

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

К вопросу о детектировании майорановских фермионов при измерениях теплоёмкости и эффекта Холла в кондо-изоляторе YbV_{12}

А.Н. Азаревич, А.В. Богач, С.Ю. Гаврилкин, С.В. Демишев, Н.Е. Случанко

Показано, что выполненное в работах *Phys. Rev. Lett.* **120** 257206 (2018), *Nat. Phys.* **15** 954 (2019), *Phys. Rev. X* **12** 021050 (2022) разделение вкладов в низкотемпературные теплоёмкость и эффект Холла приводит к необоснованным выводам о 1) формировании незаряженных квазичастиц (майорановских фермионов) и 2) переходе с ростом магнитного поля в металлическое состояние с тяжёлыми фермионами в полупроводнике YbV_{12} с сильными электронными корреляциями. Альтернативное объяснение экспериментальных данных получено в представлении о филаментарной структуре проводящих каналов в полупроводниковой матрице додекаборидов на основе иттербия. Такие каналы (зарядовые страйпы) являются неоднородностями электронной плотности нанометрового размера и формируют многочастичные состояния вблизи уровня Ферми.

Ключевые слова: кондо-изоляторы, электронное фазовое расслоение, динамические зарядовые страйпы

PACS numbers: 71.27.+a, 73.22.-f, 75.47.-m

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.06.039405>

Содержание

1. Введение (336).
 2. Теплоёмкость YbV_{12} в нулевом поле (337).
 3. Теплоёмкость YbV_{12} в импульсном магнитном поле (339).
 4. Эффект Холла в YbV_{12} (339).
 5. Заключение (342).
- Список литературы (343).

1. Введение

Принято считать, что соединение YbV_{12} является классическим примером системы с сильными электронными

корреляциями и представляет собой топологический кондо-изолятор [1–3]. В этом узкощелевом полупроводнике с переменной валентностью иттербия ($v(\text{Yb}) = 2,9\text{--}2,95$ [4–8]) в щели $\Delta E_g/k_B \approx 18$ мэВ [9–10] в окрестности уровня Ферми E_F в интервале энергий 1–6 мэВ регистрируются многочастичные состояния, природа которых вплоть до настоящего времени является предметом активных дискуссий (см., например, [10–15]). К числу экзотических электронных свойств, недавно обнаруженных при низких и сверхнизких температурах в диэлектрическом состоянии YbV_{12} , следует отнести 1) квантовые осцилляции намагниченности и удельного сопротивления, обычно характерные для нормального металла с трёхмерной (3D) поверхностью Ферми, и 2) весьма необычные *бесщелевые зарядово-нейтральные фермионные возбуждения* [11–15]. Для объяснения природы этих *незаряженных фермионов* в YbV_{12} было предложено несколько моделей, основанных на рассмотрении системы майорановских фермионов с бесщелевым 3D диэлектрическим состоянием [16–19]. В недавних теоретических работах по описанию YbV_{12} предлагались топологически защищённые бесщелевые майорановские фермионы, возникающие вследствие фазовых сдвигов зон в диэлектрике с переменной валентностью [20]. Кроме того, в [21] исследовалось основное состояние ферми-жидкости Ландау, содержащее майорановские поляроны в фазе кондо-изолятора. Отметим также недавние работы [22–24], в которых предполагается разделение спинов и зарядов в соединениях с переменной валентностью: здесь появление незаряженных фермионов, взаимодействующих с калибровочным полем $U(1)$, обуславливает их гибридизацию и образование на их основе составных экситонов [23].

А.Н. Азаревич^(1,2,a), А.В. Богач^(1,b), С.Ю. Гаврилкин^(3,c), С.В. Демишев^(1,4,5,d), Н.Е. Случанко^(1,e)

⁽¹⁾ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,

ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет),

Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный,

Московская обл., Российская Федерация

⁽³⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН,

Калужское шоссе 14, 108840 Троицк, Москва,

Российская Федерация

⁽⁵⁾ Национальный исследовательский университет

"Высшая школа экономики",

ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(a) azarevich@lt.gpi.ru, ^(b) alex@lt.gpi.ru,

^(c) gavrilkinsy@lebedev.ru, ^(d) demishev@hppi.troitsk.ru,

^(e) nes@lt.gpi.ru

Статья поступила 25 мая 2023 г.

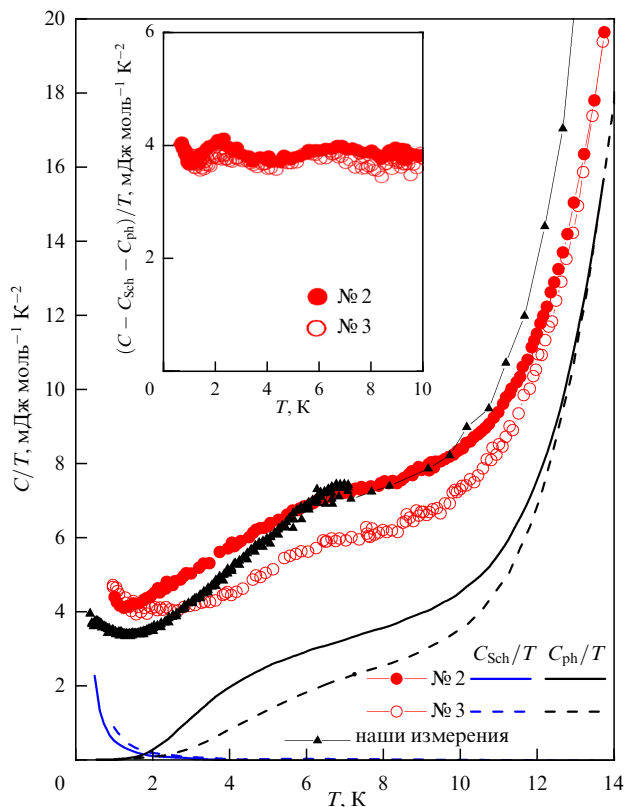


Рис. 1. Температурная зависимость нормированной на температуру теплоёмкости YbB_{12} в нулевом поле для монокристаллов № 2 и № 3, построенная по данным, приведённым в работах [11, 15], в сравнении с результатами наших измерений. Чёрные сплошные и штриховые линии для кристаллов № 2 и № 3 соответственно показывают фоновую теплоёмкость C_{ph} , представленную авторами [11, 15] суммой двух эйнштейновских ($C_{E1} + C_{E2}$) и дебаевской ($C_D = \beta T^3$) компонент, синие сплошные и штриховые линии показывают низкотемпературные вклады Шоттки (C_{Sch}). На вставке приведён вклад квазичастиц C_{qp}/T , полученный в [11, 15] для кристаллов № 2 и № 3 вычитанием фоновой и шоттки-вкладов из полной теплоёмкости.

2. Теплоёмкость YbB_{12} в нулевом поле

Подчёркнём, что для перечисленных выше моделей принципиальным является вывод о конечной (ненулевой) плотности состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ в диэлектрическом состоянии YbB_{12} , сделанный в [11, 15] на основании результатов анализа низкотемпературной теплоёмкости при низких температурах $T \leq 14$ К (рис. 1). В частности, в [11, 15] при анализе теплоёмкости в интервале 1–14 К было предложено разложение фоновой части (C_{ph}) на два эйнштейновских ($C_{E1} + C_{E2}$) и дебаевский ($C_D = \beta T^3$) вклады, при учёте очень малого вклада Шоттки (C_{Sch}) и линейного "зоммерфельдовского" слагаемого ($C_{\text{qp}} = \gamma T$). Последнее описывает компоненту, отвечающую в YbB_{12} квазичастицам, которые, по мнению авторов [11, 15], являются *бесцелевыми незаряженными (майорановскими) фермионами*. Наилучшая аппроксимация (красные кривые) получена в [11, 15] при значении дебаевского коэффициента $\beta = 0,026$ мДж моль $^{-1}$ К $^{-4}$ и температурах Эйнштейна $\Theta_{E1} = 16$ К, $\Theta_{E2} = 170$ К (кристалл № 2) и $\beta = 0,017$ мДж моль $^{-1}$ К $^{-4}$, $\Theta_{E1} = 24$ К, $\Theta_{E2} = 160$ К (кристалл № 3). Зелёные сплошные и пунктирные линии представляют малые вклады Шоттки (C_{Sch}), отличные от нуля в интервале 1–2 К и полученные

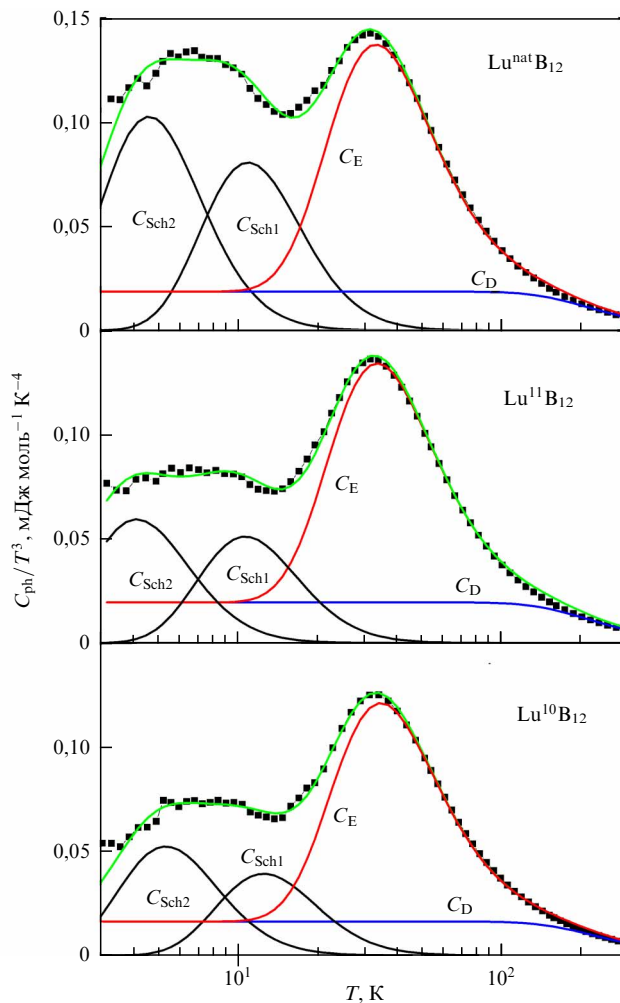


Рис. 2. Температурные зависимости теплоёмкости $C_{\text{ph}} = C - \gamma T$ в координатах $C_{\text{ph}}/T^3 = f(T)$ в нулевом поле для монокристаллов LuB_{12} с различным изотопным составом по бору (построено по данным [26]). Эйнштейновский (C_E), дебаевский (C_D) и два вклада Шоттки (C_{Sch1} и C_{Sch2}) показаны соответственно красными, синими и чёрными сплошными линиями. Аппроксимация C_{ph}/T^3 (зелёные кривые) отвечает коэффициенту Зоммерфельда $\gamma = 3$ мДж моль $^{-1}$ К $^{-2}$; зависящие от изотопного состава по бору значения температуры Дебая в интервале $\Theta_D = 1060$ –1130 К (вклад C_D) получены в [26] непосредственно из рентгеноструктурного анализа среднеквадратичных смещений атомов бора.

для трёхуровневой системы с небольшим расщеплением $\Delta_1 = 1,4$ К и $\Delta_2 = 6,2$ К, $\Delta_1 = 0,6$ К и $\Delta_2 = 2,2$ К для кристаллов YbB_{12} № 2 и № 3 соответственно [11, 15]. Найденные в [11, 15] в рамках описанной выше процедуры значения коэффициента при линейном члене в теплоёмкости узкощелевого полупроводника YbB_{12} составили $\gamma \approx 3,8$ мДж моль $^{-1}$ К $^{-2}$, что соответствует значениям 3–4 мДж моль $^{-1}$ К $^{-2}$, найденным в [25, 26] для изоструктурного реперного немагнитного металла LuB_{12} с широкой зоной проводимости ($\sim 1,6$ эВ) [27] и значительной плотностью электронных состояний $N(E_F)$ [10, 28]. Кроме того, в [26, 29] было установлено, что в теплоёмкости LuB_{12} , наряду с линейной электронной компонентой, при низких температурах 2–40 К регистрируется также две шоттки-аномалии заметной амплитуды (рис. 2), и в результате для корректной оценки $N(E_F)$ в этом редкоземельном (РЗ) додекабориде с металлической проводимостью необходимо выполнить разделение вкладов в

$C(T)$. Подчеркнём, что в теплоёмкости всех известных РЗ додекаборидов RB_{12} ($R = \text{Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Lu}$ и Zr) в интервале температур 10–80 К доминирующим является вклад от квазилокальных колебаний тяжёлых РЗ ионов с характерной температурой Эйнштейна $\theta_E = 160\text{--}200$ К (см., например, [10, 25–26, 29–32]). В результате для корректного разделения составляющих в теплоёмкости и определения параметров вкладов аппроксимацию экспериментальных кривых $C(T)$ в указанных соединениях необходимо проводить в широком температурном интервале 2–200 К. Отметим также, что в фоновых спектрах RB_{12} методом неупругого рассеяния нейтронов надёжно регистрируется узкая бездисперсионная ветвь при энергиях 15–18 мэВ [33], отвечающая квазилокальным колебаниям РЗ ионов в полостях большого размера ячеек B_{24} жёсткого ковалентного борного каркаса, тогда как верхняя граница фонового спектра располагается заметно выше 100 мэВ ($\theta_D > 1000$ К) и определяется высокочастотными колебаниями борной подрешётки.

Для проверки полученных в [11, 15] результатов разделения вкладов авторами [34] были выполнены прецизионные измерения и анализ теплоёмкости монокристаллических образцов полупроводника YbB_{12} . Было показано (рис. 3), что в области промежуточных температур 10–80 К теплоёмкость YbB_{12} столь велика, что для её описания необходимо использовать сумму эйнштейновского и шоттки-вкладов с близкими энергетическими параметрами $\theta_E \approx \Delta_1 \approx 123$ К, причём как квазилокальные колебания ионов Yb , так и переходы между уровнями наблюдаются в каждой элементарной ячейке кристаллической структуры (т.е. приведённые концентрации эйнштейновских осцилляторов N_E и шоттки-центров N_{Sch1} соответствуют концентрации ионов иттербия: $N_E = N_{\text{Sch1}} = N_{\text{Yb}} = 1$ [34]). Подчеркнём, что при разделении вкладов в теплоёмкость в [34] использовалось значение температуры Дебая $\theta_D \approx 1300$ К, найденное непосредственно из данных рентгеноструктурного анализа для среднеквадратичных атомных смещений атомов

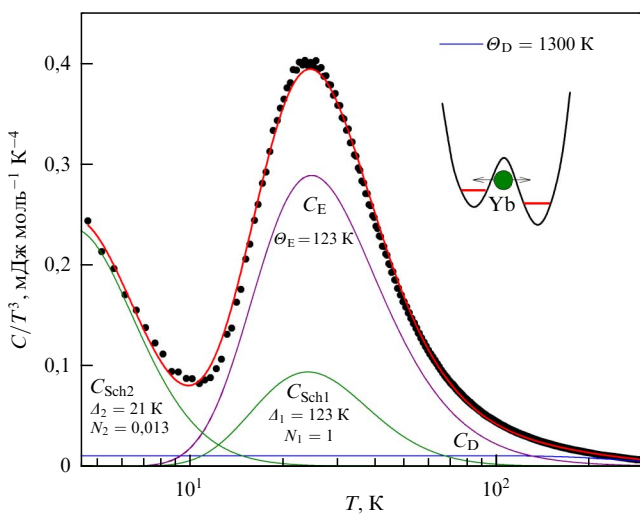


Рис. 3. Разделение низкотемпературной молярной теплоёмкости YbB_{12} (чёрные точки — эксперимент, красная кривая — результаты аппроксимации) на дебаевскую (C_D), эйнштейновскую (C_E) и две шоттки-компоненты (вклады C_{Sch1} и C_{Sch2}). На вставке схематически показаны квазилокальные колебания иона Yb (зелёный шар), сопровождающиеся переходами между уровнями энергии в двухъямном потенциале (построено по данным [34]).

бора в YbB_{12} . Согласно подходу, развитому в работах [26, 29–31], энергии $\Delta_1 \approx 123$ К и $\Delta_2 \approx 21$ К определяются высотой барьера в двухъямных потенциалах (см. вставку на рис. 3) двух типов, обусловленных 1) зарядовыми флуктуациями на ионах Yb и 2) вакансиями бора соответственно. При этом, в отличие от полной концентрации $N_{\text{Sch1}} = 1$, зарегистрированной для колебаний ионов Yb в двухъямном потенциале в каждой ячейке g_{Yb} кристаллической структуры YbB_{12} , концентрация $N_{\text{Sch2}} \approx 1,3\%$ соответствует доле ионов иттербия, смещённых из centrosymmetric positions в полостях B_{24} из-за присутствия в их ближайшем окружении вакансий в подрешётке бора. Поскольку одна вакансия бора приводит к смещению двух ближайших к ней ионов Yb , учёт данной компоненты в теплоёмкости позволяет получить оценку количества вакансий бора $n_{\text{v}}(\text{B}) = N_{\text{Sch2}}/2 \approx 0,65\%$, что хорошо согласуется с их концентрацией 1–2%, найденной при низких температурах из измерений порошков YbB_{12} методом EXAFS спектроскопии [32].

Для сравнения абсолютной величины и характера изменения теплоёмкости монокристаллов YbB_{12} , исследовавшихся в [11, 15] и в нашей работе [34], нами были выполнены детальные измерения $C(T)$ в интервале 0,4–8 К. Наши результаты, полученные на том же монокристалле, что и в [34], представлены для сравнения с данными [11, 15] (см. чёрные символы на рис. 1). При температурах 1–1,5 К полученные нами минимальные значения $C/T \approx 3,3$ мДж моль⁻¹ К⁻² оказываются на 15% ниже коэффициента Зоммерфельда, найденного в [11, 15] (см. рис. 1), что, очевидно, свидетельствует о преобладании вакансионного низкотемпературного шоттки-вклада в теплоёмкость YbB_{12} . Следует отметить также, что найденная в [34] из анализа теплоёмкости температура Эйнштейна $\theta_E \approx 123$ К коррелирует как с температурой спиновых флуктуаций $T_{\text{sf}} \approx 11$ мэВ ≈ 128 К, полученной в [35] из оценки ширины пика в спектрах квазиупругого рассеяния нейтронов YbB_{12} , так и с $\theta_E = 141 \pm 10$ К, найденной в [34] методом рентгеноструктурного анализа для среднеквадратичных атомных смещений атомов иттербия в данном додекабориде. Таким образом, выполненное в [34] широкодиапазонное исследование YbB_{12} в интервале 2–200 К (см. рис. 3) позволило авторам предложить корректное разделение вкладов в теплоёмкость при промежуточных и низких температурах и сделать вывод о близких к нулевым значениям плотности состояний — $N(E_F) \sim 0$, что исключает возможность появления бесцелевых незаряженных квазичастиц (майорановских фермионов) в диэлектрическом состоянии этого узкощелевого полупроводника с сильными электронными корреляциями. Подчеркнём ещё раз, что именно большие конечные значения плотности квазичастичных состояний $N(E_F) \neq 0$, полученные в [11, 15] из некорректно выполненного анализа теплоёмкости, привели авторов к выводу о существовании в щели YbB_{12} незаряженных фермионов.

Следует отметить, что ранее при исследованиях магнитных и гальваномагнитных свойств твёрдых растворов $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ [36, 37] и ЭПР в YbB_{12} [38] было показано, что многочастичные состояния в щели имеют filamentary structure и представляют собой проводящие каналы в матрице полупроводника. Недавние комплексные исследования монокристаллов YbB_{12} высокого качества, выполненные с использованием методики прецизионной рентгеновской дифракции, низко-

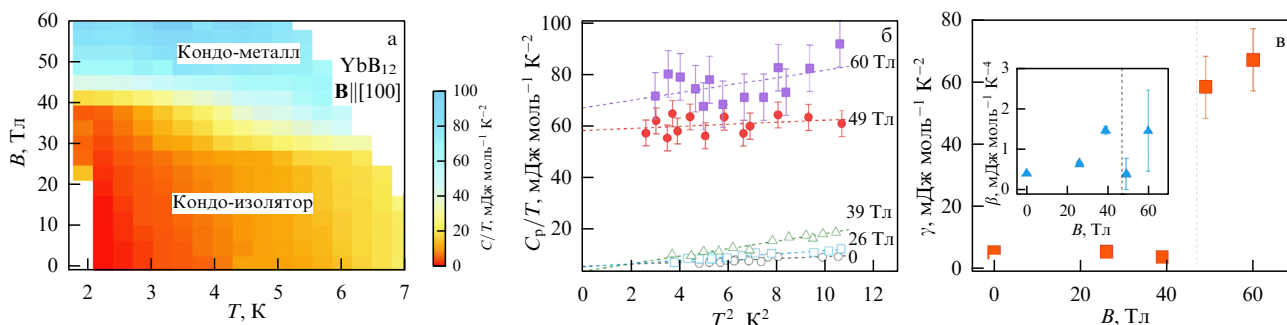


Рис. 4. (а) Фазовая B – T диаграмма YbB_{12} . Цветом показана теплоёмкость C/T для $\mathbf{B}||[100]$. (б) Температурная зависимость $C/T = f(T^2)$ в магнитных полях до 60 Тл. Пунктирные линии показывают линейную аппроксимацию экспериментальных данных методом наименьших квадратов (см. текст). (в) Зависимость линейного коэффициента γ от магнитного поля. На вставке представлена зависимость коэффициента β дебаевской теплоёмкости $C_D = \beta T^3$ от магнитного поля (из работы [40]).

температурной поляризационной ТГц-ИК-спектроскопии, в сочетании с детальными измерениями магнетосопротивления позволили установить природу многочастичных состояний в щели [39]. В частности, в [39] впервые было показано, что YbB_{12} фактически является *гетерогенной системой с электронным фазовым расслоением* на нанометровой шкале, в которой проводящие каналы в матрице полупроводника формируются *динамическими зарядовыми страйпами*. Авторы [39] подчёркивают, что регистрация несколькими независимыми экспериментальными методами динамических полос заряда в YbB_{12} имеет фундаментальное значение для объяснения природы экзотического диэлектрического состояния в кондо-изоляторах.

3. Теплоёмкость YbB_{12} в импульсном магнитном поле

Анализируя недавние результаты измерений теплоёмкости YbB_{12} , следует отметить уникальное исследование, выполненное при низких температурах в импульсных магнитных полях до 60 Тл [36]. На основании анализа экспериментальных данных в крайне узком интервале температур 1,9–3,3 К в простейшей модели, учитывающей лишь дебаевский ($C_D = \beta T^3$) и электронный (γT) вклады, авторы [40] сделали вывод о том, что при переходе изолятор–металл, индуцированном магнитным полем около 50 Тл (рис. 4а) и сопровождающимся резким ростом намагниченности, коэффициент Зоммерфельда γ увеличивается более чем на порядок величины и затем при 60 Тл достигает значений $\gamma \approx 67 \text{ мДж моль}^{-1} \text{К}^{-2}$ (рис. 4б, в). Отметим, что в нулевом магнитном поле значение дебаевского коэффициента $\beta = 0,4 \text{ мДж моль}^{-1} \text{К}^{-4}$, полученное в результате такого анализа (см. вставку на рис. 4в), оказывается примерно в 20 раз (!) выше найденного в [11, 15]. Величина β отвечает температуре Дебая $\Theta_D \approx 388 \text{ К}$, что приблизительно в 3 раза меньше типичных для RbB_{12} значений $\Theta_D \sim 1100\text{--}1300 \text{ К}$, обусловленных тепловыми колебаниями лёгкого борного каркаса. Кроме того, найденные в рамках предложенной в [40] процедуры большие значения линейного коэффициента теплоёмкости (рис. 4в), по мнению авторов, свидетельствуют о переходе в сильном магнитном поле в фазу кондо-металла с тяжёлыми фермионами (рис. 4а). Согласно [40], при переходе в металлическое состояние значительное возрастание намагниченности, индуциро-

ванное внешним магнитным полем, также должно свидетельствовать о резком росте плотности состояний $N(E_F)$, связанном с образованием многочастичного кондо-резонанса при E_F и, следовательно, с появлением тяжёлых фермионов в металлической фазе YbB_{12} .

К сожалению, в отличие от уникальных по сложности измерений [40], по-видимому, обеспечивающих достоверные экспериментальные данные, предложенный в той же работе анализ результатов не выдерживает никакой критики. Действительно, как было показано выше, выбранная в [40] для анализа простейшая модель не соответствует физическим процессам в YbB_{12} , поскольку в используемом авторами интервале 1,9–3,3 К доминирующим в теплоёмкости в действительности является вклад Шоттки C_{Schl} (см. рис. 3), тогда как зоммерфельдовское слагаемое в этом узкозонном полупроводнике оказывается близким к нулю. Таким образом, полученное в [40] в нулевом поле огромное для полупроводника значение $\gamma \approx 5 \text{ мДж моль}^{-1} \text{К}^{-2}$, как и в случае анализа, предложенного в [11, 15] (см. рис. 1), является ошибочным. Кроме того, обнаруженный в [40] рост более чем в 10 раз коэффициента γ при переходе изолятор–металл вблизи 50 Тл (рис. 4в) также является следствием некорректного моделирования кривых теплоёмкости. Отметим, что проблема возникновения "ложных" тяжёлых фермионов при переходе в состояние с магнитными моментами и магнитными кластерами, в том числе в фазу спинового стекла, была подробно изучена более 25 лет назад в работах Шнейднера с соавторами [41] и Коулза [42]. В частности, в [41, 42] было показано, что в данном случае причиной резкого роста низкотемпературной теплоёмкости, который зачастую неверно интерпретируется в терминах возрастания эффективной массы электронов проводимости, является возникновение дополнительного вклада Шоттки. Такая магнитная шоттки-аномалия теплоёмкости с ростом внешнего магнитного поля усиливается и смещается вверх по шкале температур [41, 42], что для YbB_{12} было надёжно зарегистрировано авторами [11, 15].

4. Эффект Холла в YbB_{12}

Недавно в [43] было выполнено детальное исследование эффекта Холла на монокристаллических образцах YbB_{12} в широком интервале температур 0,35–50 К в постоянном (до 18 Тл) и импульсном (до 60 Тл) магнитных полях. Измерения в [43] проводились в традиционной для

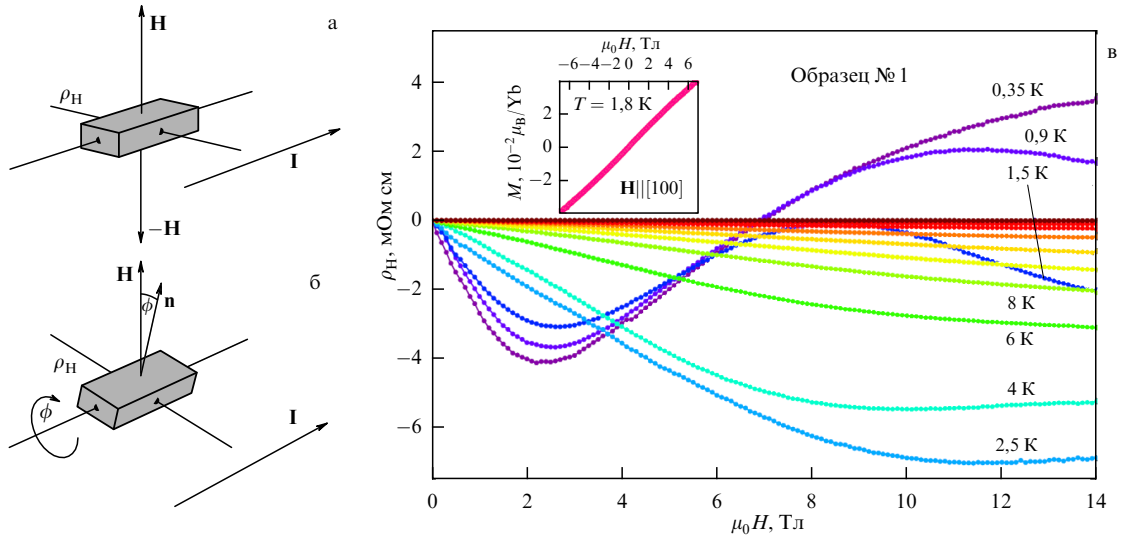


Рис. 5. Схемы измерений холловского сопротивления ρ_H : (а) в традиционной методике для двух противоположных направлений внешнего магнитного поля вдоль нормали к боковой поверхности кристалла и (б) при регистрации угловой зависимости $\rho_H(\varphi)$ с вращением образца в постоянном поле. (в) Полевая зависимость холловского сопротивления $\rho_H(H, T_0) = (\rho_{xy}(+H) - \rho_{xy}(-H))/2$, измеренная в магнитном поле $\mathbf{B} \parallel [100]$ до 14 Тл в интервале температур 0,35–50 К для монокристаллического образца YbB_{12} . На вставке представлена намагненность M образца в зависимости от магнитного поля в диапазоне от -7 до $+7$ Тл при 1,8 К (из работы [43]).

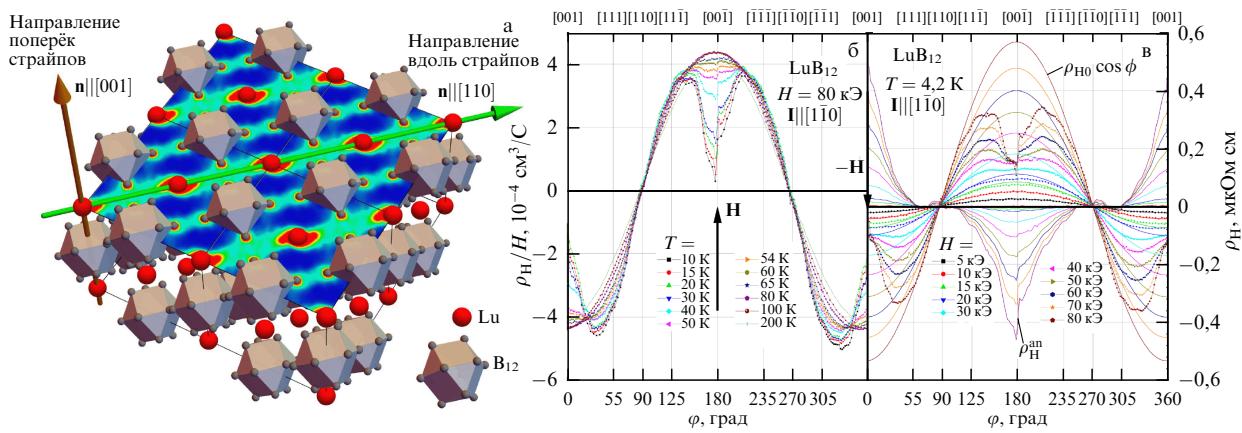


Рис. 6. (а) Кристаллическая структура RB_{12} . Цветной плоскостью показана карта полной электронной плотности на грани (001), полученная методом максимальной энтропии при анализе результатов рентгеноструктурных измерений (см. [47]). Зелёные полосы соответствуют динамическим зарядовым страйпам. Зелёной и коричневой стрелками показаны направления вдоль ($\mathbf{n} \parallel [110]$) и поперёк ($\mathbf{n} \parallel [001]$) страйпов соответственно. Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ (символы), измеренные при вращении образца, задающем изменение направления магнитного поля в плоскости $\mathbf{H} \parallel (1-10)$, и соответствующие им модельные кривые $\rho_{H0} \cos \varphi$ (тонкие линии) для монокристаллического образца LuB_{12} с нормалью к боковой поверхности $\mathbf{n} \parallel [001]$ (б) в интервале температур 10–200 К в магнитном поле $\mu_0 H = 8$ Тл и (в) при $T = 4,2$ К в магнитном поле до 8 Тл (по результатам [44]). Толстыми линиями показан аномальный ангармонический вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$. Вертикальными стрелками показаны направления $(-\mathbf{H}, +\mathbf{H})$, соответствующие измерениям эффекта Холла в традиционной схеме с двумя противоположными ориентациями магнитного поля (рис. 5а), на верхней оси показаны кристаллографические направления.

холловского эксперимента схеме с двумя направлениями поля $(-\mathbf{H}, +\mathbf{H})$, ориентированного вдоль нормали $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [100]$ к боковой поверхности кристалла (рис. 5а). Анализ результатов измерений (см., например, рис. 5в), по мнению авторов [43], убедительно подтверждает двухжидкостный сценарий зарядового транспорта в YbB_{12} , в котором рассматриваются фермионы двух типов: 1) *зарядово-нейтральная ферми-жидкость (майорановские фермионы)* и 2) обычные некогерентные носители заряда, причём указанные компоненты активно взаимодействуют между собой. Поскольку сделанный авторами [43] вывод о транспорте незаряженных фермионов опирается, в числе прочих аргументов, на разобранные выше методически ошибочные оценки квазичастичного вклада в теплоёмкость YbB_{12} (см. рис. 1–4), представляет интерес более детально проанализировать здесь также

вклады в сигнал, измеряемый с холловских контактов в РЗ додекаборидах, включая немагнитное реперное соединение LuB_{12} [44], твёрдые растворы замещения $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ [45] и $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ [36, 46] и непосредственно YbB_{12} .

Отметим прежде всего, что во всех РЗ додекаборидах кооперативная ян-теллеровская структурная неустойчивость борного каркаса приводит к электронному фазовому расслоению, обусловленному формированием динамических зарядовых страйпов вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ в *guc* решётке (рис. 6а и [47, 10]). Авторами [44, 45] было показано, что как для LuB_{12} , так и для $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ взаимодействие квантовых флуктуаций электронной плотности (страйпов) с перпендикулярным внешним магнитным полем $\mathbf{H} \parallel [100]$ при промежуточных и низких температурах резко перенормирует холловское сопро-

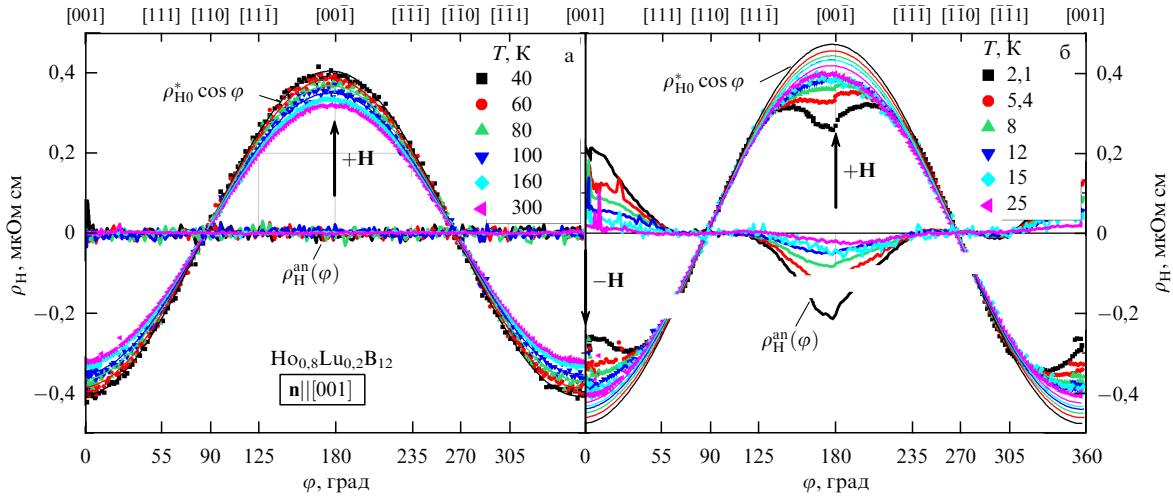


Рис. 7. Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ (символы), измеренные при вращении образца, задающем изменение направления магнитного поля в плоскости $\mathbf{H} \parallel (110)$, и соответствующие им модельные кривые $\rho_{H0} \cos(\varphi)$ (тонкие линии) для монокристаллического образца $\text{Ho}_{0,8}\text{Lu}_{0,2}\text{B}_{12}$ с нормалью к боковой поверхности $\mathbf{n} \parallel [001]$ в интервале температур 2,1–300 К в магнитном поле $\mu_0 H = 8$ Тл, отвечающем парамагнитному состоянию (по результатам [45]). Толстыми линиями показан аномальный ангармонический вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$. Вертикальными стрелками показаны направления $(-\mathbf{H}, +\mathbf{H})$, соответствующие измерениям эффекта Холла в традиционной схеме с двумя противоположными ориентациями магнитного поля, на верхней оси показаны кристаллографические направления.

тивление. Результатом такого взаимодействия является возникновение аномального топологического вклада $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ положительного знака, который надёжно регистрируется при измерениях угловых зависимостей холловского сопротивления (см. схему на рис. 5б и экспериментальные данные на рис. 6б, в [44] и рис. 7б [45]). Отметим, что для изотропного проводника изменение направления внешнего магнитного поля относительно нормали к боковой поверхности образца (рис. 5б) обуславливает поведение холловского сопротивления вида $\rho_H = \rho_{H0} \cos \varphi$, связанное с соответствующим изменением проекции вектора \mathbf{H} на направление нормали к кристаллу. Зависимости такого вида надёжно регистрируются как в LuB_{12} в малых полях и при высоких температурах (рис. 6б, в), так и в $\text{Ho}_{0,8}\text{Lu}_{0,2}\text{B}_{12}$ при $T > 60$ К (рис. 7а). Как видно из рис. 6б, в и рис. 7б, в сильных полях при низких температурах в широком интервале углов в окрестности $\mathbf{H} \parallel [001]$ на угловых кривых возникает аномальный вклад $\rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ положительного знака, резко уменьшающий амплитуду сигнала, измеряемого с холловских контактов. В такой ситуации измерения в традиционной схеме с двумя противоположными ориентациями магнитного поля $(-\mathbf{H}, +\mathbf{H})$ не позволяют разделить нормальный и аномальный вклады, приводя к неверным оценкам холловской концентрации и некорректному анализу температурных и полевых кривых холловского сопротивления.

Значительно более сложным представляется разделение вкладов в электронный транспорт в РЗ додекаборидах, содержащих ионы иттербия. В этом случае наряду с электронным фазовым расслоением (страйпы вдоль $\langle 110 \rangle$), вызванным ян-теллеровской структурной неустойчивостью борного каркаса [10, 47], в RB_{12} на ионах иттербия реализуются также зарядовые и спиновые флуктуации, обусловленные динамической переменной валентностью Yb (см., например, [10, 46]). Выполненные в [36, 46] исследования эффекта Холла в твёрдых растворах замещения $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ показали, что в этом случае в интервале температур $T < \Theta_E \sim 150$ К в сильных магнитных полях наряду с обычной изотропной гармониче-

ской холловской компонентой $\rho_{xy} = \rho_{H0} \cos \varphi$ на угловых кривых $\rho_H(\varphi)$ возникает и резко усиливается с понижением температуры поперечная чётная резистивная составляющая ρ_{TE} (transverse even effect, см., например, [48]). На рисунке 8а, б для примера представлены типичные угловые зависимости, полученные при измерениях сопротивления с холловских контактов в твёрдых растворах $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ с $x = 0,54$ и $x = 0,72$, а также приведены результаты разделения вкладов (более детально см. [36]). Подчеркнём, что в [36] было показано, что чётная компонента сигнала $\rho_{TE} \cos(2\varphi)$ в холловских измерениях $\text{Tm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_{12}$ не связана с паразитной составляющей от магнетосопротивления, возникающей в случае асимметричного расположения холловских контактов к образцу. Отметим также, что поперечный чётный эффект ρ_{TE} наблюдался ранее в нормальном состоянии высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и был связан с появлением страйпов на поверхности и в слоях кристаллов ВТСП [49, 50].

Таким образом, в случае YbB_{12} следует ожидать появления в сильных магнитных полях при низких температурах в сигнале с холловских контактов к монокристаллическому образцу присутствия, наряду с обычной гармонической ρ_{xy} компонентой, также индуцированных страйпами поперечного чётного резистивного эффекта ρ_{TE} (сигнал второй гармоники) и аномального топологического вклада положительной полярности ρ_H^{an} (см. рис. 6–8). Очевидно, что корректное разделение вкладов возможно только при анализе угловых кривых холловского сигнала (см. схему эксперимента на рис. 5б). С целью проверки наличия нескольких вкладов в сигнал $\rho_H(\varphi)$, измеряемый с холловских контактов, следует рассмотреть угловые измерения холловского сопротивления в поле $\mu_0 H = 8$ Тл (рис. 9а), а также данные полевой зависимости $\rho_H(H)$ (рис. 9б) для монокристаллического образца YbB_{12} в ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [111]$ при $T = 4,2$ К. Именно такая ориентация была выбрана нами, поскольку в [44, 45] было показано, что для РЗ додекаборидов для направления $\mathbf{H} \parallel [111]$ аномальный топологический вклад ρ_H^{an} в холловском сигнале зануляется. Как

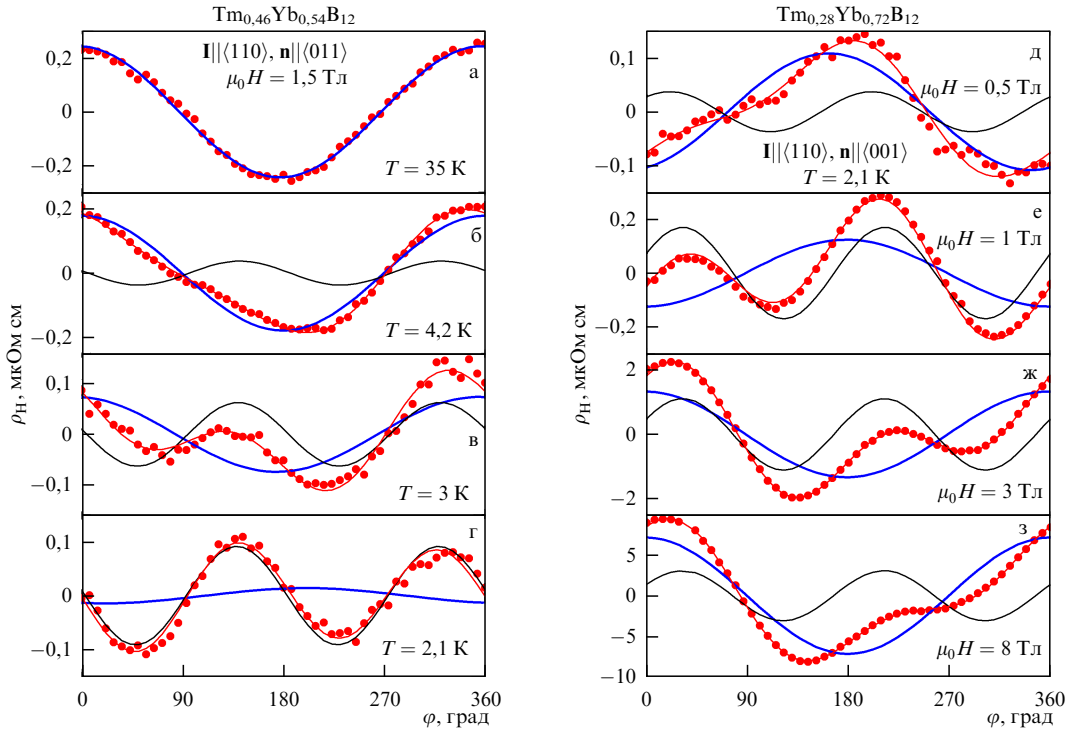


Рис. 8. (а) Угловые зависимости холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ (красные точки) для монокристаллических образцов (а–г) $\text{Tm}_{0,46}\text{Yb}_{0,54}\text{B}_{12}$ в магнитном поле $\mu_0 H = 1,5$ Тл при различных температурах в диапазоне 2–35 К и (д–з) $\text{Tm}_{0,28}\text{Yb}_{0,72}\text{B}_{12}$ при $T = 2,1$ К в магнитных полях до 8 Тл (по результатам [36]). Для всех экспериментальных кривых $\rho_H(\varphi)$ на рис. а–з показано разложение на нечётный холловский вклад $\rho_{xy}(\varphi) \sim \cos(\varphi)$ (синяя кривая) и поперечный чётный резистивный эффект $\rho_{TE} \sim \cos(2\varphi)$ (transverse even effect, чёрная кривая) вместе с суммарной огибающей (красная кривая).

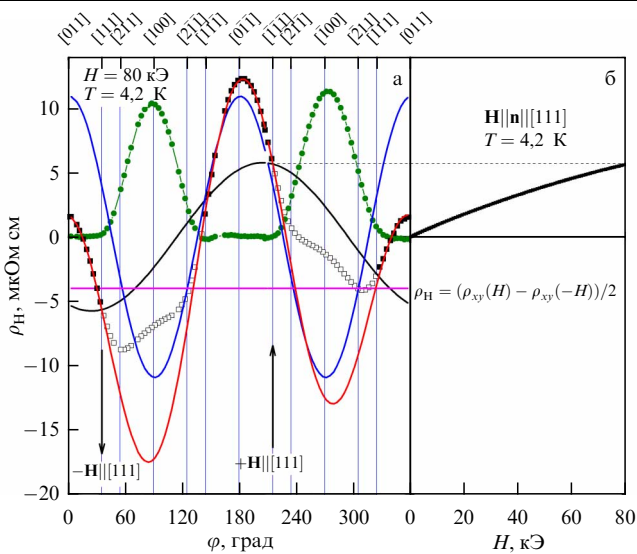


Рис. 9. (а) Угловая зависимость холловского сопротивления $\rho_H(\varphi)$ при $T = 4,2$ К в магнитном поле $H = 80$ кЭ (чёрные квадраты), измеренная при вращении образца, задающем изменение направления магнитного поля в плоскости $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ для монокристалла YbB_{12} с нормалью к боковой поверхности $\mathbf{n} \parallel [111]$ (см. схему эксперимента на рис. 5б). Сплошными чёрной, синей и зелёной линиями показаны нечётный холловский вклад (ρ_H), поперечная чётная резистивная составляющая (transverse even effect (ρ_{TE})) и обусловленный страйпами аномальный эффект Холла (ρ_H^{an}) соответственно, красной линией в диапазоне углов аппроксимации (см. закрашенные чёрные квадраты) представлена суммарная огибающая этих вкладов. Вертикальные стрелки отмечают направления ($-\mathbf{H}, +\mathbf{H}$) вдоль нормали $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [111]$, на верхней оси показаны кристаллографические направления. (б) Полевая зависимость холловского сопротивления, измеренная при $T = 4,2$ К для двух направлений поля ($-\mathbf{H}, +\mathbf{H}$) вдоль нормали $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel [111]$. Горизонтальная пунктирная линия показывает соответствие амплитуды холловского вклада ρ_H , найденного при измерениях (а) угловой зависимости и (б) полевых кривых $\rho_H = (\rho_{xy}(+H) - \rho_{xy}(-H))/2$.

видно из рис. 9а, полученный результат угловых измерений подтверждает наличие трёх зависящих от угла составляющих $\rho_H(\varphi) = \rho_{xy}(\varphi) + \rho_{TE}(\varphi) + \rho_H^{\text{an}}(\varphi)$ в холловском сигнале YbB_{12} . Подчёркиём, что вклады второй гармоники $\rho_{TE} \sim \cos(2\varphi)$ и аномальной компоненты в холловском сопротивлении ρ_H^{an} оказываются сравнимы по амплитуде с обычной холловской составляющей ρ_{xy} (рис. 9а). Отсюда можно сделать вывод о необходимости корректного разделения и последующего раздельного анализа всех трёх вкладов. Отметим также, что связанный со страйпами вклад ρ_H^{an} наблюдается в широкой окрестности $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$, как и для других RB_{12} (см. рис. 6, 7), тогда как величина ρ_H , измеренная в схеме с вращением образца в магнитном поле в ориентации $\mathbf{H} \parallel [111]$ (рис. 9а), с хорошей точностью совпадает с результатом традиционных полевых измерений (рис. 9б). Таким образом, предложенный в [43] анализ результатов измерений эффекта Холла в YbB_{12} следует признать некорректным, поскольку он не учитывает присутствие трёх различных зависящих от направления поля компонент в холловском сигнале. Соответственно, необоснованным представляется и вывод авторов [43] о наличии *зарядово-нейтральной ферми-жидкости* (фермионов Майораны) в этом узкощелевом полупроводнике с сильными электронными корреляциями.

5. Заключение

Представлен анализ результатов измерений теплоёмкости [11, 15, 40] и эффекта Холла [43] в кондо-изоляторе YbB_{12} . Показано, что предложенные авторами указанных работ подходы к разделению вкладов в тепловые и транспортные характеристики являются некорректными

и приводят к необоснованным выводам о наличии зарядово-нейтральной ферми-жидкости (майорановских фермионов) в этом модельном узкощелевом полупроводнике с сильными электронными корреляциями и электронным фазовым расслоением. Последовательное объяснение экспериментальных данных возможно в рамках представления о филаментарной структуре проводящих каналов в полупроводниковой матрице додекаборидов на основе иттербия [36, 39]. Такие каналы представляют собой неоднородности электронной плотности на нанометровой шкале, возникающие в результате образования динамических зарядовых страйпов, которые формируют многочастичные состояния вблизи уровня Ферми.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Российского научного фонда № 22-22-00243. Авторы признательны Н.Б. Болотиной, Н.Ю. Шицеваловой, В.Б. Филипову, В.В. Глушкову и Б.П. Горшунову за полезные дискуссии.

Список литературы

- Lu F et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 096401 (2013)
- Weng H M et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 016403 (2014)
- Hagiwara K et al. *Nat. Commun.* **7** 12690 (2016)
- Iga F et al. *Solid State Commun.* **50** 903 (1984)
- Kasuya T et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34** 447 (1983)
- Yamaguchi J et al. *Phys. Rev. B* **79** 125121 (2009)
- Hagiwara K et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **807** 012003 (2017)
- Rousuli A et al. *J. Phys. Condens. Matter* **29** 265601 (2017)
- Iga F, Shimizu N, Takabatake T *J. Magn. Magn. Mater.* **177–181** 337 (1998)
- Sluchanko N E, in *Rare-Earth Borides* (Ed. D S Inosov) (Singapore: Jenny Stanford Publ., 2021) p. 331; arXiv:2004.06371
- Sato Y *Quantum Oscillations and Charge-Neutral Fermions in Topological Kondo Insulator YbB₁₂* (Springer Theses) (Singapore: Springer, 2021) <https://doi.org/10.1007/978-981-16-5677-4>
- Xiang Z et al. *Nat. Phys.* **17** 788 (2021)
- Xiang Z et al. *Science* **362** 65 (2018)
- Sato Y et al. *J. Phys. D* **54** 404002 (2021)
- Sato Y et al. *Nat. Phys.* **15** 954 (2019)
- Coleman P, Miranda E, Tsvelik A *Physica B* **186–188** 362 (1993)
- Coleman P, Miranda E, Tsvelik A *Phys. Rev. B* **49** 8955 (1994)
- Coleman P, Ioffe L B, Tsvelik A M *Phys. Rev. B* **52** 6611 (1995)
- Erten O et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 057603 (2017)
- Varma C M *Phys. Rev. B* **102** 155145 (2020)
- Heath J T, Bedell K S J. *Phys. Condens. Matter* **32** 485602 (2020)
- Sodemann I, Chowdhury D, Senthil T *Phys. Rev. B* **97** 045152 (2018)
- Chowdhury D, Sodemann I, Senthil T *Nat. Commun.* **9** 1766 (2018)
- Rao P, Sodemann I *Phys. Rev. B* **100** 155150 (2019)
- Czopnik A et al. *J. Phys. Condens. Matter* **17** 5971 (2005)
- Bolotina N B et al. *J. Phys. Chem. Solids* **129** 434 (2019)
- Okamura H et al. *Phys. Rev. B* **62** R13265 (2000)
- Jäger B et al. *J. Phys. Condens. Matter* **18** 2525 (2006)
- Sluchanko N et al. *J. Supercond. Nov. Magn.* **26** 1663 (2013)
- Czopnik A et al. *J. Solid State Chem.* **177** 507 (2004)
- Azarevich A et al. *Phys. Rev. B* **103** 104515 (2021)
- Менушенков А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 187 (2013); Menu-shenkov A P et al. *JETP Lett.* **98** 165 (2013)
- Rybina A V et al. *Phys. Rev. B* **82** 024302 (2010)
- Bolotina N et al. *Acta Cryst. B* **76** 1117 (2020)
- Alekseev P A et al. *Phys. Rev. B* **89** 115121 (2014)
- Sluchanko N E et al. *ЖЭТФ* **142** 574 (2012); *J. Exp. Theor. Phys.* **115** 509 (2012)
- Богач А В и др. *ЖЭТФ* **143** 965 (2013); Bogach A V et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **116** 838 (2013)
- Altshuler T S et al. *Phys. Rev. B* **68** 014425 (2003)
- Azarevich A et al. *Chinese Phys. Lett.* **39** 127302 (2022)
- Terashima T T et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 257206 (2018)
- Gschneidner K A (Jr.) et al. *Physica B* **163** 507 (1990)
- Coles B R *Physica B* **223–224** 260 (1996)
- Xiang Z et al. *Phys. Rev. X* **12** 021050 (2022)
- Sluchanko N et al. *Phys. Rev. B* **103** 035117 (2021)
- Khoroshilov A L et al. *Molecules* **28** 676 (2023)
- Sluchanko N E et al. *J. Phys. Condens. Matter* **31** 065604 (2019)
- Bolotina N B et al., in *Rare-Earth Borides* (Ed. D S Inosov) (Singapore: Jenny Stanford Publ., 2021) p. 293; arXiv:2010.16239
- Hurd C M *Adv. Phys.* **23** 315 (1974)
- Koblishcka M R, Winter M, Hartmann U *Supercond. Sci. Technol.* **20** 681 (2007)
- Janeček I, Vašek P, cond-mat/0306560

On the problem of detecting Majorana fermions in heat capacity and Hall effect measurements in the Kondo insulator YbB₁₂

A.N. Azarevich^(1,2,a), A.V. Bogach^(1,b), S.Yu. Gavrilkin^(3,c), S.V. Demishev^(1,4,5,d), N.E. Sluchanko^(1,e)

⁽¹⁾ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),

Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation

⁽³⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,

Kaluzhskoe shosse 14, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

⁽⁵⁾ National Research University Higher School of Economics, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) azarevich@lt.gpi.ru, ^(b) alex@lt.gpi.ru, ^(c) gavrilkinsy@lebedev.ru, ^(d) demishev@hppi.troitsk.ru, ^(e) nes@lt.gpi.ru

We show that the separation of contributions to low-temperature heat capacity and the Hall effect, carried out in *Phys. Rev. Lett.* **120** 257206 (2018), *Nat. Phys.* **15** 954 (2019), *Phys. Rev. X* **12** 021050 (2022), leads to unfounded conclusions about (i) the formation of uncharged quasiparticles (Majorana fermions) and (ii) the transition, as the magnetic field increases, to the metallic state with heavy fermions in the YbB₁₂ semiconductor with strong electronic correlations. We obtain an alternative explanation of the experimental data in terms of the filamentary structure of conducting channels in the semiconductor matrix of ytterbium-based dodecaborides. Such channels (charge stripes) are nanoscale electron-density inhomogeneities and form multiparticle states near the Fermi level.

Keywords: Kondo insulators, electronic phase separation, dynamical charge stripes

PACS numbers: **71.27. + a**, **73.22. – f**, **75.47. – m**

Bibliography — 50 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (3) 336 – 343 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.06.039405>

Received 25 May 2023

Physics – Uspekhi **67** (3) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.06.039405>