

# УСИЛЕНИЕ ЗОННОГО МАГНЕТИЗМА И ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННОГО СОСТОЯНИЯ В СОЕДИНЕНИИ $\text{CeV}_6$ С СИЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

*Н. Е. Случанко<sup>a,\*</sup>, А. В. Богач<sup>a,b</sup>, В. В. Глушков<sup>a,b</sup>, С. В. Демидов<sup>a,b</sup>, В. Ю. Иванов<sup>a</sup>, М. И. Игнатов<sup>a,b</sup>, А. В. Кузнецов<sup>a,c</sup>, Н. А. Самарин<sup>a</sup>, А. В. Семенов<sup>a</sup>, Н. Ю. Шичевалова<sup>d</sup>*

<sup>a</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Московский инженерно-физический институт  
115409, Москва, Россия*

<sup>d</sup> *Институт проблем материаловедения Национальной академии наук Украины  
03680, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 7 июля 2006 г.

В диапазоне температур 1.8–300 К выполнены прецизионные измерения транспортных и магнитных характеристик монокристаллических образцов  $\text{CeV}_6$  высокого качества. Показано, что при  $5 \text{ K} < T < T^* \approx 80 \text{ K}$  удельное сопротивление подчиняется не логарифмической зависимости, характерной для кондовского механизма рассеяния носителей заряда, а закону  $\rho \propto T^{-1/\eta}$ , отвечающему режиму слабой локализации с критическим индексом  $1/\eta = 0.39 \pm 0.02$ . Для магнитной восприимчивости  $\text{CeV}_6$  вместо кюри-вейссовской зависимости в диапазоне 15–300 К найдена асимптотика  $\chi(T) \propto T^{-0.8}$ . Исследования полевых зависимостей намагниченности, магнитосопротивления и коэффициента Холла в парамагнитной и магнитоупорядоченных фазах  $\text{CeV}_6$ , а также сопоставление с результатами измерений коэффициента термоэдс, неупругого рассеяния нейтронов и ЭПР-спектроскопии позволяют сделать вывод о неприменимости моделей кондо-решетки и асимметричного рассеяния к описанию транспортных и термодинамических характеристик этого соединения с сильными электронными корреляциями. На основе детального анализа экспериментальных данных предложен альтернативный подход к интерпретации свойств  $\text{CeV}_6$ , основанный на 1) предположении о зонном парамагнетизме и существенной перенормировке с понижением температуры плотности электронных состояний в окрестности энергии Ферми, связанной с образованием тяжелых фермионов (спин-поляронных состояний) в металлической матрице  $\text{CeV}_6$  в окрестности Ce-центров; 2) формировании из спиновых поляронов при  $3.3 \text{ K} < T < 7 \text{ K}$  ферромагнитных областей наноразмера и переходе в состояние с волной спиновой плотности (ВСП) при  $T_Q \approx 3.3 \text{ K}$ ; 3) реализации сложной магнитной фазовой  $H$ - $T$ -диаграммы  $\text{CeV}_6$ , обусловленной возрастанием в магнитном поле амплитуды ВСП и конкуренцией между ВСП и антиферромагнетизмом локализованных магнитных моментов ионов церия.

PACS: 72.15.Qm

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 60-х годов (см., например, [1]), соединение  $\text{CeV}_6$  вызывает значительный интерес ис-

следователей, поскольку считается классическим примером концентрированной кондо-системы (dense Kondo system) с практически равными значениями концентраций магнитных Ce-центров  $n_{4f}$  и электронов проводимости  $n_e$  [2]. На температурной зави-

\*E-mail: nes@lt.gpi.ru

симости удельного сопротивления  $\rho$  этого соединения наблюдается протяженный участок его роста с понижением температуры, который принято считать кондовским:  $\rho(T) \propto \ln T$  [3, 4], сменяющийся резким уменьшением сопротивления при переходе к когерентному режиму зарядового транспорта при гелиевых температурах. Кроме того, утверждается, что наряду с механизмом кондо-компенсации локализованных магнитных моментов ионов  $\text{Ce}^{3+}$  в  $\text{CeB}_6$  при  $T_Q \approx 3.3$  К возникает необычное антиферроквадрупольное (АФК) орбитальное упорядочение, сменяющееся с понижением температуры при  $T_N \approx 2.3$  К антиферромагнитной (АФМ) модулированной структурой [2–5]. Подчеркнем, что, несмотря на продолжительную историю вопроса [1–17], магнитная структура и характер магнитных взаимодействий в магнитоупорядоченных фазах  $\text{CeB}_6$  вплоть до настоящего времени являются предметом активных дискуссий. Так, недавно в работе [17] для описания результатов экспериментов по рассеянию нейтронов и  $\mu\text{SR}$ -спектроскопии в АФМ-фазе была предложена модель двойной  $(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$  поперечной синусоидально модулированной магнитной структуры с чередованием слоев локализованных магнитных моментов церия. Исследования дифракции поляризованных нейтронов и  $\mu\text{SR}$ -измерения в АФК-фазе обнаружили возникновение индуцированных магнитным полем областей магнитной поляризации как в непосредственной окрестности, так и внутри октаэдров  $\text{B}_6$  в матрице гексаборида церия [14–16]. Недавние эксперименты по рентгеновской дифракции [18] и анализ рассеяния поляризованных нейтронов [19] в АФК-фазе позволили зарегистрировать рефлексы магнитной структуры с  $\mathbf{k}_{13} = (2\pi/a)[1/2, 1/2, 1/2]$  в отсутствие внешнего магнитного поля, противоречащие стандартной модели АФК-упорядочения, что может указывать на взаимосвязь указанных особенностей и зонного магнетизма  $5d$ -электронов ионов церия [19]. В то же время результаты нейтронных исследований в сильных магнитных полях (40–50 кЭ), выполненных для магнитоупорядоченных фаз  $\text{CeB}_6$ , привели авторов работы [12] к выводу о локализации спин-поляризованных состояний исключительно на Се-центрах.

Достаточно неопределенно и противоречиво выглядят также известные к настоящему времени результаты исследований магнитных характеристик  $\text{CeB}_6$ . Так, данные измерений магнитной восприимчивости в интервале температур 150–600 К описываются [20] кюри-вейссовской зависимостью

$$\chi = \frac{N}{V} \frac{\mu_{eff}^2}{3k_B(T + \Theta_p^M)} \quad (1)$$

с эффективным магнитным моментом  $\mu_{eff} \approx 2.34\mu_B$  на ион церия и парамагнитной температурой Кюри  $\Theta_p^M \approx -62$  К, тогда как в работе [21] для  $\mu_{eff}$  найдено значение  $2.44\mu_B$  при  $T > 100$  К и  $\mu_{eff} \approx \mu_B$ ,  $\Theta_p^M \approx -6$  К при  $T \leq 30$  К. При анализе данных магнитных измерений  $\text{CeB}_6$  при  $T \geq 100$  К были получены [22] отличающиеся от приведенных выше значения  $\mu_{eff} \approx 2.5\mu_B$  и  $\Theta_p^M \approx -175$  К.

Достаточно противоречивым представляется описание результатов измерений низкотемпературной намагниченности  $\text{CeB}_6$ . В АФК-фазе гексаборида церия найдено значение, сравнимое с магнитным моментом насыщения свободного иона  $\text{Ce}^{3+}$  ( $2.14\mu_B$  [7]), тогда как в работах [9, 20] магнитный момент обсуждается в терминах локализованных магнитных моментов  $\Gamma_7$ -состояния  $\text{Ce}^{3+}$  ( $0.71\mu_B$ ), а в работах [3, 23] он считается обусловленным основным квартетным  $\Gamma_8$ -состоянием  $\text{Ce}^{3+}$ . В последнем случае величина  $\mu_{eff}$  зависит от ориентации поля в ОЦК-решетке гексаборида церия и изменяется в пределах  $\mu_{eff} \approx (1.29-1.57)\mu_B$  [3, 23]. В то же время важно отметить, вслед за авторами работы [9], очевидное противоречие между полученным из измерений статической магнитной восприимчивости при  $T > 100$  К значением  $\mu_{eff} \approx 2.32\mu_B$  и найденной в экспериментах по рассеянию нейтронов в  $\text{CeB}_6$  величиной  $\mu_{eff} \approx 1.0\mu_B$ , практически не зависящей от температуры в интервале 5–220 К.

Учитывая изложенное выше, для выяснения природы необычного низкотемпературного магнетизма  $\text{CeB}_6$  и описания его магнитных свойств представляет интерес проведение прецизионных измерений магнитных характеристик при низких и промежуточных температурах, отвечающих парамагнитной и магнитоупорядоченным АФМ- и АФК-фазам, на монокристаллических образцах высокого качества и сопоставление их результатов с предсказаниями существующих теоретических моделей. С учетом предложенного в работах [24–26] подхода к количественному описанию отрицательного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho = f(T, H)$  в интерметаллидах на основе церия в терминах локальной магнитной восприимчивости

$$\chi_{loc}(T, H) = \sqrt{-\frac{1}{H} \frac{d(\Delta\rho/\rho)}{dH}},$$

дополнительная информация о локальных магнитных характеристиках  $\chi_{loc}$  и  $M_{loc}$  может быть по-

лучена из детальных исследований эффекта отрицательного магнитосопротивления в гексабориде церия. Поскольку несомненно важным является установление взаимосвязи между аномалиями магнитных и транспортных характеристик в  $\text{CeB}_6$ , в число задач настоящего исследования включены также прецизионные измерения эффекта Холла при различных ориентациях измерительного тока и магнитного поля.

Вслед за Введением, в разд. 2 приводится информация об особенностях используемых экспериментальных методик. В п. 3.1. показано, что изменения с температурой удельного сопротивления и магнитной восприимчивости в  $\text{CeB}_6$  не могут быть описаны с помощью соответственно модели кондо-решетки и кюри-вейссовской зависимости. Найдено, что наиболее адекватной является интерпретация в терминах слабой локализации носителей заряда (асимптотика  $\rho(T) \propto T^{-0.39}$ ), причем в парамагнитной фазе вместо закона Кюри–Вейсса (1) наблюдается зависимость вида  $\chi(T) \propto T^{-0.8}$ . Представленные исследования полевых зависимостей намагниченности (п. 3.2) и магнитосопротивления (п. 3.3) в сочетании с данными холловских измерений (п. 3.4) и результатами исследований коэффициента термоэдс [27] приводят к выводу (разд. 4) о зонной природе магнетизма в парамагнитной и АФК-фазах  $\text{CeB}_6$ . В разд. 4 показано, что с понижением температуры в гексабориде церия происходит перенормировка плотности электронных состояний, связанная, по-видимому, с возникновением спин-поляронного резонанса в окрестности уровня Ферми  $E_F$ . Подробно обсуждаются особенности переходов из парамагнитной в АФК-фазу при  $T_Q \approx 3.3$  К и, далее, при  $T_N \approx 2.3$  К в АФМ-фазу в  $\text{CeB}_6$ . На основании полученных экспериментальных результатов и выполненных оценок показано, что вместо общепринятой интерпретации в терминах АФК-фазы наиболее вероятным сценарием является возникновение состояния типа волны спиновой плотности (ВСП) из сформированных в парамагнитной фазе тяжелых фермионов — наноразмерных областей спиновой поляризации носителей заряда. В разд. 5 приводятся основные выводы настоящего исследования.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе выполнены детальные исследования намагниченности, магнитосопротивления и холловского сопротивления монокристаллических образцов высокого качества в широком диапазоне температур

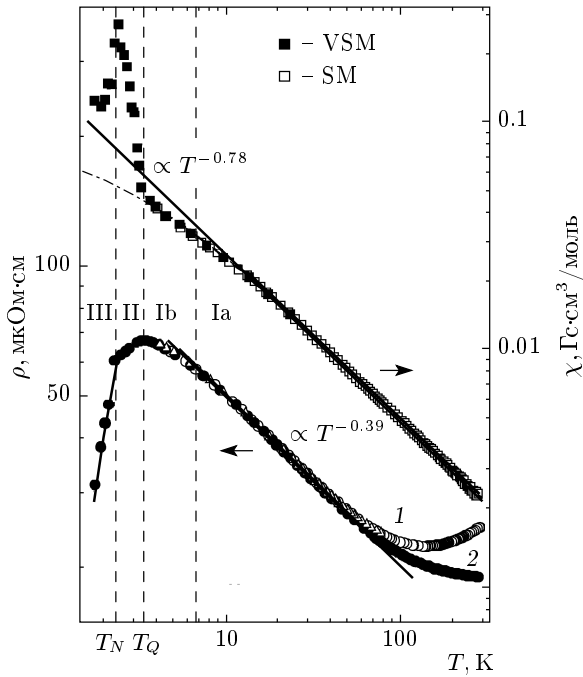
1.8–300 К в магнитном поле вплоть до 70 кЭ, приложенном вдоль различных кристаллографических направлений в ОЦК-структуре гексаборида церия. Используемые для измерений монокристаллы выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления в атмосфере инертного газа на установке, подробно описанной в работе [28]. Измерения намагниченности  $M(H, T)$  проводились на модернизированном вибрационном магнитометре LDJ-1500 (США) и СКВИД-магнитометре оригинальной конструкции [29]. Для исследований магнитосопротивления и эффекта Холла применялась экспериментальная установка, аналогичная использовавшейся в работе [30]. Измерения холловского сопротивления проводились методом вращения с пошаговой фиксацией положения образца в магнитном поле постоянных магнитов. Необходимая для выполнения численного дифференцирования экспериментальных кривых  $\Delta\rho/\rho = f(H, T)$  точность стабилизации температуры (0.01–0.02 К) измерительной ячейки с образцом достигалась при использовании температурного контроллера оригинальной конструкции на цифровых сигнальных процессорах в схеме с эталонным термометром сопротивления фирмы Lake Shore Cryotronics модели CERNOX 1050.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  и магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  исследуемых образцов  $\text{CeB}_6$  представлены на рис. 1, где также показан магнитный вклад в сопротивление,  $\rho_m(T) = \rho_{\text{CeB}_6}(T) - \rho_{\text{LaB}_6}(T)$ , полученный вычитанием из исходной кривой  $\rho(T)$  для  $\text{CeB}_6$  удельного сопротивления немагнитного аналога — соединения  $\text{LaB}_6$ . Как видно из используемого на рис. 1 представления данных в двойных логарифмических координатах, в интервале температур 7–80 К поведение сопротивления  $\rho_m(T)$  достаточно хорошо описывается степенной зависимостью вида

$$\rho_m(T) \propto T^{-\alpha} \quad (2)$$

с индексом  $\alpha = 0.39 \pm 0.01$ . Отметим, что такое изменение удельного сопротивления с температурой обычно связывают с возникновением режима слабой локализации носителей заряда (например,  $\alpha \approx 4/11$  [31]). Как будет показано ниже, подобная интерпретация, в отличие от объяснения в рамках модели кондо-решетки, оказывается наиболее предпочтительной при описании других характеристик



**Рис. 1.** Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  (VSM — данные, полученные на вибрационном магнитометре, SM — на СКВИД-магнитометре при  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ ) и удельного сопротивления  $\rho(T)$  (кривая 1,  $\Delta$  — измерительный ток  $\mathbf{I} \parallel \langle 100 \rangle$ ,  $\circ$  —  $\mathbf{I} \parallel \langle 111 \rangle$ ), а также магнитный вклад  $\rho_m(T) = \rho_{\text{CeB}_6}(T) - \rho_{\text{LaB}_6}(T)$  в сопротивление (кривая 2). Штрихпунктирной кривой показана зависимость  $\chi \propto (T + \Theta_p)^{-\beta}$ , где  $\beta = 0.77 \pm 0.01$ ,  $\Theta_p = 2.35 \pm 0.09$  К; I, II и III — соответственно парамагнитная (см. текст), АФК- и АФМ-фазы

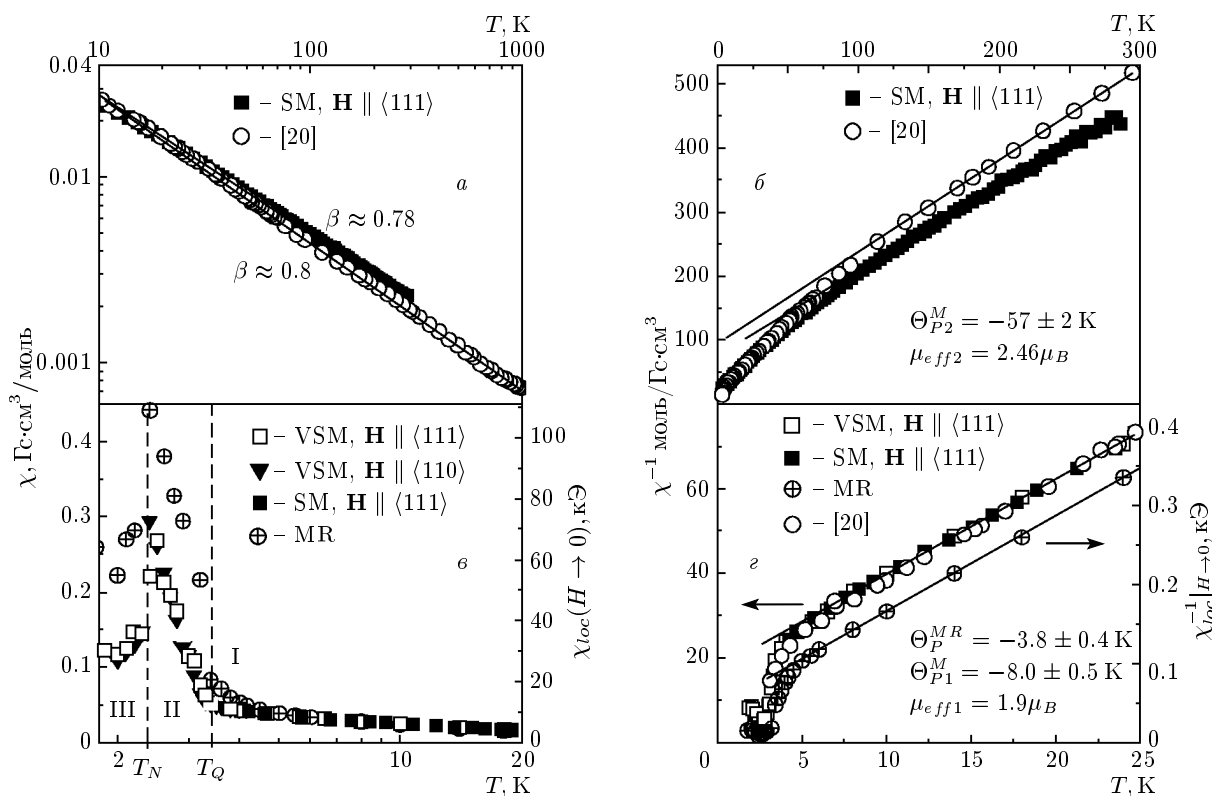
зарядового транспорта в гексабориде церия при промежуточных температурах  $7 \text{ К} \leq T \leq T^* \approx 80 \text{ К}$  (для термоэдс см. также работу [27]). Использование двойного логарифмического масштаба при анализе данных измерений магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  позволяет выявить степенную зависимость вида

$$\chi(T) \propto T^{-\beta} \quad (3)$$

с индексом  $\beta \approx 0.78 \pm 0.02$ , которая, в отличие от широко используемого для  $\text{CeB}_6$  соотношения Кюри–Вейсса (1), является хорошим приближением для экспериментальной кривой  $\chi(T)$  в интервале температур 15–1000 К. Наиболее наглядно последний вывод может быть проиллюстрирован сравнением на рис. 2а и 2б данных настоящей работы и результатов измерений [20], представленных соответственно в двойных логарифмических и кюри-вейссовских координатах. Незначительное расхождение в значениях индекса  $\beta$  представленных

на рис. 2а зависимостей находится в пределах абсолютной погрешности магнитных измерений. Аппроксимация экспериментальных данных зависимостью  $\chi(T) \propto (\Theta_p + T)^{-\beta}$ , учитывающей формирование в системе низкотемпературного магнитного порядка, дает немного меньшую величину показателя степени,  $\beta = 0.77 \pm 0.01$ , и температуру  $\Theta_p = 2.35 \pm 0.09$  К, в пределах погрешности равную температуре АФМ-перехода. Как видно из рис. 1, такая зависимость хорошо описывает экспериментальные данные во всем температурном интервале вплоть до магнитного фазового перехода при  $T_Q$ . Отметим также, что использование для аппроксимации экспериментальной кривой  $\chi(T)$  соотношения Кюри–Вейсса (1) (см. рис. 2б) представляется возможным лишь в ограниченной области температур 80–300 К и приводит к значениям  $\mu_{\text{eff}} \approx 2.46 \mu_B$  и  $\Theta_p^M \approx -57 \pm 2$  К, сравнимым с найденными в работах [20–22]. В рамках такого анализа экспериментальных данных представляется очевидным ограничение применимости кюри-вейссовской зависимости (1) для интерпретации магнитных свойств гексаборида церия. Очевидно также, что при формальном использовании соотношения (1) для описания зависимости  $\chi(T)$  в  $\text{CeB}_6$  разброс в значениях параметров  $\mu_{\text{eff}}$  и  $\Theta_p^M$ , полученных в работах [20–22] и в настоящей работе, оказывается преимущественно обусловленным погрешностью в определении абсолютной величины намагниченности в сочетании с различным выбором температурного интервала при аппроксимации зависимостью Кюри–Вейсса экспериментальных кривых  $\chi(T)$ . Таким образом, как видно из представления данных  $\rho(T)$  и  $\chi(T)$  на рис. 1 и рис. 2а, 2б, наиболее адекватным подходом к описанию кривых удельного сопротивления и магнитной восприимчивости  $\text{CeB}_6$  при промежуточных температурах являются степенные зависимости (2) и (3) с индексами  $\alpha = 0.39 \pm 0.01 \approx 0.4$  и  $\beta \approx 0.78 \pm 0.02 \approx 0.8$ .

**2.** Рассмотрим далее особенности низкотемпературного поведения магнитных характеристик гексаборида церия в широком диапазоне магнитных полей  $H < 60$  кЭ. Температурные зависимости  $\chi(T)$  и  $\chi^{-1}(T)$ , измеренные в слабом поле при  $T < 25$  К, показаны соответственно на рис. 2в и 2г. Как видно из рис. 2г, в интервале 5–25 К кривая  $\chi(T)$  может быть аппроксимирована кюри-вейссовской зависимостью (1) с параметрами  $\mu_{\text{eff}} \approx 1.9 \mu_B$  и  $\Theta_p^M \approx -8 \pm 0.5$  К, которые, однако, существенно отличаются от найденных авторами работы [21] в этой области температур. Очевидно, что столь заметный разброс параметров  $\mu_{\text{eff}}$  и  $\Theta_p^M$ , зависящих от тем-



**Рис. 2.** Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  в двойных логарифмических (а) и кюри-вейссовских (б) координатах. Низкотемпературные участки кривых  $\chi(T)$ , измеренные для различных ориентаций магнитного поля, представлены в полулогарифмических (в) и кюри-вейссовских (д) координатах; также показаны зависимости локальной восприимчивости  $\chi_{loc}(T)$  (см. текст). Приведены значения параметров, полученные из аппроксимации оригинальных данных кюри-вейссовской зависимостью (1) при промежуточных (б) и низких (д) температурах. VSM — данные, полученные при измерениях на вибрационном магнитометре, SM — на СКВИД-магнитометре, MR — из измерений магнитосопротивления в ориентации I  $\parallel$   $\langle 111 \rangle$ , H  $\parallel$   $\langle 110 \rangle$

пературного интервала аппроксимации экспериментальных данных, является аргументом против применения кюри-вейссовской зависимости для описания экспериментальной кривой  $\chi(T)$  в гексабориде церия. С понижением температуры вблизи перехода в АФК-фазу при  $T \leq T_Q \approx 3.3$  К наблюдается значительный (в четыре-пять раз) рост магнитной восприимчивости, который при переходе в АФМ-фазу с  $T_N \approx 2.3$  К сменяется резким уменьшением значений  $\chi(T)$  с возникновением в окрестности  $T_N$  пика на кривой  $\chi(T)$  (рис. 2в). Указанные особенности на зависимости  $\chi(T)$  при  $T_N$  и  $T_Q$  могут быть сопоставлены магнитным фазовым переходам в  $\text{CeB}_6$  и использованы далее при построении магнитной фазовой  $H$ - $T$ -диаграммы этого соединения. Следует отметить, что в пределах погрешности эксперимента найденные в работе значения  $T_N$  и  $T_Q$  совпадают с результатами работ [1–22].

Полевые зависимости намагниченности  $M(H, T_0)$  монокристаллических образцов гексаборида церия, полученные при измерениях на вибрационном магнитометре (данные VSM на рис. 1, 2) для двух ориентаций внешнего магнитного поля вдоль кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$ , представлены на рис. 3 и 4. В парамагнитной фазе при  $T > T_Q(H)$  регистрируется близкая к линейной зависимость  $M(H)$ , тогда как с увеличением напряженности магнитного поля в непосредственной окрестности перехода из парамагнитной в АФК-фазу на кривых  $M(H, T_0 > 3.4$  К) наблюдается излом, сопровождающийся существенно более быстрым ростом намагниченности в магнитоупорядоченном состоянии (на кривых  $M(H)$  на рис. 3, 4 стрелками отмечены особенности, связанные с магнитными фазовыми переходами в  $\text{CeB}_6$ ). С дальнейшим увеличением напряженности

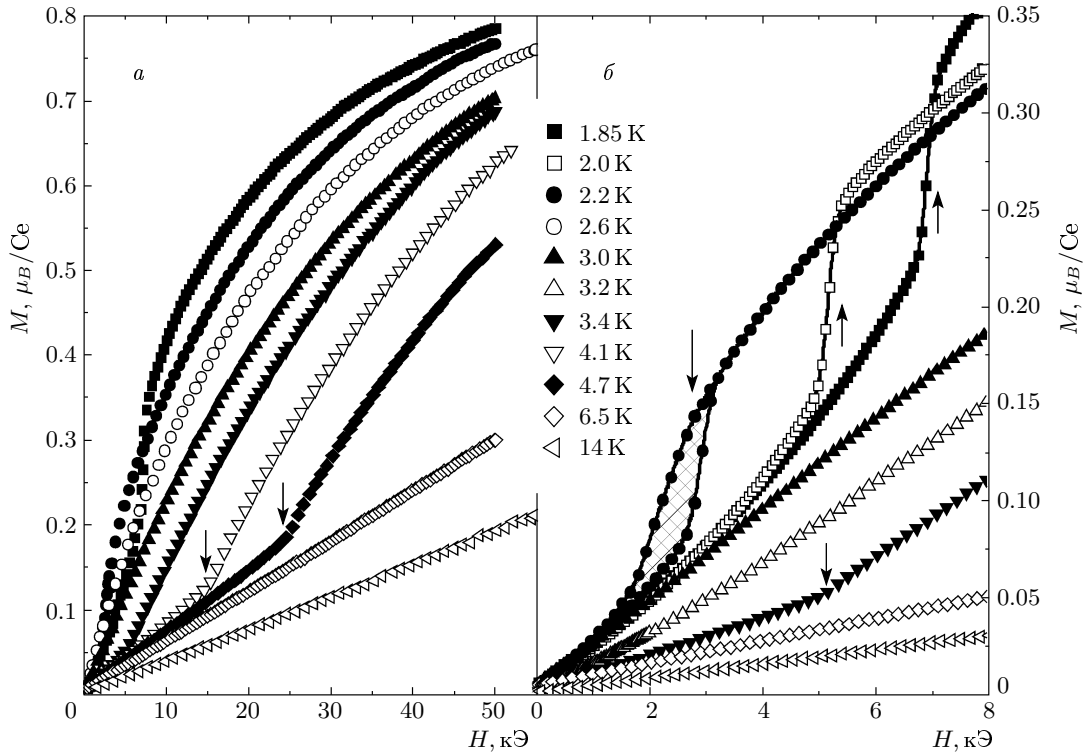


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности, измеренные при различных значениях температуры  $T_0$  для кристаллографического направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$

внешнего магнитного поля на зависимостях  $M(H)$  появляется тенденция к насыщению, однако при используемых в работе полях  $H < 60$  кЭ насыщение намагниченности не достигается. При температурах  $T < T_N$  на кривых  $M(H)$  наблюдается дополнительная аномалия в виде «ступеньки» (рис. 3б, 4б), отвечающая переходу в магнитном поле из АФМ-фазы в АФК-фазу. Отметим, что возникновение указанной особенности сопровождается значительным гистерезисом намагниченности. В качестве примера на рис. 3б и 4б для температур соответственно  $T_0 = 2.2$  К и  $T_0 = 2.3$  К приведены кривые, отвечающие возрастанию и убыванию поля (область гистерезиса заштрихована).

Следует отметить также, что как по форме кривых намагничивания, так и по абсолютной величине эффекта представленные на рис. 3, 4 данные в целом находятся в хорошем согласии с полученными ранее результатами [6, 9, 20–22]. В то же время, достигнутая в настоящей работе высокая точность стабилизации температуры позволяет выполнить численное дифференцирование и перейти далее к анализу поведения температурных и полевых зависимостей дифференциальной магнитной восприимчи-

вости  $\chi(T, H) = dM/dH$ . Примеры таких зависимостей  $\chi(T, H)$  представлены на рис. 5, 6. Как видно из представленных на этих рисунках данных, при переходах с ростом напряженности внешнего магнитного поля в АФК-фазу как из парамагнитного состояния ( $T = T_0 > T_Q \approx 3.3$  К, рис. 5), так и из АФМ-фазы ( $T = T_0 < T_N \approx 2.3$  К, рис. 6) на кривых  $\chi(H, T_0)$  наблюдаются аномалии заметной амплитуды, позволяющие установить целый ряд особенностей магнитной фазовой  $H$ – $T$ -диаграммы гексаборида церия.

В парамагнитной фазе намагниченность изотропна, при  $T > T_Q$  абсолютная величина  $M(H, T)$  и отвечающие магнитным фазовым переходам характерные особенности кривых  $\chi(T, H)$  практически не различаются при сравнении результатов измерений вдоль кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  в ОЦК-структуре  $\text{CeB}_6$ . В качестве примера поведения магнитной восприимчивости в этой области температур на рис. 5 представлено семейство кривых  $\chi(H, T_0) = dM/dH$ , полученное в работе для направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  для значений  $T_0$  в интервале  $T_Q \leq T_0 \leq 24$  К.

Напротив, в АФК- и АФМ-фазах ( $T < T_Q$ )

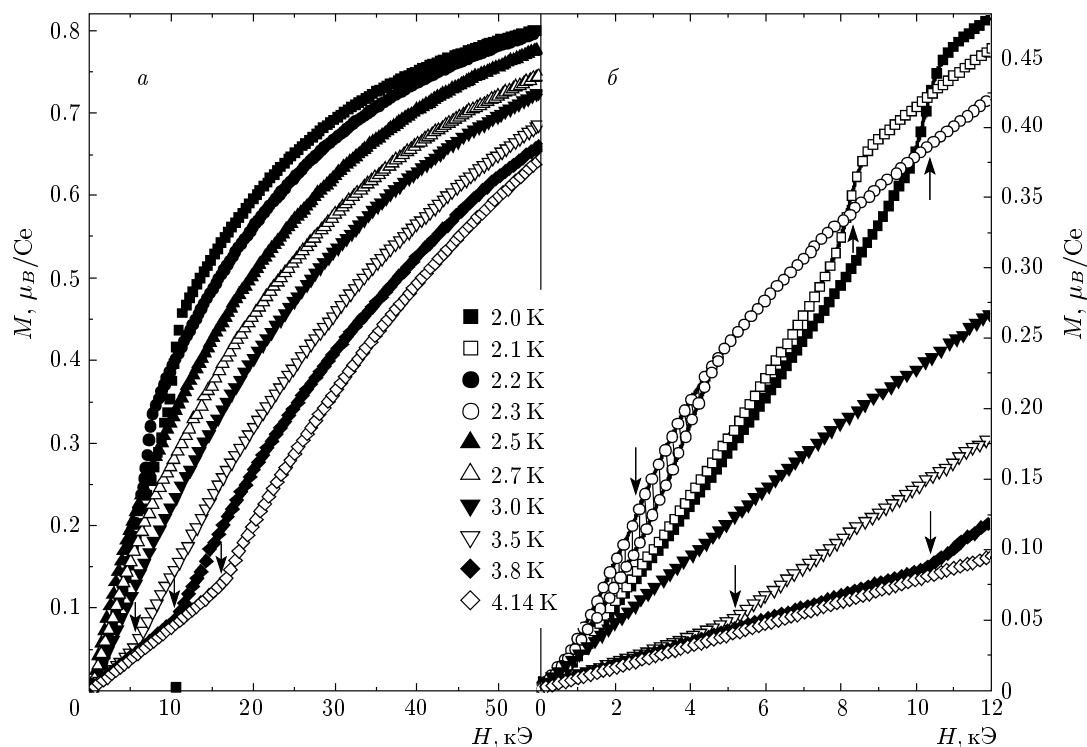


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности, измеренные при различных значениях температуры  $T_0$  для кристаллографического направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$

наблюдается заметная анизотропия магнитных характеристик. Для примера на рис. 6 показаны полевые зависимости  $\chi(H, T_0)$  для направлений  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ , а на вставке к рис. 7 — угловые зависимости магнитного момента, полученные при вращении вектора напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  в плоскости  $[001]$ . Амплитуда анизотропного вклада в намагниченность в АФМ-фазе,  $\Delta M(\varphi) \approx (0.07 \pm 0.01)\mu_B$  (см. рис. 7), сохраняется практически неизменной в магнитных полях  $H \leq 12$  кЭ, причем значение  $\Delta M$  находится в соответствии с найденным в работах [5, 8] из ЯМР-исследований параметром  $\Delta M \approx (0.08 \pm 0.05)\mu_B$ , определяющим амплитуду модуляции магнитной структуры в АФМ-фазе  $\text{CeB}_6$ . Отметим также, что при  $T < T_Q$  регистрируются как заметные различия амплитуд особенностей на зависимости  $\chi(H, T_0)$  в окрестности магнитных фазовых переходов (см., например, рис. 6б и 6г), так и дополнительные особенности на кривых  $\chi(H, T_0 < 2.3$  К) в магнитных полях  $H \approx 1\text{--}5$  кЭ (рис. 6г). Кроме того, сопоставление кривых  $\chi(H, T_0 \approx 2\text{--}2.2$  К) для направлений  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  (рис. 6б и 6г) свидетельствует об анизотропии

фазовой границы на  $H\text{--}T$ -диаграмме, разделяющей АФМ- и АФК-фазы в  $\text{CeB}_6$ . На рис. 7 представлена магнитная фазовая  $H\text{--}T$ -диаграмма гексаборида церия, построенная на основе данных рис. 1–6. Кроме хорошо известных из литературы [1–22] фазовых границ при  $T_Q(H)$  и  $T_N(H)$ , на рис. 7 показана также кривая  $H_p(T)$  в АФК-фазе  $\text{CeB}_6$ , отвечающая положению максимума полевых зависимостей восприимчивости  $\chi(H)$  (см. рис. 6а и 6в) или, соответственно, точке перегиба на кривых  $M(H)$  (см. рис. 3, 4).

Следует подчеркнуть, что подобное поведение дифференциальной восприимчивости хорошо известно для состояния с ВСП в металле в присутствии локализованных магнитных моментов, взаимодействующих с полем ВСП (для сплавов  $\text{Cr:Fe}$  см., например, работы [33–34]). При этом аналогично результату, полученному нами для  $\text{CeB}_6$  (см. рис. 7), для  $\text{Cr:Fe}$  величина  $H_p(T)$  заметно возрастает при приближении к температуре магнитного перехода [33, 34]. По мнению авторов работы [34], причина возникновения подобной зависимости  $\chi(H)$  с максимумом при  $H_p(T)$  обусловлена различной эффективностью взаимодействия ВСП с

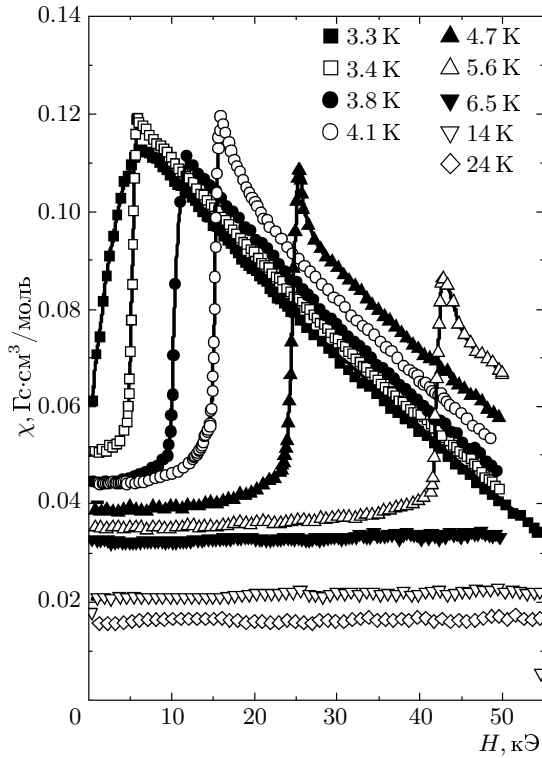


Рис. 5. Полевые зависимости магнитной восприимчивости, полученные для значений температуры в интервале 3.3–24 К для кристаллографического направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$

локализованными магнитными моментами, располагающимися в матрице зонного антиферромагнетика. В такой ситуации возрастание амплитуды ВСП оказывается связанным с ростом магнитного поля, в результате чего меняется доля локализованных магнитных моментов, ориентированных вследствие взаимодействия с ВСП.

3. Переходя к описанию результатов измерений магнитосопротивления  $\text{CeV}_6$ , отметим, что для удобства сопоставления магнитных и транспортных характеристик магниторезистивный эффект также исследовался в интервале температур 1.8–24 К в магнитных полях до 70 кЭ. На рис. 8 представлено семейство кривых поперечного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$ , полученное при измерениях в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$  для направления тока  $\mathbf{I} \parallel \langle 111 \rangle$ . Результаты рис. 8 в целом согласуются с данными работ [2, 35]. Достигнутая в настоящей работе высокая точность измерений поперечного магнитосопротивления и стабилизации температуры позволила выполнить численное дифференцирование кривых  $\Delta\rho/\rho = f(H, T_0)$  и, далее, в рамках

подхода, развитого Иосидой [26], оценить для гексаборида церия характер изменения локальной намагниченности  $M_{loc}$  и магнитной восприимчивости

$$\chi_{loc}(H, T_0) \equiv \sqrt{-\frac{1}{H} \frac{d(\Delta\rho/\rho)}{dH}}.$$

Ранее было показано [24, 25], что в интерметаллидах на основе церия соотношение [26]

$$-\Delta\rho/\rho \propto M_{loc}^2 \propto \chi_{loc}^2 H^2 \quad (4)$$

применимо для описания магнитосопротивления как классических систем  $\text{CeAl}_3$ ,  $\text{CeCu}_6$  с тяжелыми фермионами и соединения  $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  с квантовым критическим поведением, так и магнитных систем  $\text{CeAl}_2$ ,  $\text{CeCu}_{5.8}\text{Au}_{0.2}$  и др. с сильными электронными корреляциями. В то же время, в соответствии с результатом работ [24, 25], локальная намагниченность  $M_{loc}$ , оцененная из соотношения (4), в случае соединений с тяжелыми фермионами на основе церия определяется не локализованными магнитными моментами  $^2F_{5/2}$ -состояния церия, а магнитным откликом спин-поляронных состояний, формирующихся в зоне проводимости в режиме быстрых спиновых  $4f$ – $5d$ -флуктуаций на Ce-центрах. При этом было установлено [24, 25], что характерный пространственный размер области магнитного рассеяния, связанный с радиусом локализации  $a_{sp} \approx 6$ – $16 \text{ \AA}$  [24, 25, 30] спинового полярона, оказывается сопоставимым с постоянной решетки кристаллической структуры цериевых соединений,  $a \approx 5$ – $10 \text{ \AA}$ . Полученные в работе результаты анализа экспериментальных данных рис. 8 в рамках соотношения (4) представлены на рис. 9. Выше на рис. 2в и 2г показаны температурные зависимости  $\chi_{loc}(T)$  в пределе малых магнитных полей (MR-данные на рис. 2). Результаты, полученные при исследовании магнитосопротивления, будут обсуждаться в разд. 4 вместе с данными измерений магнитных характеристик и коэффициента Холла.

4. Остановимся далее на результатах прецизионных измерений холловского сопротивления в гексабориде церия, выполненных в работе для трех характерных направлений электрического тока через образец:  $\mathbf{I} \parallel \langle 100 \rangle$ ,  $\mathbf{I} \parallel \langle 110 \rangle$  и  $\mathbf{I} \parallel \langle 111 \rangle$ , сонаправленных с осью вращения образца в магнитном поле (см. вставку на рис. 10а). На рис. 10 для примера представлено семейство угловых зависимостей холловского сопротивления, полученных при вращении образца в магнитном поле  $H_0 \approx 3.8 \text{ кЭ}$ . Как видно из рис. 10а, в области температур, отвечающей парамагнитной фазе  $\text{CeV}_6$  (см. рис. 7), наблюдаются синусоидальные угловые зависимости холловско-



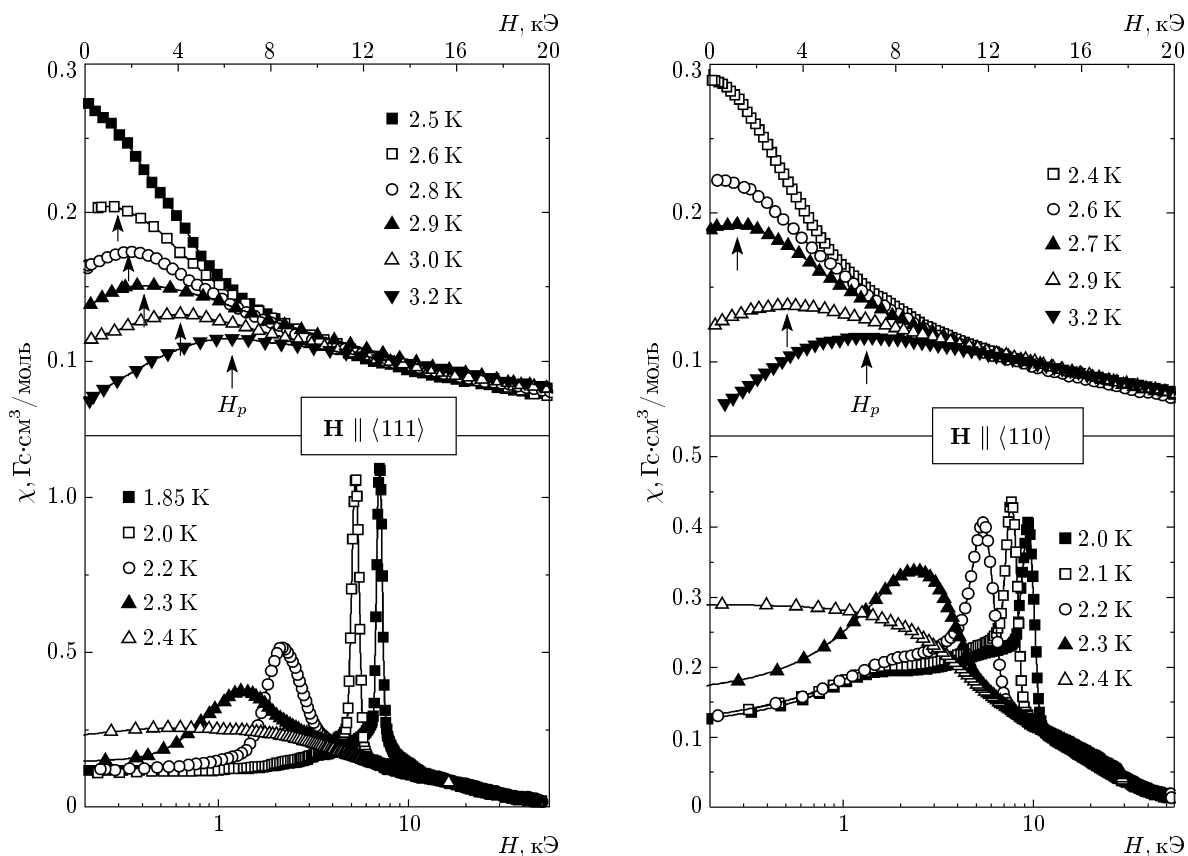


Рис. 6. Полевые зависимости магнитной восприимчивости, полученные для значений температуры в интервале 1.85–3.2 K для кристаллографических направлений  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ . Стрелки указывают на максимумы при  $H = H_p$  на зависимости  $\chi(H)$

го сопротивления вида  $\rho_H(\varphi) = \rho_{H0} + \rho_{H1} \cos \varphi$ . Такое поведение  $\rho_H(\varphi)$  в эксперименте при изменении угла между вектором нормали  $\mathbf{n}$  к плоскости образца и магнитным полем  $\mathbf{H}$  является следствием изменения нормальной составляющей вектора  $\mathbf{H}$ , в свою очередь обуславливающей изменение холловского сигнала по гармоническому закону. При переходе в АФК-фазу ( $T < T_Q$ ) на кривых  $\rho_H(\varphi)$  становится заметным вклад в холловский сигнал от четных гармоник (см. на рис. 10б кривые для  $T = 2.6$  K и  $T = 2.4$  K). В результате зависимости  $\rho_H(\varphi)$  описываются соотношением вида

$$\rho_H(\varphi) = \rho_{H0} + \rho_{H1} \cos \varphi + \rho_{H2} \cos(2\varphi - \varphi_0). \quad (5)$$

Отметим, что соотношение (5) успешно применялось ранее для разделения вкладов в эффект Холла в АФМ-фазе соединения  $\text{CeAl}_2$  с тяжелыми фермионами [30]. Следует подчеркнуть также, что используемая в работе поперечная конфигурация холловского эксперимента (ось вращения образца параллельна вектору  $\mathbf{I}$  и перпендикулярна вектору  $\mathbf{H}$ , см.

вставку на рис. 10а) минимизирует вклад поперечного магнитосопротивления в холловский сигнал [30]. Наряду с этим для независимой оценки сверху магниторезистивной составляющей в амплитуде сигнала четной гармоники  $\rho_{H2}(\varphi)$  в эффекте Холла в работе одновременно регистрировались угловые зависимости холловского сопротивления и магнитосопротивления и был выполнен анализ амплитуды магниторезистивного вклада в  $\rho_{H2} \cos \varphi$ , возникающего вследствие возможной «неэквипотенциальности» в расположении холловских контактов к образцу. Выполненные исследования позволяют сделать вывод об отсутствии сколько-нибудь заметного влияния магниторезистивной составляющей на холловский сигнал в магнитных полях вплоть до 70 кЭ, значительно превосходящих поля  $H_0 \approx 3\text{--}5$  кЭ, используемые при измерениях эффекта Холла в настоящей работе.

Отметим далее, что наиболее значительные изменения характера угловых зависимостей холловского сопротивления  $\rho_H(\varphi)$  наблюдаются при переходе в

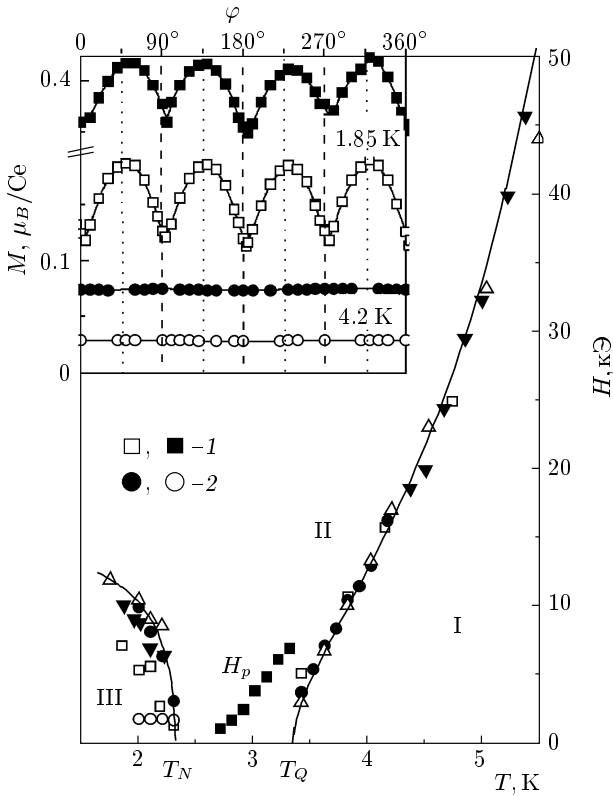


Рис. 7. Магнитная фазовая диаграмма гексаборида церия, построенная по результатам измерений намагниченности (1 и 2 – VSM-данные соответственно для  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ ,  $\blacktriangledown$  – данные работы [32] для  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ ) и магнитосопротивления ( $\triangle$  –  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ ,  $\mathbf{I} \parallel \langle 111 \rangle$ ). На вставке приведены угловые зависимости намагниченности  $M(\varphi)$  для  $T_0 = 1.85$  K ( $\square$  –  $H = 3.7$  кЭ;  $\blacksquare$  –  $H = 9.4$  кЭ) и  $T_0 = 4.2$  K ( $\circ$  –  $H = 3.7$  кЭ;  $\bullet$  –  $H = 9.4$  кЭ). Штриховые и пунктирные линии соответствуют кристаллографическим направлениям  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$

АФМ-фазу ( $T < T_N \approx 2.3$  K на рис. 10б). При этом на кривых  $\rho_H(\varphi)$  появляются протяженные участки  $\rho_H(\varphi) = \text{const}$  с резкими (шириной менее  $5^\circ$ ) переходами между ними, отвечающими ориентации магнитного поля  $\mathbf{H}$  вдоль диагоналей граней в кристаллической ОЦК-структуре  $\text{CeB}_6$ . Подобные зависимости  $\rho_H(\varphi)$  в форме меандра наблюдались ранее при исследованиях моносилцида железа в низкотемпературной микромагнитной фазе, отвечающей взаимодействующим ферромагнитным областям наноразмера, расположенным в парамагнитной матрице FeSi [36]. Подчеркнем также взаимосвязь особенностей на кривых холловского сопротивления  $\rho_H(\varphi)$ , отвечающих процессам перемангничивания аномаль-

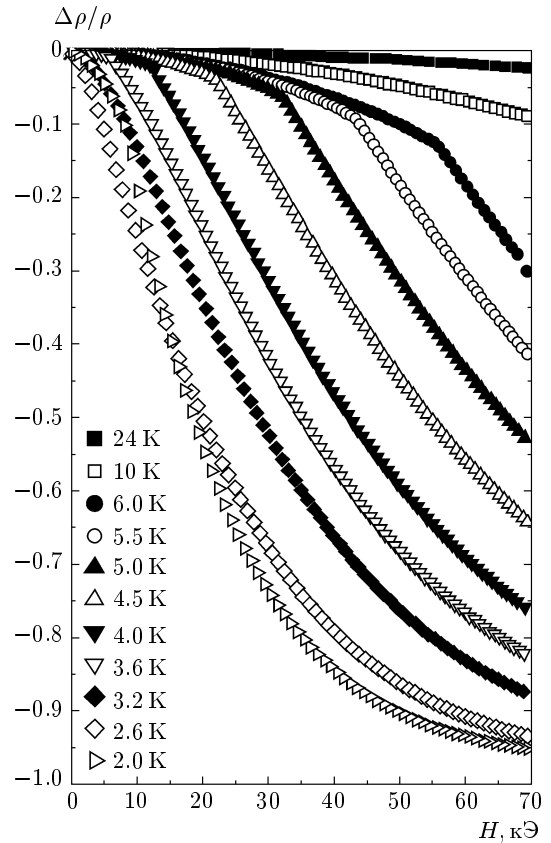


Рис. 8. Полевые зависимости магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$ , измеренные при различных значениях температуры для кристаллографической ориентации  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ ,  $\mathbf{I} \parallel \langle 111 \rangle$

ной компоненты в матрице  $\text{CeB}_6$  (рис. 10б, кривая для  $T = 2$  K), и появления в АФМ-фазе заметного анизотропного вклада в намагниченность  $\Delta M(\varphi)$  (рис. 7, кривые для  $T \leq 2$  K). Анализ угловых зависимостей холловского сопротивления в рамках соотношения (5) в интервале температур 2.2–300 K позволяет разделить вклады основной ( $\rho_{H1}$ ) и четной ( $\rho_{H2}$ ) составляющих в эффекте Холла и определить вид кривой  $R_H(T) = \rho_H(T)/H$ . На рис. 11, наряду с зависимостью  $R_H(T)$ , представлена также кривая  $\mu_H(T) = R_H(T)/\rho(T)$ , отвечающая холловской подвижности в приближении одной группы носителей заряда. В диапазоне 5–300 K коэффициент Холла  $R_H$  отрицателен и практически не зависит от температуры (рис. 11). Такое поведение с хорошей точностью совпадает с результатами работ [37, 38], где отмечалось постоянное отрицательное ( $R_H = -(4.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>/Кл [38]) значение коэффициента Холла в гексабориде церия, которое в пределах точности эксперимента соответ-

ствует величине  $R_H(\text{LaB}_6) = -4.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$ , найденной [39] для немагнитного аналога — соединения  $\text{LaB}_6$ . Вслед за авторами работ [37, 38] подчеркнем, что полученное для  $\text{CeB}_6$  отрицательное и постоянное в диапазоне 5–300 К значение  $R_H(T)$  (рис. 11) не находит объяснения в рамках моделей кондо-решетки и асимметричного рассеяния носителей заряда [40, 41]. Действительно, согласно предсказаниям работ [40, 41], в кондо-решетке следует ожидать возникновения максимума коэффициента Холла положительной полярности вблизи температуры Кондо  $T_K(\text{CeB}_6) = 1\text{--}2 \text{ К}$  [37], амплитуда которого должна значительно превосходить значение  $R_H(T)$  в немагнитном аналоге — соединении  $\text{LaB}_6$ . Более того, совпадение значений постоянной Холла для гексаборидов церия (магнитная  $4f^1$ -конфигурация) и лантана ( $4f^0$ ), по-видимому, свидетельствует об определяющей роли зонных состояний в условиях сильного электрон-электронного взаимодействия, приводящего к возникновению режима слабой локализации в  $\text{CeB}_6$  при неизменной концентрации носителей заряда.

С понижением температуры в интервале  $T < 7 \text{ К}$  коэффициент Холла  $R_H(T)$  резко возрастает, достигая максимальных значений вблизи  $T \approx 3 \text{ К}$  (рис. 11). Возникновение на угловых зависимостях  $\rho_H(\varphi)$  вклада четных гармоник и, далее, переход к зависимости типа меандра в АФМ-фазе  $\text{CeB}_6$  (см. рис. 10б) сопровождаются заметным уменьшением абсолютных значений коэффициента Холла  $R_H(T)$  (см. рис. 11). В заключение настоящего раздела отметим также существенное отличие поведения холловской подвижности в гексабориде церия (см. рис. 11) от типичного вида кривых  $\mu_H(T)$  для систем с тяжелыми фермионами на основе церия. Так, согласно результатам, полученным для классических соединений с тяжелыми фермионами  $\text{CeAl}_3$  [42],  $\text{CeCu}_6$  [43],  $\text{CeAl}_2$  [30] и др., подвижность заметно растет с понижением температуры, следуя, согласно предсказаниям работ [40, 41], кюри-вейссовской зависимости  $\mu_H(T) \propto \chi(T) \propto (T + \Theta_p^M)^{-1}$ . Напротив, для  $\text{CeB}_6$  в интервале температур от азотной до гелиевой наблюдается заметное (примерно в три раза) уменьшение подвижности при практически не меняющейся концентрации ( $R_H(T) \approx \text{const}$ ) носителей заряда (см. рис. 11).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отметим прежде всего, что совокупность результатов измерений транспортных и магнитных характеристик гексаборида церия (рис. 1–11) вмес-

те с данными исследований коэффициента термоэдс [27] не находит объяснения в рамках модели кондо-решетки.

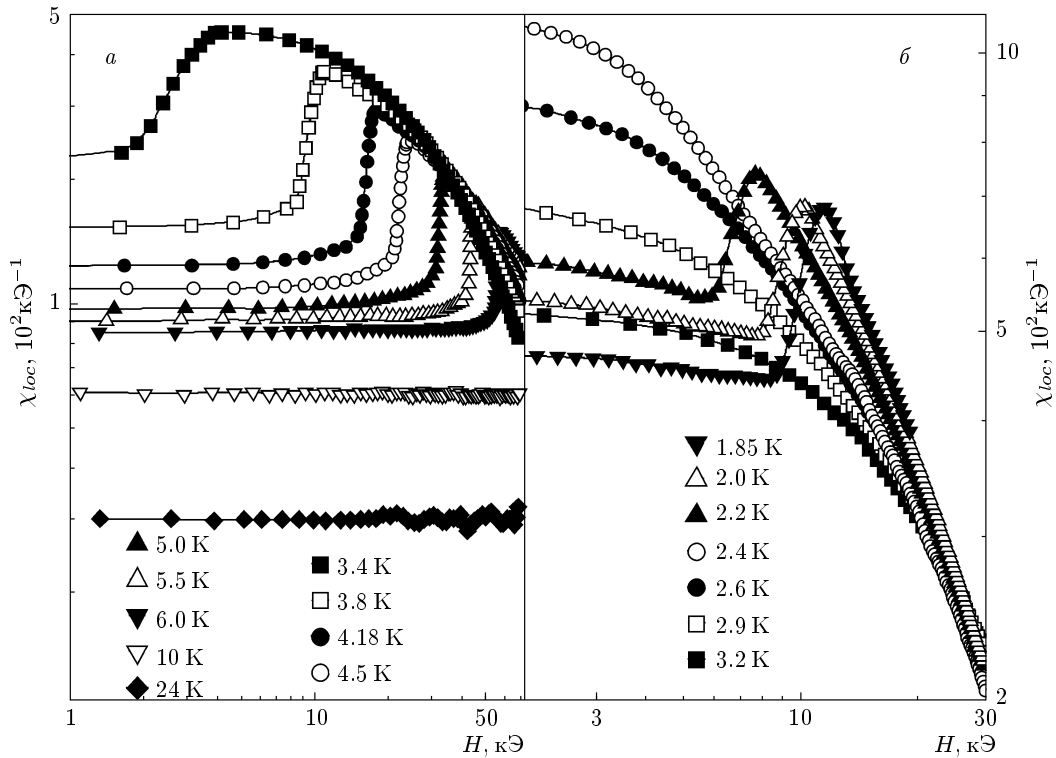
1) Поведение магнитного вклада в удельное сопротивление в интервале 7–80 К подчиняется степенной зависимости (2) (область Ia на рис. 1), отвечающей режиму слабой локализации носителей заряда в условиях сильного электрон-электронного взаимодействия носителей, имеющих в  $\text{CeB}_6$  преимущественно  $5d$ -характер [13–23].

2) Отрицательное значение постоянной Холла  $R_H$  ( $7 \text{ К} \leq T \leq 300 \text{ К}$ )  $\approx \text{const} < 0$ , а также возникновение особенности на зависимости  $R_H(T)$  отрицательной полярности при гелиевых температурах (см. рис. 11), как отмечалось выше, свидетельствуют против описания особенностей формирования основного состояния в терминах кондо-компенсации локализованных магнитных моментов ионов церия в этом соединении.

3) Найденная в работе степенная асимптотика (3) магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  в интервале 15–1000 К (см. рис. 2а), очевидно, также не укладывается в рамки традиционно используемого общепринятого кюри-вейссовского описания. Действительно, в модели кондо-решетки при высоких температурах  $T > T_K(\text{CeB}_6) \approx 1\text{--}2 \text{ К}$ , отвечающих для  $\text{CeB}_6$  всему используемому в работе интервалу 2–300 К, намагниченность определяется слабо взаимодействующими локализованными магнитными моментами, величина которых обусловлена исключительно структурой  $^2F_{5/2}$ -состояния  $\text{Ce}^{3+}$ , расщепленного кристаллическим полем кубической (ОЦК) симметрии.

4) Выполненный в работе [27] анализ экспериментальных данных измерений коэффициента термоэдс  $S(T)$  также приводит к выводу о неприменимости модели кондо-решетки к описанию его температурного поведения в гексабориде церия.

Сопоставление результатов, приведенных на рис. 2в и 2г, а также полевых зависимостей магнитных восприимчивостей  $\chi(H, T_0)$  и  $\chi_{loc}(H, T_0)$ , представленных на рис. 5, 6 и 9, на наш взгляд, позволяет сделать заключение в пользу применимости подхода, аналогичного модели Иосиды [26], для описания поведения магнитосопротивления в гексабориде церия вместо традиционно используемой модели кондо-решетки (см., например, [44, 45]). При этом в соответствии с выводами работ [24, 25, 30] необходимо принять во внимание, что эффективное магнитное рассеяние с переворотом спина носителей заряда происходит не на локализованных магнитных моментах  $4f$ -оболочки ионов  $\text{Ce}^{3+}$ ,



**Рис. 9.** Полевые зависимости локальной восприимчивости  $\chi_{loc}(H)$  (см. текст) в двойных логарифмических координатах. Измерения выполнены для различных значений температуры  $T_0 > T_Q$  (а) и  $T_0 < T_Q$  (б) для кристаллографической ориентации  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ ,  $\mathbf{I} \parallel \langle 111 \rangle$

а на спин-поляронных состояниях наноразмера (6–16 Å), формирующихся в матрице цериевых соединений с сильными электронными корреляциями в окрестности Се-центров. Отметим, что в целом подобный характер изменения параметров  $\chi$  и  $\chi_{loc}$  с температурой (см. рис. 2в и 2г) наблюдается как в парамагнитной, так и в магнитоупорядоченных фазах  $\text{CeB}_6$ . В то же время рассеяние носителей заряда на межфазных границах и неоднородностях в окрестностях температур  $T_N$  и  $T_Q$  приводит к заметному уширению особенностей на кривой  $\chi_{loc}(T)$ , связанных с магнитными фазовыми переходами в этом соединении. По тем же причинам значительно уширенными по сравнению с аномалиями объемной магнитной восприимчивости (см. рис. 5, 6) оказываются также особенности на кривых  $\chi_{loc}(H)$  (см. рис. 9) в окрестностях  $T_N$  и  $T_Q$ . Как отмечалось ранее, аппроксимация температурной зависимости восприимчивости при  $T < 30$  К соотношением (1) является в достаточной мере условной. При этом формальное применение кюри-вейссовской зависимости (1) для анализа локальной восприимчивости  $\chi_{loc}(T)$ , полученной из измерений магнитосопротивления, приводит

к существенно меньшим значениям парамагнитной температуры Кюри  $\Theta_p^{MR} \approx -3.8 \pm 0.4$  К по сравнению с  $\Theta_p^M \approx -8 \pm 0.5$  К, найденным из объемных магнитных измерений при  $T < 30$  К (см. рис. 2г). По всей видимости, столь значительное уменьшение по абсолютной величине параметра  $\Theta_p$ , отвечающего приближению молекулярного поля, в рамках такого подхода можно было бы связать с существованием в широкой окрестности вблизи локализованных магнитных моментов церия областей неоднородной магнитной поляризации наноразмера, на которых происходит рассеяние зонных носителей заряда в металлической матрице  $\text{CeB}_6$ . Следует отметить также, что, согласно результатам исследований [19, 46], зона проводимости в  $\text{CeB}_6$  сформирована преимущественно  $5d$ -состояниями церия, в небольшой степени гибридованными с  $2p$ -орбиталями бора. В результате можно предположить, что отмеченная выше неоднородная спиновая поляризация зонных носителей заряда в  $5d$ -полосе, обусловленная быстрыми спиновыми флуктуациями вследствие межконфигурационных  $4f$ - $5d$ -переходов, по-видимому, носит локальный характер и формируется в каждой элементарной

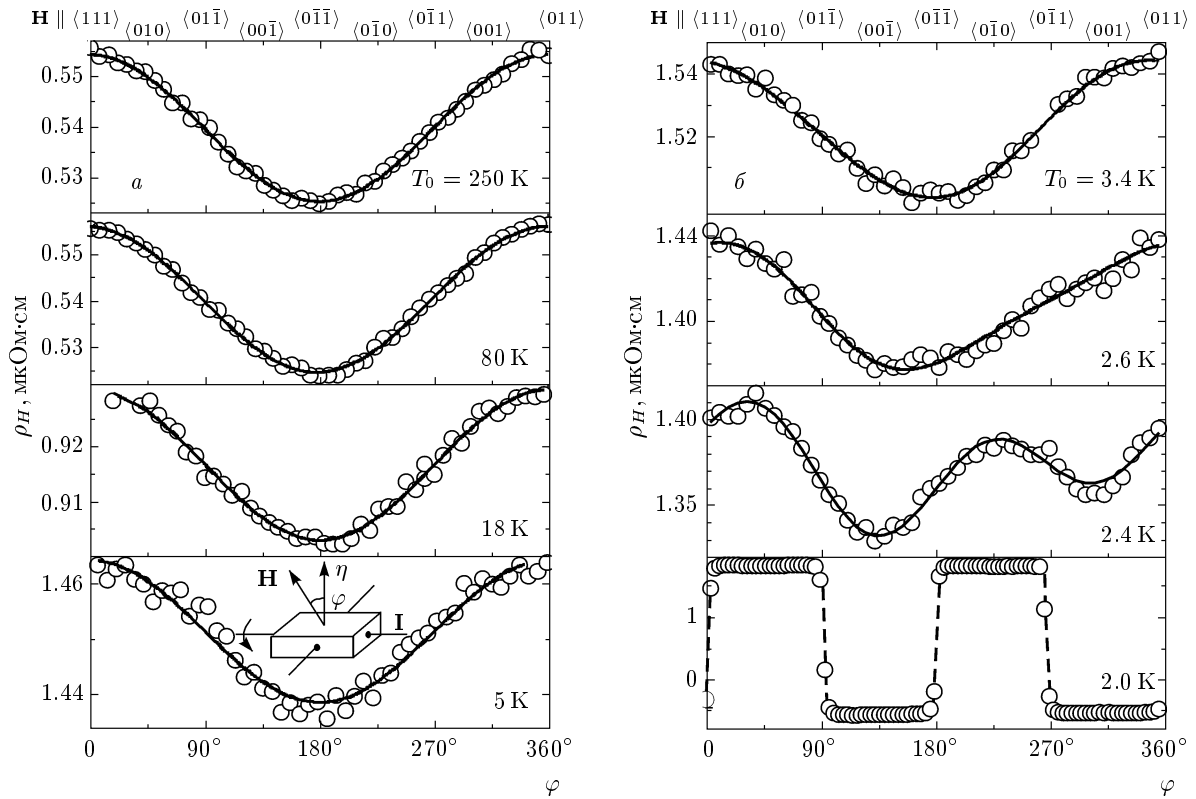


Рис. 10. Угловые зависимости холловского сопротивления  $\rho_H$ , измеренные при различных значениях температуры  $T_0 = 3.5\text{--}300\text{ K}$  (а) и  $T_0 = 2.0\text{--}3.4\text{ K}$  (б) для кристаллографического направления  $\mathbf{I} \parallel \langle 100 \rangle$  в поле  $H_0 = 3.8\text{ кЭ}$

ячейке в окрестности Се-центров.

Переходя к анализу полевых зависимостей намагниченности при низких температурах, подчеркнем еще раз внешние различия в поведении магнитных характеристик в парамагнитной фазе, отмеченные в работе для температурных диапазонов  $T > 15\text{ K}$  и  $5\text{ K} \leq T \leq 25\text{ K}$ . При  $T > 15\text{ K}$  для  $\text{CeB}_6$  вместо кюри-вейссовской зависимости (1) найдена степенная зависимость магнитной восприимчивости вида  $\chi \propto T^{-0.8}$  (рис. 2а). В интервале 5–25 К экспериментальные кривые  $\chi(T)$  и  $\chi_{loc}(T)$  в  $\text{CeB}_6$  формально могут быть аппроксимированы кюри-вейссовской зависимостью (1) (см. рис. 2г). В то же время использование при описании данных  $M(H, T_0 \leq 25\text{ K})$  (см. рис. 3, 4) функции Бриллюэна

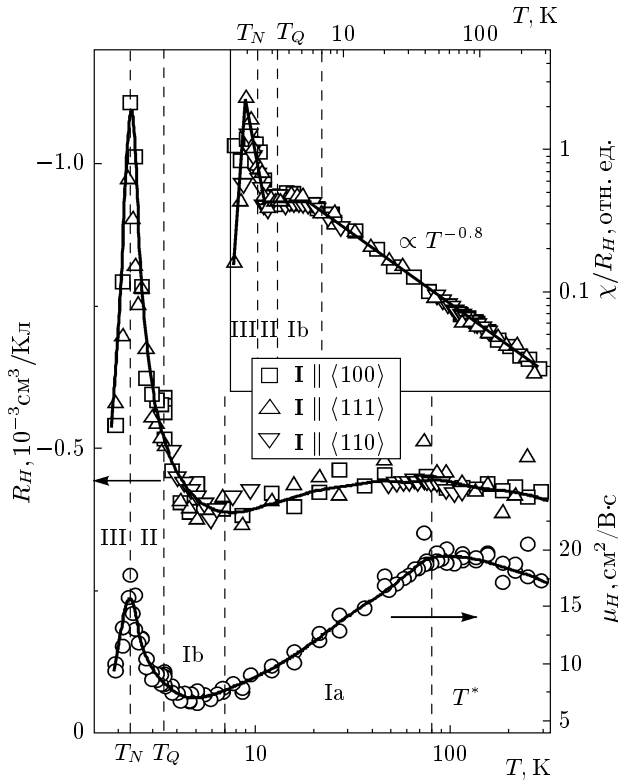
$$M(H, T_0) = Ng\mu_B m_J^z B_J(x) = Ng\mu_B m_J^z \times \left[ \frac{2J+1}{2J} \text{cth} \left( \frac{2J+1}{2J} x \right) - \frac{1}{2J} \text{ctg} \frac{x}{2J} \right], \quad (6)$$

где  $g$  —  $g$ -фактор,  $J$  и  $m_J^z$  — квантовые числа,

$B_J(x)$  — функция Бриллюэна,

$$x = \frac{g\mu_B JH}{k_B(T + \Theta_p^{M,MR})},$$

не позволяет ни при каких значениях  $g$  и  $J$  аппроксимировать экспериментальные кривые намагниченности в парамагнитной фазе. Указанное обстоятельство, очевидно, является наиболее веским аргументом против использования кюри-вейссовской зависимости (1) при анализе поведения магнитной восприимчивости  $\text{CeB}_6$ . Для примера семейства кривых  $M(H/(T + \Theta_p^M))$  и  $M_{loc}(H/(T + \Theta_p^{MR}))$  в парамагнитной и магнитоупорядоченных фазах представлены на рис. 12. Парамагнитной фазе отвечает линейная вплоть до максимально достижимых значений аргумента  $H/(T + \Theta_p^{M,MR})$  зависимость магнитного момента (рис. 12), которую с учетом приведенных выше экспериментальных результатов, по-видимому, следует сопоставить парамагнитному отклику (паулиевская парамагнитная восприимчивость) перенормированных  $5d$ -зонных состояний в  $\text{CeB}_6$ . Для сравнения на рис. 12а вместе с экспериментальными данными представлены также бриллюэновские зависи-



**Рис. 11.** Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H$  и холловской подвижности  $\mu_H$ . На вставке представлена температурная зависимость отношения  $\chi/R_H$

мости вида  $M = f(H/(T + \Theta_p^M))$ , полученные для  $g = 1.62$  [32],  $J = 1/2$  и  $\mu_{ef} = 1\mu_B$  [9, 47],  $J = 5/2$ . Выполненное на рис. 12 сопоставление бриллюэновских кривых с результатами экспериментов позволяет сделать вывод о том, что, как и в случае промежуточных температур (область  $T > 15$  К), в интервале 5–25 К магнитные свойства  $\text{CeB}_6$  не могут быть корректно описаны в терминах системы слабо взаимодействующих локализованных магнитных моментов  $^2F_{5/2}$ -состояния церия.

Подчеркнем еще раз, что весьма важным, с нашей точки зрения, аргументом против формирования магнитной структуры локализованных магнитных моментов и в пользу зонной природы магнетизма в гексабориде церия является значение эффективного магнитного момента  $\mu_{eff} \approx 1.0\mu_B$ , найденное в экспериментах по рассеянию нейтронов [9, 47] в парамагнитной фазе  $\text{CeB}_6$ . Авторы работ [9, 47] подчеркивают очевидное противоречие между величиной  $\mu_{eff} \approx 2.32\mu_B$ , полученной с использованием соотношения (1) из статических магнитных измерений, и найденным из измерений динамической

восприимчивости значением  $\mu_{eff} \approx 1.0\mu_B$ , сохраняющимся неизменным в широком интервале 5–220 К и отвечающим магнитному моменту зонных электронов.

Как уже отмечалось ранее, переход в АФК-фазу в  $\text{CeB}_6$  сопровождается ростом магнитной восприимчивости (см. рис. 2в и рис. 5) и намагниченности (см. рис. 3, 4), однако и в этом случае совокупность экспериментальных результатов, представленных на рис. 1–7, не получает адекватного описания в рамках соотношения (6) с фиксированным значением аргумента  $x$  (см. формулу (6) и рис. 12). Отметим, кроме того, что в предположении присутствия нескольких аддитивных составляющих в намагниченности для достижения согласия с экспериментальными данными требуется предположить также существование меняющегося с температурой множителя при  $B_J$  для магнитного вклада в  $M(H, T)$  в гексабориде церия.

Основываясь на приведенных выше аргументах в пользу зонной природы парамагнитного отклика (парамагнетизм Паули) в  $\text{CeB}_6$ , выполним далее оценки параметров носителей заряда в  $5d$ -полосе и проведем сопоставление транспортных и магнитных характеристик гексаборида церия. Для оценок воспользуемся также результатами исследований рассеяния нейтронов в  $\text{CeB}_6$  [9, 47], в частности найденной в работах [9, 47] температурной зависимостью полуширины  $\Gamma(T)/2$  квазиупругого пика в спектрах магнитного рассеяния нейтронов. Использование простых соотношений для эффективно-го времени релаксации  $\tau_{eff}(T)$ ,

$$\Gamma(T)/2 = \hbar/\tau_{eff}(T), \tag{7}$$

и эффективной массы  $m^*(T)$  носителей

$$m^*(T) = e\tau_{eff}(T)/\mu_H(T), \tag{8}$$

позволяет на основании данных для  $\mu_H(T)$  (см. рис. 11) оценить характер изменения  $m^*(T)$  в режиме слабой локализации носителей заряда ( $7 \text{ К} \leq T \leq 80 \text{ К}$ ). Полученная в результате зависимость  $m^*(T)$  представлена на рис. 13, где показано также изменение с температурой магнитной восприимчивости  $\chi$ , коэффициента термоэдс  $S$  (по данным работы [27]) и аддитивного параметра  $S\sigma$  ( $\sigma = 1/\rho$  — проводимость) в парамагнитной и магнитоупорядоченных фазах  $\text{CeB}_6$ .

Анализируя совместно поведение параметров  $m^*(T)$  и  $\chi(T)$  (рис. 13), прежде всего отметим практически одинаковый характер изменения с

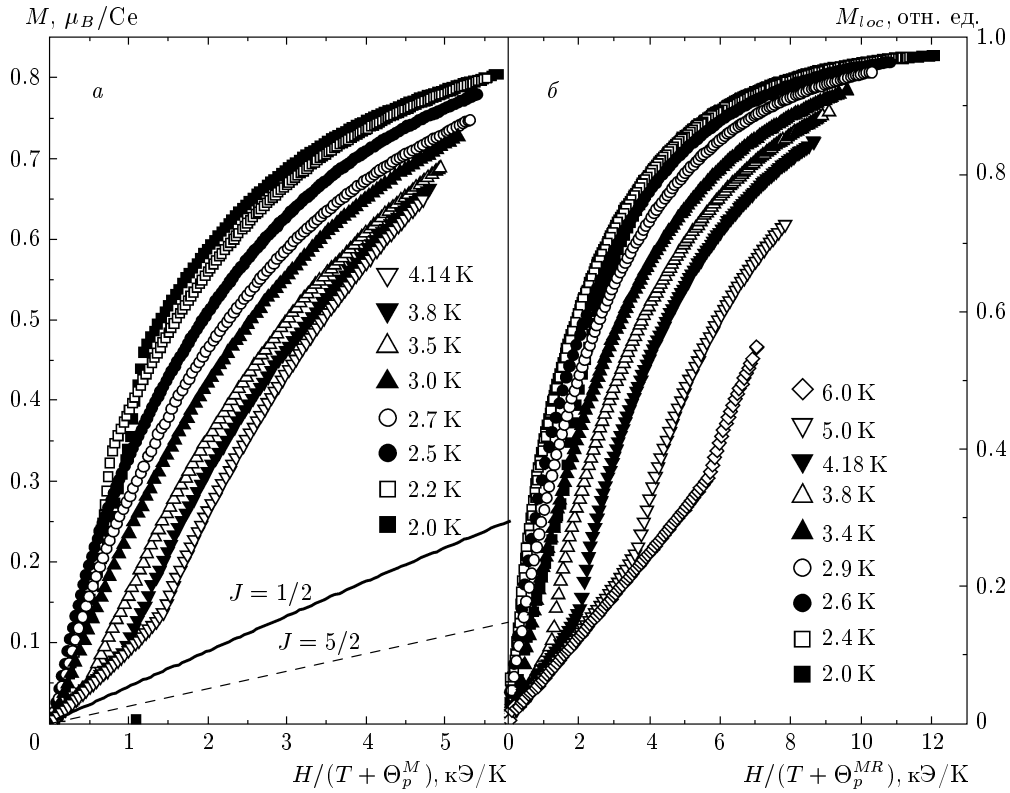


Рис. 12. Полевые зависимости объемной  $M$  (а) и локальной  $M_{loc} = -\Delta\rho/\rho$  (б) намагниченностей в кюри-вейссовских координатах  $M(H/(T + \Theta_p))$ , построенные по результатам измерений для различных значений температуры в кристаллографических ориентациях  $H \parallel \langle 110 \rangle$  (а) и  $H \parallel \langle 110 \rangle, I \parallel \langle 111 \rangle$  (б). Для сравнения приведены также бриллюэновские кривые намагниченности для  $J = 1/2$  и  $J = 5/2$  (см. текст)

температурой магнитной восприимчивости  $\chi(T) \propto T^{-0.78 \pm 0.02}$  и эффективной массы  $m^*(T) \propto T^{-0.8}$ . В такой ситуации, воспользовавшись выражением для паулиевской магнитной восприимчивости вида

$$\chi_P(T) = \frac{1}{2} g^2 \mu_B^2 N(E_F) \approx \frac{1}{4} g^2 \mu_B^2 \frac{m^* k_F}{\pi^2 \hbar^2} \quad (9)$$

(см., например, работу [48]), где  $N(E_F)$  — плотность электронных состояний,  $k_F$  — импульс Ферми, изменение параметра  $\chi_P(T)$  в парамагнитной фазе следует связать с перенормировкой плотности электронных состояний на уровне Ферми  $E_F$ . Действительно, найденные из независимых экспериментов параметры  $\chi_P(T)$  и  $m^*(T)$  с учетом условия  $k_F \approx \text{const}$  оказываются линейно связанными в рамках соотношения (9).

Еще одним независимым параметром, который представляется важным при оценке эффектов перенормировки плотности электронных состояний в металле, является коэффициент термоэдс  $S(T)$ . Для диффузионной термоэдс проводника в соответствии

с формулой Мотта [49] имеем

$$S_d(T) = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e} T \left( \frac{\partial \ln \sigma(E)}{\partial E} \right)_{E_F} \quad (10)$$

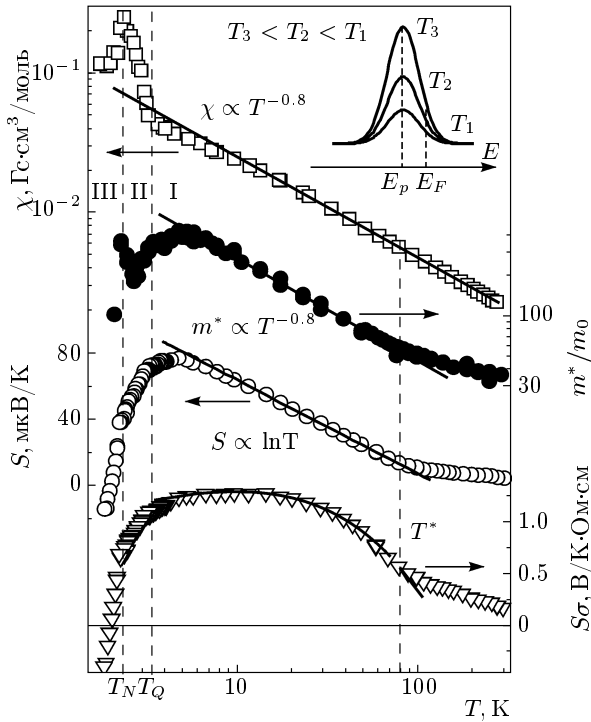
Учитывая в приближении линейного отклика связь между проводимостью и характеристиками носителей заряда вида

$$\sigma(E) = \frac{1}{3} e^2 v_F^2 \tau(E) N(E), \quad (11)$$

где  $v_F$  — скорость Ферми,  $\tau$  — время релаксации, для  $S_d(T)$  получаем [49]

$$S_d(T) \approx \frac{\pi^2 k_B^2}{3e} T \left( \frac{\partial \ln N(E)}{\partial E} + \frac{\partial \ln \tau(E)}{\partial E} \right)_{E_F} \quad (12)$$

Первое слагаемое в соотношении (12) определяет влияние на термоэдс эффектов перенормировки плотности электронных состояний  $N(E_F)$  на уровне Ферми. Второе зависит от скорости изменения времени релаксации с энергией в окрестности  $E_F$  и



**Рис. 13.** Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$ , приведенной эффективной массы  $m^*$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), коэффициента термоэдс  $S$  и аддитивного параметра  $S\sigma$  ( $\sigma = 1/\rho$  — проводимость). На вставке схематически представлена перестройка плотности электронных состояний при возникновении многочастичного спин-поляронного резонанса при  $E_p$  в окрестности энергии Ферми  $E_F$

достигает заметных положительных значений, когда пик плотности состояний  $N(E_p)$  располагается несколько ниже уровня Ферми. В такой ситуации (см. вставку на рис. 13) для энергий вблизи максимума величины  $N(E)$  преобладает резонансное рассеяние носителей, тогда как с ростом  $E > E_p$  можно ожидать заметного возрастания  $\tau(E)$ . Следует подчеркнуть, что положительный знак коэффициента  $S(T)$  в  $\text{CeB}_6$  при  $T > T_N$  (см. рис. 13) отвечает расположению резонанса при  $E_p < E_F$ . При этом с понижением температуры в интервале  $T < T^* \approx 80$  К рост плотности состояний и эффективности резонансного рассеяния в  $\text{CeB}_6$  при  $E_p < E_F$  должен приводить к резкому возрастанию амплитуды обоих вкладов в  $S(T)$ , определяемых слагаемыми в правой части выражения (12).

Рассмотрим более детально полученные в работе экспериментальные результаты, характеризующие поведение транспортных и магнитных свойств  $\text{CeB}_6$

в парамагнитной фазе в непосредственной окрестности магнитного перехода при  $T_Q \approx 3.3$  К. На рис. 14 температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  и коэффициента Холла  $R_H$  при  $T < 10$  К представлены в полулогарифмических и обратных логарифмических координатах. На рис. 14а также показаны данные исследований рассеяния поляризованных нейтронов в  $\text{CeB}_6$  [19]. Приведенная по результатам работы [19] на рис. 14а температурная зависимость интенсивности рассеяния поляризованных нейтронов, по мнению ее авторов, отвечает возникновению заметной спиновой поляризации в  $5d$ -полосе  $\text{CeB}_6$  уже в парамагнитной фазе при  $T \leq 7$  К. Как видно из представления данных в обратных логарифмических координатах (рис. 14б), возрастания как магнитной восприимчивости  $\chi_p(T)$ , так и коэффициента Холла  $R_H(T)$ , соответствующие возникновению спин-поляризованных состояний в парамагнитной фазе в интервале 3.3–7 К (область Ib на рис. 1, 11), оказываются скоррелированными между собой (см. также поведение параметра  $\chi(T)/R_H(T)$  на вставке к рис. 11) и с хорошей точностью описываются соотношением вида

$$\chi(T) \propto R_H(T) \propto \exp(E_{sp}/k_B T), \quad (13)$$

определяющим активационное поведение указанных параметров с энергией  $E_{sp}/k_B \approx 3.3$  К  $\approx T_Q$ . Таким образом, по-видимому, формированию в парамагнитной фазе областей спиновой поляризации в окрестности Ce-центров в  $5d$ -полосе  $\text{CeB}_6$  отвечает характерная энергия связи образующихся спин-поляронных состояний,  $E_{sp}/k_B \approx 3.3$  К. Следует подчеркнуть, что предположение аддитивности вкладов в зарядовый транспорт в  $\text{CeB}_6$ , которое ранее успешно применялось при анализе составляющих в проводимости, коэффициентах Холла и термоэдс соединения  $\text{CeAl}_2$  [29] в рамках соотношений

$$\sigma = \sum_i \sigma_i, \quad S\sigma = \sum_i \sigma_i S_i, \quad (14)$$

может быть использовано также для выделения низкотемпературного вклада  $S_2(T)$  в термоэдс  $\text{CeB}_6$ . Действительно, используя в диапазоне 7–80 К для одного из вкладов найденные асимптотики  $\sigma_1(T) \propto T^{0.39}$  и  $S_1(T) \propto \ln T$  и экспериментальные зависимости для проводимости  $\sigma(T)$  и произведения  $S(T)\sigma(T)$  (см. кривые на рис. 13, а также работу [27]), мы можем оценить поведение низкотемпературной составляющей коэффициента термоэдс  $S_2(T)$ . Как видно из данных, представленных на рис. 14б, полученная таким образом кривая  $S_2(T)$



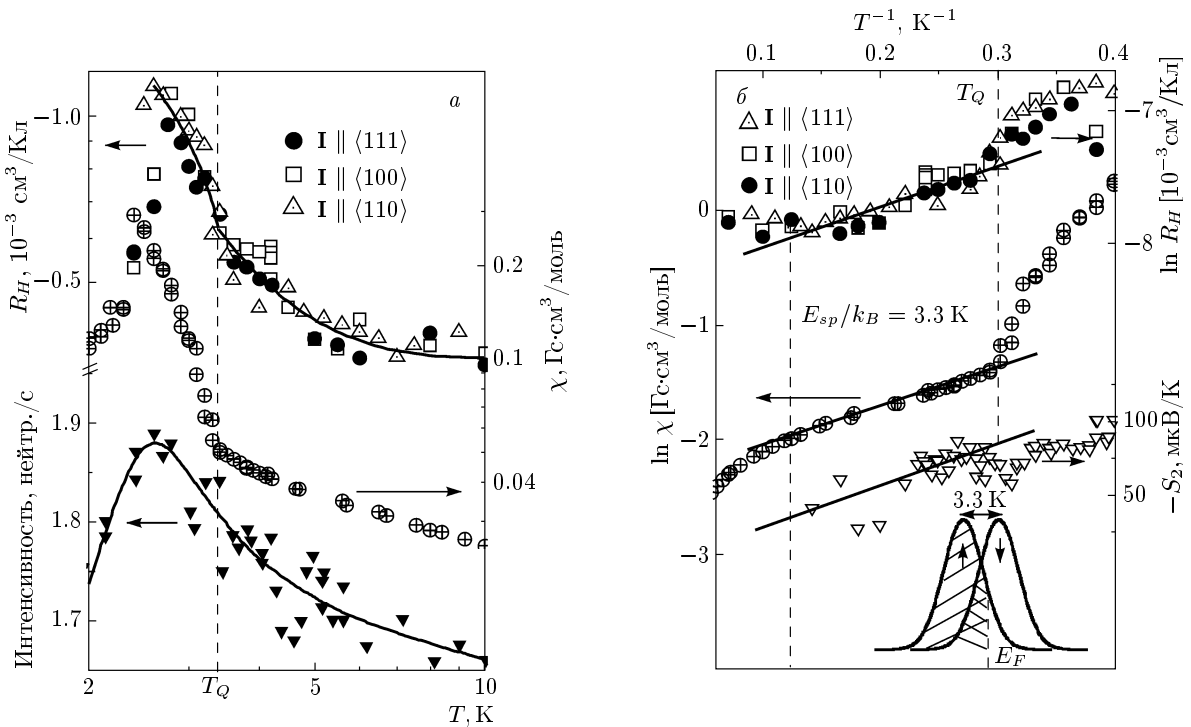


Рис. 14. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  и коэффициента Холла  $R_H$  при  $T < 10 \text{ K}$  и  $H_0 = 3.8 \text{ кЭ}$  в полулогарифмических (а) и обратных логарифмических (б) координатах. Представлены также данные работы [19], полученные по результатам исследований рассеяния поляризованных нейтронов (а, нижняя кривая) и низкотемпературная составляющая коэффициента термоэдс  $S_2(T)$  (б,  $E_{sp}$  — энергия активации спин-поляронного состояния). На вставке схематически показано спиновое расщепление резонанса вблизи  $E_F$

в интервале 3.3–7 К также может быть описана активационной зависимостью вида

$$S_2(T) \approx \frac{k_B}{e} \frac{E_{sp}}{k_B T}.$$

Отметим, что найденное в работе активационное поведение  $R_H(T)$  в целом аналогично наблюдавшемуся недавно для других соединений с тяжелыми фермионами на основе церия:  $\text{CeAl}_2$  [30],  $\text{CeAl}_3$  и  $\text{CeCu}_6$  [43]. Воспользовавшись соотношением для радиуса локализации многочастичных состояний [30, 43],

$$a_{sp}^* = \frac{\hbar}{\sqrt{2E_{sp}m^*}}, \quad (15)$$

и используя найденные в работе для  $\text{CeB}_6$  в интервале 3.3–7 К значения параметров  $E_{sp}/k_B \approx 3.3 \text{ K}$  и  $m^* \approx 400m_0$  (см. рис. 13), оценим значение  $a_{sp}^* \approx 5.4 \text{ \AA}$ . Полученная оценка достаточно хорошо согласуется с характерным размером многочастичных спин-поляронных ( $a_{sp}^*$ ) и экситон-поляронных

( $a_{ep}^*$ ) состояний других известных соединений с сильными электронными корреляциями:

$$a_{sp}^*(\text{CeAl}_2) \approx 6\text{--}10 \text{ \AA} \text{ [30]},$$

$$a_{sp}^*(\text{CeAl}_3, \text{CeCu}_6) \approx 1.4\text{--}16 \text{ \AA} \text{ [42, 43]},$$

$$a_{sp}^*(\text{SmB}_6) \approx 6 \text{ \AA} \text{ [50]}, \quad a_{sp}^*(\text{FeSi}) \approx 5 \text{ \AA} \text{ [36]}.$$

Возникновение спин-поляронных многочастичных состояний малого радиуса в зоне проводимости  $\text{CeB}_6$  может быть связано с «внутренним» обменным полем  $H_{sp}$ . Грубая оценка величины  $H_{sp}$  в рамках соотношения  $H_{sp} \approx E_{sp}/\mu_B$  приводит к значению  $H_{sp} \approx 45 \text{ кЭ}$ . В свою очередь, величина  $H_{sp}$  определяет снятие вырождения по спину и расщепление многочастичного резонанса при  $E_p$  в плотности состояний в окрестности энергии Ферми (см. вставку на рис. 14б). Следствием возникновения спиновой структуры многочастичного резонанса при  $E_p$  вблизи  $E_F$  является активационный рост магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе с понижением температуры в интервале

3.3–7 К в гексабориде церия (см. рис. 14б). В такой ситуации скоррелированное активационное изменение параметров  $\chi(T) \propto R_H(T) \propto \exp(E_{sp}/k_B T)$  (см. рис. 14б и вставку на рис. 11), по-видимому, следует связать с появлением дополнительного вклада в эффект Холла — возникновением аномальной компоненты вида  $R_H(T) - R_0 \propto M(T)$ . Переход к когерентному режиму спиновых флуктуаций в интервале 3.3–7 К и возникновение обменного поля  $H_{sp} \approx 45$  кЭ, как нам представляется, следует рассматривать как ферромагнитный переход в системе спиновых поляронов малого радиуса. При этом с ростом плотности электронных состояний (см. вставку на рис. 13) при выполнении критерия, аналогичного стонеровскому,  $UN(E_F) \geq 1$  ( $U$  — энергия кулоновского расталкивания), для каждого многочастичного комплекса можно ожидать возникновения в металлической матрице гексаборида церия ферромагнитного домена наноразмера (феррона по терминологии Нагаева [51]). Отметим далее, что в рамках развитого подхода магнитный переход при  $T_Q \approx 3.3$  К можно рассматривать как переход в состояние с ВСП, возникающей в результате «включения взаимодействия» в системе ферромагнитных доменов наноразмера в матрице  $\text{CeV}_6$ . Поскольку переход к коллективному состоянию зонных электронов качественно меняет характер экранирования магнитного момента  $4f$ -оболочки ионов  $\text{Ce}^{3+}$ , при температурах  $T < T_Q \approx 3.3$  К можно ожидать возникновения и усиления магнитного отклика локализованных магнитных моментов, связанных непосредственно с  $^2F_{5/2}$ -оболочкой ионов церия. По всей видимости, подобное поведение и наблюдается вблизи  $T_Q(H)$  (см. рис. 1, 2, 14), когда магнитная восприимчивость в интервале температур 2.3–3.3 К возрастает в четыре-пять раз.

При анализе магнитных характеристик  $\text{CeV}_6$  необходимо учитывать также результаты измерений микроволнового магнитопоглощения [32]. Применение ЭПР-спектроскопии к исследованию низкотемпературного магнитного отклика в  $\text{CeV}_6$  привело к обнаружению необычного магнитного резонанса, возникающего и усиливающегося по амплитуде с понижением температуры при переходе из парамагнитной в АФК-фазу [32]. Найденный бесщелевой характер частотной зависимости резонансного поля позволил авторам работы [32] сделать заключение о возникновении при переходе в АФК-фазу ЭПР-подобной моды, связанной с независимой прецессией отдельных локализованных магнитных моментов во внешнем магнитном поле, очевидно противоречащее модели кондовской экранировки. По-

лученное значение  $g$ -фактора  $g \approx 1.62$ , отвечающее резонансной моде, сохраняется постоянным в широком частотном интервале 40–100 ГГц, соответствующем изменению резонансного поля  $H_{res}$  в пределах 16–42 кЭ. В связи с этим выскажем предположение о том, что обнаруженный [32] необычный магнитный резонанс в  $\text{CeV}_6$ , по-видимому, может быть связан с прецессией неэкранированных локализованных магнитных моментов ионов церия во внешнем магнитном поле  $H < H_{sp}$ . В пользу справедливости подобного предположения может свидетельствовать также величина  $g$ -фактора  $g \approx 1.6$ , определяющая значение  $\mu_{eff} \approx 0.8\mu_B$  [32], близкое к эффективному магнитному моменту состояния  $\Gamma_7$  иона  $\text{Ce}^{3+}$ .

С ростом напряженности внешнего магнитного поля при выполнении обратного неравенства  $H \geq H_{sp}$  можно ожидать заметного возрастания амплитуды ВСП и связанного с этим усиления взаимодействия ВСП и локализованных магнитных моментов ионов церия. Вследствие этого должно наблюдаться заметное ухудшение условий для наблюдения резонансного магнитопоглощения в АФК-фазе  $\text{CeV}_6$ . Выполненные нами измерения показали, что возрастание резонансного поля от  $H_{res} \approx 24$  кЭ (резонансная частота примерно 60 ГГц) до 42 кЭ (примерно 100 ГГц) действительно приводит к значительному уменьшению амплитуды резонансной особенности в спектре магнитопоглощения  $\text{CeV}_6$ .

Переход в АФМ-фазу при  $H < 20$  кЭ (см. рис. 7), на наш взгляд, может быть связан с «включением взаимодействия» в металлической матрице между локализованными магнитными моментами ионов церия, которое в условиях конкуренции с ВСП обуславливает возникновение сложного антиферромагнитного (область III на рис. 7) состояния в  $\text{CeV}_6$ . Напротив, с ростом магнитного поля ослабление антиферромагнитного взаимодействия между локализованными магнитными моментами и возрастание амплитуды ВСП приводят к быстрому подавлению антиферромагнитного состояния на локализованных магнитных моментах ионов  $\text{Ce}^{3+}$  и к переходу в ВСП-фазу в гексабориде церия. При этом появление отмеченной ранее аномальной компоненты в эффекте Холла (см. рис. 10б) и анизотропной составляющей намагниченности  $\Delta M(\varphi)$  в АФМ-фазе (см. вставку на рис. 7), на наш взгляд, следует интерпретировать как изменение ориентации (перемagnичивание) связанной антиферромагнитной структуры ферронов (ВСП) и локализованных магнитных моментов между эквивалентными направлениями в ОЦК-решетке гексаборида церия.

При обсуждении необычной магнитной струк-

туры АФМ-фазы  $\text{CeV}_6$  особо отметим результаты экспериментов по магнитной дифракции нейтронов [9, 47]. В частности, в работах [9, 47] было показано, что наряду с основными рефлексами, отвечающими элементарной ячейке магнитной структуры с размерами  $(2a, 4a, 4a)$  ( $a(\text{CeV}_6) \approx 4.14 \text{ \AA}$ ), в спектрах магнитного рассеяния нейтронов появляется дополнительная интенсивность, которая, по мнению авторов работы [9], может быть связана с ферромагнитной компонентой магнитной структуры  $\text{CeV}_6$ .

С представленным выше сценарием усиления зонного магнетизма и с формированием сложного магнитоупорядоченного состояния, возникающего в матрице  $\text{CeV}_6$  при температурах  $T \ll T^* \approx 80 \text{ K}$  в результате взаимодействия тяжелых носителей заряда — спиновых поляронов и локализованных магнитных моментов ионов  $\text{Ce}^{3+}$ , — на наш взгляд, находится в согласии необычная фазовая диаграмма гексаборида церия. Так, фазовая граница, разделяющая парамагнитную (область I) и антиферроквадрупольную (область II) фазы  $\text{CeV}_6$ , характеризуется положительной производной,  $(dH/dT)_{T_c} > 0$  (см. рис. 7). Подобное поведение критической температуры  $T_c(H)$  было теоретически предсказано [52, 53] для проводников с ВСП-неустойчивостью, причем фазовая диаграмма, практически идентичная приведенной на рис. 7, наблюдалась [53] для квазидвумерного органического проводника  $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$  с ВСП.

Среди металлов, кристаллизующихся в ОЦК-структуре, наиболее известным примером зонного антиферромагнетика с ВСП-неустойчивостью является хром (см., например, [54]), для которого при описании перехода в состояние с ВСП наиболее часто используется модель экситонного диэлектрика, впервые предложенная в работах [55, 56]. Следует также отметить, что в случае легированных редкоземельными атомами гексаборидов щелочно-земельных элементов  $\text{La}_x\text{Ca}_{1-x}\text{V}_6$  и  $\text{La}_x\text{Sr}_{1-x}\text{V}_6$  [57, 58], а также для соединения  $\text{SmV}_6$  с промежуточной валентностью [50] наиболее адекватная интерпретация аномалий транспортных и термодинамических характеристик основывается на возникновении режима экситонной неустойчивости, сопровождающейся частичной либо полной диэлектризацией спектра в этих соединениях. В такой ситуации нам представляется обоснованным предположить реализацию подобного сценария и в случае  $\text{CeV}_6$ . Топология поверхности Ферми соединения  $\text{CeV}_6$ , как и  $\text{LaV}_6$  и  $\text{PrV}_6$  [59, 60], для ряда направлений удовлетворяет условию конгруэнтности (нестинга) электронных и дырочных участков,

необходимого для формирования волн зарядовой и спиновой плотности (ВЗП/ВСП-состояния) [54–56].

В соответствии с подходом, развитым в работах Волкова с соавторами [61, 62] и сравнительно недавно получившим дальнейшее развитие применительно к гексаборидам  $\text{La}_x\text{Ca}_{1-x}\text{V}_6$  и  $\text{La}_x\text{Sr}_{1-x}\text{V}_6$  [57, 58], для гексаборида церия можно предположить, что при  $T = T^* \approx 80 \text{ K}$  реализуется переход в состояние с ВЗП и частичной диэлектризацией спектра. В свою очередь, при низких температурах в рамках данной модели можно ожидать перехода в состояние с ВСП [54], в фазу экситонного ферромагнетика [61, 62], либо в неоднородное многодоменное магнитное состояние с электронным фазовым расслоением [57, 58]. При рассмотрении подобного сценария вследствие развития электронной неустойчивости (ВЗП вдоль ряда направлений) ожидается появление в образце случайного потенциального рельефа, приводящего к возникновению режима слабой локализации в гексабориде церия при промежуточных температурах. В такой ситуации особый интерес для выяснения природы перехода при  $T^* \approx 80 \text{ K}$  и необычного низкотемпературного магнитоупорядоченного состояния  $\text{CeV}_6$  при  $T < T_Q \approx 3.3 \text{ K}$  должны представлять комплексные прецизионные рентгеноструктурные исследования в сочетании с детальными измерениями шумовых, транспортных и термодинамических характеристик гексаборида церия при гелиевых и промежуточных температурах.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гексаборид церия представляется одним из наиболее сложных и необычных объектов в классе соединений с сильными электронными корреляциями. В условиях, когда концентрация  $n_e$  зонных носителей, имеющих преимущественно  $5d$ -характер, оказывается практически равной концентрации  $n_{4f}$   $4f$ -центров, вплоть до настоящего времени считалось, что это соединение с металлической проводимостью является классическим примером кондо-решетки (dense Kondo system). Кроме того, среди особенностей  $^2F_{5/2}$ -состояния церия в этом соединении достоверно установленным считалось необычное квартетное основное состояние  $\Gamma_8$  иона  $\text{Ce}^{3+}$ , с которым в соответствии с общепринятым подходом связывалось формирование при  $T_Q \approx 3.3 \text{ K}$  магнитоупорядоченного состояния орбитальных магнитных моментов  $4f$ -оболочки церия (антиферроквадрупольная фаза), сменяющегося, в свою очередь, антиферромагнитной модулированной структурой

локализованных магнитных моментов ионов церия при  $T_N \approx 2.3$  К. В то же время неоднократно отмечавшийся исследователями и рассмотренный выше во Введении набор противоречий в поведении физических характеристик этого соединения в сравнении с предсказаниями традиционно используемых теоретических моделей стимулировал продолжение комплексных всесторонних исследований  $\text{CeV}_6$ .

Для выяснения природы парамагнитной и магнитоупорядоченных фаз гексаборида церия в настоящей работе выполнены прецизионные измерения транспортных и магнитных характеристик при гелиевых и промежуточных температурах в магнитных полях до 70 кЭ на монокристаллических образцах  $\text{CeV}_6$  высокого качества. Анализ полученных результатов в совокупности с данными измерений термоэдс [27], спектров неупругого рассеяния нейтронов [9, 17, 19, 47] и ЭПР [32] позволяет предложить альтернативное общепринятому описание формирования и перестройки многочастичных состояний, определяющих свойства этого соединения с сильными электронными корреляциями.

В рамках предложенной в работе интерпретации в парамагнитной фазе  $\text{CeV}_6$  температурной зависимости магнитной восприимчивости вида  $\chi(T) \propto T^{-\beta}$  с индексом  $\beta \approx 0.8$  отвечает паулиевский парамагнетизм зонных состояний, перенормируемых в условиях сильного электрон-электронного взаимодействия. Зонным парамагнетизмом определяется также линейный отклик намагниченности на внешнее поле в парамагнитной фазе  $\text{CeV}_6$  во всем используемом в работе интервале магнитных полей. С уменьшением температуры в окрестности азотной температуры ( $T^* \approx 80$  К) наблюдается переход к асимптотике слабой локализации для удельного сопротивления  $\rho_m(T) \propto T^{-\alpha}$  с показателем степени  $\alpha \approx 0.4$ , которая, по-видимому, отвечает возникновению ВЗП вдоль ряда направлений в ОЦК-решетке  $\text{CeV}_6$  в  $5d$ -полосе. Перенормировка с понижением температуры плотности электронных состояний, обусловленная образованием и дальнейшим возрастанием амплитуды спин-поляронного резонанса при  $E_p < E_F$  в окрестности энергии Ферми, вызывает в интервале  $3.3 \text{ К} \leq T \leq 7 \text{ К}$  (область Ib на рис. 1, 11) перестройку структуры многочастичных состояний. При выполнении критерия, аналогичного стонеровскому, из спин-поляронных состояний возникают ферромагнитные области наноразмера (ферроны,  $a_{sp}^* \approx 5 \text{ \AA}$ ) и обусловленные этим активационные зависимости коэффициента Холла и магнитной восприимчивости вида  $\chi_p(T) \propto R_H(T) \propto \exp(E_{sp}/k_B T)$  с энергией активации  $E_{sp}/k_B \approx 3.3 \text{ К} \approx T_Q$ . В

рамках предложенного подхода при температуре  $T_Q$  происходит фазовый переход в ВСП-состояние в системе взаимодействующих ферронов, причем в результате формирования коллективного состояния зонных носителей заряда «размороженными» оказываются локализованные магнитные моменты, связанные с  $4f$ -оболочкой ионов церия. Появление этих моментов обуславливает рост магнитной восприимчивости в четыре-пять раз и возникновение бесщелевой моды магнитного резонанса в АФК-фазе  $\text{CeV}_6$ . Отметим, что выполненный в настоящей работе анализ магнитной фазовой диаграммы гексаборида церия (см. рис. 7) также свидетельствует в пользу предложенного нами подхода к интерпретации транспортных и термодинамических характеристик  $\text{CeV}_6$ . В то же время для проверки сделанных предположений требуется проведение целого ряда дополнительных исследований, в том числе прецизионного анализа электронной структуры, изучения шумовых характеристик  $\text{CeV}_6$  при гелиевых и промежуточных температурах, а также исследования магнитного резонанса при ориентации магнитного поля вдоль различных кристаллографических направлений. Сравнение анизотропии «резонансной составляющей» с анизотропией магнитных свойств гексаборида церия позволит ответить на вопрос о природе спинового и зарядового упорядочения в этом соединении с сильными электронными корреляциями.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ (№ 04-02-16721) и INTAS (№ 03-51-3036), а также при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и Фонда содействия отечественной науке.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Б. Падерно, Г. В. Самсонов, ДАН **137**, 646 (1961).
2. C. Marcenat, D. Jaccard, J. Sierro et al., J. Low Temp. Phys. **78**, 261 (1990).
3. N. Sato, S. Kunii, I. Oguro et al., J. Phys. Soc. Jpn. **53**, 3967 (1984).
4. N. Sato, S. B. Woods, T. Komatsubara et al., J. Magn. Magn. Mat., **31-34**, 417 (1983).
5. J. M. Effantin, J. Rossat-Mignod, P. Burlet et al., J. Magn. Magn. Mat. **47-48**, 145 (1985).

6. N. B. Brandt, V. V. Moshchalkov, S. N. Pashkevich et al., *Sol. St. Comm.* **56**, 937 (1985).
7. K. Winzer and W. Felsch, *J. Phys.* **C6-39**, 838 (1978).
8. M. Takigawa, H. Yasuoka, T. Tanaka, and Y. Ishizawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 728 (1983).
9. S. Horn, F. Steglich, M. Loewenhaupt et al., *Z. Phys. B* **42**, 125 (1981).
10. И. Ю. Данилов, С. В. Малеев, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 137 (1985).
11. D. Hall, Z. Fisk, and R. G. Goodrich, *Phys. Rev. B* **62**, 84 (2000).
12. F. Givord, J. X. Boucherle, P. Burllet et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 3095 (2003).
13. M. Sera, H. Ichikawa, T. Yokoo et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1578 (2001).
14. M. Saitoh, N. Okada, E. Nishibori et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 2369 (2002).
15. A. Schenck, F. N. Gygax, and S. Kunii, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 037201 (2002).
16. A. Schenck, F. N. Gygax, G. Solt et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 257601 (2004).
17. O. Zacharko, P. Fischer, A. Schenk et al., *Phys. Rev. B* **68**, 214401 (2003).
18. F. Yakhov, V. Plakhty, H. Suzuki et al., *Phys. Lett. A* **285**, 191 (2001).
19. V. Plakhty, L. P. Regnault, A. V. Goltsev et al., *Phys. Rev. B* **71**, R11510 (2005).
20. M. Kawakami, S. Kunii, T. Komatsubara, and T. Kasuya, *Sol. St. Comm.* **36**, 435 (1980).
21. T. Komatsubara, N. Sato, S. Kunii et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **31-34**, 368 (1983).
22. C. Terzioglu, D. A. Browne, R. G. Goodrich et al., *Phys. Rev. B* **63**, 235110 (2001).
23. K. Hanzawa and T. Kasuya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 1809 (1984).
24. N. E. Sluchanko, A. V. Bogach, G. S. Burkhanov et al., *Physica B* **359-361**, 308 (2005).
25. N. E. Sluchanko, A. V. Bogach, G. S. Burkhanov et al., E-print archives, cond-mat/0511600.
26. K. Yosida, *Phys. Rev.* **107**, 396 (1957).
27. M. I. Ignatov, A. V. Bogach, V. V. Glushkov et al., *Physica B* **378-380**, 780 (2006).
28. Н. Ю. Шицевалова, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, Институт низких температур и структурных исследований Польской академии наук, Вроцлав (2001).
29. V. N. Trofimov, *Cryogenics* **32**, 513 (1992).
30. Н. Е. Случанко, А. В. Богач, В. В. Глушков и др., *ЖЭТФ* **125**, 906 (2004).
31. W. L. McMillan, *Phys. Rev. B* **24**, 2739 (1981).
32. S. V. Demishev, A. V. Semeno, Yu. B. Paderno et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **242**, R27 (2005); S. V. Demishev, A. V. Semeno, A. V. Bogach et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **300**, e534 (2006).
33. V. Yu. Galkin, W. A. Ortiz, E. Fawcett et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 4911 (1998).
34. R. S. Fishman, V. Yu. Galkin, and W. A. Ortiz, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 6347 (1998).
35. A. Takase, K. Kojima, T. Komatsubara, and T. Kasuya, *Sol. St. Comm.* **36**, 461 (1985).
36. В. В. Глушков, И. Б. Воскобойников, С. В. Демишев и др., *ЖЭТФ* **126**, 444 (2004); Н. Е. Случанко, В. В. Глушков, С. В. Демишев и др., *ЖЭТФ* **119**, 359 (2001).
37. N. Sato, A. Sumiyama, S. Kunii et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 1923 (1985).
38. Y. Onuki, A. Umezawa, W. K. Kwok et al., *Phys. Rev. B* **40**, 11195 (1989).
39. T. Tanaka, E. Bannai, S. Kawai, and T. Yamani, *J. Cryst. Growth* **30**, 193 (1975).
40. P. Coleman, P. W. Anderson, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 414 (1985).
41. M. Hadzic-Leroux, A. Hamzic, A. Fert et al., *Europhys. Lett.* **1**, 579 (1986).
42. N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., *Physica B* **378-380**, 773 (2006); N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., E-print archives, cond-mat/0505386.
43. D. N. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **300**, e288 (2006); N. E. Sluchanko et al., E-print archives, cond-mat/0506502.
44. P. Schlottman, *Phys. Rep.* **181**, 1 (1989).
45. Chun Chen, Zheng-Zhong Li, and Wang Xu, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 95 (1993).
46. Yu. S. Grushko, Yu. B. Paderno, K. Ya. Mishin et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **128**, 591 (1985).

47. M. Loewenhaupt, J. M. Carpenter, and C. K. Loong, *J. Magn. Magn. Mat.* **52**, 245 (1985).
48. Р. Уайт, *Квантовая теория магнетизма*, Мир, Москва (1985), с. 105.
49. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, Москва (1974), с. 270.
50. N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, B. P. Gorshunov et al., *Phys. Rev. B* **61**, 15, 9906 (2000); N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., *Phys. Rev. B* **64**, 153103 (2001).
51. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, Москва (1979), с. 208.
52. G. Montambaux, *Phys. Rev. B* **38**, 4788 (1988).
53. T. Sasaki, A. Lebed', T. Fukase, and N. Toyota, *Phys. Rev. B* **54**, 12969 (1996).
54. Н. И. Куликов, В. В. Тугушев, *УФН* **144**, 643 (1984).
55. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, *ФТТ* **6**, 2791 (1964).
56. А. Н. Козлов, Л. А. Максимов, *ЖЭТФ* **48**, 1184 (1965).
57. V. Barzykin and L. P. Gor'kov, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2207 (2000).
58. L. Balents and C. M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1264 (2000).
59. H. D. Langford and W. M. Temmerman, *J. Magn. Magn. Mat.* **76-77**, 43 (1988).
60. H. Narima, O. Sakai, T. Kasuya, and Y. Yanase, *Sol. St. Comm.* **66**, 603 (1988).
61. Б. А. Волков, Ю. В. Копаев, А. И. Русинов, *ЖЭТФ* **68**, 1849 (1975).
62. Б. А. Волков, А. И. Русинов, Р. Х. Тимеров, *ЖЭТФ* **70**, 1130 (1976).