

# Скейлинг магнитосопротивления и анизотропия рассеяния носителей заряда в парамагнитной фазе каркасного стекла $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$

Н. Е. Случанко<sup>a,b1)</sup>, А. Л. Хорошилов<sup>a,b</sup>, А. В. Богач<sup>a</sup>, В. В. Воронов<sup>a</sup>, В. В. Глушков<sup>a,b</sup>, С. В. Демишев<sup>a,b</sup>,  
В. Н. Краснорусский<sup>a</sup>, К. М. Красиков<sup>b</sup>, Н. Ю. Шицевалова<sup>c</sup>, В. Б. Филипов<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>b</sup>Московский физико-технический институт (Госуниверситет), 141700 Долгопрудный, Россия

<sup>c</sup>Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАНУ, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 9 ноября 2017 г.

При низких температурах 2–10 К исследовано поперечное магнитосопротивление додекаборида  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$  со структурой каркасного стекла. Показано, что в парамагнитной фазе в широкой окрестности  $T_N \approx 5.7$  К в этом антиферромагнетике доминирующим вкладом является изотропное отрицательное магнитосопротивление, связанное с рассеянием носителей на наноразмерных кластерах ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , которое масштабируется в координатах  $\rho = f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2 / T^2)$ . Обнаружено, что анизотропия магнитосопротивления выше  $T_N$  (около 15% в поле 80 кЭ) обусловлена положительным вкладом, который достигает максимальных значений для направлений вблизи  $\mathbf{H} \parallel [001]$ . Предложено объяснение анизотропии рассеяния носителей заряда в терминах динамического кооперативного эффекта Яна–Теллера на кластерах  $\text{V}_{12}$ .

DOI: 10.7868/S0370274X18010071

1. Соединения  $d$ - и  $f$ -элементов с колоссальным магнитосопротивлением (КМС) привлекают интерес исследователей как с точки зрения выяснения механизмов, приводящих к эффекту КМС, так и благодаря перспективам их практического применения [1]. Классическими представителями класса соединений с КМС являются манганиты [2, 3] кобальтиты [4], двойные перовскиты [5], твердые растворы на основе гексаборида европия [6] и другие системы, в которых магнитосопротивление достигает максимальных значений в непосредственной близости от магнитного фазового перехода. В последние годы активно обсуждается возможность существования единого механизма КМС и, в частности, высказываются предположения об определяющей роли структурных дефектов и неоднородностей различной природы, приводящих к электронному фазовому расслоению, формированию магнитных кластеров нанометрового размера и областей спиновой поляризации в этих материалах [3]. Недавно в работе [7] было показано, что каркасные стекла  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$  с позиционным беспорядком в расположении ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и беспорядком замещения  $\text{Ho}$ – $\text{Lu}$  могут использоваться, как удобные модельные объекты для изучения ме-

ханизмов возникновения большого отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в парамагнитной (Р) фазе вблизи температуры Нееля  $T_N$ . Выполненные в [7] исследования различных составов  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$  с  $x \leq 0.5$  для магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel [001]$  позволили связать ОМС в окрестности  $T_N$  в Р-фазе с рассеянием носителей на антиферромагнитных (АФ) кластерах наноразмера (области ближнего АФ порядка), образованных из ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , а также предложить процедуру разделения вкладов в магнитосопротивление. В то же время, открытым остается вопрос о возможной анизотропии ОМС и других вкладов в магнитосопротивление, их детальном описании и получении количественных характеристик для различных направлений магнитного поля в этих модельных разупорядоченных системах с магнитными нанокластерами.

В настоящей работе представлены результаты измерений поперечного магнитосопротивления монокристаллов  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$  для различных направлений внешнего магнитного поля в широкой окрестности антиферромагнитного фазового перехода ( $T_N \approx 5.7$  К). Впервые показано, что рассеяние носителей заряда на АФ-кластерах в Р-фазе, определяющее эффект большого (15–30%) ОМС, в пределах экспериментальной точности является изотропным и масштабируется в координатах  $\rho = f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2 / T^2)$ . Об-

<sup>1)</sup>e-mail: nes@lt.gpi.ru

наружено, что значительная анизотропия магнитосопротивления обусловлена исключительно положительным квадратичным вкладом, который в сильных магнитных полях для направления  $\mathbf{H} \parallel [001]$  становится сравнимым с ОМС.

2. В работе представлены результаты исследований удельного сопротивления на постоянном токе  $\mathbf{I} \parallel [1\bar{1}0]$  для монокристаллических образцов  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  высокого качества. Измерения выполнены в интервале температур 1.9–12 К для различных поперечных ориентаций  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$  внешнего магнитного поля напряженностью до 80 кЭ методом пошагового вращения с фиксацией положения образца [8]. Для характеристики кристаллов применялись рентгеноструктурный анализ и микроанализ, а также проводились измерения магнитной восприимчивости и теплоемкости на коммерческих установках Quantum Design MPMS-5 и PPMS-9 соответственно. Используемые в работе монокристаллы  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  были выращены методом индукционного зонного плавления в атмосфере инертного газа в ИПМ НАНУ [9].

3. На рис. 1 показаны температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  одного из кристаллов  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  в отсутствие внешнего магнитного поля и в поле 80 кЭ в направлении  $\mathbf{H} \parallel [001]$ . Для сравнения показана также кривая  $\rho(T)$  немагнитного аналога, – соединения  $\text{LuB}_{12}$ . Кривая  $\rho(T, H = 0)$  в окрестности магнитного фазового перехода при  $T_N \approx 5.7$  К показана на вставке к рис. 1, где представлены также температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  и магнетосопротивления  $\Delta\rho/\rho(T)$ . Как следует из рис. 1, в широкой окрестности  $T_N$  наблюдается эффект ОМС, амплитуда которого в поле 80 кЭ для  $\mathbf{H} \parallel [001]$  составляет  $\sim 15\%$ .

Полученное в работе семейство полевых зависимостей удельного сопротивления для трех различных ориентаций внешнего магнитного поля относительно осей в кристалле, –  $\mathbf{H} \parallel [001]$ ,  $\mathbf{H} \parallel [110]$  и  $\mathbf{H} \parallel [111]$  в координатах  $\rho = f(H^2/T^2)$  приведено на рис. 2а–с. Данные магнитосопротивления в Р-фазе показаны крупными сплошными, а в АФ-состоянии – мелкими открытыми символами. Как видно из рис. 2а–с, для направлений поля вдоль диагоналей [110] и [111] величина ОМС в сильном поле в парамагнитном состоянии составляет около 30 %, значительно превышая эффект для  $\mathbf{H} \parallel [001]$  ( $\sim 15\%$ ) и, тем самым, демонстрируя значительную анизотропию поперечного магнитосопротивления. Подчеркнем также, что в отличие от исследовавшейся ранее в [7, 10] конфигурации  $\mathbf{H} \parallel [001]$ , для ориентаций  $\mathbf{H} \parallel [110]$  и  $\mathbf{H} \parallel [111]$

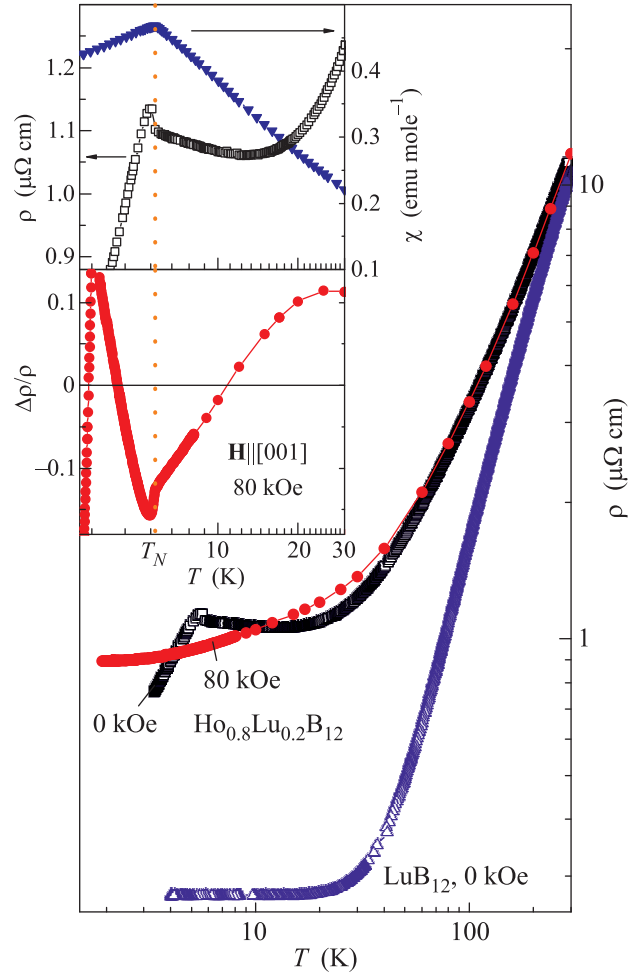


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  додекаборида  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  в отсутствие внешнего магнитного поля и в поле 80 кЭ. Для сравнения приведена также кривая  $\rho(T, H = 0)$  для  $\text{LuB}_{12}$ . На вставке для  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  в увеличенном масштабе показаны кривая  $\rho(T, H = 0)$  в окрестности АФ-перехода ( $T_N = 5.7$  К), температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  и магнетосопротивления  $\Delta\rho/\rho(T, H = 80$  кЭ)

эффект ОМС в парамагнитном состоянии является доминирующим, причем изменение сопротивления с полем и температурой в координатах  $\rho = f(H^2/T^2)$  оказывается универсальным (см. рис. 2б, с).

Для изучения анизотропии поперечного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  в парамагнитной фазе  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  в настоящей работе при  $T = 6.5$  К исследовались (а) полевые зависимости при различных значениях угла  $\varphi$  между нормалью  $\mathbf{n} \parallel [001]$  к поверхности кристалла и магнитным полем  $\mathbf{H}$  ( $\varphi = \mathbf{n} \wedge \mathbf{H}$ , см. вставку на рис. 3б), а также (б) в поле  $H = 80$  кЭ измерялась угловая зависимость

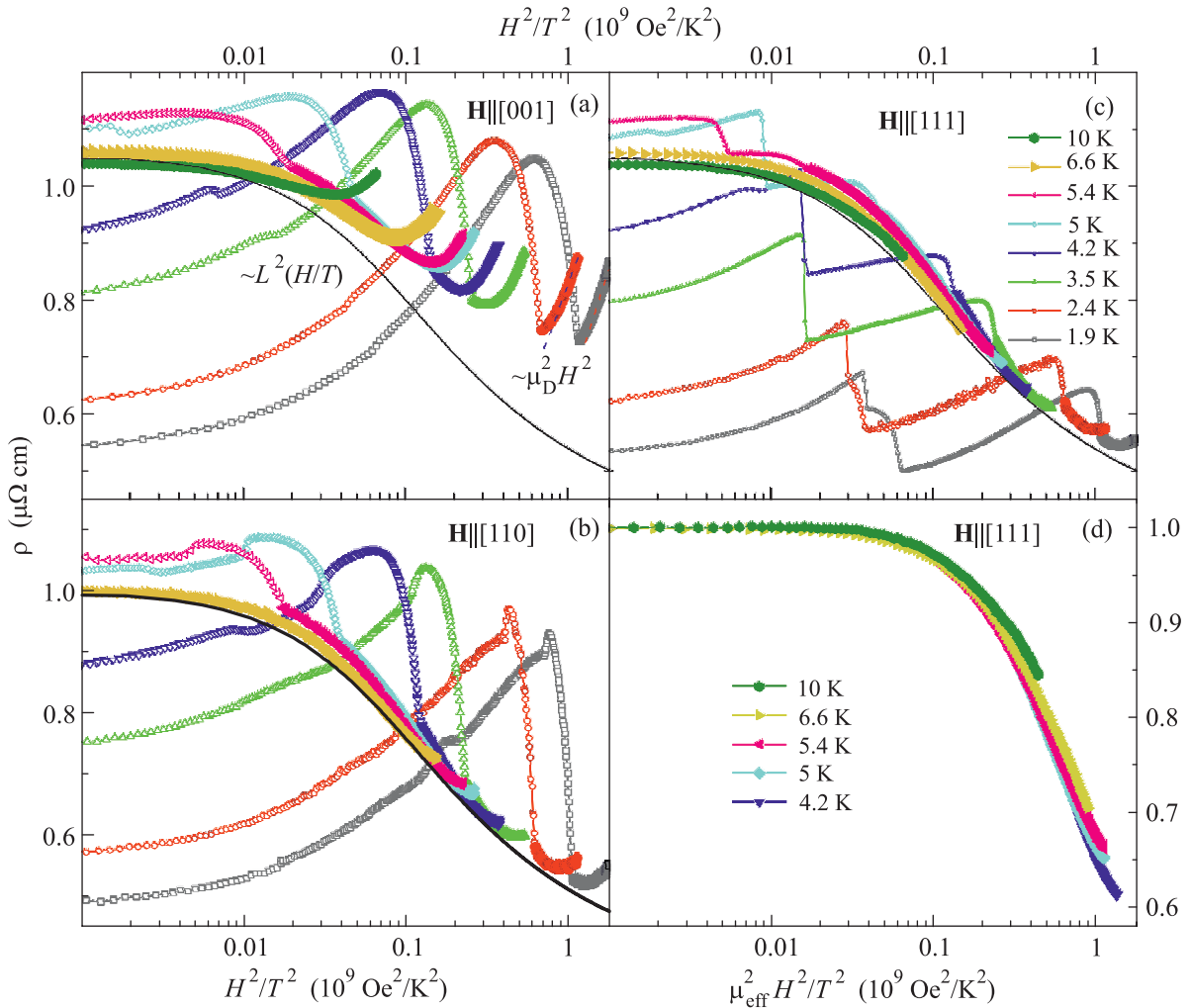


Рис. 2. (Цветной онлайн) Полевые зависимости удельного сопротивления  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$  в координатах  $\rho(H^2/T^2)$  для температур 2–10 K при различных ориентациях магнитного поля относительно трех главных кристаллографических направлений: (a) –  $\mathbf{H}||[001]$ , (b) –  $\mathbf{H}||[110]$  и (c) –  $\mathbf{H}||[111]$ . Сплошные линии отвечают аппроксимации ОМС-вклада в магнитосопротивление квадратом функции Ланжевена  $L^2(H/T)$  с  $\mu_{\text{eff}} \approx 3.5\mu_B$ . Пунктирные линии – примеры аппроксимации сопротивления в сильных полях соотношением  $\rho \sim \mu_D^2 H^2$  (см. текст). На панели (d) в качестве примера приведено масштабирование (скейлинг) ОМС в координатах  $\rho(\mu_{\text{eff}}^2 H^2/T^2)$  для  $\mathbf{H}||[111]$

магнитосопротивления. Данные полевых и угловых измерений  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$  представлены на рис. 3b и 3d соответственно. Для сравнения на рис. 3a, c приведены также кривые магнитосопротивления для немагнитного аналога –  $\text{LuV}_{12}$ . Легко видеть, что в интервале  $\varphi = 54\text{--}126^\circ$ , отвечающем диагоналям  $\mathbf{H}||[110]$  и  $\mathbf{H}||[111]$ , значения  $\Delta\rho/\rho$  в  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$  слабо зависят от угла, тогда как в широком диапазоне направлений ( $\pm 50^\circ$ ) в окрестности  $\mathbf{H}||[001]$  наблюдается изменение параметра  $\Delta\rho/\rho$  приблизительно на 15% (рис. 3). Анизотропия магнитосопротивления для  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$  наиболее наглядно представлена в полярных координатах на рис. 4, где видно, что области с наименьшими

абсолютными значениями  $\Delta\rho/\rho$  ( $\leq 15\%$ ) формируют каналы с преимущественным направлением  $\mathbf{H}||[001]$ .

4. В рамках подхода, предложенного в [7], отрицательное магнитосопротивление в модельной системе  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ , как и в соединениях с КМС [3], в парамагнитной фазе описывается соотношением  $\Delta\rho/\rho \sim M^2$  ( $M$  – намагниченность на носители заряда), причем наилучшее приближение при аппроксимации ОМС достигается при использовании для намагниченности ланжевеновской зависимости вида  $\Delta\rho/\rho \sim L^2(x)$  (функция Ланжевена  $L(x) = \text{cth}(x) - 1/x$ ,  $x = \mu_{\text{eff}}H/k_B T$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\mu_{\text{eff}}$  – эффективный магнитный момент магнитных областей рассеяния). Кроме того, для

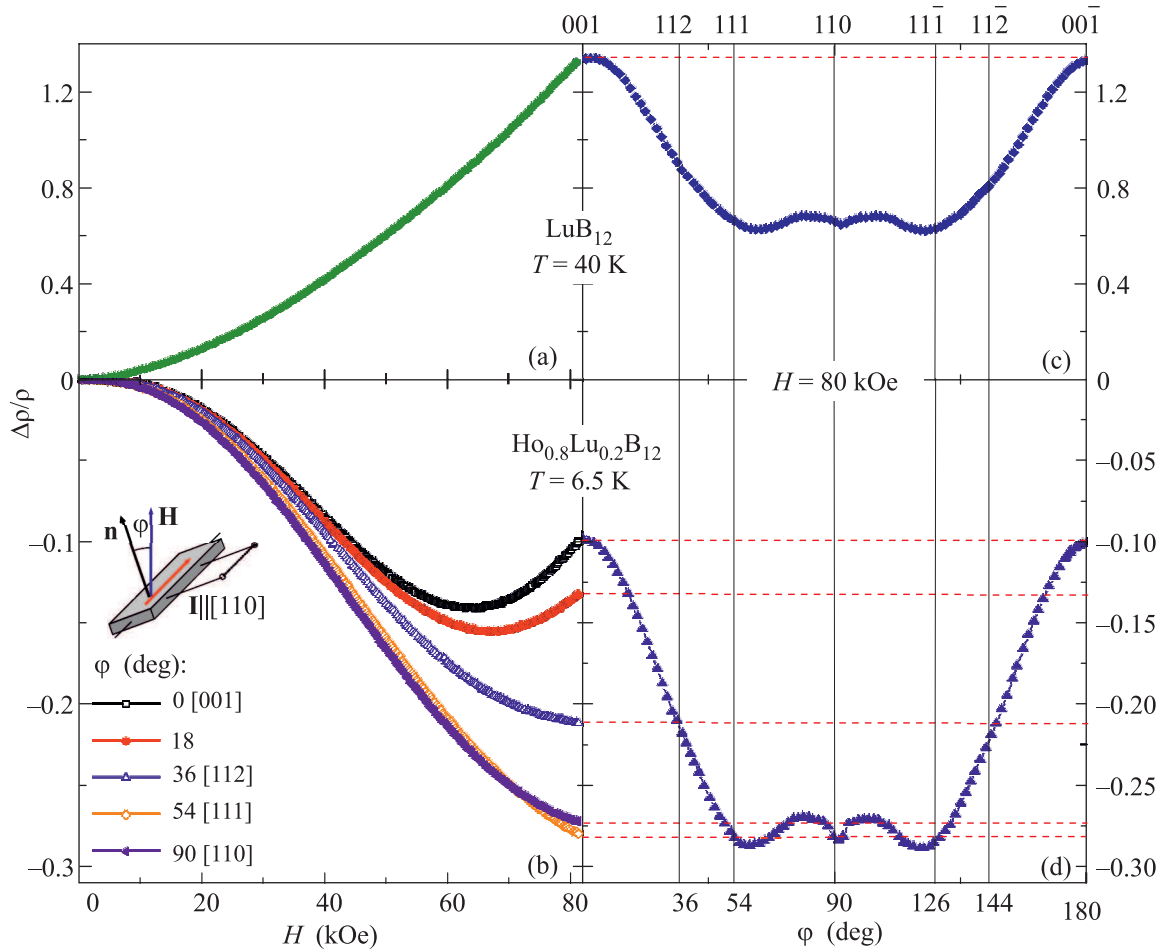


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a)–(b) – Полевые зависимости магнетосопротивления  $\text{LuB}_{12}$  и  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  при температурах 40 К и 6.5 К соответственно. На вставке к панели (b) изображена схема эксперимента: измерительный ток  $\mathbf{I}$  через образец направлен вдоль оси  $[110]$ , угол  $\varphi = \mathbf{H} \wedge \mathbf{n}$  варьировался при вращении кристалла в поперечной геометрии магнетосопротивления  $\mathbf{H} \parallel (110)$ . (c)–(d) – Угловые зависимости магнетосопротивления  $\text{LuB}_{12}$  и  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  в поле 80 кЭ при температурах 40 К и 6.5 К соответственно

описания большого положительного вклада в магнетосопротивление, наблюдающегося в Р-фазе соединений  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$  с  $x \leq 0.5$  в сильных магнитных полях  $\mathbf{H} \parallel [001]$ , в [7] использовалось стандартное соотношение  $\Delta\rho/\rho = \mu_D^2 H^2$ , где  $\mu_D$  – дрейфовая подвижность носителей. В рамках такой процедуры разделения вкладов в настоящей работе был выполнен анализ данных рис. 2–3 для различных направлений внешнего поля и, в результате, получены значения  $\mu_{\text{eff}}$  эффективного момента АФ-областей ближнего магнитного порядка и дрейфовой подвижности  $\mu_D$ . Подчеркнем, что анализ ОМС (на рис. 2а–с сплошными линиями показана аппроксимация данных единой ланжевеновской зависимостью с  $\mu_{\text{eff}} = 3.5\mu_B$ , на рис. 2а пунктиром представлено приближение зависимостью  $\rho \sim \mu_D^2 H^2$ ) для различных  $T_0$  в интервале 4.2–10 К приводит к значениям  $\mu_{\text{eff}} =$

$= 2.8–3.6\mu_B$  при совпадении для каждого  $T_0$  в пределах точности используемого приближения величины  $\mu_{\text{eff}}$  для всех трех направлений магнитного поля, что свидетельствует об изотропном рассеянии носителей на магнитных кластерах ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

В результате перестроение кривых в координатах  $\rho/\rho_0 = f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2/T^2)$  позволяет получить скейлинг отрицательного магнетосопротивления (см., например, рис. 2d для  $\mathbf{H} \parallel [111]$ ). При этом как отклонения от кривой скейлинга, так и анизотропия поперечного магнетосопротивления в сильном поле оказываются обусловленными исключительно положительной компонентой в  $\Delta\rho/\rho$ , которая достигает максимальных значений для направления  $\mathbf{H} \parallel [001]$ , причем характер угловой зависимости  $\Delta\rho/\rho(\varphi)$  является общим для магнитного и немагнитного додекаборидов (для сравнения см. рис. 3с и d).

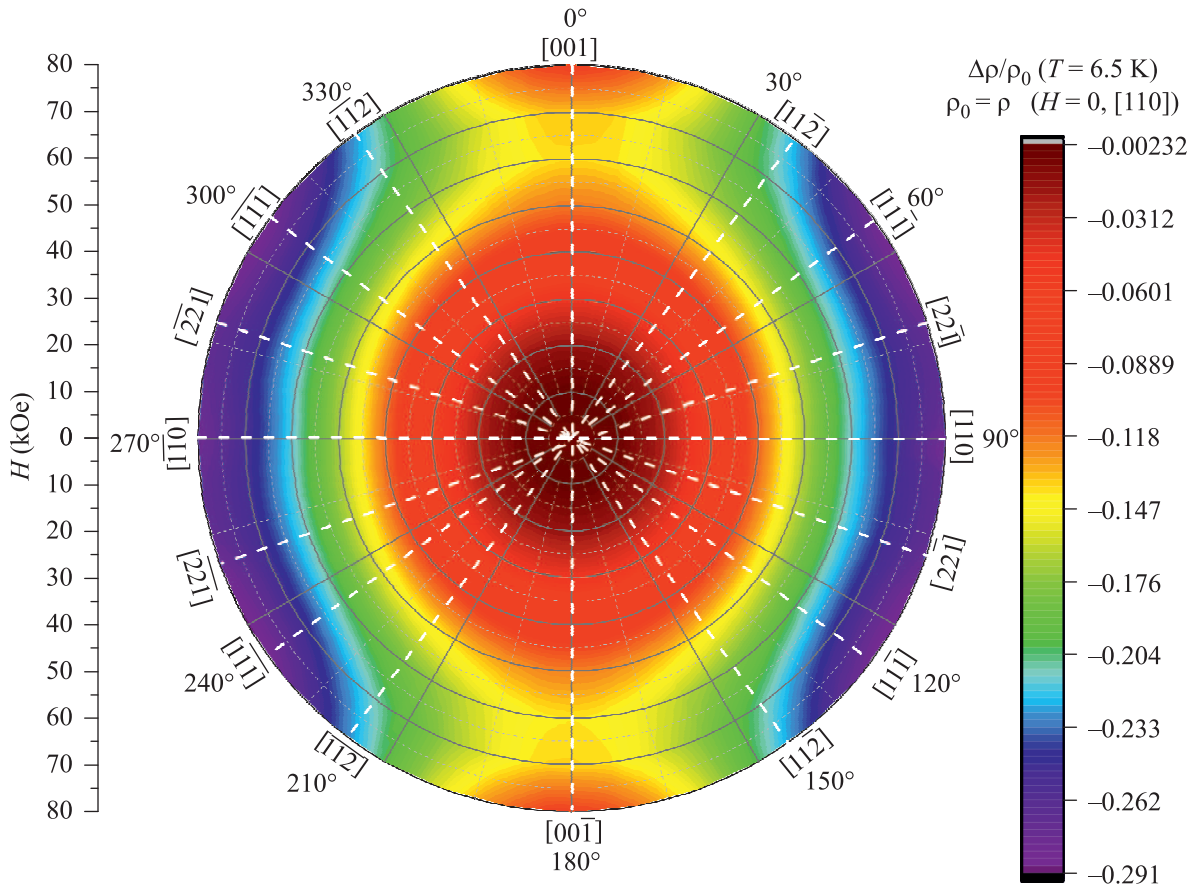


Рис. 4. (Цветной онлайн) Анизотропия магнитосопротивления в парамагнитной фазе  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  при температуре 6.5 К в полярных координатах  $\Delta\rho/\rho(\varphi, H)$

Результаты анализа данных рис. 2, 3 для  $x = 0.8$  представлены на рис. 5 и позволяют провести сравнение величины  $\mu_{\text{eff}}$  для различных составов  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$  (на рис. 5а, б по данным [7] показаны также зависимости  $\mu_{\text{eff}}(T)$  и  $\mu_{\text{eff}}(x)$  для составов с  $x \leq 0.5$ ). Как следует из рис. 5а, б, с ростом концентрации  $x$  магнитных ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в твердых растворах замещения  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ , а также с понижением температуры происходит уменьшение значений  $\mu_{\text{eff}}(x)$  и  $\mu_{\text{eff}}(T)$  магнитных кластеров, что, по-видимому, отвечает компенсации момента этих АФ-областей ближнего порядка при увеличении их размера и уменьшении влияния температурных флуктуаций. Кроме того, для исследуемого состава с  $x = 0.8$  нами впервые установлено, что при понижении температуры в интервале  $T \leq 10$  К значительно растет дрейфовая подвижность носителей заряда, следуя степенной зависимости вида  $\mu_D(T) \sim T^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 0.38$  (см. рис. 5с).

Полученные в работе результаты (см. рис. 2, 3) позволяют также определить угловую зависимость параметра  $\mu_D$ , характеризующего анизотропный

положительный вклад в магнитосопротивление в кристаллах  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  (рис. 5d). Как следует из рис. 5d, отношение коэффициентов  $\mu_D([001])/\mu_D([111]) \sim 2.7$  положительного квадратичного по полю вклада для направлений  $\mathbf{H} \parallel [001]$  и  $\mathbf{H} \parallel [111]$ , определяющее величину эффекта анизотропии магнитосопротивления в  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ , в пределах экспериментальной погрешности сохраняется постоянным при понижении температуры в интервале 2–10 К и соответствует значениям, полученным нами для  $\text{LuB}_{12}$  (см. рис. 3с).

При обсуждении природы значительного роста амплитуды положительного магнитосопротивления вблизи  $\mathbf{H} \parallel [001]$ , вслед за авторами [11] можно предположить, что в направлении тока  $\mathbf{I} \parallel [110]$  для  $\mathbf{H} \parallel [001]$  в некомпенсированных металлах  $\text{RB}_{12}$  имеются открытые электронные траектории на поверхности Ферми этих соединений. Однако результаты измерений анизотропии магнитосопротивления в  $\text{LuB}_{12}$  при промежуточных температурах (см., например, на рис. 3б кривую для  $T_0 = 40$  К) приводят к выводу, что подобная форма кривой

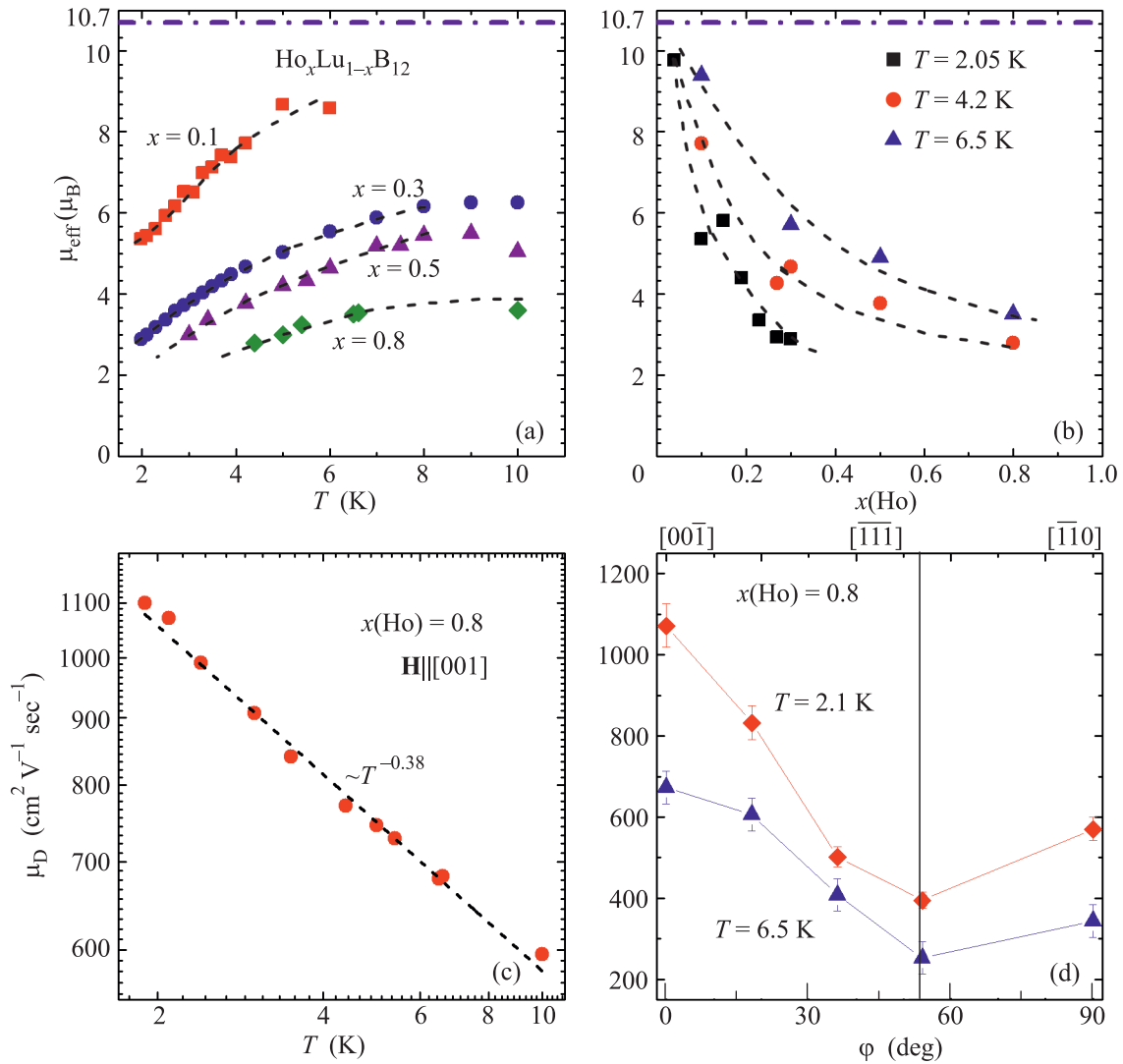


Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурные (а) и концентрационные (б) зависимости эффективного магнитного момента  $\mu_{\text{eff}}$  (см. текст) АF-кластеров  $\text{Ho}^{3+}$  в твердых растворах замещения  $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$  различных составов  $x$  (данные для  $x \leq 0.5$  взяты из [7]). Штрих-пунктирной прямой показано значение эффективного момента  $\mu_{\text{eff}} \approx 10.7 \mu_{\text{B}}$  иона  $\text{Ho}^{3+}$ . (с) – Температурная зависимость дрейфовой подвижности носителей заряда  $\mu_{\text{D}}(T)$  в  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  для направления магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel [001]$ . (д) – Анизотропия дрейфовой подвижности в  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  при температурах 2.1 К и 6.5 К

$\Delta\rho/\rho(\varphi, H = 80 \text{ кЭ})$  сохраняется в этом немагнитном додекабориде вплоть до температуры перехода в фазу каркасного стекла ( $T^* \sim 60 \text{ К}$  [12, 13]). В такой ситуации альтернативное объяснение значительного роста сопротивления в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel [001]$  может быть найдено в рамках предложенного в [14] сценария, основанного на развитии ян-теллеровской неустойчивости кластеров  $\text{B}_{12}$ , приводящей в додекаборидах к кооперативному динамическому эффекту Яна–Теллера и формированию динамических страйпов вдоль направления  $[001]$ . Однако для окончательного решения данного вопроса требуется проведение дополнительных исследований

особенностей зарядового транспорта и намагниченности в разупорядоченной фазе соединений  $\text{RB}_{12}$ .

5. На кристаллах модельного соединения  $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$  с большим отрицательным магнитосопротивлением, наблюдающимся вблизи магнитного фазового перехода, выполнено исследование зарядового транспорта. Показано, что доминирующий для направлений  $\mathbf{H} \parallel [110]$  и  $\mathbf{H} \parallel [111]$  отрицательный вклад оказывается изотропным и масштабируется в координатах  $\rho = f(\mu_{\text{eff}}^2 H^2 / T^2)$ , что соответствует рассеянию носителей на АF-кластерах ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (области ближнего АF-порядка) в парамагнитной



фазе додекаборида. Обнаружено, что анизотропия магнитосопротивления связана с положительным вкладом, который принимает максимальные значения вдоль  $\mathbf{H} \parallel [001]$  и может быть обусловлен рассеянием носителей заряда на филаментарной структуре (динамические страйпы), найденной ранее в  $\text{LuB}_{12}$ .

Работа выполнена в рамках проекта РФФ # 17-12-01426.

1. G. A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998).
2. S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, and L. H. Chen, *Science* **264**, 413 (1994).
3. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
4. G. Briceno, H. Chang, X. Sun, P. G. Shultz, and X. D. Xiang, *Science* **270**, 273 (1995).
5. K.-I. Kobayashi, T. Kimura, H. Sawada, K. Terakura, and Y. Tokura, *Nature (London)* **395**, 677 (1998).
6. S. Sullow, I. Prasad, S. Bogdanovich, M. C. Aronson, J. L. Sarrao, and Z. Fisk, *J. Appl. Phys.* **87**, 5591 (2000).
7. N. E. Sluchanko, A. L. Khoroshilov, M. A. Anisimov, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, N. A. Samarin, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filippov, A. V. Levchenko, G. Pristas, S. Gabani, and K. Flachbart, *Phys. Rev. B* **91**, 235104 (2015).
8. I. I. Lobanova, V. V. Glushkov, N. E. Sluchanko, and S. V. Demishev, *Scientific Reports* **6**, 22101 (2016).
9. H. Werheit, V. Filipov, K. Shirai, H. Dekura, N. Shitsevalova, U. Schwarz, and M. Armbruster, *J. Phys.: Condens. Matter* **23**, 065403 (2011).
10. A. L. Khoroshilov, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, V. V. Voronov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filippov, S. Gabani, K. Flachbart, and N. E. Sluchanko, *J. Low Temp. Phys.* **185**, 522 (2016).
11. M. Heinecke, K. Winzer, J. Noffke, H. Kranefeld, H. Grieb, K. Flachbart, and Yu. B. Paderno, *Z. Phys. B* **98**, 231 (1995).
12. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, I. I. Vlasov, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, K. Flachbart, S. Gabani, V. B. Filippov, N. Yu. Shitsevalova, and V. V. Moshchalkov, *JETP* **113**, 468 (2011).
13. Н. Б. Болотина, И. А. Берин, Н. Ю. Шицевалова, В. Б. Филиппов, Н. Е. Случанко, *Кристаллография* **61**, 208 (2016).
14. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. Filipov, and N. Shitsevalova, *cond-mat*, arXiv:1707.06516