

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ПЕРЕХОДЕ АНТИФЕРРОМАГНЕТИК–ПАРАМАГНЕТИК В $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$

Н. Е. Случанко^{a}, А. Н. Азаревич^{a,b}, А. В. Богач^a, В. В. Глушков^{a,b},
С. В. Демидов^{a,b}, А. В. Левченко^c, В. Б. Филиппов^c, Н. Ю. Шицвалова^c*

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

^b *Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^c *Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича Национальной академии наук Украины
03680, Киев, Украина*

Статья написана по материалам доклада
на 36-м Совещании по физике низких температур
(Санкт-Петербург, 2–6 июля 2012 г.)

При низких температурах в магнитном поле до 80 кЭ исследовано поперечное магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho(H, T)$ монокристаллов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ в интервале концентраций иттербия, отвечающем переходу антиферромагнетик–парамагнетик. Построена магнитная фазовая H – T -диаграмма антиферромагнитного состояния для твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с $x \leq 0.1$. Выполнено разделение вкладов в магнитосопротивление в антиферромагнитной и парамагнитной фазах исследуемых додекаборидов. Обнаружено, что в магнитоупорядоченной фазе в этих соединениях, наряду с эффектом отрицательного квадратичного магнитосопротивления вида $-\Delta\rho/\rho \propto H^2$, наблюдается компонента $\Delta\rho/\rho \propto H$, линейно изменяющаяся в магнитном поле. Анализ отрицательного вклада в магнитосопротивление $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ выполнен в рамках модели Иосиды для локальной магнитной восприимчивости.

DOI: 10.7868/S0044451013050261

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства редкоземельных (РЗ) додекаборидов семейства RB_{12} вызывают значительный интерес исследователей, поскольку при сохранении общего характера зоны проводимости в этих проводниках со структурой каркасного стекла [1] изменяется заполнение внутренней $4f$ -оболочки РЗ-ионов при движении от TbV_{12} к LuV_{12} вдоль ряда РЗ-элементов. Это приводит к подавлению антиферромагнетизма (АФ) с уменьшением температуры Нееля от $T_N(TbV_{12}) \approx 22$ К до $T_N(Tm_{0.74}Yb_{0.26}V_{12}) = 0.8$ К [2, 3], с переходом от АФ-металла к парамагнитному диэлектрику YbV_{12} с сильными электронными корреляциями [3, 4] и далее к сверхпроводимости в LuV_{12} с $T_c \approx 0.4$ К [5].

Выполненные недавно исследования эффекта Холла в твердых растворах замещения $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ в широкой окрестности переходов металл–диэлектрик и антиферромагнетик–парамагнетик ($0 \leq x \leq 0.81$) показали [6], что основными факторами, определяющими рассеяние носителей заряда при низких температурах в этих РЗ-додекаборидах, являются локальные спиновые $4f$ – $5d$ -флуктуации вблизи РЗ-ионов и квантовые флуктуации, возникающие в окрестности квантового фазового перехода при $x_c \approx 0.3$ ($T_N = 0$). Результатом интерференции этих двух типов флуктуаций являются формирование из РЗ-ионов кластеров наноразмера и электронное фазовое расслоение, которое наблюдается в $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ в интервале составов в окрестности квантовой критической точки $x \geq x_c \approx 0.3$ [7]. Представляет интерес детально исследовать особенности зарядового транспорта в диапазоне $x < x_c$, отвечающем основному АФ-состоянию и развитию АФ-неустойчивости в

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

системе $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$. С этой целью в настоящей работе выполнены измерения поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ при низких температурах $T \leq 30$ К в твердых растворах замещения $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ в интервале составов $x \leq 0.1$ в магнитном поле до 80 кЭ и представлен анализ полученных экспериментальных результатов.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Используемые для измерений монокристаллы твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ выращивались методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления с многократным переплавом в атмосфере инертного газа на установке, подробно описанной в работе [8]. Для исследований поперечного магнитосопротивления в ориентации измерительного тока $I \parallel \langle 110 \rangle$ в магнитном поле $H \parallel \langle 001 \rangle$ в работе применялись монокристаллические образцы, вырезанные электроискровым методом из тех же слитков, что и в работах [6, 7]. Непосредственно перед изготовлением электрических контактов для удаления нарушенного в процессе подготовки образцов поверхностного слоя было выполнено их травление в кипящем водном растворе (1:1) азотной кислоты. Контроль качества кристаллов осуществлялся с помощью рентгеноструктурного, оптического и микроанализа образцов. Измерения магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T)$ были выполнены на постоянном токе четырехконтактным методом на экспериментальной установке оригинальной конструкции, описанной ранее [9]. Точность стабилизации температуры при измерениях полевых зависимостей $\Delta\rho/\rho$ составляла не менее 0.02 К.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные в работе при измерениях в интервале 1.9–30 К температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ додекаборидов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ ($0 \leq x \leq 0.1$) представлены на рис. 1. Для сравнения на рис. 1 показаны также зависимости $\rho(T)$, измеренные в магнитном поле 80 кЭ. В отсутствие внешнего поля для составов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с малыми значениями x при промежуточных температурах наблюдается характерное для металла поведение кривых $\rho(T)$ с уменьшением удельного сопротивления с температурой (на рис. 1 в качестве примера показана кривая для $x = 0.004$). С ростом x на кривых $\rho(T)$ в широком интервале температур перед

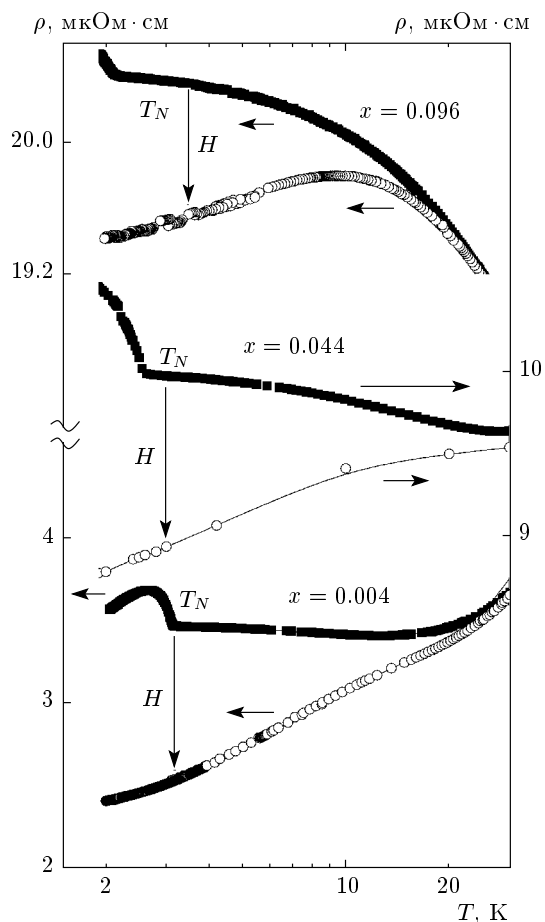


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ твердых растворов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ ($0 \leq x \leq 0.1$) в отсутствие внешнего магнитного поля (верхние кривые) и в поле 80 кЭ (нижние кривые)

АФ-переходом появляются участки роста сопротивления с понижением температуры. Кроме того, для всех составов с $x \leq 0.1$ на кривых $\rho(T)$ при гелиевых температурах наблюдаются особенности, связанные с переходом в АФ-состояние (на рис. 1 отмечены температуры Нееля T_N соответствующих переходов). Внешнее магнитное поле $H = 80$ кЭ приводит к подавлению АФ-упорядочения и заметному уменьшению удельного сопротивления, причем в поле 80 кЭ эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС)

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H = 80 \text{ кЭ}) - \rho(0)}{\rho(0)} = f(H = 80 \text{ кЭ}, T)$$

наблюдается для всех составов с $x \leq 0.1$ во всем интервале 1.9–30 К и достигает максимальных значений при гелиевых температурах.

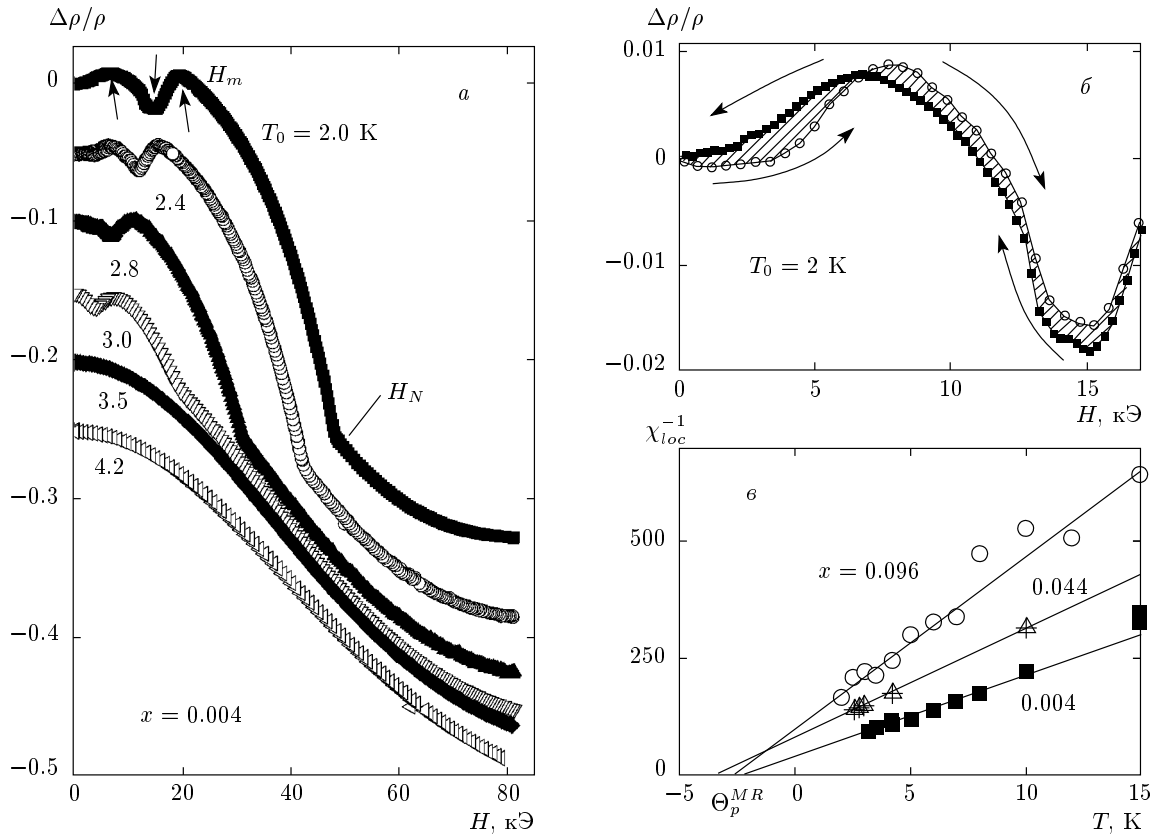


Рис. 2. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ для $x = 0.004$ (а) в магнитных полях а — до 80 кЭ (для удобства восприятия каждая следующая кривая смещена относительно предыдущей по вертикали на 0.05) и б — до 25 кЭ. в) Температурные зависимости локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}^{-1}(T)$ $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ ($0 \leq x \leq 0.1$), полученные из анализа ОМС-вклада в рамках соотношения (2). На рис. 2а стрелками у кривой $T_0 = 2$ К показаны особенности, отвечающие ориентационным фазовым переходам (H_m) и переходу антиферромагнетик–парамагнетик (H_N). На рис. 2б стрелки вдоль кривых отмечают направление изменения магнитного поля, область гистерезиса магнитосопротивления заштрихована; на рис. 2в прямые отвечают аппроксимации $\chi_{loc}^{-1}(T)$ кюри-вейссовской зависимостью магнитосопротивления (3)

Поведение магнитосопротивления в твердых растворах $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ с малой концентрацией иттербия исследовалось нами также при измерениях полевых зависимостей $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ в магнитном поле до 80 кЭ. Для примера на рис. 2а показано семейство кривых $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$, полученных для состава с $x = 0.004$, в АФ-фазе, в парамагнитной фазе и при фазовых переходах в магнитном поле. Особенности на зависимостях магнитосопротивления от магнитного поля, указанные стрелками для кривой $T_0 = 2$ К (см. рис. 2а), соответствуют ориентационным фазовым переходам (H_m) и переходу антиферромагнетик–парамагнетик (H_N). Как видно из данных рис. 2а, в парамагнитной фазе основным эффектом является ОМС. В то же время в области полей $H \leq 25$ кЭ в АФ-фазе надежно регистрируется поло-

жительный вклад в $\Delta\rho/\rho$, по абсолютной величине не превышающий 0.8%, с максимумами в окрестности 4–6 кЭ и 17–20 кЭ в зависимости от температуры (см. рис. 2а и 2б). Кроме того, в малых полях при низких температурах на кривых $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ наблюдаются также области гистерезиса поперечного магнитосопротивления (см. рис. 2б).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Достигнутая в работе высокая точность резистивных измерений позволила выполнить численное дифференцирование измеренных нами полевых зависимостей $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$. Примеры производных магнитосопротивления $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$, полученных для состава с $x = 0.004$, показаны на

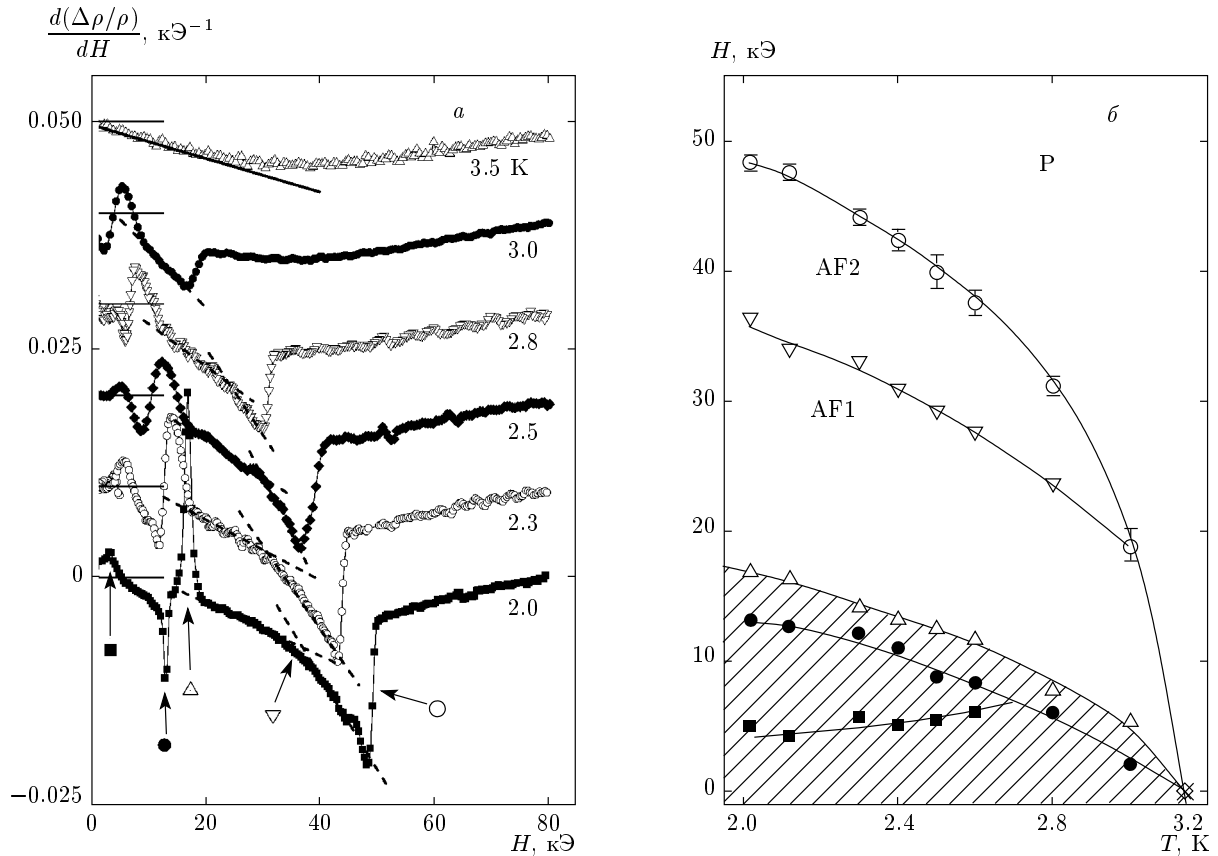


Рис. 3. а) Производные магнитосопротивления $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$ для состава $x = 0.004$ (для удобства восприятия каждая следующая кривая смещена относительно предыдущей по вертикали на 0.01). Участки прямых показывают аппроксимацию производных линейными зависимостями вида $d(\Delta\rho/\rho)/dH = -2BH + A$ в парамагнитной фазе (кривая $T_0 = 3.5$ К, $A = 0$) и АФ-фазе ($A > 0$). Стрелками у кривой $T_0 = 2$ К показаны особенности, отвечающие ориентационным фазовым переходам и переходу антиферромагнетик–парамагнетик. б) Магнитная фазовая H - T -диаграмма АФ-состояния соединения $\text{Tb}_{0.996}\text{Yb}_{0.004}\text{B}_{12}$ (область гистерезиса магнитосопротивления заштрихована, AF1, AF2 и P — соответственно две АФ-фазы и парамагнитная фаза)

рис. 3а. Отметим, что в парамагнитной фазе при температурах $T \geq 20$ К практически во всем интервале полей до 80 кЭ, а также при гелиевых температурах ($T_N < T \leq 4.2$ К) в полях до 20 кЭ (см., например, рис. 3а, кривая $T_0 = 3.5$ К) наблюдаются линейные зависимости производных $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$, отвечающие квадратичному ОМС-вкладу вида $-\Delta\rho/\rho = BH^2$. В сильных магнитных полях при гелиевых температурах в парамагнитной фазе на кривых ОМС появляется тенденция к насыщению (см. рис. 2а), которой соответствует значительное уменьшение производной магнитосопротивления с ростом поля (см. рис. 3а).

Подобное поведение ОМС наблюдалось ранее в редкоземельных додекаборидах RB_{12} ($R = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$) [10] и интерпретировалось в рамках модели Йо-

сиды [11], описывающей рассеяние носителей заряда в металле на локализованных магнитных моментах d -состояний магнитной примеси. В работе [10] было показано, что эффект ОМС в парамагнитной фазе АФ-семейства RB_{12} достаточно хорошо описывается соотношением

$$-\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0.61 \frac{\langle M \rangle^2}{S^2} = \beta M_{loc}^2, \quad (1)$$

связывающим между собой магнитосопротивление и локальную намагниченность M_{loc} ($\langle M \rangle$ и S — соответственно средний момент и спин магнитной примеси). В малых магнитных полях соотношение (1) можно представить в виде

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

В работе [10] было показано, что эффект ОМС

в додекаборидах с металлической проводимостью и магнитными центрами, присутствующими в каждой элементарной ячейке кристаллической структуры RB_{12} , следует связать с поляризацией в магнитном поле локализованных магнитных моментов РЗ-ионов и спинов зонных носителей и, вследствие этого, с подавлением процессов рассеяния с переворотом спина. При этом наиболее адекватным для описания ОМС додекаборидов RB_{12} представляется спин-поляронный подход, связывающий эффект ОМС с формированием в результате быстрых спиновых $4f$ - $5d$ -флуктуаций областей магнитной поляризации в $5d$ -полосе в окрестности РЗ-центров и с их подавлением внешним магнитным полем. На основе полученных экспериментальных результатов холловских измерений и выполненных оценок радиуса локализации $a_p \approx 5\text{--}9 \text{ \AA}$ многочастичных спин-поляронных состояний в $5d$ -полосе в окрестности РЗ-центров, в работе [6] 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, $a \approx 7.5 \text{ \AA}$), который существенно превосходит радиус локализации $4f$ -оболочки ($r_{4f} \approx 0.3\text{--}0.5 \text{ \AA}$). Следует отметить также, что области ближнего магнитного порядка в магнитных додекаборидах были обнаружены в экспериментах по диффузному рассеянию нейтронов в парамагнитной фазе соединений RB_{12} ($\text{R} = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$) [12–14], причем было установлено [14], что сильные корреляции между моментами РЗ-ионов вдоль направления [111] сохраняются вплоть до температур $T \approx 3T_N$. Таким образом, возникновение ближнего порядка и связанных с этим областей спиновой поляризации $5d$ -состояний, по-видимому, следует считать причиной роста удельного сопротивления с понижением температуры при $T < 30 \text{ K}$ в соединениях $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$.

Оценки поведения локальных магнитных характеристик $M_{loc}(H, T_0)$ и $\chi_{loc}(H, T_0)$ из экспериментальных данных ОМС (рис. 2, 3) были выполнены нами в рамках соотношений (1), (2) с использованием процедуры численного дифференцирования полевых зависимостей магнитосопротивления. На рис. 2в для примера показаны температурные зависимости обратной локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc}^{-1}(T)$, полученные из соотношения (2) для соединений $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ ($x \leq 0.1$) в парамагнитной фазе по результатам измерений в малых магнитных полях $H < 10 \text{ кЭ}$. Как видно из рис. 2в, кюри-вейссовская зависимость вида

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

(μ_{eff} — эффективный магнитный момент, Θ_p — парамагнитная температура Кюри, k_B — постоянная Больцмана) является хорошим приближением для описания поведения локальной восприимчивости $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ в интервале температур $T_N < T < 10 \text{ K}$. Найденные из аппроксимации кривой $\chi_{loc}^{-1}(T)$ кюри-вейссовской зависимостью (3) значения парамагнитной температуры Кюри Θ_p^{MR} в соединениях $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ в пределах экспериментальной точности составляют $-(2.5 \dots 3) \text{ K}$ (см. рис. 2в) и свидетельствуют об АФ-характере обмена через электроны проводимости. В то же время практически неизменное значение Θ_p^{MR} для составов $0 < x \leq 0.1$ при уменьшении температуры Нееля от T_N ($x = 0.004$) $\approx 3.2 \text{ K}$ до T_N ($x = 0.096$) $\approx 2.1 \text{ K}$ позволяет высказать предположение о наличии наряду с РККИ-обменом дополнительных факторов, определяющих магнитное взаимодействие редкоземельных ионов. Кроме того, оценки Θ_p^{MR} по данным измерений магнитосопротивления приводят к существенно меньшим абсолютным значениям, по сравнению с результатами кюри-вейссовского анализа магнитных данных ($\Theta_p^M \approx -20 \text{ K}$ [3]).

По-видимому, причиной уменьшения Θ_p^{MR} относительно Θ_p^M является различие объемной M и локальной M_{loc} намагниченностей в соединениях $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$. 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 [15, 16]. Для объяснения полученных экспериментальных результатов (см. рис. 2, 3) также следует предположить наличие спиновой поляризации (спин-поляронный эффект) в $5d$ -полосе и формирования АФ-нанокластеров РЗ-ионов (ближний порядок), которые приводят к частичной компенсации среднего магнитного момента на ячейку кристаллической структуры RB_{12} , ослаблению взаимодействия и, вследствие этого, к уменьшению абсолютных значений парамагнитной температуры Кюри.

В АФ-фазе магнитосопротивление становится знакопеременным (см. рис. 2б). Для анализа аномалий $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$, связанных с фазовыми переходами в магнитном поле, нами также исследовались полевые зависимости производных магнитосопротивления. На рис. 3а для примера показаны особенности производных $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$, регистрируемые при ориентационных магнитных переходах и переходе в парамагнитное состояние для состава

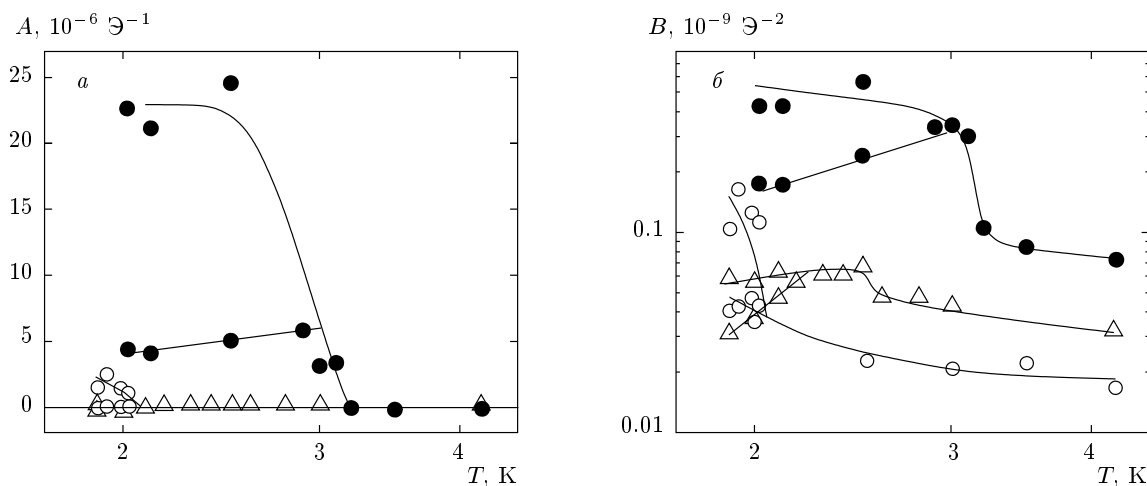


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициентов при линейном $A(T)$ (а) и отрицательном квадратичном $B(T)$ (б) вкладах в магнитосопротивление твердых растворов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ при $x = 0.004$ (•), 0.044 (Δ), 0.092 (o)

ва $Tm_{0.996}Yb_{0.004}V_{12}$ в интервале температур 2–3 К. Аномалии на зависимостях $d(\Delta\rho/\rho)/dH = f(H, T_0)$, отвечающие резкой смене режима рассеяния носителей заряда, были сопоставлены магнитным фазовым переходам и использовались в работе для построения магнитной фазовой H – T -диаграммы исследуемых антиферромагнетиков. На рис. 3 показан пример такого сопоставления фазовым границам особых точек производной магнитосопротивления, полученной при $T_0 = 2$ К для состава с $x = 0.004$, и представлена построенная нами магнитная фазовая H – T -диаграмма (стрелками с различными символами на рис. 3а отмечено положение фазовых границ для данного значения T_0 , представленное на рис. 3б).

Следует подчеркнуть, что измерение магнитосопротивления в экспериментах с возрастанием и уменьшением напряженности внешнего магнитного поля позволило выявить участки гистерезиса на кривых $\Delta\rho/\rho$. Наиболее наглядно этот эффект показан для магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ состава $x = 0.004$ (рис. 2б, $T_0 = 2$ К). Как видно из рис. 3б, магнитная фазовая H – T -диаграмма додекаборидов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ оказывается значительно более сложной, чем следует ожидать для случая ГЦК-решетки магнитных центров.

Для объяснения природы промежуточных фаз в АФ-состоянии HoV_{12} была предложена [14] модель, основанная на учете эффектов фрустрации в ГЦК-решетке RbV_{12} . В то же время, если принять во внимание слабосвязанное состояние РЗ-ионов в матрице додекаборидов, а также переход в состояние каркасного стекла при азотных температу-

рах в RbV_{12} [1] и возникновение беспорядка в расположении магнитных центров в исследуемых соединениях, то естественное объяснение получает также перестройка структуры АФ-состояния внешним магнитным полем. Действительно, позиционный беспорядок в расположении РЗ-ионов в ячейках B_{24} приводит к значительной дисперсии обменных констант (РККИ-взаимодействие), что в сочетании с поляризацией $5d$ -состояний зоны проводимости (спин-поляронный эффект) вызывает образование существенно более сложной магнитной структуры в АФ-фазе и, вследствие этого, более сложной H – T -диаграммы. Кроме того, спин-поляронная компонента магнитной структуры (зонный антиферромагнетизм) оказывается крайне чувствительной к внешнему магнитному полю, которое подавляет спиновые $4f$ – $5d$ -флуктуации, «замораживая» канал рассеяния с переворотом спина зонных носителей. Дополнительным аргументом в пользу предположения о смешанном $4f$ – $5d$ -характере магнитоупорядоченного состояния в RbV_{12} , на наш взгляд, может служить вывод, сделанный по результатам μSR -экспериментов [17], о присутствии значительного спинового беспорядка в АФ-фазе ErV_{12} на шкале порядка пяти постоянных решеток.

Следует отметить, что присутствие зонной компоненты с волной спиновой плотности в магнитной АФ-структуре $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ может быть обнаружено также в возникновении наряду с квадратичным ОМС линейного положительного вклада в магнитосопротивление составов с $x \leq 0.1$ при $T < T_N$. При этом наиболее известной трехмерной системой с основным АФ-состоянием с волной спиновой плот-

ности является металлический хром, в котором при низких температурах в аналогичной несоизмеримой фазе линейный эффект положительного магнитосопротивления (ПМС) достигает 180 % в магнитном поле $H = 12$ кЭ [18]. Для соединений $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ на рис. 4 для примера показаны полученные разделение вкладов в рамках соотношения

$$\Delta\rho/\rho = f(H, T_0) = -BH^2 + AH + C$$

коэффициенты A и B , определяющие соответственно отмеченную выше линейную составляющую и квадратичную ОМС-составляющую магнитосопротивления. Как видно из рис. 4, линейное ПМС возникает в АФ-фазе твердых растворов с $x \leq 0.1$, причем коэффициенты A и B скачком меняются при ориентационном переходе AF1–AF2 (см. также рис. 3б) в сильном магнитном поле.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено комплексное исследование поперечного магнитосопротивления додекаборидов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ ($x \leq 0.1$) при низких температурах в интервале 1.9–30 К в магнитном поле до 80 кЭ с разделением вкладов и их анализом. Показано, что в парамагнитной фазе доминирующим является эффект ОМС, обусловленный спиновыми $4f$ – $5d$ -флуктуациями. При переходе в АФ-состояние наряду с отрицательным магнитосопротивлением наблюдается линейное ПМС, по-видимому, связанное с рассеянием носителей на волне спиновой плотности, а также участки гистерезиса $\Delta\rho/\rho$ в слабом магнитном поле. Предложено объяснение сложных H – T -диаграмм магнетиков $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ в терминах формирования комплексного магнитоупорядоченного состояния локализованных $4f$ -моментов РЗ-ионов и областей спиновой поляризации зонных $5d$ -состояний (спиновых поляронов), участвующих в образовании волны спиновой плотности.

Авторы признательны И. Станкиевич (J. Stankiewicz) и Г. Е. Гречневу за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах» и РФФИ (грант № 10-02-00998-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Е. Случанко, А. Н. Азаревич, А. В. Богач и др., ЖЭТФ **140**, 536 (2011).
2. A. Czopnik, N. Shitsevalova, A. Krivchikov et al., J. Sol. St. Chem. **177**, 507 (2004).
3. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., Письма в ЖЭТФ **89**, 298 (2009).
4. B. Gorshunov, P. Haas, O. Ushakov et al., Phys. Rev. B **73**, 145207 (2006).
5. K. Flachbart, S. Gabani, K. Gloos et al., J. Low Temp. Phys. **140**, 339 (2005).
6. N. E. Sluchanko, A. Azarevich, A. Bogach et al., ЖЭТФ **142**, 574 (2012).
7. Н. Е. Случанко, А. Н. Азаревич, А. В. Богач и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 81 (2010).
8. Н. Ю. Шицевалова, Дисс. канд. физ.-матем. наук, Вроцлав (2001).
9. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., ЖЭТФ **125**, 906 (2004).
10. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., ЖЭТФ **135**, 766 (2009).
11. K. Yosida, Phys. Rev. **107**, 396 (1957).
12. K. Siemensmeyer, K. Flachbart, S. Gabani et al., J. Sol. St. Chem. **179**, 2748 (2006).
13. K. Flachbart, E. Bauer, S. Gabani et al., J. Magn. Magn. Mater. **310**, 1727 (2007).
14. K. Siemensmeyer, K. Habicht, Th. Lonkai et al., J. Low Temp. Phys. **146**, 581 (2007).
15. M. Heinecke, K. Winzer, J. Noffke et al., Z. Phys. B **98**, 231 (1995).
16. B. Jäger, S. Paluch, O. J. Zogalet et al., J. Phys.: Condens. Matter **18**, 2525 (2006).
17. G. M. Kalvius, D. R. Noakes, N. Marcano et al., Physica B **326**, 398 (2003).
18. S. Aarjans and G. R. Dunmyre, J. Appl. Phys. **36**, 3555 (1965).