Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 8, с. 533 – 538

Анизотропия эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$[1)]

А. Л. Хорошилов[+ 2)], *А. Н. Азаревич*[+], *А. В. Богач*[+], *В. В. Глушков*[+], *С. В. Демишев*[+∘], *В. Н. Краснорусский*[+], *К. М. Красиков*[+], *А. В. Кузнецов*[*], *Н. Ю. Шицевалова*[×], *В. Б. Филипов*[×], *Н. Е. Случанко*[+]

[+]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия*

[×]*Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, НАНУ, 03680 Киев, Украина*

[∘]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 февраля 2021 г.
После переработки 17 марта 2021 г.
Принята к публикации 18 марта 2021 г.

Выполнены детальные измерения эффекта Холла в парамагнитной фазе антиферромагнетика $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ в магнитных полях до 80 кЭ при температурах 1.9–300 К. Установлено, что при переходе в фазу каркасного стекла ($T < T^* \sim 60$ К) наряду с компонентой холловского сопротивления, отвечающей отрицательному эффекту Холла, возникает дополнительная положительная составляющая, амплитуда и угловая зависимость которой зависят от величины и направления внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей. Обнаруженная анизотропия эффекта Холла в $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ связывается с взаимодействием носителей заряда с динамическими зарядовыми страйпами.

DOI: 10.31857/S1234567821080073

1. Введение. Многочисленные детальные исследования манганитов с эффектом колоссального магнетосопротивления (КМС), высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в семействе купратов и ВТСП на основе железа (ферропниктидов и др.) обнаружили ряд особенностей, общих для данных соединений [1–4]. Среди них отмечаются многокомпонентные фазовые диаграммы, наличие конкурирующих взаимодействий различной природы и фазовое расслоение. По мнению [5–7], одним из определяющих условий для возникновения ВТСП и эффекта КМС является наличие различных типов пространственных неоднородностей, таких как электронное фазовое расслоение, структурная и зарядовая неустойчивости, формирование магнитных кластеров, зарядовых страйпов и др. Для изучения фундаментальной связи между пространственными неоднородностями и аномалиями зарядового транспорта удобными модельными объектами оказываются редкоземельные (РЗ) додекабориды, в которых в интервале температур ниже $T^* \sim 60$ К наблюдаются (i) переход типа порядок-беспорядок в состояние "каркасного стекла", характеризующееся случайными статическими смещениями ионов редких земель из центральных положений в кубооктаэдрах бора [8], (ii) динамические зарядовые страйпы вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ в гцк решетке [9–11] и (iii) сложные многокомпонентные магнитные фазовые диаграммы в антиферромагнитном (АФ) состоянии (см., например, [12, 13] и рис. S1 в дополнительном материале). В частности, в [14] было показано, что в парамагнитном состоянии антиферромагнетика $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ (температура Нееля $T_N \approx 5.7$ К) формирование динамических зарядовых страйпов, являющихся высокочастотными (~ 200 ГГц [11]) колебаниями электронной плотности, обусловливает резкое понижение симметрии и появление в АФ фазе магнитных фазовых диаграмм в форме мальтийского креста [12, 13]. Представляет интерес изучить влияние электронного фазового расслоения (страйпы) на поведение недиагональной, холловской компоненты тензора сопротивления в этом соединении. В настоящей работе впервые представлены результаты исследования особенностей эффекта Холла в парамагнитной фазе каркасного стекла $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$.

2. Методика эксперимента. В работе исследовались монодоменные кристаллы $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ высокого качества, выращенные в ИПМ НАН Украины

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)]e-mail: poligon-5l@yandex.ru

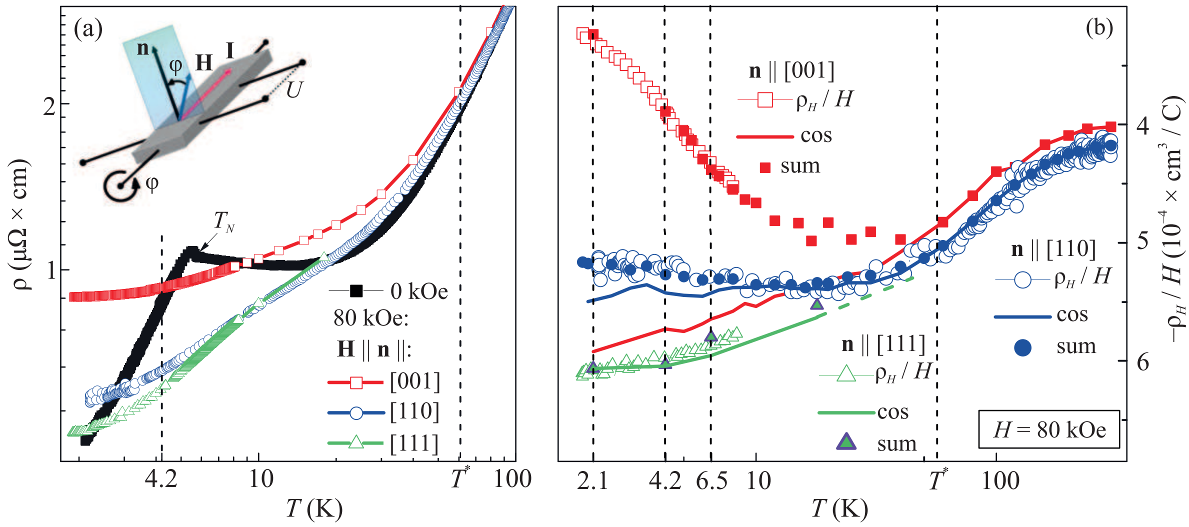

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Температурные зависимости удельного сопротивления для трех кристаллографических направлений магнитного поля в гцк структуре $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$. (b) – Температурные зависимости холловского сопротивления в поле 80 кЭ для монокристаллических образцов $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ с **n**||[001], **n**||[110] и **n**||[111], измеренные в традиционной схеме с двумя противоположными направлениями магнитного поля (см. текст)

методом бестигельной индукционной зонной плавки в инертной атмосфере аргона [15]. Исследования удельного сопротивления, поперечного магнетосопротивления и эффекта Холла проводились стандартным пятиконтактным методом на постоянном токе с коммутацией тока через образец (см. вставку на рис. 1a) на установке для гальваномагнитных измерений в ИОФ РАН. Используемая измерительная ячейка предусматривает возможность вращения монокристаллического образца относительно фиксированного направления измерительного тока **I**||[$\bar{1}$10], перпендикулярного внешнему магнитному полю **H**, с возможностью перестройки температуры в широком диапазоне 1.9–300 К. Измерения анизотропии эффекта Холла в магнитных полях до 80 кЭ проводились на четырех различных монокристаллических образцах с общим направлением тока **I** (и, соответственно, оси вращения этих кристаллов), различающихся направлением вектора нормали **n** к боковой поверхности. Образцы были ориентированы таким образом, чтобы вращение вектора **H** на угол $\varphi = (\mathbf{n}^{\mathbf{H}})$ в диапазоне $\varphi = 0{-}360°$ осуществлялось в одной и той же плоскости ($\bar{1}$10) (см. схему на вставке к рис. 1a), что позволило выполнить сравнение результатов угловых холловских измерений с измерениями в традиционной схеме при двух противоположных ориентациях магнитного поля (±**H**||**n**) для направлений **n**||[001], [110], [111] и [112].

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 1a представлены температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ в отсутствии магнитного поля и в поле 80 кЭ, направленном вдоль осей [001], [110] и [111] в гцк кристалле и полностью подавляющем АФ состояние (см. $H{-}T$ фазовые диаграммы на рис. S1 в дополнительном материале). Ранее в [12, 14] отмечалась значительная анизотропия поперечного магнетосопротивления в $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ с максимальными положительными значениями, которые наблюдаются для ориентации магнитного поля **H**||[001], перпендикулярного направлению динамических зарядовых страйпов. Как видно из рис. 1a, указанная анизотропия практически отсутствует при температурах выше 100 К и значительно усиливается с переходом в фазу каркасного стекла (переход порядок-беспорядок) при $T < T^*$ [8, 16]. На рисунке 1b (открытые символы) приведены температурные зависимости коэффициента Холла $R_H \equiv \rho_{xy}/H = \rho_H/H$, полученные в традиционной схеме измерений для двух противоположных направлений магнитного поля напряженностью 80 кЭ вдоль нормали **n** для каждой из ориентаций: ±**H**||**n**||[001], ±**H**||**n**||[110] и ±**H**||**n**||[111]. Из рисунка 1b видно, что анизотропия холловского сигнала, как и в случае магнетосопротивления (рис. 1a), заметно усиливается вблизи T^* и при низких температурах достигает очень больших значений ($\rho_H/H(\mathbf{n}\|[111])/\rho_H/H(\mathbf{n}\|[001]) \sim$ ~ 1.87 при $T = 2$ К и $H = 80$ кЭ), необычных для коэффициента Холла в парамагнитном состоянии гцк металла. Следует отметить также, что максимальные значения для магнетосопротивления и минимальные абсолютные значения для коэффициента Холла регистрируются для ориентации **H**||[001]

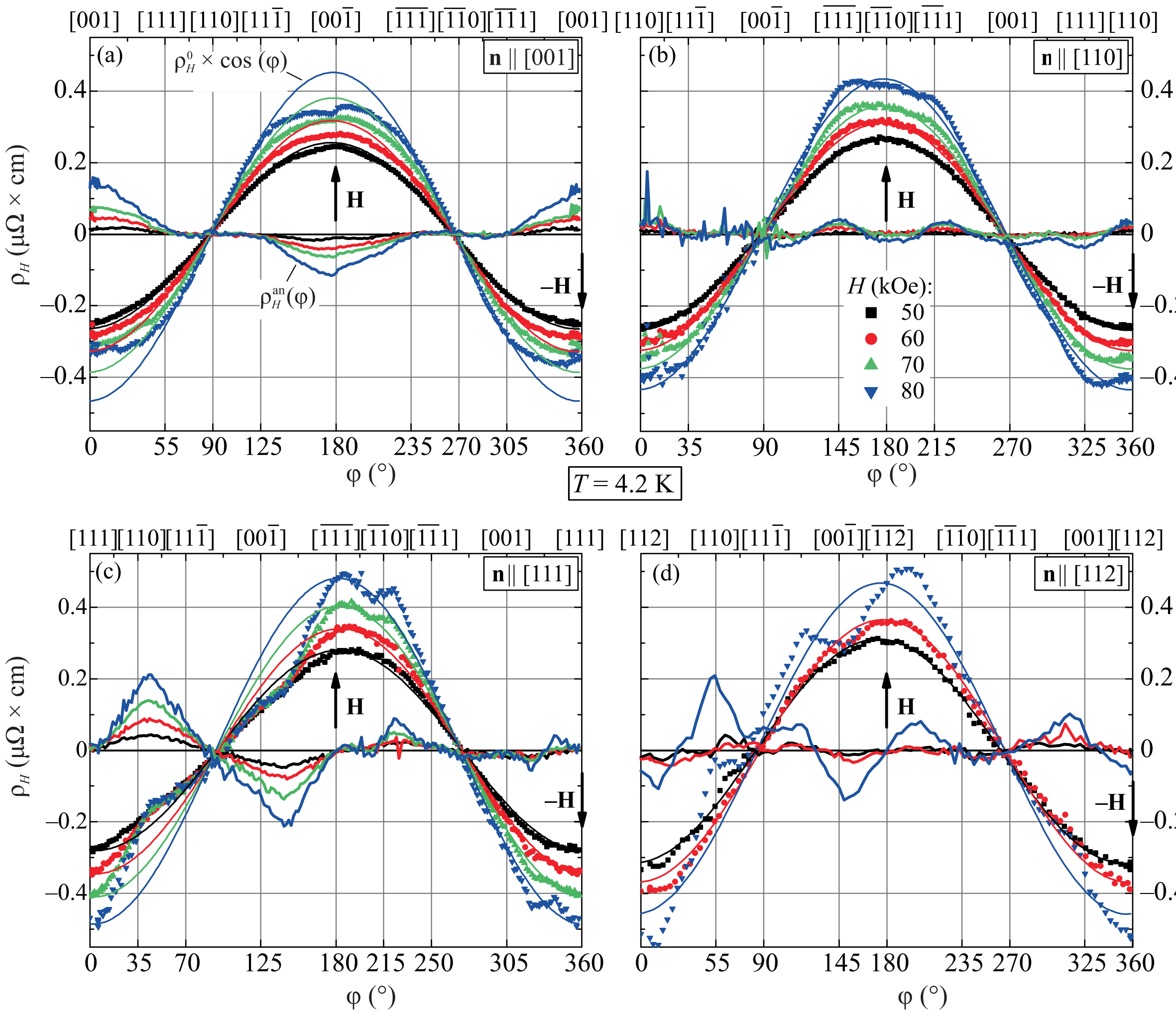

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a)–(d) – Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ (символы) и соответствующие им расчетные кривые $\rho_H^0 \cdot \cos(\varphi)$ (1) (тонкие линии) для направлений $\mathbf{n}\|[001]$, $\mathbf{n}\|[110]$, $\mathbf{n}\|[111]$ и $\mathbf{n}\|[112]$ при температуре 4.2 K в диапазоне магнитных полей, отвечающем парамагнитному состоянию. Толстыми линиями показан аномальный ангармонический вклад $\rho_H^{\mathrm{an}}(\varphi)$. Вертикальными стрелками показаны направления, соответствующие измерениям эффекта Холла в традиционной схеме с двумя противоположными ориентациями магнитного поля (см. текст)

и, напротив, минимальные значения для магнетосопротивления и максимальные абсолютные значения для R_H – при $\mathbf{H}\|[111]$ (рис. 1). Результаты угловых измерений магнетосопротивления в $\mathrm{Ho}_x\mathrm{Lu}_{1-x}\mathrm{B}_{12}$ и $\mathrm{Tm}_{1-x}\mathrm{Yb}_x\mathrm{B}_{12}$ [11–14, 17] позволили установить определяющий вклад динамических зарядовых страйпов в эффекты понижения симметрии и возникновения анизотропии зарядового транспорта в РЗ додекаборидах. В связи с этим для выяснения причин столь сильной анизотропии коэффициента Холла (рис. 1b) в настоящей работе проанализированы угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi, H_0, \mathbf{n})$ для четырех монокристаллических образцов $\mathrm{Ho}_{0.8}\mathrm{Lu}_{0.2}\mathrm{B}_{12}$, для которых при фиксированном направлении измерительного тока ($\mathbf{I}$ параллелен оси вращения образца $[\bar{1}10]$) вектор нормали $\mathbf{n}$ к поверхности ориентирован вдоль осей [001], [110], [111] и [112] соответственно (см. схему на вставке к рис. 1a).

На рисунке 2 (см. также рис. S2 в дополнительном материале) представлены примеры угловых зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$, измеренных в магнитных полях 50–80 кЭ, отвечающих парамагнитной фазе $\mathrm{Ho}_{0.8}\mathrm{Lu}_{0.2}\mathrm{B}_{12}$. Полученные данные аппроксимировались соотношением

$$\rho_H(\varphi) = \rho_H^{\mathrm{const}} + \rho_H^0 \cdot \cos(\varphi + \Delta\varphi) + \rho_H^{\mathrm{an}}(\varphi), \qquad (1)$$

где ρ_H^{const} – независящий от угла постоянный вклад,

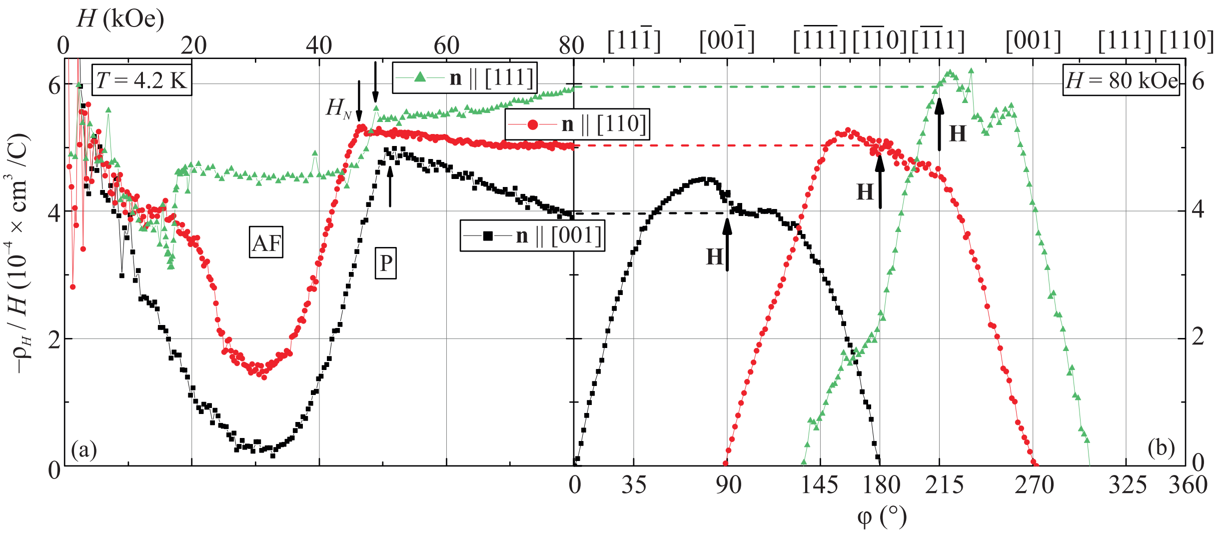

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Полевые зависимости приведенного холловского сопротивления $\rho_H/H = f(H, T = 4.2\,\text{K})$ для $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$, полученные в традиционной схеме с двумя противоположными направлениями магнитного поля (см. текст) для $\mathbf{H}\|[001]$, $\mathbf{H}\|[110]$ и $\mathbf{H}\|[111]$. (b) – Угловые кривые $\rho_H/H = f(\varphi, T = 4.2\,\text{K})$ для монокристаллов $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с $\mathbf{n}\|[001]$, $\mathbf{n}\|[110]$ и $\mathbf{n}\|[111]$ (см. текст) в магнитном поле $H = 80$ кЭ, отвечающем парамагнитному состоянию. Горизонтальные пунктирные линии показывают соответствие данных полевых зависимостей для $H = 80$ кЭ (a) и угловых измерений (b). Вертикальными стрелками показаны направления магнитного поля, соответствующие измерениям эффекта Холла в традиционной схеме

ρ_H^0 и $\Delta\varphi$ – амплитуда и фазовый сдвиг вклада в холловское сопротивление, характерного для изотропного эффекта Холла в РЗ додекаборидах [18], $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ – дополнительный анизотропный вклад в холловское сопротивление. Следует особо подчеркнуть, что представленные угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ были скорректированы с вычетом вклада анизотропного магнетосопротивления (см., например, [18]), возникающего за счет небольшого относительного смещения холловских контактов. Для всех исследованных образцов вклад магнетосопротивления не превышал 2 % от величины регистрируемого сигнала. На рисунке 2 (см. также рис. S2 в дополнительном материале) символами показаны экспериментальные кривые $\rho_H(\varphi)$, тонкими сплошными линиями приведены результаты аппроксимации косинусоидальной зависимостью (1) и толстыми сплошными линиями выделен дополнительный вклад в холловское сопротивление $\rho_H^{\text{an}}(\varphi) = \rho_H(\varphi) - (\rho_H^{\text{const}} + \rho_H^0 \cdot \cos(\varphi + \Delta\varphi)) \approx \rho_H(\varphi) - \rho_H^0 \cos(\varphi)$. Аппроксимация соотношением (1) экспериментальных кривых для $\mathbf{n}\|[001]$ и $\mathbf{n}\|[110]$ (рис. 2a и b соответственно) проводилась в широкой окрестности углов $\varphi_0 = 90°$ и $\varphi_0 = 270°$, где наблюдаются наименьшие отклонения от зависимости $\rho_H \sim \cos(\varphi)$, характерной для изотропного эффекта Холла в РЗ додекаборидах [18]. Напротив, для $\mathbf{n}\|[111]$ и $\mathbf{n}\|[112]$ в связи со значительным отклонением в сильных полях экспериментальных кривых от $\rho_H \sim \cos(\varphi)$ в окрестности [00-1] (125° на рис. 2c и d) при аппроксимации соотношением (1) использовался лишь интервал углов вблизи $\varphi_0 = 270°$. Отметим, что величины ρ_H^{const} и $\Delta\varphi$ ($< 5°$) в соотношении (1) соответствуют малым поправкам к зависимости $\cos(\varphi)$ и сравнимы с экспериментальной погрешностью в определении абсолютной величины холловского сигнала.

В диапазоне температур 40–300 K угловые кривые в пределах точности эксперимента описываются зависимостью $\rho_H^0 \cos(\varphi)$, поэтому дополнительный анизотропный (аномальный) вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ для всех направлений $\mathbf{n}$ отсутствует (см., например, кривые 60 K на рис. S2a–S2b в дополнительном материале). Полученный при $T < T^* \sim 60$ K в результате вычитания аномальный вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi) = \rho_H(\varphi) - \rho_H^0 \cos(\varphi)$ для нормали $\mathbf{n}\|[001]$ имеет вид широкого экстремума в окрестности $\mathbf{H}\|\langle 001\rangle$ (см., например, рис. 2a), тогда как для $\mathbf{n}\|[110]$ компонента $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ характеризуется несколькими экстремумами малой амплитуды. Необычную угловую зависимость имеют аномальные вклады $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ для нормалей $\mathbf{n}\|[111]$ и $\mathbf{n}\|[112]$, где в сильных полях в широкой окрестности направления [00-1] наблюдается особенность значительной амплитуды с несимметричной структурой, сдвинутая относительно положения максимума холловского сопротивления в область углов $\varphi \sim 145°$ (рис. 2c и d).

Сравнение амплитуды, отвечающей коэффициенту Холла отрицательного знака гармонической компоненты $\cos(\varphi)$ для разных направлений магнитного поля (на рис. 1b ее амплитуда показана линиями), приводит к заключению о небольшой анизотропии (относительное изменение амплитуды $< 11\,\%$), тогда как полученная из угловых измерений в сильных магнитных полях аномальная ангармоническая положительная составляющая $\rho_H^{\mathrm{an}}(\varphi)$ оказывается существенно анизотропной (относительное изменение амплитуды до 92 %, см. рис. 2). Подчеркнем, что для направлений поля вдоль нормалей **n** (показаны стрелками $\pm\mathbf{H}$ на рис. 2), которые отвечают традиционной схеме измерений эффекта Холла, отклонение экспериментальных угловых кривых $\rho_H(\varphi)$ от зависимости $\rho_H^0\cdot\cos(\varphi)$ оказывается наибольшим для ориентации $\mathbf{H}\|\mathbf{n}\langle 001\rangle$ (рис. 2a). В результате, аномальный вклад $\rho_H^{\mathrm{an}}(\varphi)$ принимает максимальные положительные значения (см. рис. 2a), что объясняет резкое уменьшение экспериментальных отрицательных значений параметра ρ_H/H, найденных в традиционной схеме для этой ориентации **H** (см. рис. 1b). Стоит отметить, что в малых полях $H < 40$ кЭ аномальная анизотропная компонента $\rho_H^{\mathrm{an}}(\varphi)$ в парамагнитной фазе практически не наблюдается (см., например, рис. S3 в дополнительном материале). Для наглядности на рис. 3 приведено сопоставление результатов измерений эффекта Холла при $T = 4.2$ K в традиционной схеме для двух направлений поля вдоль нормалей $\pm\mathbf{H}\|\mathbf{n}$ (рис. 3a) и угловых измерений $\rho_H(\varphi)$ в поле 80 кЭ (рис. 3b). Оставляя за рамками настоящей работы обсуждение аномального топологического эффекта Холла в АФ-фазе (интервал малых полей $H < H_N$ на рис. 3a, H_N-неелевское поле), отметим, что именно большая аномальная компонента ρ_H^{an}/H положительного знака, возникающая в парамагнитной фазе в поле $H \geq 50$ кЭ для направления $\mathbf{H}\|\mathbf{n}\|[001]$, обусловливает анизотропию эффекта Холла в $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$, обеспечивая значительные различия $R_H = \rho_H/H$ в сильных магнитных полях при гелиевых температурах (рис. 1). Сделанные выше качественные выводы подтверждаются представленными на рис. 4 результатами выполненного нами количественного анализа экспериментальных данных в рамках соотношения (1) для температур 2.1, 4.2 и 6.5 K. Видно, что амплитуда приведенного отрицательного нормального вклада ρ_H^0/H оказывается сопоставимой для всех ориентаций образца относительно внешнего магнитного поля (рис. 4a), тогда как положительная аномальная компонента ρ_H^{an}/H, появляющаяся в полях выше 40 кЭ, принимает максимальные значения для $\mathbf{n}\|[001]$ (рис. 4b).

Подчеркнем, что большой аномальный положи-

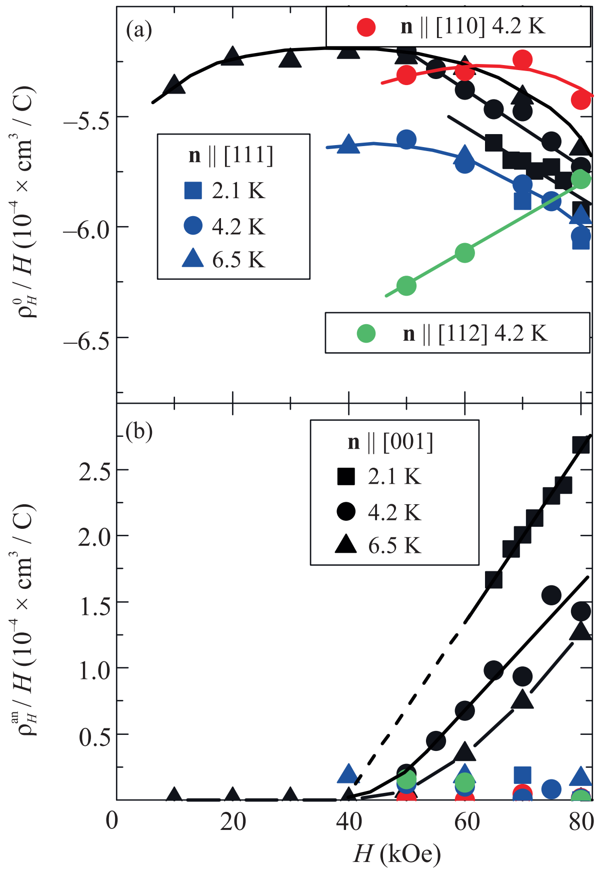

Рис. 4. (Цветной онлайн) Полевые зависимости (a) – амплитуды гармонического вклада $\rho_H^0/H \sim \cos(\varphi)$ и (b) – аномальной ангармонической компоненты ρ_H^{an}/H для кристаллов $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ с $\mathbf{n}\|[001]$, $\mathbf{n}\|[110]$, $\mathbf{n}\|[111]$ и $\mathbf{n}\|[112]$ при температурах 2.1, 4.2 и 6.5 K

тельный вклад ρ_H^{an}/H для всех исследованных образцов с $\mathbf{n}\|[001]$, $\mathbf{n}\|[111]$ и $\mathbf{n}\|[112]$ наблюдается в сильных полях в широкой окрестности [00-1] (см., соответственно, панели (a), (b) и (d) на рис. 2). Это направление **H** перпендикулярно динамическим зарядовым страйпам, ориентированным вдоль $\langle 110\rangle$ [9, 16] (см. также рис. S4 в дополнительном материале). Кроме того, заметные отклонения амплитуды нормального вклада ρ_H^0/H от экспериментальных зависимостей приведенного холловского сопротивления ρ_H/H проявляются вблизи температуры перехода порядок-беспорядок при $T^* \sim 60$ K и существенно возрастают с понижением температуры (рис. 1b). Поскольку, согласно [9, 16, 19] ниже T^* в фазе каркасного стекла в RB_{12} формируется бесконечный кластер в филаментарной структуре страйпов, значительное усиление аномальной компоненты ρ_H^{an}/H и резкое понижение симметрии, обусловливающее анизотропию рассеяния носителей заряда в этих соединениях с электронным фазовым расслоением, по нашему мнению, следует связать с эффектом взаимодействия внешнего магнитного поля с динамическими зарядовыми страйпами. При этом формальное нарушение принципа Онзагера, постулирующего нечетную зависимость холловского напряжения от магнитного поля, для аномальной компоненты $\rho_H^{\rm an}/H$, измеренной в образцах с направлениями $\mathbf{n}\|[111]$ и $\mathbf{n}\|[112]$, может быть связано как с вкладом недиагональной компоненты симметричной части тензора сопротивления [20], так и с поперечным четным эффектом [21, 22], инициированным понижением локальной симметрии электронной плотности.

4. Заключение. В результате выполненных измерений и сравнительного анализа эффекта Холла в парамагнитном состоянии соединения $\mathrm{Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}}$ установлено, что в разупорядоченной фазе каркасного стекла ($T < T^* \sim 60\,\mathrm{K}$) угловая зависимость холловского сопротивления описывается суммой отрицательного, характерного для изотропного эффекта Холла в РЗ додекаборидах, и положительного анизотропного (аномального) вкладов. В сильных магнитных полях (выше 40 кЭ) при гелиевых температурах значительный рост аномальной компоненты приводит к сильной анизотропии эффекта Холла. Предложено объяснение в терминах взаимодействия внешнего магнитного поля с высокочастотными колебаниями электронной плотности в динамических зарядовых страйпах.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (# 18-02-01152).

1. A. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, Science **283**(5410), 2034 (1999).
2. K. H. Ahn, T. Lookman, and A. R. Bishop, Nature **428**(6981), 401 (2004).
3. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, Phys. Rep. **344**(1–3), 1 (2001).
4. E. Dagotto, Science **309**(5732), 257 (2005).
5. M. Uehara, S. Mori, C. H. Chen, and S.-W. Cheong, Nature **399**(6736), 560 (1999).
6. E. Dagotto, *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance*, Springer, Berlin, Heidelberg (2002), p. 463.
7. D. Akahoshi, M. Uchida, Y. Tomioka, T. Arima, Y. Matsui, and Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. **90**(17), 177203 (2003).
8. 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. Gabáni, V. B. Filippov, N. Yu. Shitsevalova, and V. V. Moshchalkov, JETP **113**(3), 468 (2011).
9. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. N. Krasnorussky, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, J. Phys.: Condens. Matter **30**, 265402 (2018).
10. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. V. Glushkov, A. N. Azarevich, V. N. Krasnorussky, S. Gabani, N. Yu. Shitsevalova, A. V. Dukhnenko, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, J. Phys. Chem. Solids **129**, 434 (2019).
11. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, N. B. Bolotina, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. B. Filipov, N. Yu. Shitsevalova, G. A. Komandin, A. V. Muratov, Yu. A. Aleshchenko, E. S. Zhukova, and B. P. Gorshunov, J. Phys. Condens. Matter **31**(6), 065604 (2019).
12. A. L. Khoroshilov, V. N. Krasnorussky, K. M. Krasikov, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, N. A. Samarin, V. V. Voronov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, S. Gabáni, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, S. Yu. Gavrilkin, and N. E. Sluchanko, Phys. Rev. B **99**, 174430 (2019).
13. K. Krasikov, V. Glushkov, S. Demishev, A. Khoroshilov, A. Bogach, V. Voronov, N. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, and N. Sluchanko, Phys. Rev. B **102**, 214435 (2020).
14. Н. Е. Случанко, А. Л. Хорошилов, А. В. Богач, В. В. Воронов, В. В. Глушков, С. В. Демишев, В. Н. Краснорусский, К. М. Красиков, Н. Ю. Шицевалова, В. Б. Филиппов, Письма в ЖЭТФ **107**(1), 35 (2018).
15. H. Werheit, V. Filipov, K. Shirai, H. Dekura, N. Shitsevalova, U. Schwarz, and M. Armbruster, J. Phys.: Condens. Matter. **23**, 065403 (2011).
16. N. E. Sluchanko, *Magnetism, quantum criticality, and metal-insulator transitions in RB*$_{12}$, in *Rare-Earth Borides*, ed. by D. S. Inosov, Jenny Stanford Publishing, Singapore (2021), ch. 4.
17. К. М. Красиков, А. Н. Азаревич, В. В. Глушков, С. В. Демишев, А. Л. Хорошилов, А. В. Богач, Н. Ю. Шицевалова, В. Б. Филиппов, Н. Е. Случанко, Письма в ЖЭТФ **112**(7), 451 (2020).
18. N. Sluchanko, A. Azarevich, A. Bogach, S. Demishev, K. Krasikov, V. Voronov, V. Filipov, N. Shitsevalova, and V. Glushkov, Phys. Rev. B **103**, 035117 (2021).
19. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. B. Filipov, and N. Shitsevalova, Phys. Rev. B **97**, 035150 (2018).
20. C. M. Hurd, Adv. Phys. **23**, 315 (1974).
21. В. В. Глушков, *Докторская диссертация*, М. (2012), 374 с.
22. N. Sluchanko, A. Azarevich, A. Bogach, V. Glushkov, S. Demishev, M. A. Anisimov, A. V. Levchenko, A. Dukhnenko, V. B. Filipov, and N. Yu. Shitsevalova, ЖЭТФ **142**, 574 (2012).