

Эффект Холла в антиферромагнитном состоянии $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$

А. Л. Хорошилов⁺¹⁾, А. В. Богач⁺, С. В. Демишев⁺, К. М. Красиков⁺, С. Е. Половец^{*}, Н. Ю. Шицевалова^{*},
В. Б. Филипов^{*}, Н. Е. Случанко⁺

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

^{*}Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, НАНУ, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 2 декабря 2021 г.

После переработки 13 декабря 2021 г.

Принята к публикации 13 декабря 2021 г.

Выполнены детальные измерения эффекта Холла в антиферромагнетике $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$ (температура Нееля $T_N = 5.75$ К) в магнитных полях до 80 кЭ при температурах 1.9–6.6 К при ориентации магнитного поля в плоскости (110). В рамках предложенной процедуры разделения вкладов установлено, что в антиферромагнитном (AF) состоянии $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$ в полях 30–50 кЭ доминирующим является анизотропный положительный вклад, который обуславливает двойную инверсию знака холловского сопротивления. Найдено резкое уменьшение амплитуды отрицательного изотропного вклада при переходе в AF-фазу. Обсуждается природа обнаруженных аномалий в AF-металле с динамическими зарядовыми страйпами и спин-волновой компонентой магнитной структуры.

DOI: 10.31857/S123456782203003X

1. Введение. Динамические зарядовые страйпы в металлах RB_{12} с сильными электронными корреляциями обуславливают возникновение аномалий термодинамических и транспортных характеристик [1, 2]. Недавно было показано, что в условиях структурной (кооперативный эффект Яна–Теллера [3–7]) и электронной (динамические страйпы в направлении $\langle 110 \rangle$ [2–7]) неустойчивостей в гцк решетке редкоземельных додекаборидов RB_{12} (R – Ho, Er, Tm, Yb и Lu) эффект Холла в немагнитном металле LuB_{12} [8] и в парамагнитной фазе антиферромагнетиков $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ [9–10] становится мультикомпонентным. При этом в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$, наряду с практически изотропной нормальной отрицательной компонентой с коэффициентом Холла $R_H(T)$ наблюдается аномальный эффект Холла (АНЕ), определяющий анизотропию холловского сопротивления в диамагнитном (LuB_{12} [8]) и парамагнитном ($\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ [9–10]) состояниях. Поскольку динамические зарядовые страйпы в RB_{12} являются высокочастотными (~ 240 ГГц, см. [4]) колебаниями электронной плотности, они подавляют косвенное обменное взаимодействие через электроны проводимости (механизм Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды) между ближайшими магнитными редкоземельными (РЗ) ионами в направлении $\langle 110 \rangle$, приводя к возникновению сложных многокомпонентных магнитных фазовых диаграмм в антиферромагнетиках RB_{12}

[2, 11–15]. В частности, в AF-состоянии $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$ для трех различных направлений внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [001]$, $\mathbf{H} \parallel [110]$ и $\mathbf{H} \parallel [111]$ по данным [11] на $H-T$ диаграммах наблюдается множество различных магнитоупорядоченных фаз (см. I–IX на рис. 1), тогда как при отклонении вектора \mathbf{H} от направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ на $H-\varphi$ диаграмме в плоскости (110) в области $H \leq H_N$ (H_N – неелевское поле) регистрируется фаза X (см. круговые магнитные фазовые диаграммы в [11]).

Учитывая, что радиальные и угловые фазовые границы на рис. 1 и круговых диаграммах в [11] отвечают резким изменениям магнетосопротивления, появлению особенностей теплоемкости и магнитной восприимчивости в AF-состоянии $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$, следует ожидать также связанных с этими фазовыми переходами аномалий в эффекте Холла. Кроме того, ожидается, что возникновение сложной AF-структуры, состоящей из $4f$ - (локализованные магнитные моменты) и $5d$ - (волна спиновой плотности (ВСП)) компонент [11] должно в значительной степени модифицировать нормальный и АНЕ вклады в холловское сопротивление. В связи с этим представляет интерес исследовать особенности эффекта Холла в антиферромагнетике $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$ с динамическими зарядовыми страйпами. С этой целью в настоящей работе впервые выполнены измерения с разделением вкладов в эффект Холла в AF-состоянии $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{V}_{12}$ с магнитной фазовой диаграммой в форме мальтийского креста [11].

¹⁾e-mail: poligon-5l@yandex.ru

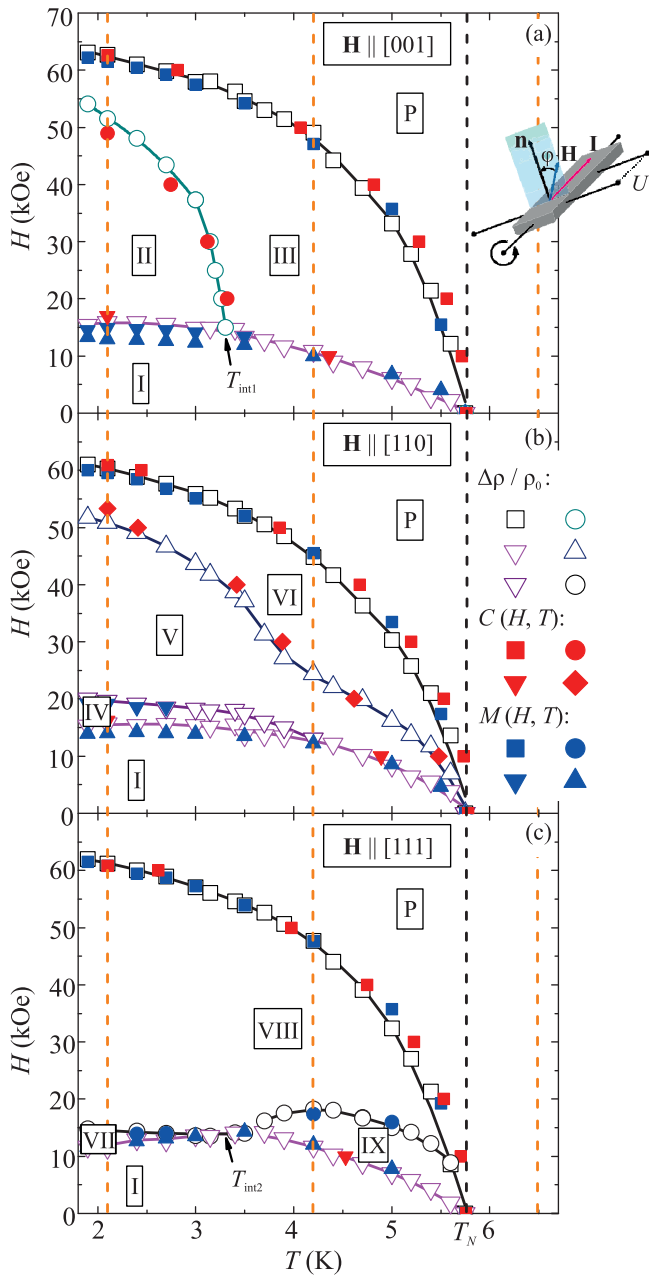


Рис. 1. (Цветной онлайн) Магнитные фазовые H – T диаграммы $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ для направлений нормали (a) – $\mathbf{n} \parallel [001]$, (b) – $\mathbf{n} \parallel [110]$ и (c) – $\mathbf{n} \parallel [111]$, полученные из данных магнетосопротивления, теплоемкости и намагниченности [11]. Вертикальными пунктирными прямыми отмечена T_N и температуры, при которых регистрировались угловые кривые холловского сопротивления. Римскими цифрами обозначены магнитоупорядоченные фазы, P – парамагнитная фаза

2. Методика эксперимента. В работе исследовались монокристаллические образцы $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ высокого качества, выращенные в ИПМ НАН Украины методом бестигельной индукци-

онной зонной плавки в инертной атмосфере аргона [16]. Измерения поперечного магнетосопротивления и эффекта Холла во внешнем магнитном поле величиной $H \leq 80$ кЭ в интервале температур 1.9–300 К проводились на образцах с направлением нормали к поверхности $\mathbf{n} \parallel [001]$ стандартным пятиконтактным методом на постоянном токе с коммутацией. Используемая измерительная ячейка обеспечивала пошаговое вращение монокристаллического образца на угол $\varphi = \angle \mathbf{n}, \mathbf{H}$ в плоскости $(\bar{1}10)$, перпендикулярной направлению измерительного тока $\mathbf{I} \parallel [\bar{1}10]$, см. схему на вставке к рис. 1.

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 2 представлено сравнение полевых зависимостей маг-

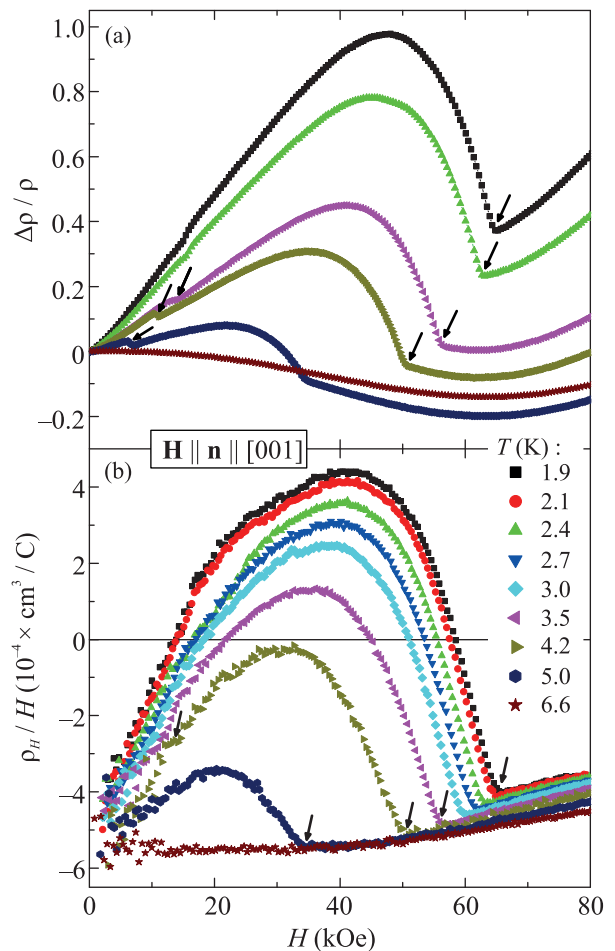


Рис. 2. (Цветной онлайн) Полевые зависимости (a) – магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ и (b) – приведенного холловского сопротивления ρ_H/H в диапазоне 1.9–6.6 К для $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с нормалью $\mathbf{n} \parallel [001]$ к поверхности образца. Данные ρ_H/H получены в традиционной схеме измерений с двумя противоположными направлениями магнитного поля $\pm\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ (см. текст). Стрелками у кривых отмечены ориентационные фазовые переходы и переход АФ-Р при H_N

нетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ (панель а) и приведенного холловского сопротивления $R_H \equiv \rho_{xy}/H = \rho_H/H$ (панель б) для магнитного поля, сонаправленного нормали $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [001]$ (традиционная схема измерений эффекта Холла с двумя противоположными ориентациями $\pm \mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$, стрелками у кривых обозначены фазовые переходы). Видно, что на всех кривых $\Delta\rho/\rho(H)$ (рис. 2а) и $\rho_H/H(H)$ (рис. 2б) в АФ-состоянии ($H < H_N$) наблюдается широкий максимум, отвечающий дополнительной положительной компоненте в эффекте Холла и магнетосопротивлении, тогда как в малых полях регистрируются ориентационные фазовые переходы. Отметим, что при низких температурах добавочный положительный вклад в полях 15–55 кЭ превосходит отрицательную компоненту, приводя к двойной инверсии в магнитном поле знака холловского сопротивления (см. рис. 2б). При переходе в парамагнитное состояние (см., например, $T = 6.6$ К на рис. 2б) амплитуда изменений $\rho_H/H(H)$ резко падает, однако в сильных полях наблюдается небольшое уменьшение отрицательных значений ρ_H/H с понижением температуры.

На рисунках 3а, б и 4а, б представлены примеры угловых зависимостей $\rho_H(\varphi)$ в поле до 80 кЭ для нормали $\mathbf{n} \parallel [001]$ при температурах 2.1 и 4.2 К, соответственно (панели а и б на рис. 3, 4 отвечают парамагнитному и АФ-состояниям). Измеренные угловые кривые $\rho_H(\varphi)$ скорректированы вычитанием малого (менее 2%) вклада магнетосопротивления, обусловленного не эквипотенциальным расположением холловских контактов к образцу (см., например, [8]). Поскольку угловые зависимости магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho(\varphi, H_0)$ при фиксированных H_0 использовались в [11] для построения круговых сечений магнитной фазовой $H-\varphi$ диаграммы (см. рис. 3с и 4с), представляет интерес сравнить положение особенностей холловского сопротивления $\rho_H(\varphi, H_0)$ с фазовыми границами. При этом в малых полях $H < 10$ кЭ, отвечающих фазе I на рис. 3с и 4с, кривые с хорошей точностью описываются косинусоидальной зависимостью вида $\rho_H(\varphi) = \rho_H^0 \cos(\varphi)$ (см., например, кривую для $H_0 = 10$ кЭ на рис. 4б), которая наблюдалась ранее [10] в интервале $H < 40$ кЭ в парамагнитной фазе $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$. В [10] было показано, что с ростом поля в парамагнитном состоянии угловая зависимость холловского сопротивления в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ становится значительно сложнее и может быть представлена суммой двух вкладов

$$\rho_H(\varphi) = \rho_H^0 \cos(\varphi) + \rho_H^{\text{ан}}(\varphi), \quad (1)$$

включающих отрицательную изотропную компоненту, пропорциональную $\cos(\varphi)$, и положительную ани-

зотропную составляющую со сложной ангармонической зависимостью от угла (см. также рис. 3а и 4а). В АФ-фазе с ростом H в интервале 10–60 кЭ на кривых $\rho_H(\varphi)$ возникают резкие особенности (рис. 3б и 4б) в интервалах углов, отвечающих фазам II–III (сектор в окрестности $[001]$ на рис. 3с, 4с) и фазам IV–V–VI (окрестность $[110]$ на рис. 3с, 4с). Характер особенностей в фазах II–III позволяет предположить общий генезис с холловскими аномалиями, наблюдающимися в парамагнитной фазе в окрестности $[001]$ (см. рис. 3а и 4а), однако их структура оказывается гораздо более сложной. Сингулярности $\rho_H(\varphi)$ в фазах V–VI имеют меньшую амплитуду и наблюдаются в окрестности направления $[110]$, отвечающего нулевым значениям компоненты $\rho_H^0 \cos(\varphi)$ (см. рис. 3б, 4б). Как видно из рис. 3б, 4б, в фазе VIII (сектор в окрестности $[111]$ на рис. 3с и 4с) холловские кривые с хорошей точностью описываются гармонической зависимостью $\rho_H^0 \cos(\varphi)$, что позволяет в рамках (1) провести разделение изотропного и анизотропного вкладов в эффект Холла. На рисунках 3д и 4д для температур 2.1 и 4.2 К соответственно, представлен анизотропный ангармонический вклад $\rho_H^{\text{ан}}(\varphi)$, который приведен в узком диапазоне $90-270^\circ$ с привязкой к различным магнитоупорядоченным фазам на $H-\varphi$ диаграммах (обозначены римскими цифрами на рис. 3с и 4с). Следует подчеркнуть, что кроме резких особенностей $\rho_H^{\text{ан}}(\varphi)$, отвечающих фазовым границам, найденным ранее при измерениях магнетосопротивления [11], в фазах III и VI наблюдаются дополнительные аномалии, положение которых соответствует (i) направлению поля вдоль $(\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle)$ и (ii) поперек $(\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle)$ динамических страйпов, а также (iii) сингулярностям вблизи углов $\langle 001 \rangle \pm 15^\circ$ (см. рис. 3д и 4д). Одним из возможных объяснений столь резких изменений на $\rho_H^{\text{ан}}(\varphi)$ при $\langle 001 \rangle \pm 15^\circ$ могут быть дополнительные фазовые границы на $H-\varphi$ диаграмме, присутствие которых прослеживается при внимательном рассмотрении также и на угловых кривых магнетосопротивления [11]. Отметим, что, используя подход, развитый для LuB_{12} [8], на рис. 3д и 4д в непосредственной близости $\langle 001 \rangle$ можно выделить две компоненты, отвечающие резким (Δ_{step}) и медленным (Δ_{smooth}) изменениям на зависимостях $\rho_H^{\text{ан}}(\varphi)$ (см. обозначения на рис. 3д и 4д). Сумма указанных составляющих $\rho_H^{\text{ан}}(0) = \Delta_{\text{step}} + \Delta_{\text{smooth}}$ определяет амплитуду аномального анизотропного АНЕ вклада как на угловых кривых для $\varphi = 0$ ($\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$ на рис. 3д и 4д), так и на полевых зависимостях, измеряемых в традиционной схеме эксперимента в поле, сонаправленном нормали $(\pm \mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [001])$, см. рис. 2б). Анализ

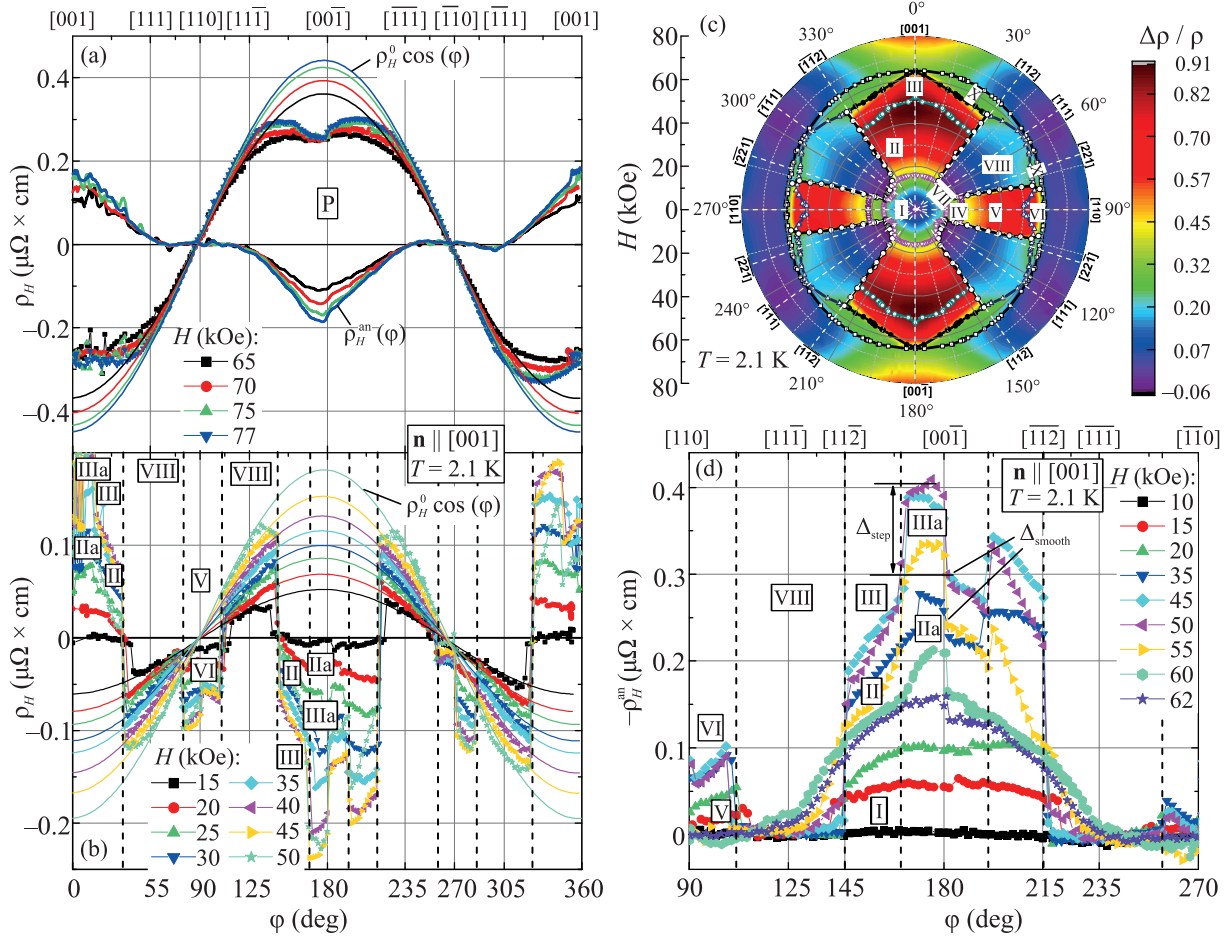


Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ (символы) и аппроксимирующие их кривые $\rho_H^0 \cdot \cos(\varphi)$ (тонкие линии) при температуре 2.1 К для направления нормали $\mathbf{n} \parallel [001]$ в (a) – парамагнитном и (b) – антиферромагнитном состоянии. Анизотропный вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ в P-фазе показан толстыми линиями на панели (a), вклад $-\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ в AF-фазе приведен на панели (d) в области наиболее сильных изменений. Вертикальными пунктирными линиями на панелях (b) и (d) показаны фазовые границы, соответствующие фазы обозначены на круговой магнитной фазовой $H-\varphi$ диаграмме [11], представленной на панели (c). На панели (d) показано также разделение $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ на вклады Δ_{step} и Δ_{smooth} (см. текст)

в рамках соотношения (1) позволяет оценить приведенные амплитуды вкладов в эффект Холла для нормали $\mathbf{n} \parallel [001]$ в AF-состоянии ($T = 2.1$ и 4.2 К на рис. 5) и в парамагнитной фазе ($T = 6.5$ К). Крупными символами на рис. 5b показаны амплитуды $\rho_H^{\text{an}}(\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle) = \Delta_{\text{step}} + \Delta_{\text{smooth}}$, мелкими для сравнения компонента $\Delta_{\text{smooth}}(\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle)$. На рисунке 5a справа представлено соответствие коэффициента Холла $R_H(H) = \rho_H^0/H(H)$ приведенной концентрации носителей заряда $n/n_R \approx (e \cdot \rho_H^0/H \cdot n_R)^{-1}$, где $n_R = 0.95 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ – концентрация редкоземельных ионов, e – заряд электрона. Видно, что при переходе в AF-состояние наблюдается заметное (почти в 2 раза, рис. 5a) подавление амплитуды изотропного отрицательного вклада ρ_H^0/H , которое сопровождается возникновением и усилением в поле ани-

зотропного положительного вклада ρ_H^{an}/H (рис. 5b). В свою очередь, найденная из угловых измерений максимальная амплитуда АНЕ вклада ρ_H^{an}/H более, чем в 2 раза превышает по абсолютной величине компоненту ρ_H^0/H (см. рис. 3b, d, 5). В результате именно возникновение положительного анизотропного АНЕ в AF-состоянии является фактором, определяющим двойную инверсию знака коэффициента Холла в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ (см. рис. 2b).

Формирование динамических зарядовых страйпов в парамагнитной фазе соединений $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ рассматривается в качестве основной причины появления анизотропной положительной компоненты как в магнетосопротивлении [2, 11–12, 17], так и в эффекте Холла [10]. В этой связи, обнаруженный в работе резкий рост вклада ρ_H^{an}/H в AF-состоянии,

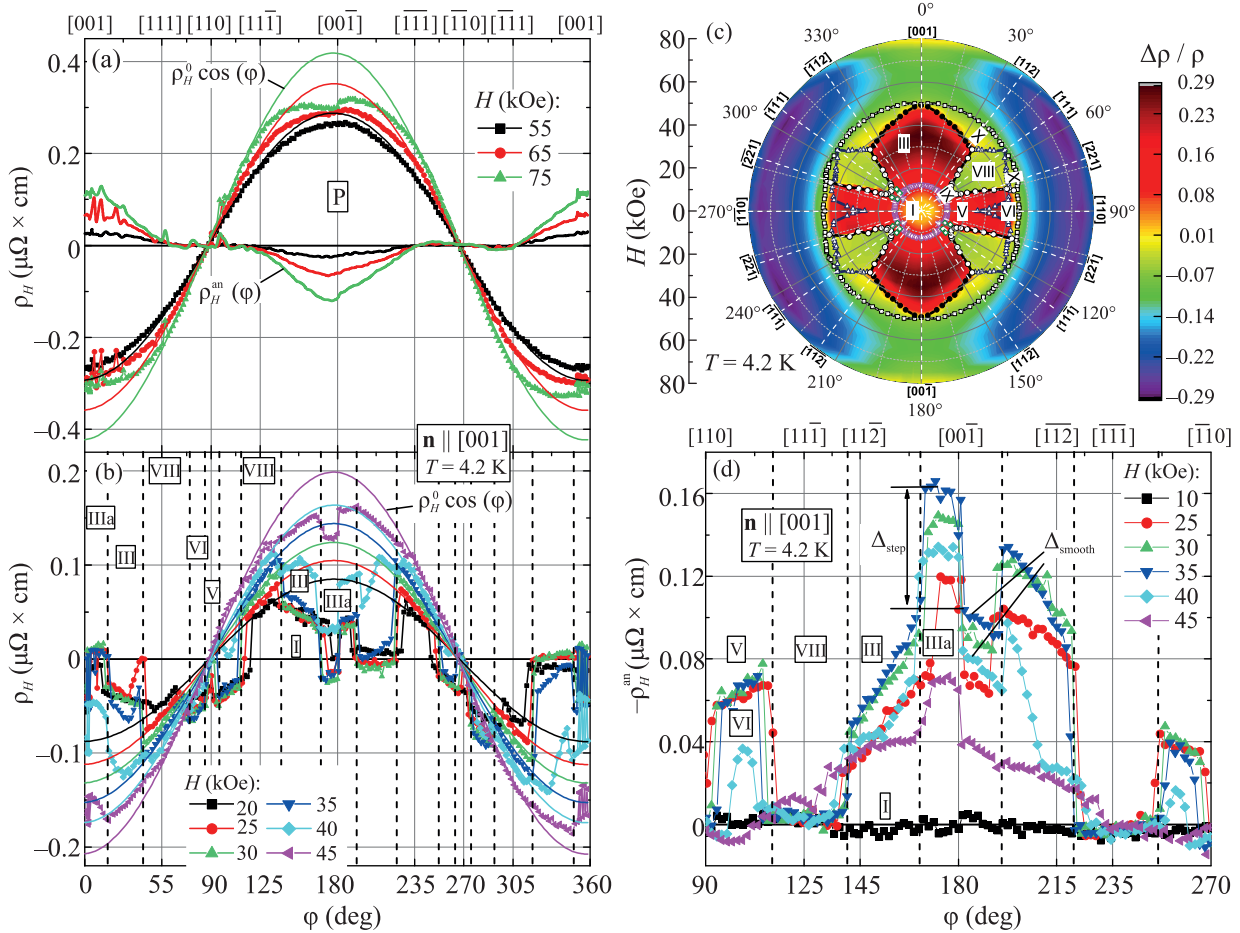


Рис. 4. (Цветной онлайн) Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ (символы) и аппроксимирующие их кривые $\rho_H^0 \cdot \cos(\varphi)$ (тонкие линии) при температуре 4.2 К для направления нормали $\mathbf{n} \parallel [001]$ в (a) – парамагнитном и (b) – антиферромагнитном состоянии. Анизотропный вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ в Р-фазе показан толстыми линиями на панели (a), вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ в АФ-фазе приведен на панели (d) в области наиболее сильных изменений. Вертикальными пунктирными линиями на панелях (b) и (d) показаны фазовые границы, соответствующие фазы обозначены на круговой магнитной фазовой $H-\varphi$ диаграмме [11], представленной на панели (c). На панели (d) показано также разделение $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ на вклады Δ_{step} и Δ_{smooth} (см. текст)

на наш взгляд, также следует связать с доминирующим влиянием страйпов на зарядовый транспорт в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Ранее [11] было показано, что в $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ в АФ-фазе формируется спин-волновая компонента магнитной структуры (спиновая поляризация $5d$ -состояний электронов проводимости), амплитуда которой немонотонно зависит от напряженности внешнего магнитного поля (см. также [18, 19]). Можно предположить, что немонотонное поведение $\rho_H^0/H(H)$ в этом одноэлектронном металле связано с переходом в ВСП состояние значительной части носителей заряда, причем эффект усиления ВСП в поле достигает максимальных значений вблизи 30–50 кЭ (рис. 5а). По-видимому, синхронные изменения происходят и в филаментарной структуре флуктуирующих зарядов, стабилизирующейся в поперечном

страйпам магнитном поле, приводя к усилению АНЕ (рис. 5b). Вблизи H_N подавление в поле областей $5d$ -спиновой поляризации в ВСП [11, 20–21] и связанное с этим усиление нацентровых спиновых флуктуаций обуславливают усиление рассеяния и, как следствие, резкое изменение обеих компонент в эффекте Холла.

4. Заключение. Выполнены полевые, угловые и температурные измерения холловского сопротивления монокристаллических образцов $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с динамическими зарядовыми страйпами, проведен анализ с разделением вкладов в антиферромагнитном состоянии при $T = 1.9\text{--}6.6$ К в магнитном поле до 80 кЭ для нормали $\mathbf{n} \parallel [001]$. Установлено, что эффект Холла в АФ-фазах описывается суммой отрицательной изотропной нормальной и положительной анизотропной АНЕ компонент, причем АНЕ до-

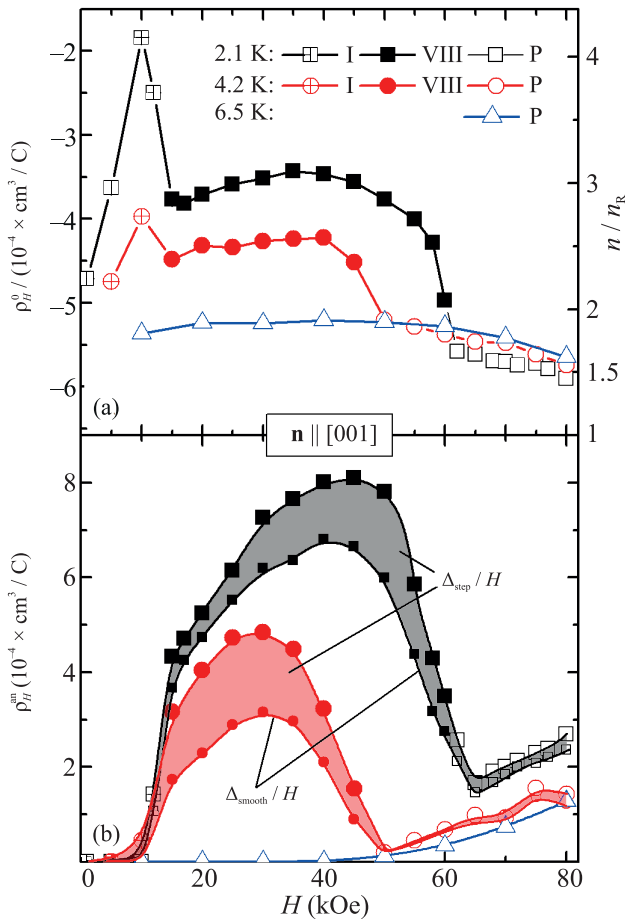


Рис. 5. (Цветной онлайн) Полевые зависимости приведенной амплитуды (а) – изотропного ρ_H^0/H и (б) – анизотропного ρ_H^{an}/H вкладов (см. соотношение (1)) для $\text{Ho}_{0.8}\text{Lu}_{0.2}\text{B}_{12}$ с нормалью $\mathbf{n} \parallel [001]$ при температурах 2.1, 4.2 и 6.5 К. На панели (б) крупные символы отвечают АНЕ ρ_H^{an}/H , мелкие символы – компоненте Δ_{smooth} , цветной штриховкой показан вклад $\Delta_{\text{step}}/H = \rho_H^{\text{an}}/H - \Delta_{\text{smooth}}/H$ (см. текст и обозначения на рис. 3d и 4d)

минирует в полях 30–50 кЭ, обуславливая двойную инверсию знака коэффициента Холла. Представлены аргументы в пользу взаимодействия с внешним магнитным полем волны спиновой плотности и зарядовых страйпов, что в конечном итоге приводит к АНЕ и значительной перенормировке изотропного вклада в эффект Холла.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (# 22-22-00243).

Авторы признательны В.В. Глушкову за многочисленные полезные дискуссии.

1. S. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, and T. Mori, *J. Alloys Compd.* **821**, 153201 (2020).

2. 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, p. 331; cond-mat arXiv: 2004.06371.
3. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, and V. S. Mironov, *Crystal structures of dodecaborides: complexity in simplicity*, in *Rare-Earth Borides*, ed. by D. S. Inosov, Jenny Stanford Publishing, Singapore (2021), ch. 3, p. 293; cond-mat arXiv: 2010.16239.
4. 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).
5. 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).
6. 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).
7. 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).
8. 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).
9. V. Krasnorussky, A. Bogach, N. Sluchanko, S. Demishev, N. Shitsevalova, V. Filipov, G. Pristas, S. Gabani, K. Flachbart, and V. Glushkov, *Acta Phys. Pol. A* **137**, 767 (2020).
10. A. L. Khoroshilov, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, V. L. Glushkov, S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, K. M. Krasikov, A. V. Kuznetsov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *JETP Lett.* **113**, 526 (2021).
11. 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. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, S. Yu. Gavrilkin, and N. E. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **99**, 174430 (2019).
12. 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).
13. A. Azarevich, A. Bogach, S. Demishev, V. Glushkov, N. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabani, G. Pristas, K. Flachbart, S. Gavrilkin, and N. Sluchanko, *Acta Phys. Polon. A* **137**, 788 (2020).

14. A. Azarevich, V. Glushkov, S. Demishev, A. Bogach, V. Voronov, S. Gavrilkin, N. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabáni, J. Kačmarčík, K. Flachbart, and N. Sluchanko, *J. Phys.: Condens. Matter.* **34**, 065602 (2022); DOI: 10.1088/1361-648X/ac3536.
15. K. M. Krasikov, A. V. Bogach, S. V. Demishev, V. V. Voronov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *J. Magn. Magn. Mater.* **545**, 168796 (2022); <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.168796>.
16. H. Werheit, V. Filipov, K. Shirai, H. Dekura, N. Shitsevalova, U. Schwarz, and M. Armbruster, *J. Phys.: Condens. Matter.* **23**, 065403 (2011).
17. 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).
18. T. Sasaki, A. Lebed', T. Fukase, and N. Toyota, *Phys. Rev. B* **54**, 12969 (1996).
19. G. Montambaux, *Phys. Rev. B* **38**, 4788 (1988).
20. E. L. Nagaev, *JETP Lett.* **6**(1), 18 (1967).
21. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, and D. I. Khomskii, *JETP* **93**(2), 470 (2001).