

РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ В НАМАГНИЧЕННОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ В ПОСТОЯННОМ И ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. В. Богач^{a}, Н. Е. Случанко^a, В. В. Глушков^a, С. В. Демишев^a,
А. Н. Азаревич^a, В. Б. Филиппов^a, Н. Ю. Шицевалова^b, А. В. Левченко^b,
Й. Ванакен^{c,**}, В. В. Мощалков^c, С. Габани^{d**}, К. Флахбарт^{d**}*

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

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

^c *Институт физики и химии наномасштаба Католического университета Лёвена
В-3001, Лёвен, Бельгия*

^d *Институт экспериментальной физики Словацкой академии наук
SK-04001, Кошице, Словакия*

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

В интервале составов $0 < x \leq 0.81$ исследована намагниченность твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$. Измерения проводились при низких температурах 1.9–300 К в постоянном (до 11 Тл) и импульсном (до 50 Тл, длительность импульса 20–100 мс) магнитных полях. При анализе полученных данных выделены вклады в намагниченность в парамагнитной фазе соединений $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$, в том числе паулиевская компонента, отвечающая отклику тяжелофермионных многочастичных состояний, возникающих в щели в окрестности уровня Ферми (плотность состояний $(3-4) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{мэВ}^{-1}$), и вклад с насыщением в сильных магнитных полях от локализованных магнитных моментов $((0.8-3.7)\mu_B$ на элементарную ячейку) кластеров наноразмера, образованных редкоземельными ионами с антиферромагнитным взаимодействием.

DOI: 10.7868/S0044451013050212

1. ВВЕДЕНИЕ

Редкоземельные (РЗ) додекабориды RV_{12} со структурой каркасного стекла [1] привлекают внимание исследователей благодаря уникальной комбинации физических свойств (высокая температура плавления, микротвердость и др.), а также их химической стабильности. При сохранении общего характера зоны проводимости в ряду RV_{12} с заполнением $4f$ -оболочки РЗ-иона наблюдается монотонное уменьшение температуры Нееля от TbV_{12}

($T_N \approx 22$ К) к TmV_{12} ($T_N \approx 3.2$ К) [2, 3]. Особый интерес представляют твердые растворы замещения $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$, в которых при замещении тулия иттербием развитие антиферромагнитной (АФ) неустойчивости с $T_N = 0$ вблизи $x_c \approx 0.3$ [3] сопровождается переходом металл–диэлектрик, причем удельное сопротивление $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ при гелиевых температурах с ростом концентрации x иттербия возрастает почти на семь порядков от 4 мкОм·см в TmV_{12} до 10 Ом·см в YbV_{12} [3, 4]. Отметим, что в интервале составов $x \leq 0.3$ по данным измерений коэффициента термоэдс [3] удвоенная энергия активации, равная ширине щели E_g , возрастает от нуля в АФ-металле TmV_{12} до значений $E_g/k_B = 120-160$ К,

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

**J. Vanacken, S. Gabani, K. Flachbart

отвечающих величине щели в узкозонном полупроводнике YbV_{12} с сильными электронными корреляциями, найденной из измерений транспортных характеристик [4], ЯМР [5] и теплоемкости [6].

Кроме того, недавние исследования соединений ряда $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ обнаружили сложное активационное поведение коэффициента Холла $R_H \propto \exp(E_{a1,2}/k_B T)$ с энергиями активации E_{a1} и E_{a2} [7]. В работе [7] были определены величина щели $E_g/k_B \approx 200$ К и энергия связи $E_a/k_B = 55\text{--}75$ К многочастичных состояний, формирующихся в щели с понижением температуры. Было показано [7], что когерентный режим рассеяния, возникающий в твердых растворах замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ при низких температурах $T < 30$ К, полностью подавляется в поле 8 Тл. Полученные в работе [7] результаты интерпретировались авторами в терминах эффектов электронного фазового расслоения в сочетании с формированием наноразмерных кластеров РЗ-ионов в состоянии каркасного стекла додекаборидов $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$. Кроме того, представленные в [7] результаты позволили установить взаимосвязь между формированием димеров $\text{Yb}\text{--}\text{Yb}$ и других РЗ-кластеров наноразмера и диэлектризацией свойств $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$. В связи с этим представляет интерес исследовать поведение магнитных характеристик соединений ряда $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ в широкой окрестности антиферромагнитной ($T_N = 0$) квантовой критической точки и при переходе металл–диэлектрик в слабых и сильных (включая импульсные) магнитных полях с целью выяснения природы этого перехода и особенностей формирования многочастичных состояний в щели в исследуемых РЗ-додекаборидах.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследованы полевые и температурные зависимости намагниченности РЗ-додекаборидов ряда $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ в интервале составов $0 \leq x \leq 0.81$ в магнитном поле до 50 Тл. Измерения выполнены на высококачественных монокристаллических образцах твердых растворов замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$, выращенных методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления с многократным переплавом в атмосфере аргона на установке, подробно описанной ранее [8]. Контроль качества образцов осуществлялся при помощи рентгеноструктурного и микронзондового анализа. Детальная информация о синтезе и характеристиках

используемых в работе образцов твердых растворов замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ представлена в работе [7].

Измерения температурных зависимостей намагниченности $M(H_0, T)$ образцов $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ в широком диапазоне температур 1.9–300 К в слабом магнитном поле ($\mu_0 H_0 = 10$ мТл) проводились на SQUID-магнитометре Quantum Design MPMS-XL5. Полевые зависимости намагниченности $M(H, T_0)$ в импульсных полях до 50 Тл были получены на установке Католического университета г. Лёвена, Бельгия [9]. Измерения проводились при температурах $T_0 = 4.2\text{--}40$ К в проточном (gas-flow) гелиевом криостате с хвостовой частью, расположенной в канале охлаждаемого жидким азотом соленоида импульсного поля. Для измерения намагниченности образца на соленоид подавался высоковольтный разряд, формирующий импульс магнитного поля длительностью 20–100 мс. Изменение намагниченности образца регистрировалось открытым индуктивным датчиком, представляющим собой две коаксиально расположенные плоские приемные катушки. Указанные приемные катушки были включены навстречу друг другу и скомпенсированы так, что общее напряжение, индуцированное внешним магнитным полем в отсутствие образца, равняется нулю. Таким образом, при наличии образца наведенная в открытом индуктивном датчике ЭДС оказывается пропорциональной изменению намагниченности образца и может быть легко пересчитана в намагниченность $M(H, T_0)$, путем численного интегрирования экспериментальной кривой [9, 10]. Для нормировки экспериментальных данных $M(H, T_0)$, полученных в импульсных полях, а также для анализа поведения магнитной восприимчивости $\chi(T, H_0)$ использовались полевые зависимости намагниченности, измеренные на установках SQUID-магнитометр Quantum Design MPMS-XL5 (до 5 Тл) и вибрационный магнитометр Oxford Instruments (до 11 Тл). При этом особое внимание уделялось достижению точности 0.01–0.02 К стабилизации температуры измерительной ячейки с образцом, необходимой для выполнения численного дифференцирования по магнитному полю экспериментальных кривых намагниченности $M(H, T_0)$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T, H_0)$ твердых растворов замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$, измерен-

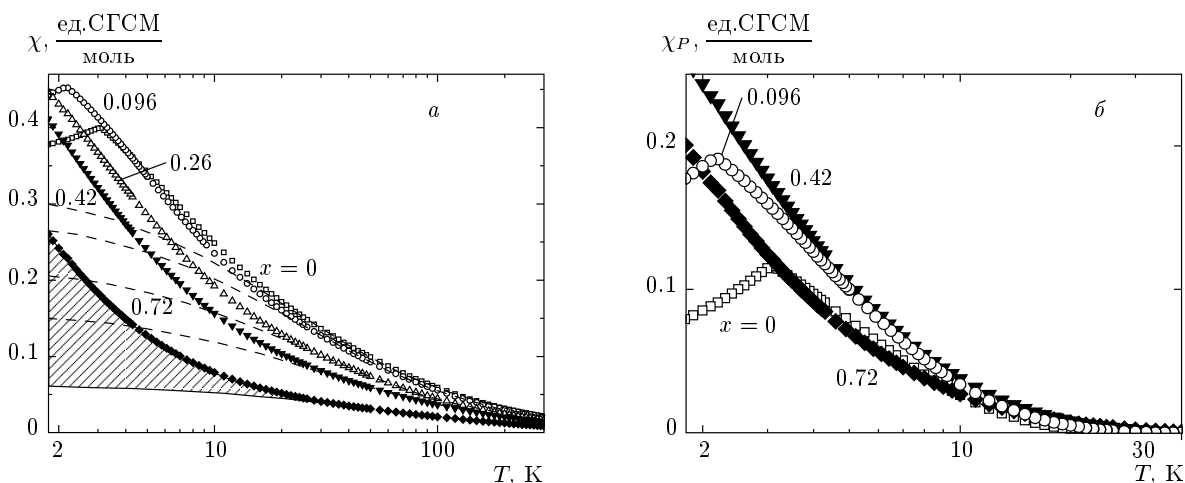


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T, H_0)$ $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ (а) и дополнительный паулиевский вклад $\chi_P(T)$, соответствующий заштрихованной области (б)

ные в магнитном поле $\mu_0 H_0 = 0.01$ Тл. С понижением температуры наблюдается заметный рост магнитной восприимчивости, сменяющийся при гелиевых температурах для составов с концентрацией иттербия $x \leq 0.1$ изломом на кривых $\chi(T, H_0)$, отвечающим переходу в АФ-состояние. При промежуточных температурах в интервале 30–300 К для всех исследуемых составов измеренные в слабых полях экспериментальные данные $\chi(T, H_0)$ с хорошей точностью (уточненный R -квадрат $\bar{R}^2 \geq 0.99963$) описываются зависимостью Кюри–Вейсса (показаны штриховыми кривыми на рис. 1а)

$$\chi(T) = N\mu_{eff}^2 / 3Vk_B(T - \Theta_p), \quad (1)$$

где N — концентрация магнитных центров, μ_{eff} — эффективный магнитный момент, V — удельный объем, Θ_p — парамагнитная температура Кюри.

При температурах ниже 30 К рост магнитной восприимчивости сопровождается заметным отклонением кривых $\chi(T, H_0)$ от соотношения (1). На рис. 1б представлены температурные зависимости найденной нами дополнительной компоненты $\chi_P(T, H_0)$, полученные в предположении аддитивности магнитных вкладов путем вычитания зависимости (1) из экспериментальных кривых $\chi(T, H_0)$. Указанный вклад в магнитную восприимчивость магнетиков $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ возрастает с понижением температуры, причем его амплитуда при гелиевых температурах $T > T_N$ характеризуется немонотонным поведением в зависимости от концентрации иттербия (см. рис. 1б, а также ниже рис. 4б). Наибольшее значение компонента $\chi_P(x, T_0 = 4$ К) принимает в окрестности квантовой критической точки

при $x \approx 0.3-0.5$ (см. рис. 1), отвечающей минимальным значениям холловской подвижности носителей заряда [7]. Отмеченная корреляция, по-видимому, свидетельствует об участии длинноволновых квантовых флуктуаций, наблюдающихся вблизи квантовой критической точки, в формировании дополнительного вклада в $\chi(T, H)$.

Как отмечалось выше, достигнутая в работе высокая точность магнитных измерений позволила выполнить численное дифференцирование экспериментальных кривых намагниченности $M(H, T_0)$, измеренных на вибрационном магнитометре в магнитном поле до 11 Тл. Полученные в результате дифференцирования полевые зависимости магнитной восприимчивости $\chi(H, T_0 = 2$ К) твердых растворов замещения ряда $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ с различной концентрацией x иттербия представлены на рис. 2. Как видно из данных рис. 2, в парамагнитной фазе $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ для кривых $\chi(T_0, H)$ характерно значительное убывание восприимчивости в сильных магнитных полях, отвечающее тенденции к насыщению намагниченности с ростом поля. При этом следует отметить, что в магнитном поле до 11 Тл магнитная восприимчивость $\chi(T_0, H)$ не убывает до нуля, что соответствует насыщению $M(H, T_0)$, а, напротив, выходит на малое постоянное значение, свидетельствующее о наличии в сильных магнитных полях линейного «паулиевского» вклада в намагниченность твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$. Кроме того, наблюдается существенная перенормировка амплитуды $\chi(T_0, H)$ с ростом концентрации иттербия в ряду $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$, причем наиболее значительное уменьшение магнитной восприимчиво-

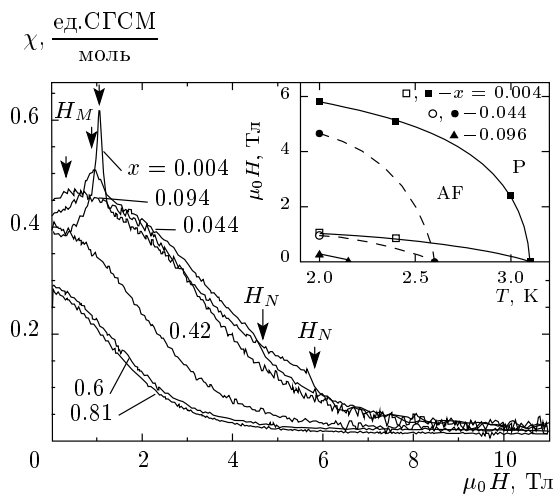


Рис. 2. Полевые зависимости магнитной восприимчивости $\chi(H, T_0)$ $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$, полученные дифференцированием намагниченности, найденной при измерениях на вибрационном магнитометре в магнитном поле до 11 Тл при $T_0 = 2$ К. На вставке показаны фазовые H - T -диаграммы АФ-составов $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с концентрацией иттербия $x < 0.1$ (АФ и Р — АФ и парамагнитная фазы, H_M и H_N — значения магнитного поля, соответствующие ориентационному переходу и переходу АФ-парамагнетик)

сти $\chi(H, T_0)$ с ростом x происходит в диапазоне концентраций $x \approx 0.4-0.6$ выше квантовой критической точки (см. рис. 2).

Следует отметить, что для АФ-соединений $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с $x < 0.1$ в магнитных полях $\mu_0H < 1.5$ Тл на кривых $\chi(H, T_0)$ регистрируется ряд особенностей в виде максимумов, отвечающих магнитным ориентационным переходам в магнитоупорядоченной фазе (см. обозначение H_M на рис. 2). С ростом магнитного поля на зависимостях магнитной восприимчивости $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с $x < 0.1$ наблюдается участок относительно быстрого уменьшения $\chi(H, T_0)$, вслед за которым регистрируется особенность в виде ступеньки при $H \approx H_N$, отвечающая подавлению магнитоупорядоченного состояния и переходу в парамагнитную фазу в $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ (см. рис. 2). Используя указанные особенности на зависимостях магнитной восприимчивости соединений $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ с концентрацией иттербия $x = 0.004, 0.044, 0.092$, мы построили магнитные фазовые H - T -диаграммы (см. вставку на рис. 2). Помимо фазовой границы, отвечающей переходу антиферромагнетик-парамагнетик, полученные нами экспериментальные данные позволяют также восстановить границы в пределах

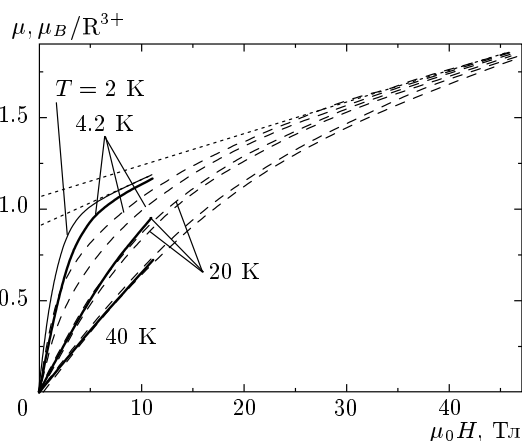


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности $M(H, T_0)$ $Tm_{0.19}Yb_{0.81}V_{12}$, полученные в постоянном (VSM) до 11 Тл (сплошные кривые) и импульсном (PF) до 50 Тл (штриховые) $H \parallel \langle 100 \rangle$ магнитных полях. Пунктирными прямыми до пересечения с вертикальной осью отмечена аппроксимация магнитного момента линейной зависимостью $\chi_0 H$ ($\chi_0 = 9.6 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСМ/моль), величина отсечки соответствует моменту насыщения μ_{sat} вклада $M_{LMM}(H)$ (см. соотношение (2)): $\mu_{sat}^{VSM} = 0.91\mu_B$, $\mu_{sat}^{PF} = 1.065\mu_B$

АФ-фазы при $T < T_N(H)$, отвечающие магнитным ориентационным переходам в исследуемых додекаборидах.

На рис. 3 на примере состава с $x = 0.81$ показаны характерные полевые зависимости намагниченности твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$, измеренные в импульсном магнитном поле до 50 Тл. Результаты приведены в единицах магнитного момента на редкоземельный ион R^{3+} . Для удобства сравнения на рис. 3 показаны также кривые $\mu^{VSM}(H, T_0)$, полученные при измерениях на вибрационном магнитометре (Vibrating Sample Magnetometer, VSM) в постоянном поле $H \parallel \langle 100 \rangle$ в интервале до 11 Тл для того же состава с $x = 0.81$. При обсуждении данных намагниченности, представленных на рис. 3, необходимо отметить существенное расхождение кривых $\mu(H, T_0)$, полученных в импульсном и постоянном магнитных полях. Так, в области низких температур и промежуточных магнитных полей (2–20 Тл) заметный гистерезис ввода-вывода, сопровождающийся значительными различиями (около 20 %) в абсолютных значениях $\mu^{VSM}(H, T_0)$, полученных на вибрационном магнитометре, и $\mu^{PF}(H, T_0)$, измеренных в импульсных магнитных полях (Pulsed Fields, PF), на одних и тех же образцах $Tm_{1-x}Yb_xV_{12}$ (см. рис. 3).

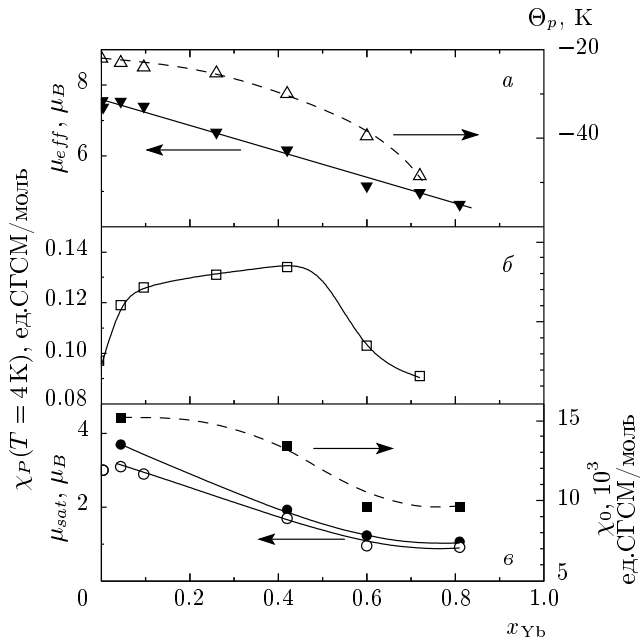


Рис. 4. Концентрационные зависимости параметров кюри-вейссовской зависимости (1) μ_{eff} и Θ_p (а), $\chi_P(T = 4\text{ К})$ (б), χ_0 и μ_{sat} в соотношении (2) (в) в импульсном (PF, ●) и постоянном (VSM, ○) магнитных полях. Величина ошибки в определении параметров μ_{eff} и Θ_p (а) в соотношении (1) не превышает соответственно $0.02\mu_B$ и 0.4 К . Величина ошибки в определении параметров χ_0 и μ_{sat} (в) не превышает размера символов

Оставляя детальный анализ особенностей перемагничивания системы РЗ-ионов в $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ в интервале полей 2–20 Тл для будущих исследований, отметим, что помимо вклада с насыщением, отвечающего намагничиванию локализованных магнитных моментов РЗ-ионов и сформированных ими АФ-нанокластеров, как отмечалось выше при обсуждении данных рис. 2, в сильных магнитных полях до 50 Тл также наблюдается линейный вклад, и, в результате, намагниченность может быть представлена в виде суммы вклада от локализованных магнитных моментов и паулиевской компоненты вида

$$M(H) = M_{LMM}(H) + \chi_0 H. \quad (2)$$

При анализе магнитных свойств в рамках соотношения (2) для всех исследованных в работе составов $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ могут быть определены параметр χ_0 и величина момента насыщения μ_{sat} вклада от локализованных магнитных моментов РЗ-ионов (см. рис. 3). Концентрационные зависимости указанных параметров χ_0 и μ_{sat} совместно с параметрами μ_{eff}

и Θ_p , полученными при аппроксимации экспериментальных данных в интервале температур 30–300 К кюри-вейссовской зависимостью (1), вместе с данными для $\chi_P(x, T_0 = 4\text{ К})$ (см. рис. 1) представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4а, с ростом концентрации иттербия в ряду $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ наблюдаются уменьшение величины эффективного магнитного момента μ_{eff} и рост значений парамагнитной температуры Кюри Θ_p , отвечающей АФ-обмену через электроны проводимости ($\Theta_p < 0$). Следует отметить, что изменение величины эффективного момента μ_{eff} в ряду $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$ с концентрацией иттербия x , полученное при аппроксимации экспериментальных данных $\chi(T, H_0)$ зависимостью (1), в интервале температур 30–300 К с хорошей точностью (см. рис. 4а) описывается соотношением

$$\mu_{eff} = \sqrt{(1-x)\mu_{\text{Tm}}^2 + x\mu_{\text{Yb}}^2}, \quad (3)$$

которое предполагает аддитивность вкладов локализованных магнитных моментов ионов Tm^{3+} ($\mu_{\text{Tm}} \approx 7.5\mu_B$) и Yb^{3+} ($\mu_{\text{Yb}} \approx 4.5\mu_B$) в магнитную восприимчивость $\chi(T, H_0)$ соединений $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$.

Как видно из рис. 4в (μ_{sat} — магнитный момент насыщения на элементарную ячейку), с ростом x уменьшаются также амплитуды вклада $M_{LMM}(H)$ и паулиевской компоненты $\chi_0 H$ (см. выражение (2)), причем наиболее значительное изменение параметра $\chi_0(x)$ происходит в диапазоне концентраций $x \approx 0.4\text{--}0.6$. Подчеркнем, что при гелиевых температурах найденная нами из насыщения компоненты $M_{LMM}(H)$ статической и динамической намагниченности в соотношении (2) величина эффективного магнитного момента составляет $(0.8\text{--}3.7)\mu_B$ (см. рис. 4в), что оказывается значительно меньше моментов ионов Tm^{3+} и Yb^{3+} и свидетельствует в пользу формирования при низких температурах областей ближнего порядка — нанокластеров РЗ-ионов в матрице $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{V}_{12}$. Из паулиевской восприимчивости $\chi_0(x)$, измеренной в сильных магнитных полях, в работе была оценена плотность многочастичных состояний в окрестности энергии Ферми:

$$N_{EF} = 2\mu_B^2/\chi_0 = (3\text{--}4) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{мэВ}^{-1}. \quad (4)$$

Кроме того, с использованием найденных в работе [7] значений энергии связи многочастичных состояний $E_a/k_B \approx 55\text{--}75\text{ К}$ нами была выполнена в приближении узкой прямоугольной зоны оценка приведенной концентрации многочастичных состояний в спин-поляронном резонансе на уровне Ферми:

$$n_e^{res} \approx N(E_F)E_a. \quad (5)$$

Полученные в рамках соотношения (5) с учетом концентрации $4f$ -центров $n_{4f} \approx 0.96 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ значения приведенной концентрации носителей составляют

$$\nu(x = 0.54) = n_e^{res} / n_{4f} \approx 1.56, \quad \nu(x = 0.72) \approx 1.97,$$

$$\nu(x = 0.81) \approx 2.02.$$

Рост величины ν от 1.5 до 2 электронов на ячейку свидетельствует о том, что с увеличением x при переходе металл–диэлектрик в соединениях $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$, являющихся двухэлектронными металлами, практически все носители заряда оказываются включенными в многочастичный резонанс, возникающий при низких температурах в щели на уровне Ферми E_F .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На монокристаллических образцах твердых растворов замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ высокого качества в интервале температур 1.9–300 К выполнены исследования магнитных характеристик в постоянном (SQUID-магнитометр и VSM) и импульсном магнитных полях до 50 Тл, а также разделение вкладов в намагниченность. Анализ магнитных вкладов свидетельствует о формировании кластеров РЗ-ионов наноразмера с АФ-характером обмена внутри кластеров и величиной момента насыщения $(0.8\text{--}3.7)\mu_B$ на элементарную ячейку. С использованием обнаруженного в работе при измерениях в сильных магнитных полях низкотемпературного паулиевского вклада в намагниченность $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ выполнены оценки концентрации электронных состояний в многочастичном спин-поляронном резонансе, возникающем при переходе металл–диэлектрик в щели на уровне Ферми.

Авторы признательны Г. Е. Гречневу, А. В. Кузнецову и И. Станкевич (J. Stankiewicz) за полез-

ные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», Министерства образования и науки РФ (контракт ГК 16.513.11.3060), РФФИ (грант № 10-02-00998-а), а также Словацкого Агентства VEGA (Project 2/0148/10), Словацкого Агентства исследований и разработок (APVV0132-11) и Центра мастерства Словацкой академии наук (CFNT MVEP). Н. Е. Случанко, А. В. Богач и В. В. Глушков признательны Институту физики и химии наномасштаба за поддержку краткосрочных научно-исследовательских визитов.

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. F. Iga, N. Shimizu, and T. Takabatake, J. Magn. Mater. **177–181**, 337 (1998).
5. K. Ikushima, Y. Kato, M. Takigawa et al., Physica B **281–282**, 274 (2000).
6. F. Iga, S. Hiura, J. Klijn et al., Physica B **259–261**, 312 (1999).
7. Н. Е. Случанко, А. Н. Азаревич, А. В. Богач и др., ЖЭТФ **142**, 574 (2012).
8. Yu. Paderno, V. Filippov, N. Shitsevalova et al., AIP Conf. Proc. **230**, 460 (1991).
9. L. Weckhuysen, J. Vanaken, L. Trappeniers et al., Rev. Sci. Instrum. **70**, 2708 (1999).
10. A. S. Lagutin, J. Vanaken, N. Harrison, and F. Herlach, Rev. Sci. Instrum. **66**, 4268 (1995).