

Аномальный эффект Холла в HoV_{12}

Н. Е. Случанко¹⁾, Д. Н. Случанко, В. В. Глушков, С. В. Демишев, Н. А. Самарин, Н. Ю. Шицевалова⁺

Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

⁺ Институт проблем материаловедения НАНУ, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 1 октября 2007 г.

В широком диапазоне температур 1.8–300 К исследован эффект Холла в додекабориде гольмия. Выполненные в сильном магнитном поле до 80 кЭ при гелиевых и промежуточных температурах измерения угловых зависимостей холловского сопротивления $\rho_H(\varphi, T, H)$ для HoV_{12} позволили разделить нормальный и аномальный вклады в эффект Холла. Анализ поведения аномальной компоненты в парамагнитной и неелевских фазах приводит к выводу о возникновении магнитной поляризации $5d$ -состояний (спин-поляронный эффект) и позволяет сопоставить обнаруженные особенности коэффициента Холла $R_H(T, H)$ с магнитной фазовой $H-T$ диаграммой HoV_{12} .

PACS: 72.15.Qm

1. В последнее время значительный интерес исследователей привлекает изучение аномального эффекта Холла в редкоземельных (РЗ) соединениях с сильными электронными корреляциями [1, 2]. В этих системах с металлической проводимостью исследования аномалий коэффициента Холла $R_H(T, H)$ представляются наиболее важными для выяснения механизмов, приводящих к возникновению режима нефермижидкостного поведения в окрестности квантовой критической точки (ККТ) [1–3], а также для изучения природы и особенностей реализации перехода металл-изолятор, наблюдающегося при понижении температуры в режиме быстрых зарядовых флуктуаций в классических соединениях с переменной валентностью SmV_6 [4] и YbV_{12} [5]. В случае систем с тяжелыми фермионами на основе церия, находящихся вблизи ККТ, возникновение низкотемпературных аномалий физических параметров сопровождается ростом коэффициента Холла в $2 \div 20$ раз. Необычное для металлических систем активационное поведение $R_H(T)$ не находит объяснения в рамках модели Кондо и в настоящее время связывается с переходом к режиму низкотемпературного транспорта по многочастичным спин-поляронным состояниям (см., например, [6–8]). Недавние исследования эффекта Холла [9] в РЗ додекаборидах $\text{R}^{3+}\text{V}_{12}$ (R–Ho, Er, Tm и Lu) также обнаружили низкотемпературные аномалии $R_H(T)$ значительной амплитуды (до 30%) в парамагнитной фазе этих РЗ магнетиков с металлической проводимостью. Для выяснения генезиса аномалий $R_H(T, H)$ в боридах RB_{12} (R–Ho, Er, Tm) и других металлических системах с РЗ элементами

представляет интерес выполнить прецизионные измерения эффекта Холла RB_{12} в сильных магнитных полях и сопоставить полученные результаты с предсказаниями спин-поляронного подхода [6–8].

2. В настоящей работе впервые выполнено исследование угловых, температурных и полевых зависимостей холловского сопротивления в сильных магнитных полях до 80 кЭ на монокристаллических образцах додекаборида гольмия HoV_{12} . В [9] было показано, что HoV_{12} характеризуется наибольшими среди магнитных соединений RB_{12} (R–Ho, Er, Tm, Yb) значениями подвижности носителей заряда, и, таким образом, влияние нацентровых $4f-5d$ спиновых флуктуаций представляется минимальным в ряду RB_{12} именно в этом соединении. Полученные нами экспериментальные результаты позволяют разделить и классифицировать составляющие в эффекте Холла HoV_{12} , причем наблюдаемое резкое подавление в магнитном поле аномального вклада в $R_H(T)$ в парамагнитной фазе свидетельствует о значительном вкладе спин-поляронных эффектов как в зарядовый транспорт, так и в формирование магнитной структуры ($5d$ -компонента) в этом соединении.

Измерения угловых зависимостей холловского сопротивления в фиксированном магнитном поле в интервале до 80 кЭ в широком диапазоне температур 1.8–300 К проводились с помощью оригинальной экспериментальной установки, обеспечивающей вращение с позиционированием образца в сверхпроводящем соленоиде с точностью по углу $\varphi = (\mathbf{H} \wedge \mathbf{n}) = 1.8^\circ$ (\mathbf{n} – вектор нормали к плоскости образца). В работе использовалась ориентация измерительного тока $\mathbf{I} \parallel [110] \perp \mathbf{H}$, сонаправленного с осью вращения образца в магнитном поле в гцк структуре исследуе-

¹⁾ e-mail: nes@lt.gpi.ru

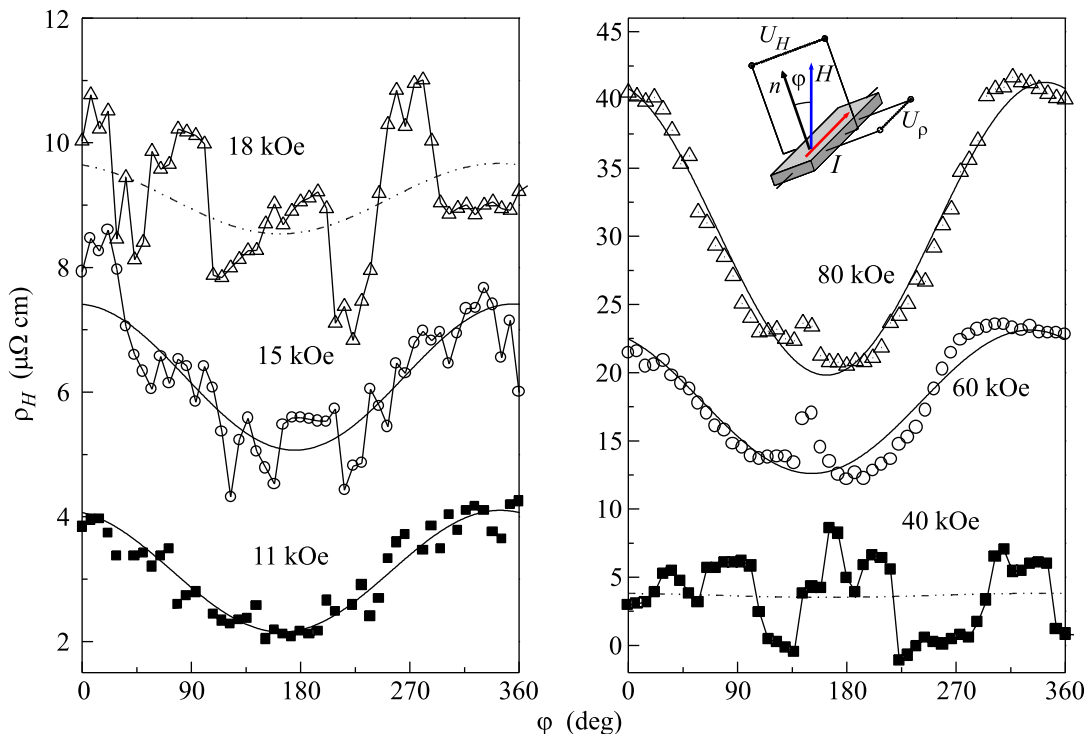


Рис.1. Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi, H_0, T_0 = 3 \text{ К})$ соединения HoV_{12} ($H_0 = 11, 15, 18, 40, 60$ и 80 кЭ). На вставке показана схема измерений эффекта Холла

мого соединения (см. вставку на рис.1). Для измерения малых сигналов применялись двухканальные нановольтметры Keithley модели 2182. Исследования выполнены на монокристаллических образцах HoV_{12} высокого качества, выращенных методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления с переплавом в атмосфере инертного газа.

3. В области температур, отвечающей парамагнитной фазе HoV_{12} , для всех значений H в интервале до 80 кЭ и в неелевской фазе ($T_N \approx 7.4 \text{ К}$) при $H \leq 12 \text{ кЭ}$ в работе наблюдались синусоидальные угловые зависимости холловского сопротивления вида $\rho_H(\varphi) = \rho_{H0} + \rho_{H1} \cos \varphi$ (см. рис.1, кривая для $H = 11 \text{ кЭ}$), которые отвечают изменению при вращении на угол φ проекции вектора \mathbf{H} на нормаль \mathbf{n} к поверхности образца. Далее найденные амплитудные значения ρ_{H1} использовались непосредственно для вычисления коэффициента Холла $R_H(T) = \rho_{H1}/H$. Температурные зависимости $R_H(T)$ в HoV_{12} , полученные в настоящей работе методом вращения образца в магнитных полях $H_0 \approx 3.7, 10, 20$ и 80 кЭ , показаны на рис.2. Как видно из данных рис.2, $R_H(T, H_0 = 3.7 \text{ кЭ})$ HoV_{12} принимает отрицательные значения и характеризуется особенностями в виде минимума в интервале $100\text{--}300 \text{ К}$ и двух низкотемпературных максимумов $R_H(T)$. Низкотемпературный максимум коэффициента Холла в окрест-

ности 12 К в HoV_{12} регистрируется вблизи фазового перехода в антиферромагнитное (AF) состояние при T_N [9], который, в свою очередь, сопровождается резким уменьшением абсолютной величины $R_H(T)$ (рис.2). Возрастание напряженности внешнего магнитного поля всего лишь до 10 кЭ приводит к полному подавлению особенности на кривых $R_H(T)$ HoV_{12} в окрестности 12 К (рис.2). Дальнейший рост H сопровождается подавлением амплитуды второго максимума $R_H(T)$ вблизи 30 К , а также величины эффекта (ступеньки), связанного с изменением коэффициента Холла в окрестности магнитного перехода при T_N (рис.2). В полях $H \sim 80 \text{ кЭ}$ отмеченные выше максимумы $R_H(T)$ при 12 и 30 К и особенность в виде ступеньки вблизи T_N в HoV_{12} полностью подавляются, причем изменение $\Delta R_H(T)$ с температурой в интервале $1.8\text{--}100 \text{ К}$ составляет менее 10% от абсолютной величины R_H (рис.2).

Учитывая необычно сильный для парамагнитного металла нелинейный характер отклика коэффициента Холла на внешнее магнитное поле, интересно было выполнить измерения полевых зависимостей $R_H(H, T_0)$ как в парамагнитной фазе при температурах T_0 вблизи указанных особенностей $R_H(T)$, так и для нескольких значений T_0 , отвечающих магнитоупорядоченному состоянию HoV_{12} . Результаты измерений эффекта подавления амплитуды коэффи-

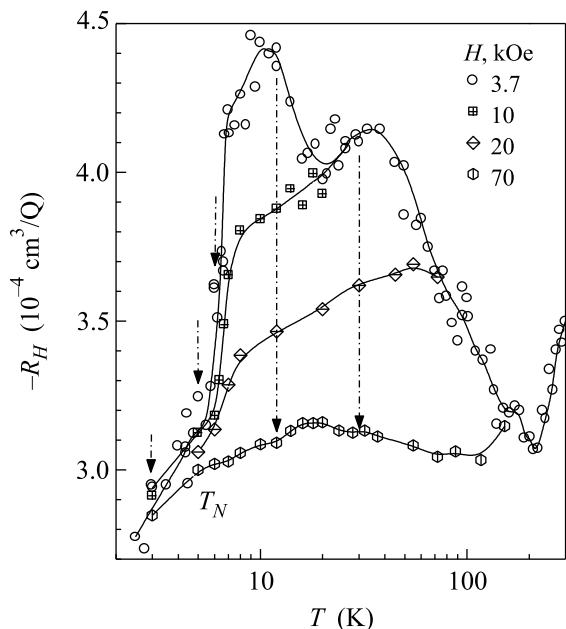


Рис.2. Температурные зависимости коэффициента Холла $R_H(H_0, T)$ додекаборида гольмия ($H_0 = 3.7, 10, 20$ и 70 кЭ). Вертикальными стрелками показаны значения температур T_0 , при которых регистрировались полевые зависимости $R_H(H, T_0)$. Для наглядности длина стрелок соответствует изменению R_H с ростом H от 3.7 кЭ до 80 кЭ

циента Холла внешним магнитным полем у HoV₁₂ представлены на рис.3. Как видно из данных рис.3 для HoV₁₂, наиболее значительное падение $R_H(H)$ наблюдается в магнитных полях до 30 кЭ, причем при температурах 12 и 30 К, отвечающих максимумам $R_H(T)$, уменьшение по абсолютной величине в поле 80 кЭ составляет более 25% . Следует подчеркнуть, что аналогичные измерения, выполненные нами для немагнитного аналога – LuV₁₂, приводят к существенно меньшим значениям $\Delta R_H/R_H \sim 2\%$, отвечающим подавлению амплитуды эффекта Холла в магнитном поле 80 кЭ, и в пределах точности эксперимента позволяют сделать вывод о линейной зависимости $R_H(H)$ в додекабориде лутеция.

Необычно сложный, отличный от синусоидального, характер угловых зависимостей $\rho_H(\varphi)$ холловского сопротивления наблюдается при измерениях в магнитоупорядоченной AF фазе HoV₁₂ в магнитных полях выше метамагнитного перехода при $H_m \sim 15$ кЭ (область AF1 на фазовой диаграмме на вставке к рис.3). На рис.1 в качестве примера такого поведения представлено семейство кривых $\rho_H(\varphi)$, измеренных при $T_0 = 3$ К во всем используемом в работе диапазоне изменения магнитного поля. Как видно из данных рис.1, вблизи фазовой границы $H_m(T)$ наблюдаются заметные искажения синусоидальных зависимостей холловского сопротивления, и далее, в интервале по-

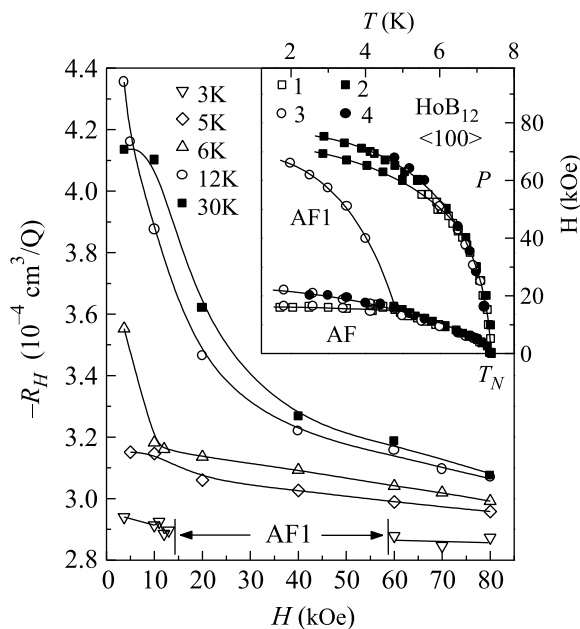


Рис.3. Полевые зависимости коэффициента Холла $R_H(H, T_0)$ соединения HoV₁₂ при температурах $T_0 = 3, 5, 6, 12$ и 30 К. Область AF₁ на рис. отвечает появлению ферромагнитной составляющей на угловых зависимостях холловского сопротивления. На вставке представлена магнитная фазовая $H-T$ -диаграмма HoV₁₂

лей $18-60$ кЭ на угловых зависимостях регистрируются участки резких изменений ρ_H . Интересно, что вблизи указанных участков $\rho_H(\varphi)$ при смене на противоположное направление вращения образца в магнитном поле наблюдается гистерезис, что указывает на возможное существование ферромагнитной компоненты в матрице додекаборида гольмия и связанных с этим эффектов перемагничивания.

4. При обсуждении результатов рис.1–3 следует отметить сходный характер температурных зависимостей $R_H(T)$ для HoV₁₂ и его немагнитного аналога – LuV₁₂ [9] при существенно различающемся характере отклика на внешнее магнитное поле в этих соединениях. Отметим, что обнаруженное нами для HoV₁₂ сильное (до 30%) подавление абсолютной величины R_H в поле $H \leq 80$ кЭ (рис.2, 3) аналогично наблюдавшемуся ранее значительному уменьшению $R_H(H)$ в системах с тяжелыми фермионами на основе церия [6–8]. В этих металлах указанный эффект, согласно [7, 8], обусловлен подавлением $4f-5d$ -спиновых флуктуаций на РЗ центрах и разрушением спин-поляронных многочастичных состояний в металлической матрице РЗ соединений во внешнем магнитном поле.

Следует подчеркнуть, что, наряду с отмеченной аналогией в поведении $R_H(H)$, в парамагнитной фазе антиферромагнетика HoV₁₂ [10] и тяжелофермион-

ных магнетиков CeAl_2 и CeV_6 [6–8] регистрируется также эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС), квадратично зависящий от внешнего магнитного поля. В [6–8] было показано, что в системах с сильными электронными корреляциями эффект ОМС большой амплитуды оказывается обусловленным рассеянием носителей спин-поляронными состояниями, возникающими в металлической матрице в парамагнитной фазе при температурах, заметно превышающих T_N . Далее, с понижением температуры вблизи T_N установление когерентности спиновых флуктуаций обуславливает возникновение магнитной поляризации и превращение спин-поляронных состояний в $5d$ -полосе вблизи РЗ центров в ферромагнитные области наноразмера, участвующие в формировании сложного магнитоупорядоченного состояния в этих системах. На наш взгляд, с вкладом от таких спин-поляризованных нанодоменов (ферронов, по терминологии [11, 12]) может быть связан сложный характер угловых зависимостей $\rho_H(\varphi, T_0 = 3 \text{ K})$, который наблюдался нами в AF1 фазе при $H > H_m$ (рис.1). В этой связи представляет интерес отметить результаты исследований магнитной структуры, полученные авторами [13, 14] в экспериментах по магнитной дифракции нейтронов в HoV_{12} . В [13, 14] отмечалось наличие AF корреляций и ближнего магнитного порядка при температурах в интервале 7.5–20 K в парамагнитной фазе HoV_{12} . При этом наиболее сильные корреляции наблюдались вдоль оси [111], что, по-видимому, следует связать с направлением $4f$ – $5d$ -спиновых флуктуаций на Ho-центрах. Кроме того, согласно выводам [13, 14], в магнитоупорядоченной фазе AF1 (см. вставку на рис.3), наряду с рефлексами сложной несоизмеримой AF структуры, в спектрах магнитного рассеяния нейтронов наблюдается также ферромагнитная компонента параметра порядка. Указанное наблюдение согласуется с обнаруженной нами ферромагнитной компонентой на угловых зависимостях холловского сопротивления HoV_{12} (рис.1). Подчеркнем также, что в немагнитном LuV_{12} , в отличие от HoV_{12} , во всем интервале 1.8–300 K магнитосопротивление сохраняется положительным [10]. Таким образом, переход в сильном поле $\sim 80 \text{ кЭ}$ к поведению $R_H(T) \approx \text{const} \approx -3 \times 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$, по-видимому, следует связать с подавлением аномальной спин-поляронной составляющей $R_H(T)$ и выходом на асимптотику нормального эффекта Холла. При этом оказывается, что для HoV_{12} в приближении одной группы носителей заряда значение $n_e = (-R_H \cdot e)^{-1} \approx 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, найденное из нормальной компоненты коэффициента Холла при концентрации магнитных центров $n_{\text{Ho}} \approx 0.95 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$

с хорошей точностью отвечает случаю двухэлектронного металла.

Суммируя вышеизложенное, в работе выполнены прецизионные измерения эффекта Холла в соединении HoV_{12} при гелиевых и промежуточных температурах в магнитном поле до 80 кЭ. Показано, что наряду с нормальной составляющей $R_H(H, T)$ как в парамагнитной, так и в неелевской фазах HoV_{12} наблюдается сильный (до 30%) аномальный магнитный вклад в эффект Холла, подавляющийся в сильном магнитном поле. В HoV_{12} в антиферромагнитной фазе AF1 обнаружена ферромагнитная компонента холловского сигнала, а также выполнено сопоставление обнаруженных особенностей коэффициента Холла $R_H(T, H)$ с магнитной фазовой H – T -диаграммой HoV_{12} . Полученные результаты объясняются существенными спин-поляронными эффектами, характерными для сильно коррелированных РЗ соединений с металлической проводимостью.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах” ОФН РАН, проекта ИНТАС # 03-51-3036, а также Фонда содействия отечественной науке.

1. S. Paschen, T. Luhmann, S. Wirth et al., Nature **432**, 881 (2004).
2. A. Yeh, Yeong-Ah Soh, J. Brooke et al., Nature **419**, 459 (2002).
3. P. Coleman, C. Pepin, Q. Si, and R. Ramazashvili, J.Phys.: Cond. Mat. **13**, R723(2001).
4. Н. Е. Случанко, В. В. Глушков, В. Р. Горшунгов et al., Phys. Rev. B **61**, 9906 (2000).
5. В. Горшунгов, Р. Хаас, О. Ушаков et al., Phys. Rev. B **73**, 145207 (2006).
6. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 31 (2002).
7. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., ЖЭТФ **125**, 906 (2004).
8. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., ЖЭТФ **131**, 133 (2007).
9. N. Sluchanko, L. Bogomolov, V. Glushkov et al., Phys. Stat. Solidi (b) **243**, R63 (2006).
10. Д. Н. Случанко, Л. В. Богомолов, В. В. Глушков и др., Труды 34 Совещания по физике низких температур, **1**, Изд-во РГПУ, 2006, стр. 155.
11. Э. Л. Нагаев, Письма в ЖЭТФ **6**, 484 (1967).
12. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, Д. И. Хомский, ЖЭТФ **120**, 470 (2001).
13. A. Kohout, I. Bat'ko, A. Czapnik et al., Phys. Rev. B **70**, 224416 (2004).
14. K. Siemensmeyer, K. Habicht, Th. Lonkai et al., J. Low Temp. Phys. **146**, 581 (2007).