалась следующая процедура. В интервале температур $T_N < T < T_{min}^p$, где для магнитных додекаборидов наблюдается эффект ОМС, квадратично меняющийся с ростом магнитного поля в диапазоне до 30 кЭ (рис. 6б, 7а, 8а), были определены коэффициенты α при H^2 и потом экстраполяцией зависимости $\alpha(T)$ на область температур $T > T_{min}^p$ для каждого из измеренных значений температуры T_0 был найден вклад ОМС вида $(\Delta\rho/\rho)_{(-)} = -\alpha(T_0)H^2$. После этого вычитанием из экспериментальных кривых $(\Delta\rho/\rho)_{exp} = f(H, T_0)$ найденных выше ОМС-составляющих были получены зависимости положительной компоненты магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{(+)} = (\Delta\rho/\rho)_{exp} - \alpha(T_0)H^2$,

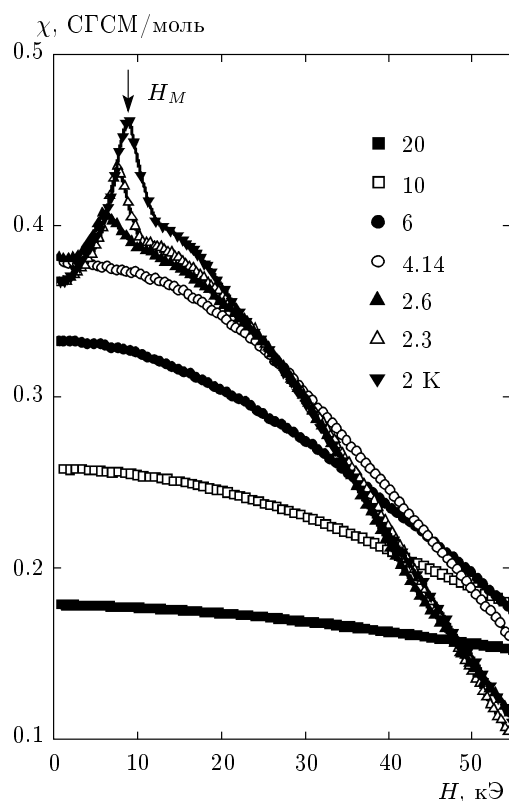


Рис. 15. То же, что и на рис. 13 для соединения TbB_{12}

представленные для HoB_{12} на рис. 20. Как видно на рис. 20, зависимости $(\Delta\rho/\rho)_{(+)}$, в целом, аналогичны кривым ПМС для LuB_{12} (см. рис. 5). В то же время значения дрейфовой подвижности $\bar{\mu}_D$, определяемые соотношением (2) для ПМС, оказываются в случае HoB_{12} существенно меньшими. Отметим, что в интервале температур 15–35 K параметр $\bar{\mu}_D(T)$ слабо зависит от температуры, причем подобное поведение наблюдается также для холловской подвижности $\mu_H(T)$ HoB_{12} [11] (см. вставку на рис. 20). Количественное сопоставление параметров $\bar{\mu}_D(T)$ в LuB_{12} и HoB_{12} (см. вставки на рис. 19, 20) приводит к отношению $\bar{\mu}_D(\text{LuB}_{12})/\bar{\mu}_D(\text{HoB}_{12}) \approx 10$, которое с хорошей точностью совпадает с величиной $\mu_H(\text{LuB}_{12})/\mu_H(\text{HoB}_{12}) \approx 10$, найденной из независимых измерений холловской подвижности носителей заряда в указанных соединениях [11].

4.2. Отрицательное магнитосопротивление в парамагнитной фазе RB_{12} вблизи T_N

При анализе эффекта ОМС в парамагнитной фазе RB_{12} отметим, что отрицательное магнитосопротивление

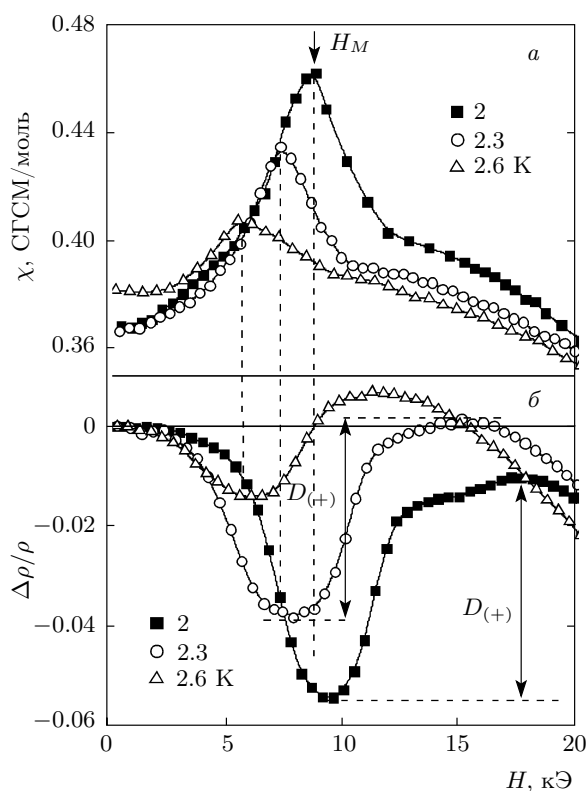


Рис. 16. Полевые зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ (а) и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ (б) соединения TbB_{12} в окрестности ориентационного магнитного перехода

тивление в этих соединениях не может быть связано с эффектом Кондо, поскольку R^{3+} ($\text{R} = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$) не являются кондовскими ионами. В то же время эффект ОМС в додекаборидах с металлической проводимостью и магнитными центрами, присутствующими в каждой элементарной ячейке кристаллической структуры, очевидно, следует связать с поляризацией в магнитном поле локализованных магнитных моментов R^{3+} -ионов и спинов зонных носителей и, вследствие этого, с подавлением процессов рассеяния с переворотом спина. Наиболее адекватным для описания отрицательного магнитосопротивления додекаборидов RB_{12} представляется спин-поляронный подход, связывающий эффект ОМС с формированием в результате быстрых $4f$ - $5d$ -спиновых флуктуаций областей магнитной поляризации в $5d$ -полосе в окрестности редкоземельных центров и их подавлением внешним магнитным полем. Такой подход, основанный на доминирующем характере нацентрированных $4f$ - $5d$ -спиновых флуктуаций в низкотемпературном зарядовом транспор-

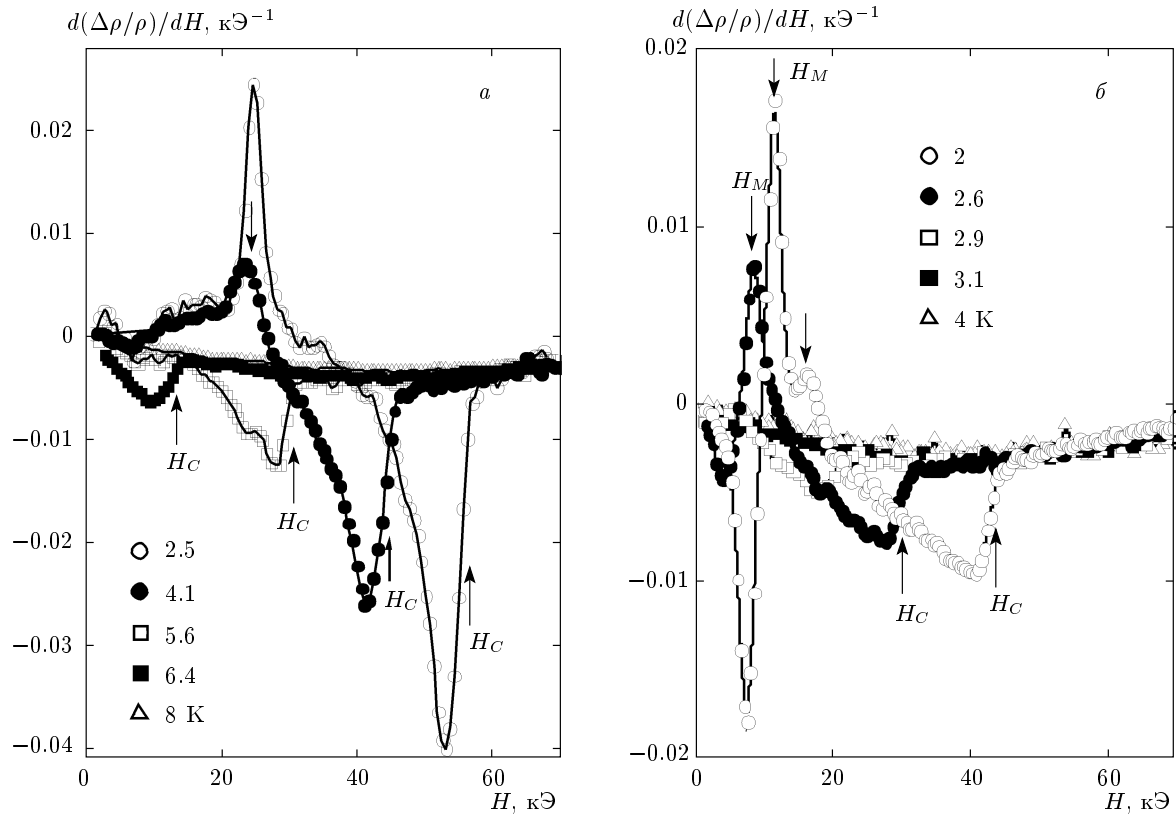


Рис. 17. Результаты численного дифференцирования магнитосопротивления для EuB_{12} (а) и TmB_{12} (б) в магнитоупорядоченной фазе. Магнитные фазовые переходы обозначены стрелками

те этих соединений, был впервые предложен в работе [11], исходя из результатов исследований эффекта Холла в РЗ-додекаборидах.

Следует отметить, что возникновение ОМС у RB_{12} (рис. 6б, 7а,б и 8а) аналогично появлению ОМС значительной амплитуды в спин-поляронных системах с тяжелыми фермионами на основе церия. Так, в работах [15, 16, 20] при исследованиях магнетиков CeAl_2 и CeB_6 было показано, что низкотемпературные участки роста удельного сопротивления, а также эффект ОМС находят объяснение в терминах спин-поляронных состояний (многочастичный резонанс вблизи E_F), которые подавляются внешним магнитным полем. При этом в работах [15, 16, 20] для описания эффекта ОМС в проводниках с локализованными магнитными моментами использовался подход, предложенный Иосидой [17]. В частности, в [17] на основании расчетов в рамках s - d -обменной модели для эффекта ОМС в парамагнитной фазе металла с магнитными примесями было получено соотношение между магнитосопротивлением и намагниченностью:

$$-\Delta\rho/\rho = 0.61 \langle M \rangle^2 / S^2 = \beta M_{loc}^2, \quad (3)$$

которое в малых магнитных полях может быть переписано в виде

$$-\Delta\rho/\rho = \beta \chi_{loc}^2 H^2. \quad (4)$$

Для соединений с тяжелыми фермионами на основе Се, опираясь на полученные в работах [15, 16, 20] экспериментальные результаты и выполненные оценки радиуса локализации $a_p \approx 5\text{--}15 \text{ \AA}$ спин-поляронных состояний в $5d$ -полосе в окрестности РЗ-центров, был найден характерный пространственный размер d_{sc}^m области магнитного рассеяния носителей заряда — $d_{sc}^m \approx a \leq a_p \approx 10 \text{ \AA}$ (a — постоянная решетки), который существенно превышает радиус локализации $4f$ -оболочки ($r_{4f} \sim 0.3\text{--}0.5 \text{ \AA}$). В работах [15, 16, 20] было показано, что наряду с основной составляющей M_{loc} в магнетиках с сильными электронными корреляциями и спин-поляронными состояниями в металлической матрице, кроме эффекта ОМС, квадратичного по магнитному полю, появляется также дополнительный вклад ($5d$ -компонента) в магнитосопротивление, связанный локаль-

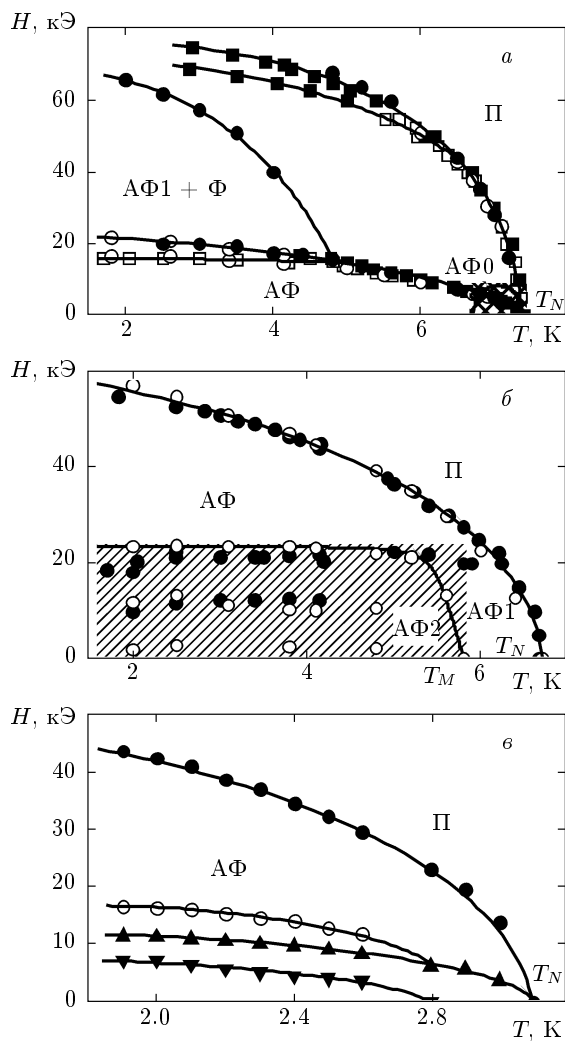


Рис. 18. Магнитные фазовые H - T -диаграммы ($H \parallel \langle 001 \rangle$) для HoB_{12} (а), ErB_{12} (б), TmB_{12} (в). Область гистерезиса на рис. б заштрихована; указаны парамагнитная (П) и антиферромагнитная фазы соединений

ной намагниченностью m_{loc} спин-поляризованных областей наноразмера в $5d$ -полосе редкоземельных магнетиков с быстрыми спиновыми флуктуациями.

Для проверки применимости соотношений (3), (4) к анализу данных по ОМС в соединениях RB_{12} нами исследовалось поведение отношения $\Delta\rho/(\rho M^2) = f(H, T_0)$ для значений T_0 , отвечающих парамагнитной фазе в магнитных додекаборидах. На рис. 21 в качестве примера представлены зависимости $\Delta\rho/(\rho M^2)$, полученные для HoB_{12} при температурах 7.4 К и 10 К. Как видно на рис. 21, отношение $\Delta\rho/(\rho M^2)$ практически не зависит от магнитного поля и с достаточной точностью

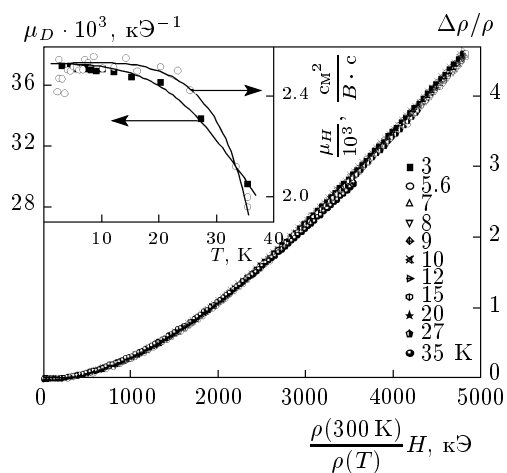


Рис. 19. Масштабирование зависимости магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)(H, T)$ для LuB_{12} от внешнего магнитного поля в колеровских координатах. На вставке для сравнения представлены температурные зависимости дрейфовой $\mu_D(T)$ и холловской $\mu_H(T)$ [11] подвижностей

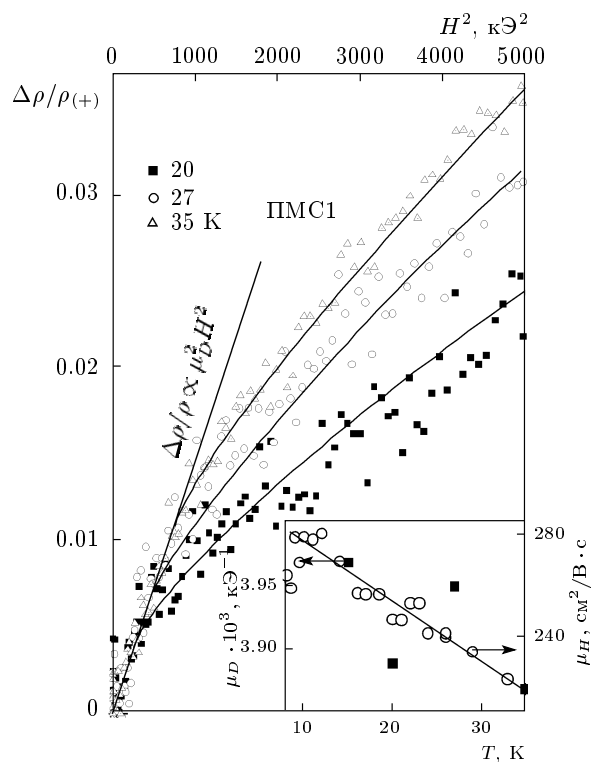


Рис. 20. Зависимости положительной компоненты магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{(+)} = (\Delta\rho/\rho)_{exp} - \alpha(T)H^2$, полученные разделением вкладов для HoB_{12} . На вставке для сравнения представлены температурные зависимости дрейфовой $\mu_D(T)$ и холловской $\mu_H(T)$ [11] подвижностей

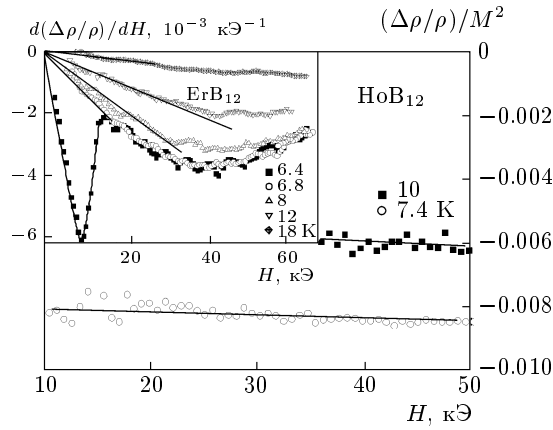


Рис. 21. Зависимости отношения $\Delta\rho/(\rho M^2)$ для HoB_{12} . На вставке приведен пример применения процедуры численного дифференцирования полевых зависимостей магнитосопротивления в парамагнитной фазе соединения ErB_{12} . Показаны линейные участки кривых $d(\Delta\rho/\rho)/dH$, отвечающие квадратичной зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho \propto H^2$

выполняется для всех исследованных нами магнитных соединений, что позволяет сделать вывод в пользу применимости соотношений (3), (4) и модели Иосиды для описания эффекта ОМС в RB_{12} (рис. 6–8).

Оценки поведения локальных магнитных характеристик $M_{loc}(H, T_0)$ и $\chi_{loc}(H, T_0)$ из экспериментальных данных ОМС рис. 6–8 были выполнены нами в рамках соотношений (3), (4), в том числе с использованием процедуры численного дифференцирования полевых зависимостей магнитосопротивления. Для примера на вставке к рис. 21 показаны производные $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ для случая ErB_{12} при $T \geq T_N$, а на рис. 22 представлено семейство кривых локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(H, T_0) \equiv \sqrt{(1/H) d(\Delta\rho/\rho)/dH}$ для всех исследованных магнитных додекаборидов. На вставке к рис. 21 видно, что полевые зависимости производной магнитосопротивления в полях до 30 кЭ при $T > T_N$ достаточно хорошо описываются линейной зависимостью, отвечающей соотношению (4). Сопоставление полевых зависимостей локальной магнитной восприимчивости (рис. 22а,б,в) и объемной магнитной восприимчивости (рис. 13–15) позволяет сделать вывод о подобном поведении магнитных характеристик $\chi_{loc}(H, T_0)$ и $\chi(H, T_0)$ в области применимости модели Иосиды [17] в парамагнитной фазе ($T \geq T_N$) для всех исследованных магнитных додекаборидов. Данные рис. 22 были использова-

ны также для анализа асимптотического поведения $\chi_{loc}(H, T_0)$ в сильных магнитных полях. Оценка поля насыщения H_s локальной намагниченности в исследуемых системах (см., например, рис. 22а) приводит к значению $H_s = 110 \pm 20$ кЭ для HoB_{12} , тогда как для ErB_{12} и TmB_{12} поле насыщения составляет $H_s = 140 \pm 20$ кЭ. Отметим также особенность поведения локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(H, T_0)$ в окрестности магнитного фазового перехода при поле H_C . Так, фазовому переходу антиферромагнетик–парамагнетик при H_C отвечает излом на кривых ОМС $\Delta\rho/\rho = f(H)$ (см. рис. 6–8) и, соответственно, на зависимости $\chi_{loc}(H)$ появляется резкое уменьшение восприимчивости с изломом при переходе в парамагнитную фазу ($T_N(H_C)$ обозначены стрелками у кривых на рис. 22).

Сравним далее параметры $\chi(T)$ и $\chi_{loc}(T)$ в парамагнитной фазе магнетиков RB_{12} в малых магнитных полях ($H < 10$ кЭ, см. рис. 13–15, 20). На рис. 23а,б,в температурные зависимости $\chi(T)$ и $\chi_{loc}(T)$ представлены в кюри-вейссовских координатах соответственно для соединений HoB_{12} , ErB_{12} , TmB_{12} . Как видно на рис. 23, кюри-вейссовская зависимость вида

$$\chi_{loc}(T) \sim \chi(T) \approx N\mu_{eff}^2/3Vk_B(T + \theta_p) \quad (5)$$

(μ_{eff} — эффективный магнитный момент, θ_p — парамагнитная температура Кюри, k_B — постоянная Больцмана) является хорошим приближением для описания поведения локальной и объемной восприимчивостей RB_{12} при $T > T_N$. Оцененные по формуле (5) значения эффективного магнитного момента РЗ-ионов в соединениях RB_{12} ($\mu_{eff}/\text{Ho} \approx 10\mu_B$, $\mu_{eff}/\text{Er} \approx 8.75\mu_B$, $\mu_{eff}/\text{Tm} \approx 6.4\mu_B$, μ_B — магнетон Бора) оказываются заметно ниже теоретических значений μ_{eff}/R^{3+} , составляющих соответственно $10.6\mu_B$, $9.6\mu_B$ и $7.6\mu_B$. Кроме того, найденные из магнитных измерений отрицательные значения парамагнитной температуры Кюри θ_p^M в соединениях RB_{12} составляют $\theta_p^M(\text{HoB}_{12}) \approx -20$ К, $\theta_p^M(\text{ErB}_{12}) \approx -11$ К и $\theta_p^M(\text{TmB}_{12}) \approx -9$ К и свидетельствуют об ослаблении антиферромагнитного обмена через электроны проводимости (РККИ-механизм) локализованных магнитных моментов редкоземельных ионов в ряду от HoB_{12} к TmB_{12} . В то же время оценки θ_p^{MR} по данным измерений магнитосопротивления (см. кривые $\chi_{loc}^{-1}(T)$ на рис. 23) приводят к заметно меньшим абсолютным значениям $\theta_p^{MR}(\text{HoB}_{12}) \approx +2.5$ К, $\theta_p^{MR}(\text{ErB}_{12}) \approx -2.75$ К и $\theta_p^{MR}(\text{TmB}_{12}) \approx -3.3$ К, причем в случае HoB_{12} парамагнитная темпе-

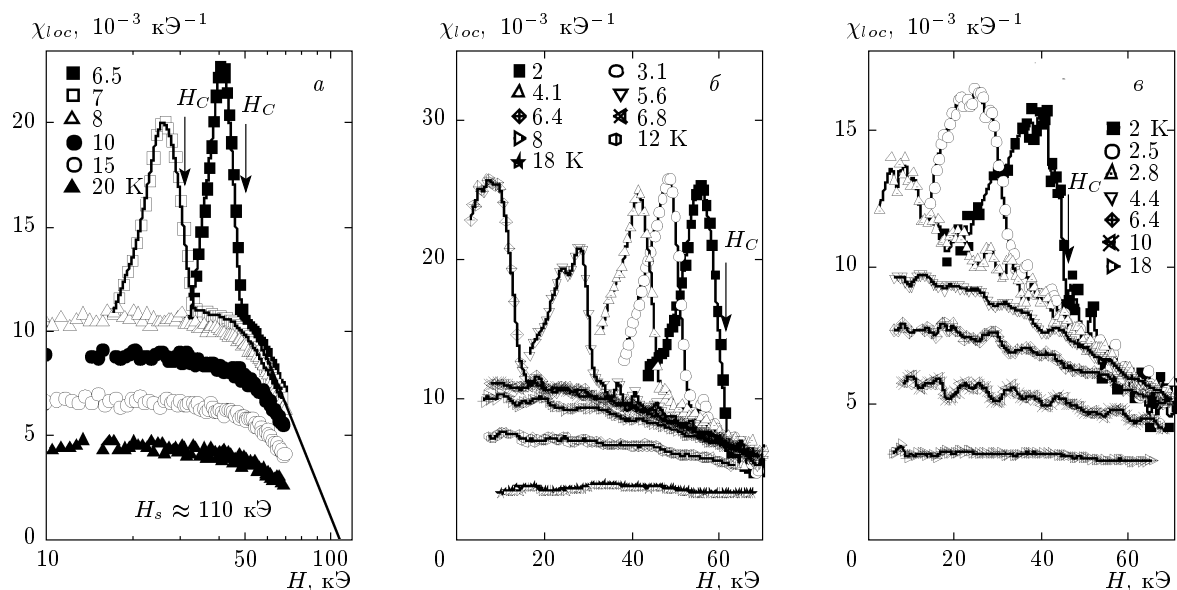


Рис. 22. Семейство кривых локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}(H, T_0)$ соединений HoB₁₂ (а), ErB₁₂ (б), TmB₁₂ (в); H_s — поле насыщения локальной намагниченности, H_C — поле перехода антиферромагнетик-парамагнетик в RB₁₂

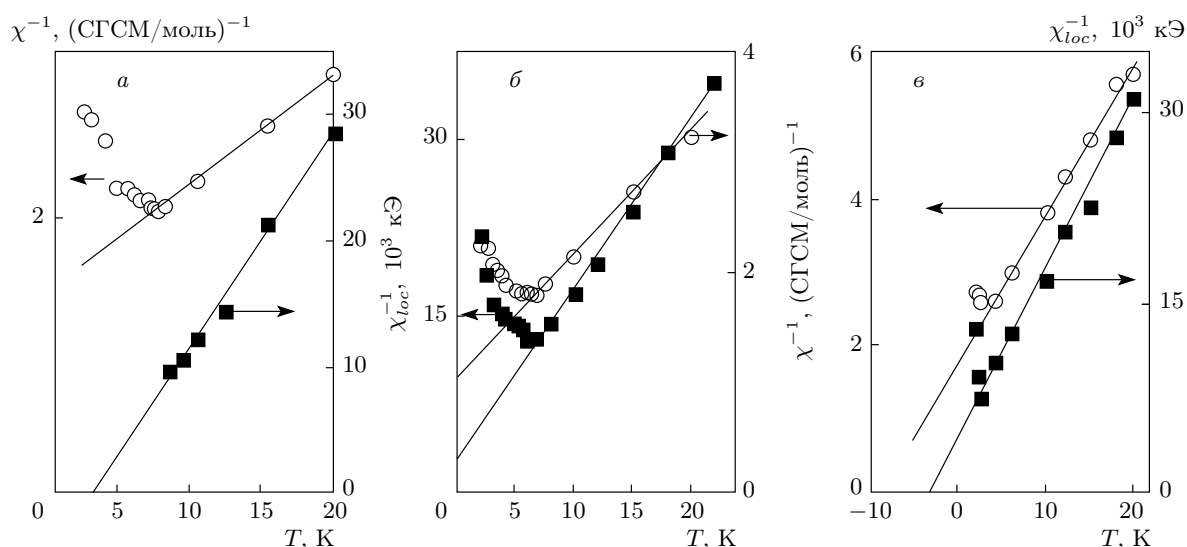


Рис. 23. Температурные зависимости объемной $\chi(T)$ и локальной $\chi_{loc}(T)$ магнитных восприимчивостей в кюри-вейссовских координатах для соединений HoB₁₂ (а), ErB₁₂ (б), TmB₁₂ (в) при следующих значениях параметров: $\mu_{eff} = 10\mu_B$ (а), $8.75\mu_B$ (б), $6.4\mu_B$ (в); $\theta_p^M = -20$ К (а), -11 К (б), -9 К (в); $\theta_p^{MR} = 2.5$ К (а), -2.75 К (б), -3.3 К (в)

ратура Кюри θ_p^{MR} оказывается положительной (ферромагнитный обмен).

По-видимому, причиной отмеченных расхождений в значениях параметров θ_p^{MR} и θ_p^M является различие объемной M и локальной M_{loc} намагниченностей в соединениях RB₁₂. При этом, в отличие от средней по объему намагниченности M , параметр

M_{loc} характеризует величину эффективного магнитного поля на носителе заряда в зоне проводимости, имеющей преимущественно $5d$ -характер [8–10]. Для объяснения полученных экспериментальных результатов (см. рис. 23) следует предположить наличие спиновой поляризации (спин-поляронный эффект) в $5d$ -полосе, которая приводит к частичной

компенсации магнитного момента $4f$ -оболочки редкоземельного иона. В рамках такого предположения естественное объяснение получает отмеченное выше уменьшение эффективного момента в расчете на элементарную ячейку, а также уменьшение абсолютных значений парамагнитной температуры Кюри θ_p^{MR} относительно θ_p^M в RB_{12} .

Следует отметить, что выполненные недавно измерения аномального эффекта Холла $R_H(T)$ в HoB_{12} в сильных магнитных полях [24] подтверждают определяющую роль спин-поляронных эффектов, возникающих в магнитных додекаборидах в результате быстрых нацентровых $4f$ – $5d$ -спиновых флуктуаций и приводящих к появлению в парамагнитной фазе аномалий $R_H(T)$, подавляемых внешним магнитным полем. Кроме того, наблюдавшееся в работах [3, 12, 13] сильное диффузионное рассеяние нейтронов, обусловленное ближним магнитным порядком в парамагнитной фазе HoB_{12} в диапазоне 7.4–24 К, а также сделанный авторами [14] на основании результатов μSR -исследований вывод о существовании смеси парамагнитной и магнитоупорядоченной компонент в ErB_{12} в интервале температур 7–9 К выше T_N также свидетельствуют о магнитной поляризации зонных состояний в магнитных додекаборидах RB_{12} . Таким образом, наблюдаемое в парамагнитном состоянии RB_{12} заметное отрицательное магнитосопротивление (рис. 6–8) и аномальный эффект Холла [24], подавляющийся внешним магнитным полем $H < 100$ кЭ в этих соединениях, по-видимому, следует интерпретировать в терминах аномалий зарядового транспорта, обусловленных спин-поляронным эффектом.

4.3. Эффекты отрицательного и положительного магнитосопротивлений в магнитоупорядоченной фазе RB_{12}

Вслед за обсуждением эффекта ОМС в парамагнитной фазе RB_{12} оценим количественное изменение магнитосопротивления вблизи фазовых переходов при T_N и T_M в магнитном поле (см. рис. 6–8) и выполним далее анализ ОМС- и ПМС-вкладов в магнитоупорядоченную фазу магнитных додекаборидов.

Для оценки амплитуды изменения магнитосопротивления вблизи T_N в RB_{12} нами использовался параметр $D_{(-)}$, отвечающий разности между максимальным значением $(\Delta\rho/\rho)_{max}$ перед переходом и значением $\Delta\rho/\rho$ при поле $H_{C(D_{(-)})} = (\Delta\rho/\rho)_{max} - (\Delta\rho/\rho)_{H_C}$, тогда как величина эффекта ПМС характеризовалась пе-

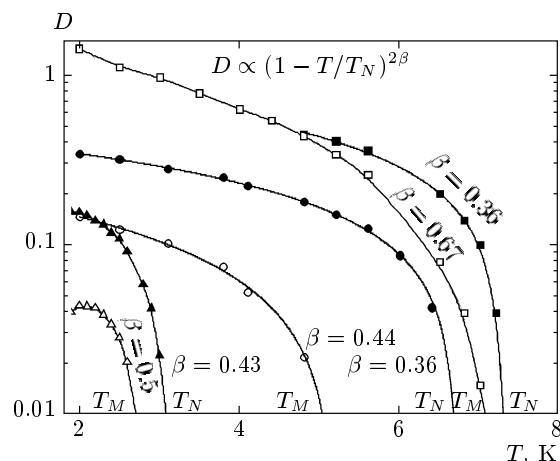


Рис. 24. Результаты анализа критических индексов для амплитуд вкладов в магнитосопротивление $D_{(+)}$ (черные точки) и $D_{(-)}$ (светлые точки) вблизи магнитного ориентационного перехода и перехода антиферромагнетик–парамагнетик для HoB_{12} ($\square, \blacksquare$), ErB_{12} ($\circ, \bullet$), TmB_{12} ($\triangle, \blacktriangle$)

ременной $D_{(+)}$ ($D_{(+)} = (\Delta\rho/\rho)_{max} - (\Delta\rho/\rho)_{min}$), см. обозначения на рис. 6–8). При этом выбор для анализа критического поведения указанных параметров вместо намагниченности и восприимчивости в окрестности магнитных фазовых переходов был обусловлен малыми изменениями параметров $M(T)$ и $\chi(T)$ вблизи T_N и T_M , что не позволило с достаточной точностью исследовать критическое поведение $M(T_{N,M} - T)$ и $\chi(T_{N,M} - T)$ в магнетиках RB_{12} . Поскольку изменения магнитосопротивления $D_{(-)}(T)$ и $D_{(+)}(T)$ естественно связать с появлением новых каналов магнитного рассеяния носителей заряда на неоднородностях магнитной структуры и магнитных возбуждениях, непосредственно связанных с магнитоупорядоченной фазой RB_{12} , в рамках модели Иосиды (3) следует ожидать критического поведения указанных параметров вблизи магнитных фазовых переходов с показателем $\eta_{(\pm)}$, равным удвоенному критическому индексу температурной зависимости намагниченности $\eta = 2\beta$. На рис. 24 показаны результаты такого исследования для всех трех магнитных додекаборидов. Как видно на рис. 24, для соединений RB_{12} параметры $D_{(+)}$ и $D_{(-)}$ действительно демонстрируют критическое поведение $D_{(\pm)} \propto (1 - T/T_{M,N})^{2\beta_{(\pm)}}$, причем переходу антиферромагнетик–парамагнетик при T_N отвечает критический индекс $\beta_{(-)} \approx 0.36$ для HoB_{12} и ErB_{12} и $\beta_{(-)} \approx 0.43$ для TmB_{12} , тогда как магнитному переходу при T_M для исследуемых в работе магнетиков RB_{12} соответствуют значения $\beta_{(+)}$ в

интервале $\approx 0.44\text{--}0.67$. Отметим, что полученные для локальной намагниченности $M_{loc} \propto (\Delta\rho/\rho)^{1/2}$ значения $\beta_{(-)} \approx 0.36$ оказываются близкими к наблюдавшимся ранее в [25, 26] критическим индексам $\beta \approx 0.335 \pm 0.005$ и $\beta \approx 0.385 \pm 0.01$ для антиферромагнетиков MnF_2 и RbMnF_3 , и заметно превышают величину $\beta \approx 0.26$, найденную в работе [27] для $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (DAG). Полученное в работе для магнитного перехода при T_M ErB_{12} и T_N TmB_{12} значение $\beta_{(\pm)} \approx 0.43\text{--}0.44$ (рис. 22) оказывается близким к показателю $\beta_{(+)} \approx 0.43$, найденному в работе [28] для ферромагнетика GdCl_3 , который обычно рассматривается в качестве модельной трехмерной гейзенберговской системы. Для последнего случая критический показатель намагниченности, вычисленный с помощью разложений в ряды, равен $\beta = 0.38 \pm 0.03$, а для трехмерной системы Изинга составляет $\beta = 0.312 \pm 0.005$ [29]. Таким образом, полученные нами для магнетиков RB_{12} критические индексы представляются физически обоснованными и, на наш взгляд, могут служить дополнительным аргументом в пользу применимости используемого в работе подхода к описанию магнитосопротивления в магнетиках RB_{12} . Следует отметить, что температурная зависимость как амплитуды I_{AF} , так и ширины Δ_{AF} магнитных брэгговских максимумов в антиферромагнитной фазе HoB_{12} недавно исследовалась методом дифракции нейтронов в работе [30], где вблизи T_N было обнаружено критическое поведение I_{AF} и Δ_{AF} с индексами $\beta \approx \gamma \approx 1/3$, которые в пределах точности эксперимента согласуются с полученными нами результатами для $\beta_{(-)}$ для HoB_{12} . Подчеркнем также, что достаточно большие значения критического индекса $\beta > 0.4$ представляются наиболее типичными для систем с ферромагнитным параметром порядка.

Как отмечалось выше, поведение кривых магнитосопротивления ниже T_N оказывается различным для соединения HoB_{12} , с одной стороны, и додекаборидов ErB_{12} и TmB_{12} с другой. Действительно, как видно на рис. 10 (см. также рис. 6–8), при $T \leq T_N$ в HoB_{12} практически сразу вслед за переходом в магнитоупорядоченное состояние на кривых $\Delta\rho/\rho$ появляется ПМС-составляющая, амплитуда которой резко возрастает в узком интервале 6.8–7 К. Второй участок резкого роста ПМС в HoB_{12} наблюдается ниже $T = 5.5$ К, приводя к результирующему эффекту ПМС $\approx 150\%$ при $T < 2$ К в магнитном поле около 60 кЭ (рис. 6). Наблюдаемый рост вклада ПМС с понижением температуры при $T \leq T_N$ оказывается аналогичным поведению зависимости

интегральной интенсивности магнитной дифракции нейтронов на АФ-структуре $I_{AF}(T)$, найденной в работе [13] для HoB_{12} (см. вставку на рис. 10). Авторы [13] отмечают, что одновременно с выходом на плато в окрестности 6.5 К кривой $I_{AF}(T)$ (вставка на рис. 10) в спектрах неупругого рассеяния нейтронов при $T_{gap} \approx 6.5$ К появляется щелевая особенность, а также регистрируется максимум на температурной зависимости теплоемкости HoB_{12} [3]. При этом, согласно работе [13], по результатам исследования дифракции нейтронов остается невыясненной магнитная структура АФ-состояния в интервале температур $T_{gap} \approx 6.5 \text{ К} < T < T_N \approx 7.4 \text{ К}$ (mysterious phase [13], АФ0-фаза на рис. 18а) в отличие от низкотемпературной магнитной фазы с $4q$ -несоразмерной структурой, наблюдающейся в HoB_{12} в слабых магнитных полях $H < 20$ кЭ [3, 13]. С увеличением напряженности внешнего магнитного поля при $H > 20$ кЭ несоразмерная магнитная структура, отвечающая значению вектора $q = (1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta)$ с $\delta = 0.035$, по данным работ [3, 13] трансформируется в более сложную структуру (АФ1+Ф на рис. 18а), в которой наряду с сосуществованием АФ-компонент $4q$ и $2q$ дополнительно возникает ферромагнитная составляющая параметра порядка. В фазе АФ1+Ф возникает также гистерезис на кривых магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$, аналогичный наблюдавшемуся для ErB_{12} (см. рис. 9б), а также появляется вклад от четных гармоник на угловых зависимостях холловского сопротивления, доминирующий в интервале $20 \text{ кЭ} < H < 60 \text{ кЭ}$ [24].

Напротив, в ErB_{12} и TmB_{12} переход в магнитоупорядоченное состояние при $T \leq T_N$ сопровождается дальнейшим увеличением амплитуды ОМС-вклада и лишь при температурах ниже T_M на зависимостях $b(T)$ (рис. 10) и $\Delta\rho/\rho = f(H, T)$ (рис. 7, 8) возникает значительная ПМС-составляющая. Авторы работ [12, 30] отмечают одинаковый тип несоразмерной магнитной структуры с вектором $q = (1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta)$, $\delta = 0.035$, наблюдающийся для соединений HoB_{12} и TmB_{12} в экспериментах по дифракции нейтронов при низких температурах в слабых магнитных полях (в работе [31] для TmB_{12} независимо было получено значение $\delta = 0.038$), тогда как в основном состоянии ErB_{12} в нулевом поле в [12] установлена несоразмерная магнитная структура, отвечающая значению вектора $q = (3/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta, 1/2 \pm \delta)$ с $\delta = 0.035$.

При обсуждении природы положительного магнитосопротивления, наблюдающегося в магнитоупорядоченном состоянии RB_{12} (R — Ho, Er,

Tm), отметим, что возникновение эффекта ПМС заметной амплитуды было обнаружено ранее как в анизотропном ферромагнетике CeRu_2Ge_2 при $T < T_C = 7.5 \text{ K}$ [32], так и в антиферромагнитных металлах CeNi_4Sn и $\text{Ce}_2\text{Ni}_2\text{Sn}$ при $T < T_N$ [33], а также в квазидвумерных сверхпроводниках с тяжелыми фермионами CeCoIn_5 [34] и $\text{Ce}(\text{Ir,Rh})\text{In}_5$ [35] при $T > T_C$. Следует отметить, что эффект ПМС большой амплитуды наблюдался также в высокотемпературных сверхпроводниках в псевдощелевом состоянии при $T > T_C$ [36] и в органических проводниках с волной спиновой плотности (см., например, [37, 38]). В то же время, наиболее известной трехмерной системой с волной спиновой плотности и антиферромагнитным основным состоянием является металлический хром, в котором при низких температурах в несоизмеримой фазе эффект ПМС достигает 180 % в магнитном поле $H = 12 \text{ кЭ}$ [39]. Кроме того, согласно результатам исследований [40, 41] амплитуда ПМС в хроме резко падает при замещении хрома на железо и кобальт, причем в системе Cr:Fe при переходе вблизи $x \approx 1.5 \text{ ат. \% Fe}$ в фазу с волной спиновой плотности и соизмеримой магнитной структурой наблюдается смена знака магнитосопротивления (эффект ОМС). Аналогично случаю Cr:Fe , обнаруженное в сплавах Cr:Co резкое подавление эффекта ПМС при $x < 1.5 \text{ ат. \% Co}$, по мнению авторов [41], оказывается обусловленным возрастанием амплитуды спиновых флуктуаций.

В такой ситуации происхождение ПМС в магнитоупорядоченном состоянии соединений RB_{12} , на наш взгляд, следует связать с особенностями рассеяния носителей заряда на сложной магнитной структуре, сформированной из локализованных магнитных моментов редкоземельных ионов ($4f$ -компонента) и волн спиновой плотности ($5d$ -составляющая). При этом установленное ранее [11] возрастание амплитуды спиновых флуктуаций в ряду HoB_{12} – ErB_{12} – TmB_{12} , как и в случае сплавов Cr:Fe и Cr:Co [40, 41], приводит к резкому уменьшению величины эффекта ПМС от 140 % в HoB_{12} (рис. 6) до 5 % в TmB_{12} (рис. 8) в магнитоупорядоченной фазе RB_{12} (см. также рис. 10). В рамках предложенного в работе спин-поляронного подхода к описанию зарядового транспорта магнетиков RB_{12} наиболее естественным объяснением эффекта ПМС, по нашему мнению, представляется механизм, связанный со стабилизацией и возрастанием амплитуды волны спиновой плотности с ростом магнитного поля [42, 37]. Однако, насколько нам известно, в настоящее время отсутствует теоретическое описание зарядового транспорта в

присутствии внешнего магнитного поля в зонных магнетиках с волной спиновой плотности, что ограничивает возможности количественного анализа эффекта ПМС в RB_{12} .

Суммируя изложенное выше, отметим, прежде всего, сложный вид магнитной фазовой H – T -диаграммы соединений RB_{12} (см. рис. 18а,б,в), нетипичный для РЗ-магнетиков с кристаллической ГЦК-структурой. В работе [13] для объяснения наблюдаемых эффектов было высказано предположение о необходимости учета фрустрации в формировании магнитной структуры RB_{12} . Однако в рамках спин-поляронного подхода, используемого нами для интерпретации особенностей зарядового транспорта в парамагнитной фазе магнитных додекаборидов, может быть предложено альтернативное фрустрации объяснение наблюдаемой в RB_{12} сложной перестройке магнитной структуры и в магнитоупорядоченном состоянии. При этом наличие ферромагнитной компоненты в спектрах магнитной дифракции нейтронов в HoB_{12} (фаза $\text{AF1}+\Phi$ на рис. 18а), в сочетании с регистрацией четных гармоник и гистерезиса холловского сопротивления в интервале $20 \text{ кЭ} < H < 60 \text{ кЭ}$ в HoB_{12} [24] и в малых магнитных полях в ErB_{12} [11], а также ферромагнитный характер гистерезиса магнитосопротивления и намагниченности (см., например, для ErB_{12} рис. 9б и 14б), по-видимому, свидетельствуют о возникновении магнитной поляризации зонных состояний с образованием в $5d$ -полосе ферромагнитных областей наноразмера (ферронов по терминологии [43, 44]), которые участвуют в формировании сложной структуры магнитоупорядоченного состояния в додекаборидах Ho, Er и Tm. В результате магнитную структуру RB_{12} следует рассматривать как состоящую из $4f$ - (локализованные магнитные моменты редкоземельных ионов) и $5d$ - (области спиновой поляризации наноразмера, формирующие пучности волн спиновой плотности) компонент, связанных между собой и эффективно перестраиваемых внешним магнитным полем. С учетом эффекта усиления амплитуды волн спиновой плотности внешним магнитным полем [37, 42] естественное объяснение получает наблюдавшаяся в работах [12, 13, 24] перестройка магнитной структуры HoB_{12} с возникновением в интервале $20 \text{ кЭ} < H < 60 \text{ кЭ}$ ферромагнитной компоненты параметра порядка. Принимая во внимание практически одинаковую структуру зоны проводимости, а также близкие значения параметров решетки ГЦК-структуры RB_{12} , на наш взгляд, представляется естественным сопоставить

между собой фазы АФ1+Ф (HoB₁₂, рис. 18а) и АФ2 (ErB₁₂, рис. 18б). В то же время следует подчеркнуть, что при общем сходстве фазовых H - T -диаграмм соединений RB₁₂ (рис. 18а,б,в) их основные различия, по-видимому, определяются такими факторами, как изменение параметра непрямого обмена (РККИ-взаимодействие) при уменьшении постоянной решетки и величины локального магнитного момента РЗ-иона в ряду HoB₁₂-ErB₁₂-TmB₁₂ и варьирование величины нацентрового $4f$ - $5d$ -взаимодействия, обусловленного локальными спиновыми флуктуациями и определяющегося степенью заполнения $4f$ -оболочки редкоземельного иона. Дополнительным аргументом в пользу предположения о смешанном $4f$ - $5d$ -характере магнитоупорядоченного состояния в RB₁₂, на наш взгляд, является вывод [14] о присутствии значительного спинового беспорядка в АФ-фазе ErB₁₂ на шкале не более $5a_0$ (a_0 — постоянная решетки). Столь необычный результат, полученный в μ SR-экспериментах [14], не находит объяснения в рамках традиционного подхода к описанию магнетизма соединений редкоземельных элементов, поскольку RB₁₂ являются стехиометрическими соединениями с полностью определенным положением РЗ-иона в кристаллической решетке.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнено комплексное исследование магнитосопротивления и намагниченности додекаборидов RB₁₂ (R — Ho, Er, Tm, Lu) при низких температурах в интервале 1.8–35 К в магнитном поле до 70 кЭ. Для немагнитного соединения LuB₁₂ установлено, что наблюдаемое во всем диапазоне температур положительное магнитосопротивление достаточно хорошо описывается эмпирическим правилом Колера, предсказывающим квадратичную зависимость ПМС вида $\Delta\rho/\rho \propto H^2 \propto (l/r_L)^2$. Подобное поведение $\Delta\rho/\rho$ наблюдается также в магнитных додекаборидах RB₁₂ (R — Ho, Er, Tm) при $T > 20$ К, причем сопоставление экспериментальных данных позволяет установить значительное уменьшение дрейфовой подвижности носителей заряда в ряду LuB₁₂-HoB₁₂-ErB₁₂-TmB₁₂. При температурах $T \leq 20$ К в парамагнитной фазе в магнитосопротивлении магнитных додекаборидов доминирующим становится эффект ОМС, амплитуда которого увеличивается с понижением температуры до T_N . Анализ данных ОМС в рамках модели Иосиды

в сочетании с результатами измерений эффекта Холла в RB₁₂ [11, 24], μ SR-спектров ErB₁₂ [14] и рассеяния нейтронов [12, 13, 30, 31] приводят к заключению о формировании в $5d$ -полосе в результате быстрых нацентровых спиновых флуктуаций спин-поляронных состояний. Наблюдение в экспериментах по рассеянию нейтронов и μ SR-спектроскопии эффектов, обусловленных возникновением ближнего магнитного порядка в парамагнитной фазе RB₁₂ вблизи T_N [12–14, 30, 31], а также связанного с этим изменения амплитуды ОМС и параметров кюри-вейссовской зависимости позволяют высказать предположение о формировании в матрице додекаборидов ферромагнитных областей наноразмера (ферронов). По-видимому, переход от режима спин-поляронного транспорта к возникновению системы ферронов следует связать с установлением вблизи T_N когерентности спиновых флуктуаций. Установлено критическое поведение вкладов в магнитосопротивление в окрестности магнитных фазовых переходов в магнитных додекаборидах, определены критические индексы. Показано, что при низких температурах $T < T_M$ доминирующим вкладом в магнитосопротивление становится ПМС-составляющая, амплитуда которой резко уменьшается в ряду HoB₁₂-ErB₁₂-TmB₁₂ с уменьшением подвижности носителей заряда.

Выполненные детальные исследования магнитосопротивления и намагниченности RB₁₂ позволили нам предложить новый подход к описанию магнитных фазовых диаграмм магнитных додекаборидов и обнаружить новые магнитные фазы и ориентационные переходы в магнитоупорядоченном состоянии этих соединений. Достаточно сложный характер магнитной фазовой H - T -диаграммы магнетиков RB₁₂ с кристаллической ГЦК-структурой, по-видимому, обусловлен участием в формировании магнитоупорядоченного состояния как локализованных магнитных моментов $4f$ -центров, так и областей спиновой поляризации наноразмера (магнитная $5d$ -компонента), участвующих в образовании волн спиновой плотности. Сложная перестройка магнитной структуры в рамках предложенного подхода может быть связана с увеличением амплитуды волн спиновой плотности в магнитном поле и далее с ростом H с подавлением как спиновых флуктуаций и, соответственно, спиновой поляризации $5d$ -состояний, так и РККИ-осцилляций спиновой плотности в магнитном поле. В то же время, для проверки сформулированной гипотезы требуется проведение дополнительных исследований термодинамических характеристик, включающих

измерения теплоемкости и анизотропии намагниченности в широком диапазоне магнитных полей в парамагнитной и магнитоупорядоченных фазах RB_{12} . Особый интерес при этом представляет исследование вопроса об увеличении вследствие спин-поляронного эффекта эффективной массы носителей заряда в парамагнитной фазе редкоземельных додекаборидов RB_{12} .

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» ОФН РАН и Фонда содействия отечественной науке. Авторы признательны А. В. Кузнецову и Л. В. Богомолу за содействие в проведении измерений, а также К. Флахбарту, К. Сименсмейеру, Н. Ю. Шицеваловой, В. Б. Филиппову и С. Габани за многочисленные полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Gabani, I. Bat'ko, K. Flachbart, T. Herrmannsdorfer, R. Konig, Yu. Paderno, and N. Shitsevalova, *J. Magn. Magn. Mat.* **207**, 131 (1999).
2. T. Mori and A. Leithe-Jasper, *Phys. Rev. B* **66**, 214419 (2002).
3. A. Kohout, I. Bat'ko, A. Czopnik, K. Flachbart, S. Matas, M. Meissner, Yu. Paderno, N. Shitsevalova, and K. Siemensmeyer, *Phys. Rev. B* **70**, 224416 (2004).
4. A. Czopnik, N. Shitsevalova, A. Krivchikov, V. Pluzhnikov, Yu. Paderno, and Y. Onuki, *J. Sol. St. Chem.* **177**, 507 (2004).
5. F. Iga, Y. Takakuwa, T. Takahashi, M. Kasaya, T. Kasuya, and T. Sagawa, *Sol. St. Comm.* **50**, 903 (1984).
6. B. Gorshunov, P. Haas, O. Ushakov, M. Dressel, and F. Iga, *Phys. Rev. B* **73**, 145207 (2006).
7. K. Flachbart, S. Gabani, K. Gloos, M. Meissner, M. Opel, Y. Paderno, V. Pavlik, P. Samuely, E. Schuberth, N. Shitsevalova, K. Siemensmeyer, and P. Szabo, *J. Low Temp. Phys.* **140**, 339 (2005).
8. M. Heinecke, K. Winzer, J. Noffke, H. Kranefeld, H. Grieb, K. Flachbart, and Yu. Paderno, *Z. Phys. B* **98**, 231 (1995).
9. N. Okuda, T. Suzuki, I. Ishii, S. Hiura, F. Iga, T. Takabatake, T. Fujita, H. Kadomatsu, and H. Harima, *Physica B* **281–282**, 756 (2000).
10. B. Jäger, S. Paluch, O. J. Żogał, W. Wolf, P. Herzig, V. B. Filippov, N. Shitsevalova, and Yu. Paderno, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 2525 (2006).
11. N. Sluchanko, L. Bogomolov, V. Glushkov, S. Demishev, M. Ignatov, Eu. Khayrullin, N. Samarin, D. Sluchanko, A. Levchenko, N. Shitsevalova, and K. Flachbart, *Phys. St. Sol. (b)* **243**, R63 (2006).
12. K. Siemensmeyer, K. Flachbart, S. Gabani, S. Mat'as, Y. Paderno, and N. Shitsevalova, *J. Sol. St. Chem.* **179**, 2748 (2006).
13. K. Siemensmeyer, K. Habicht, Th. Lonkai, S. Mat'as, S. Gabani, N. Shitsevalova, E. Wulf, and K. Flachbart, *J. Low Temp. Phys.* **146**, 581 (2007).
14. G. M. Kalvius, D. R. Noakes, N. Marcano, R. Wappling, F. Iga, and T. Takabatake, *Physica B* **326**, 398 (2003).
15. N. E. Sluchanko, A. V. Bogach, G. S. Burkhanov, O. D. Chistyakov, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, N. A. Samarin, and D. N. Sluchanko, *Physica B* **359–361**, 308 (2005).
16. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков, С. В. Демишев, В. Ю. Иванов, М. И. Игнатов, А. В. Кузнецов, Н. А. Самарин, А. В. Семенов, Н. Ю. Шицевалова, *ЖЭТФ* **131**, 133 (2007).
17. K. Yosida, *Phys. Rev.* **107**, 396 (1957).
18. Yu. Paderno, V. Filippov, N. Shitsevalova, in *Boron-rich Solids*, ed. by D. Emin, T. L. Aselage, AIP Conf. Proc. Vol. 230, Albuquerque (1991), p. 460.
19. V. N. Trofimov, *Cryogenics* **32**, 513 (1992).
20. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков, С. В. Демишев, М. И. Игнатов, Н. А. Самарин, Г. С. Бурханов, О. Д. Чистяков, *ЖЭТФ* **125**, 906 (2004).
21. Y. Paderno, N. Shitsevalova, I. Bat'ko, K. Flachbart, H. Misiorek, J. Mucha, and A. Jezowski, *J. Alloys Comp.* **219**, 215 (1995).
22. H. Harima, N. Kobayashi, K. Takegahara, and T. Kasuya, *J. Magn. Magn. Mat.* **52**, 367 (1985).
23. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987), с. 79.
24. Н. Е. Случанко, Д. Н. Случанко, В. В. Глушков, С. В. Демишев, Н. А. Самарин, Н. Ю. Шицевалова, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 691 (2007).
25. P. Heller, *Phys. Rev.* **146**, 403 (1966).
26. A. Sabba Stefanescu and P.-J. Becker, *J. Phys. C* **14**, L737 (1981).

27. J. C. Norvell, W. P. Wolf, L. M. Corliss, J. M. Hastings, and R. Nathans, *Phys. Rev.* **186**, 557 (1969).
28. J. Kotzler, W. Scheithe, K. Knorr, and W. B. Yelon, *J. Phys. C* **9**, 1291 (1976).
29. Ш. Ма, *Современная теория критических явлений*, Мир, Москва (1980), с. 43.
30. K. Flachbart, P. Alekseev, G. Grechnev, N. Shitsevalova, K. Siemensmeyer, N. Sluchanko, and O. Zogal, submitted to *Rare Earths: Research and Applications*, Nova Science Publishers, Inc. (2007).
31. A. Czopnik, A. Murasik, L. Keller, N. Shitsevalova, and Yu. Paderno, *Phys. St. Sol. (b)* **221**, R7 (2000).
32. M. B. Fontes, S. L. Bud'ko, M. A. Continentino, and E. M. Baggio-Saitovitch, *Physica B* **270**, 255 (1999).
33. B. Chevalier, J. G. Soldevilla, J. I. Espeso, J. R. Fernandez, J. C. Gomez Sal, and J. Etourneau, *Physica B* **259–261**, 44 (1999).
34. N. Nakajima, K. Izawa, Y. Matsuda, S. Uji, T. Terashima, H. Shishido, R. Settai, Y. Onuki, and H. Kontani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 5 (2004).
35. N. Nakajima, H. Shishido, H. Nakai, T. Shibauchi, M. Hedo, Y. Uwatoko, T. Matsumoto, R. Settai, Y. Onuki, H. Kontani, and Y. Matsuda, *Phys. Rev. B* **77**, 214504 (2008).
36. J. M. Harris, Y. F. Yan, P. Matl, N. P. Ong, P. W. Anderson, T. Kimura, and K. Kitazawa, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1391 (1995).
37. T. Sasaki, A. Lebed', T. Fukase, and N. Toyota, *Phys. Rev. B* **54**, 12969 (1996).
38. G. M. Danner, P. M. Chaikin, and S. T. Hannahs, *Phys. Rev. B* **53**, 2727 (1996).
39. S. Arajs and G. R. Dunmyre, *J. Appl. Phys.* **36**, 3555 (1965).
40. S. Arajs, *Phys. St. Sol.* **37**, 329 (1970).
41. S. Arajs, G. R. Dunmyre, and S. J. Dechter, *Phys. Rev.* **154**, 448 (1967).
42. G. Montambaux, *Phys. Rev. B* **38**, 4788 (1988).
43. Э. Л. Нагаев, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 484 (1967).
44. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, Д. И. Хомский, *ЖЭТФ* **120**, 470 (2001).