

## ПРИРОДА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ АНОМАЛИЙ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СОЕДИНЕНИЯ $\text{SmB}_6$ С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ВАЛЕНТНОСТЬЮ

*Н. Е. Случанко\**, *А. А. Волков*, *В. В. Глушков*, *Б. П. Горшунов*,  
*С. В. Демишев*, *М. В. Кондрин*, *А. А. Пронин*, *Н. А. Самарин*

*Институт общей физики Российской академии наук  
117942, Москва, Россия*

*И. Брунсерраде*, *В. В. Моцалков*

*Lab. voor Vaste-Stoffysica en Magnetisme, K. U. Leuven, Celestijnenlaan 200 D  
B-3001 Leuven, Belgium*

*С. Кунии*

*Department of Physics, Tohoku University, Sendai, Japan*

Поступила в редакцию 21 июля 1998 г.

Впервые на монокристаллических образцах высокого качества классического соединения  $\text{SmB}_6$  с промежуточной валентностью вслед за квазиоптическими измерениями в диапазоне частот  $0.6 \div 4.5$  мэВ [1] исследованы транспортные характеристики (коэффициенты Холла, термоэдс и сопротивление) в широком диапазоне температур ( $1.6 \div 300$  К) в магнитном поле до 45 Тл. Измерения в области собственной проводимости позволяют определить величину щели  $E_g \approx 20$  мэВ, оценить поведение подвижности и концентрации легких и тяжелых носителей заряда, а также температурные зависимости времени релаксации носителей в гексабориде самария. Результаты экспериментальных исследований в области «примесной» проводимости ( $E_{ex} \approx 3.5$  мэВ) обсуждаются в рамках экситон-поляронной модели зарядовых флуктуаций Кикоина—Мищенко. Приведены аргументы в пользу формирования металлического состояния с электронно-дырочной жидкостью в  $\text{SmB}_6$  при гелиевых температурах.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то что первое детальное исследование гексаборида самария было выполнено почти 30 лет назад [2] и к настоящему времени опубликовано более 100 работ, посвященных этому весьма интересному объекту, по-прежнему не существует единой общепринятой физической концепции для описания необычных свойств этого соединения с промежуточной валентностью  $\text{Sm}$  ( $\nu(\text{Sm}) \approx 2.6$ ). Особенно сложными для интерпретации оказываются низкотемпературные аномалии физических параметров  $\text{SmB}_6$ , для которых отмечается не только существование зависимости характеристик объекта исследования от способа подготовки поверхности образца [3], но и от его предыстории [4].

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

Исследования  $\text{SmB}_6$ , выполненные различными авторами (см., например, обзор [5]), позволяют отнести это соединение к классу узкозонных полупроводников. Величина щели в спектре элементарных возбуждений  $\text{SmB}_6$ , найденная различными экспериментальными методами, варьируется от  $3 \div 5$  до  $10 \div 15$  мэВ [5, 6].

Недавние прямые измерения низкотемпературной динамической проводимости  $\sigma(\omega)$  и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega)$  в диапазоне энергий  $0.6 \div 4.5$  мэВ, выполненные авторами [1], позволили установить величину щели  $E_g \approx 19 \pm 2$  мэВ в спектре электронных состояний. Кроме того, в рамках простейшего полупроводникового феноменологического подхода свойства гексаборида самария при гелиевых температурах, по мнению авторов [1], могут быть обусловлены существованием дополнительной узкой зоны примесных (донорных) состояний, расположенной на 3.5 мэВ ниже дна зоны проводимости.

В такой ситуации для ответа на вопрос о происхождении и структуре состояний в щели ключевыми, на наш взгляд, являются детальные прецизионные измерения коэффициента Холла  $R_H(H, T)$ , сопротивления  $\rho(T)$  и коэффициента термоэдс  $S(T)$ , выполненные на том же монокристалле, что и квазиоптические измерения [1]. Следует отметить, что, несмотря на значительное количество имеющихся в литературе исследований указанных параметров в  $\text{SmB}_6$  (см., например, [2, 7–10]), сопоставления экспериментальных данных  $R_H(H, T)$ ,  $\rho(T)$  и  $S(T)$ , полученных на одном достаточно чистом ( $RRR > 10000$ ) монокристаллическом образце гексаборида самария, насколько нам известно, ранее не проводилось.

Таким образом, целью данного исследования явилось получение детальной экспериментальной информации о поведении параметров  $R_H(H, T)$ ,  $\rho(T)$  и  $S(T)$  при низких температурах и ее анализ в рамках феноменологического полупроводникового и других подходов.

Для исследования использовались монокристаллические образцы из того же слитка, что и в [1]. Особое внимание уделялось приготовлению поверхности образцов [3] и контактов для проведения резистивных измерений. Методика термоэлектрических измерений аналогична применявшейся в [11, 12], гальваномагнитных — в [13]. Дополнительно для исследования коэффициента Холла использовалась автоматизированная экспериментальная установка оригинальной конструкции, позволявшая управлять с помощью шагового двигателя вращением образца в постоянном магнитном поле.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Температурная зависимость удельного сопротивления одного из трех исследованных в настоящей работе образцов  $\text{SmB}_6$  приведена на рис. 1 и в целом аналогична результатам [5, 14]. Ниже 70 К наблюдается близкий к активационному рост сопротивления, и между 6 и 14 К экспериментальные данные аппроксимируются выражением  $\rho \sim \exp(T_0/T)$  с  $T_0 \approx 44\text{--}46$  К для различных образцов  $\text{SmB}_6$ .

Результаты измерений коэффициента Холла  $R_H(H_0, T)$ , выполненных в диапазоне магнитных полей  $H_0 \leq 8$  Тл, представлены на рис. 2. В области температур ниже азотной можно выделить три характерных участка изменения  $R_H(T)$  (I–III на рис. 2). Близкие к активационным температурные зависимости коэффициента Холла (рис. 2) в интервалах  $14 \div 50$  К (I) и  $6 \div 14$  К (II)

$$|R_H| \sim \exp(T_0/T) \quad (1)$$

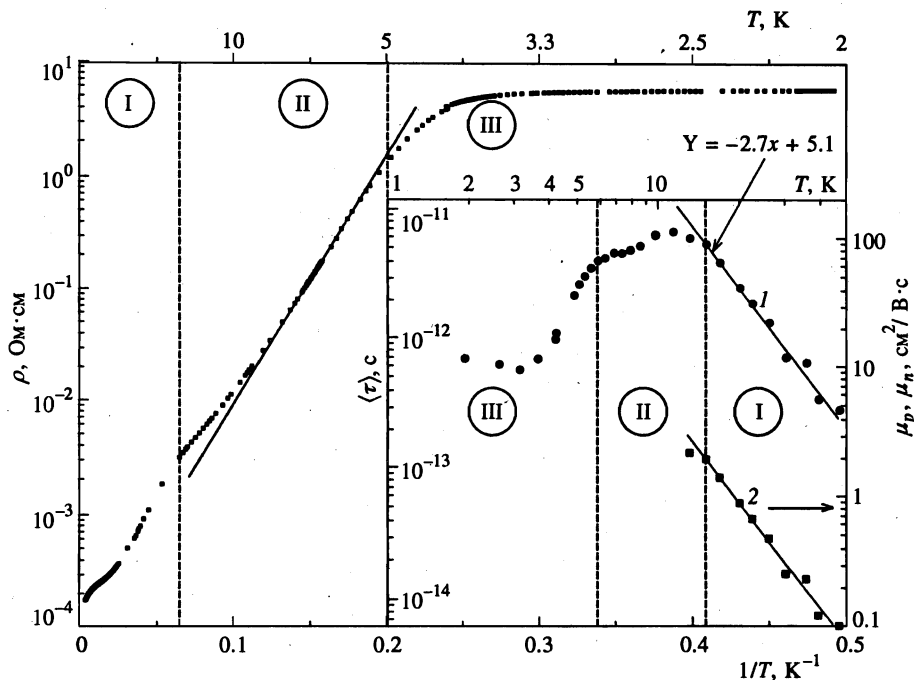


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления одного из образцов  $\text{SmB}_6$ . На вставке представлены температурные зависимости подвижности и времени релаксации (см. текст) легких и тяжелых носителей заряда

позволяют оценить параметры  $T_0^I \approx 120$  К и  $T_0^{II} \approx 45$  К. Отметим, что абсолютная величина и поведение коэффициента Холла  $R_H(T)$ , полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с результатами [7, 8, 10] (см. рис. 2). Наиболее заметные различия наблюдаются в области гелиевых температур (область III на рис. 2), причем разброс значений  $R_H$  ( $T \leq 5$  К), полученных разными авторами, по-видимому, обусловлен заметным различием качества исследованных нами монокристаллов  $\text{SmB}_6$  ( $RRR \geq 10000$ ) и образцов, измеренных в [7, 8, 10]. Кроме того, наряду с определением параметров активации из холловских измерений на монокристаллах  $\text{SmB}_6$ , использование схемы с вращением образца в магнитном поле позволило обнаружить нелинейный характер зависимости  $R_H(H)$  в окрестности гелиевой температуры (см. вставку на рис. 2). Величина нелинейности коэффициента Холла составила менее 5% в магнитном поле до 7 Тл. Указанная нелинейность  $R_H(H)$  не наблюдается при температурах в окрестности 2 К (кривая 2 на вставке к рис. 2). В то же время в интервалах температур II и III экспоненциального изменения  $R_H(T)$  возникают методические ограничения при регистрации полевой зависимости холловского напряжения, связанные с влиянием температурной нестабильности на уровне менее 0.05 К на точность измерений.

Температурные зависимости коэффициента термоэдс для двух образцов  $\text{SmB}_6$ , полученные в интервале температур ниже 100 К различными методами [11], представлены на рис. 3. Как и в случае  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  (рис. 1, 2), на кривых  $S(T)$  можно выделить три характерных интервала изменения коэффициента термоэдс (I–III на рис. 3): близкие к

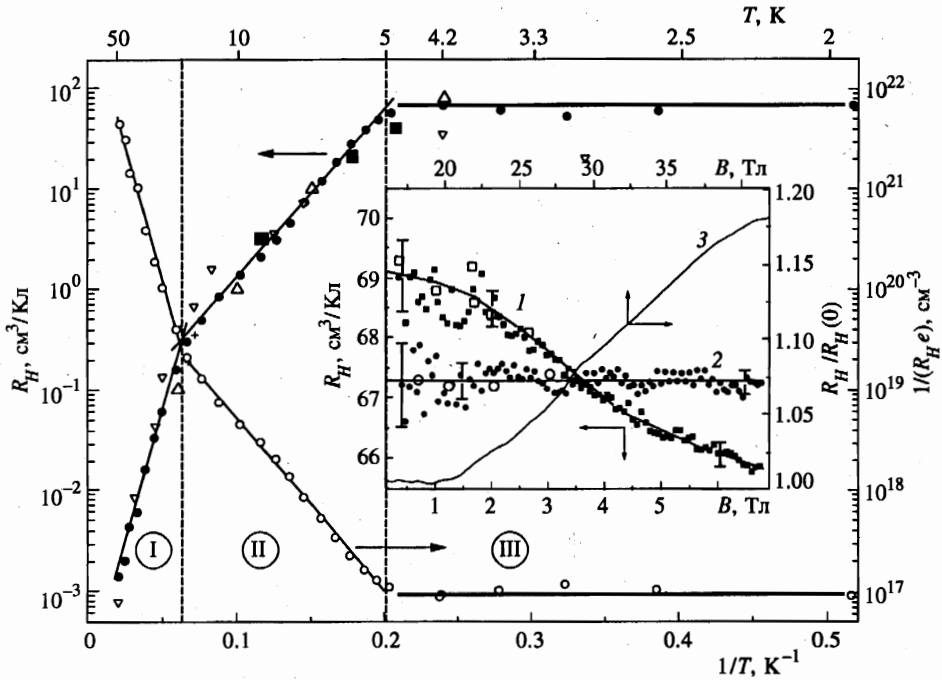


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента Холла (1) и параметра  $(R_H e)^{-1}$  (2) (см. текст). Символы (●) соответствуют измерениям, выполненным в настоящей работе в магнитном поле до 1 Тл, (■) — при  $H = 5$  Тл, (▽, Δ) — данные соответственно [7] и [10]. На вставке приведены полевые зависимости коэффициента Холла: 1 —  $T = 4.2$  К, 2 —  $T = 2$  К (в постоянном поле до 7 Тл), 3 —  $T = 4.2$  К (в импульсном поле до 45 Тл)

линейным в используемых координатах активационные участки

$$S \sim T_0/T \tag{2}$$

(I–II) и низкотемпературная область (III), отвечающая резкому убыванию абсолютной величины  $S(T)$  с понижением температуры. Значения  $T_{0S}^I$  и  $T_{0S}^{II}$ , оцененные из результатов рис. 3, составляют соответственно 115 и 40 К. Отмеченное резкое убывание коэффициента термоэдз в области III с понижением температуры сопровождается переходом к степенной зависимости  $S(T)$  с достаточно низкими абсолютными значениями  $S \leq 86.2$  мкВ/К =  $k_B/e$ , характерными для системы металлического типа.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В соответствии с общепринятой интерпретацией [5] (см. также [15, 16]) в спектре элементарных возбуждений  $\text{SmB}_6$  имеется непрямая щель вследствие гибридизации  $f$ - и  $d$ -состояний, которая обуславливает появление низкотемпературных аномалий физических характеристик гексаборида самария. Остановимся подробно на анализе экспериментальных результатов рис. 1–3 в каждом из отмеченных температурных диапазонов I–III.

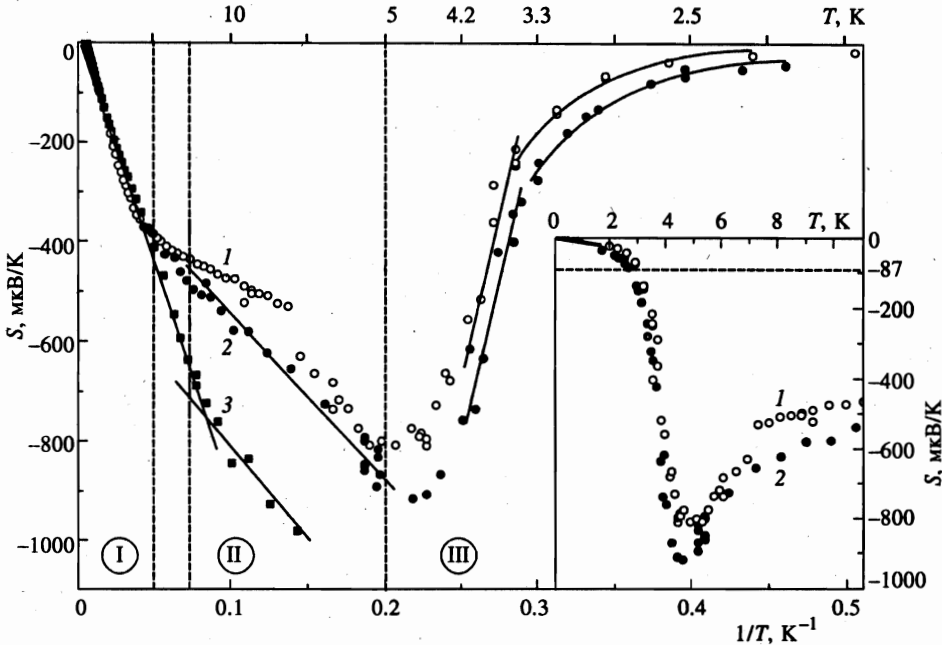


Рис. 3. Температурные зависимости термоэдс для двух образцов  $\text{SmB}_6$ , полученные различными методами. На вставке представлена зависимость  $S(T)$  в окрестности гелиевой температуры

*а. Область собственной проводимости  $T \geq 14$  К (I)*

Следуя работе [1], воспользуемся феноменологическим полупроводниковым подходом для интерпретации экспериментальных результатов рис. 1–3 в области собственной проводимости (I). Для описания собственной термоэдс полупроводника используем выражение:

$$S = \frac{k_B}{e} \left\{ \frac{b-1}{b+1} \frac{E_g}{2k_B T} + \frac{3}{4} \ln \frac{m_n}{m_p} \right\}, \tag{3}$$

где  $b = \mu_n/\mu_p$ ;  $\mu_n, m_n, \mu_p, m_p$  — подвижности и эффективные массы соответственно электронов и дырок,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона. Поскольку параметры  $T_{0S}^1$  и  $E_g$  связаны соотношением

$$T_{0S}^1 = \frac{E_g}{2} \frac{b-1}{b+1}, \tag{4}$$

найденное из холловских измерений значение  $T_{0H}^1 = E_g/2 = 120$  К позволяет оценить отношение подвижностей  $b = \mu_n/\mu_p \approx 50$ . В результате вследствие достаточно малой относительной величины  $\mu_p$  имеется возможность оценить из данных рис. 1, 2 поведение температурной зависимости подвижности электронов в рамках простейшей модели с учетом одной группы носителей:

$$\mu_n = R_H/\rho. \tag{5}$$

Температурная зависимость холловской подвижности электронов в зоне проводимости  $\mu_n$  носит существенно немонотонный характер (см. вставку на рис. 1). В области собственной проводимости (I) наблюдается степенная зависимость вида  $\mu_n \sim T^{-2.7}$ , по-видимому, отвечающая комбинации вкладов от рассеяния на акустических ( $\mu_n \sim T^{-3/2}$ ) и оптических колебаниях решетки. Отметим, что подобное поведение  $\mu_n \sim T^{-2.6}$  наблюдается в электронном кремнии в интервале температур  $300 \text{ K} < T \leq 400 \text{ K}$  [17].

Далее, воспользуемся результатами [5, 1] для оценки времени релаксации носителей в области (I). Учтем при этом, что величина  $m_f = m_p \approx 1000 \pm 500 m_0$ , найденная в [5], характеризует плазменный резонанс носителей непосредственно на центрах  $\text{Sm}$  и, таким образом, является оценкой эффективной массы носителей валентной зоны. Значение  $m^* = m_n \approx 100 m_0$ , полученное в рамках модели Друде из анализа квазиоптических спектров [1], в свою очередь, отвечает термически возбужденным носителям — электронам проводимости. Подставляя в выражение  $\mu = e\langle\tau\rangle/m$  набор значений параметров  $b = \mu_n/\mu_p$ ,  $\mu_n$ ,  $m_n$ ,  $m_p$ , находим величину  $\langle\tau_p\rangle \approx (1/5)\langle\tau_n\rangle$ . Следует подчеркнуть, что в присутствии быстрых ( $\sim 10^{-14} \text{ с}$  [5]) зарядовых флуктуаций существенно более тяжелые носители заряда —  $4f$ -дырки ( $m_p/m_n \approx 10$ ) — характеризуются значительно меньшими значениями  $\langle\tau_p\rangle$  по сравнению с электронами проводимости. Отметим также, что с точностью до множителя  $(1-b)/(1+b) = 0.95$  температурная зависимость параметра  $(R_H e)^{-1}$  в области I отвечает изменению концентрации собственных носителей (кривая 2 на рис. 2).

#### б. Область температур $6 \div 14 \text{ K}$ (II)

В этом интервале температур наблюдается активационное поведение всех исследованных параметров  $R_H(H, T)$ ,  $\rho(T)$  и  $S(T)$  с близкими значениями энергии активации  $E_{ex} = T_0^{\text{II}} = 40 \pm 5 \text{ K} \approx 3.5 \text{ мэВ}$  (рис. 1–3), что, очевидно, обусловлено экспоненциальным уменьшением концентрации электронов проводимости  $n = n_0 \exp(-E_{ex}/k_B T)$  (кривая 2 на рис. 2). Оценки в приближении (5) подвижности и времени релаксации «легких» носителей приводят к выводу о переходе в области II к примесному рассеянию (вставка на рис. 2), в соответствии с результатом [1]. Воспользовавшись значением  $m_n \approx 100 m_0$  и  $E_{ex} \approx 3.5 \text{ мэВ}$ , оценим радиус локализации примесных состояний:

$$a^* = \hbar / \sqrt{2m^* E_{ex}} \approx 3 \text{ \AA}. \quad (6)$$

Столь малое значение параметра  $a^*$ , по-видимому, позволяет сделать выбор в пользу интерпретаций низкотемпературных свойств  $\text{SmB}_6$  в рамках экситон-поляронной модели Кикоина—Мищенко [18]. Отметим, что, в отличие от подхода [19–21], рассматривающего  $\text{SmB}_6$  как металлическую кондо-систему с малой концентрацией носителей, в рамках концепции экситонного полупроводника в [18, 22] предложено объяснение дополнительных локальных мод в колебательном спектре  $\text{SmB}_6$ , а также выполнен детальный анализ коллективных низкочастотных возбуждений в окрестности  $\Delta E \approx 14 \text{ мэВ}$  [23]. При этом, развивая подход [18] в применении к анализу экспериментальных данных рис. 1–3, следует предположить, что состояния при  $E_{ex} \approx 3.5 \text{ мэВ}$  отвечают формированию в окрестности  $\text{Sm}$ -центров вследствие быстрых валентных флуктуаций электронов  $4f$ -оболочки самария экситонов короткого радиуса ( $a_{ex} \approx 2 \div 4 \text{ \AA}$ ). Простейшие оценки боровского радиуса экситона  $a_{ex} \approx 2\varepsilon m_0 a_B / m^*$  ( $a_B$  — боровский радиус) и его энергии  $E_{ex} \approx m^* e^4 / 4\varepsilon^2 \hbar^2$  с учетом значений  $m^* \approx 100 m_0$  и  $\varepsilon \approx 600$  [1] приводят к близким значениям параметров  $-a_{ex} \leq 6 \text{ \AA}$  и  $E_{ex} \geq 2 \text{ мэВ}$ .

в. Область температур  $T \leq 6$  К (III)

Появление максимума на зависимостях  $R_H(T)$  и  $S(T)$  в этом интервале температур и тенденция к насыщению величины удельного сопротивления  $\rho(T)$  (рис. 1–3) могут быть проанализированы в приближении нескольких групп носителей заряда. Однако нелинейность полевой зависимости  $R_H(H, T = 4.2$  К) в поле до 7 Тл (кривая 1 на вставке к рис. 2), по-видимому, объясняется лишь проявлением асимптотик слабого поля ( $\mu_n H \ll 1$ ):

$$R_H \sim \frac{1}{ne} (1 - a_1 \mu_n^2 H^2) \quad (7)$$

и сильного магнитного поля ( $\mu_n H \gg 1$ ):

$$R_H \sim \frac{1}{ne} \left( 1 + \frac{a_2}{\mu_n^2 H^2} \right). \quad (8)$$

При этом понижение температуры до 2 К сопровождается заметным уменьшением подвижности  $\mu_n$  (кривая 1 на вставке к рис. 1), что, в свою очередь, существенно уменьшает квадратичный член в выражении (7) и сдвигает за пределы экспериментального интервала  $H \leq 8$  Тл асимптотику сильного поля (8). В результате, величина  $R_H(H, T = 2$  К) оказывается постоянной в пределах погрешности измерений (кривая 2 на вставке к рис. 2).

Для регистрации вклада тяжелых носителей в коэффициент Холла  $R_H(H, T)$  в работе дополнительно были проведены измерения в импульсном поле до 45 Тл при гелиевой температуре. Отметим, что изменения  $R_H(H, T = 4.2$  К) (кривая 3 на вставке к рис. 2), наблюдаемые в интервале  $H \geq 20$  Тл, отвечают вкладу тяжелых носителей заряда  $p$ -типа, однако в полях до 8 Тл представляется вполне обоснованным учет только легких носителей.

Анализируя результаты рис. 1–3 в области III, следует отметить также, что в окрестности  $T_m \approx 5$  К обращается в нуль коэффициент теплового расширения [24], наблюдается заметное изменение упругого модуля  $C_{11}$  [4], смена режима спин-решеточной релаксации ЯМР [25], максимум квадратичного отрицательного магнитосопротивления [26] и др. Столь значительные изменения термодинамических и кинетических характеристик  $\text{SmB}_6$ , по-видимому, являются свидетельствами в пользу фазового перехода в электронной подсистеме с  $T_m \approx 5$  К. Одной из возможных причин такого перехода, на наш взгляд, может являться конденсация экситонов с образованием в  $\text{SmB}_6$  электронно-дырочных капель субмикронного размера. Перечислим кратко возможные аргументы в пользу предложенной интерпретации.

В отличие от классических полупроводников с электронно-дырочными каплями, в которых носители заряда и экситоны генерируются за счет фотовозбуждения, в  $\text{SmB}_6$  быстрые зарядовые флуктуации на каждом центре Sm являются источниками носителей в зоне проводимости и на экситонных уровнях при гелиевых температурах. Присутствие поляронных эффектов [18] существенно облегчает переход экситонов в конденсированную фазу. Кроме того, собственные дефекты и примеси в  $\text{SmB}_6$  за счет искажения кристаллической решетки в непосредственной окрестности примесных центров, по-видимому, должны оказывать определяющее воздействие на формирование электронно-дырочных капель. Как следствие, степень легирования и характер распределения примеси в кристаллах гексаборида самария будут являться основными факторами, определяющими появление аномалий низкотемпературных свойств  $\text{SmB}_6$ .

Возвращаясь к результатам рис. 1–3, отметим, что максимум коэффициента Холла  $R_H(T)$  может быть интерпретирован в рамках модели Шкловского [27] для неоднородной среды — диэлектрической матрицы, содержащей металлические включения. В предположении динамически неоднородной среды, содержащей электронно-дырочные капли, смешивающиеся вдоль градиентов напряжений и температуры [28], может быть получено качественное объяснение зависимости  $\rho(T)$  рис. 1 и термоэдс рис. 3 [29].

В заключение, основываясь на аргументах [28], приведем оценки по порядку величины основных параметров конденсированной фазы и области ее существования. Так, для критической концентрации и энергии связи частиц в конденсированной фазе имеем:  $n_c \sim a_{ex}^{-3} \approx 3.5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $E_1 \sim E_{ex} \sim 10k_B T \approx 3 \div 5 \text{ мэВ}$ . Приведенные оценки достаточно хорошо согласуются со сделанными предположениями. Отметим также, что в пределах точности эксперимента и выполненных оценок величины энергии связи  $E_1$ , коллективные низкочастотные возбуждения в  $\text{SmB}_6$  при  $\Delta E \approx 14 \text{ мэВ}$ , обнаруженные в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [23] и комбинационному рассеянию света [30], могут быть связаны с формированием электронно-дырочных капель в диэлектрической матрице при низких температурах. В то же время еще раз подчеркнем, что для подтверждения сделанных предположений о существовании электронно-дырочных капель в низкотемпературной фазе  $\text{SmB}_6$  в рамках подхода, развитого в [28], необходимо проведение дополнительных исследований.

Авторы признательны М. Дресселю и А. Ллойдлу за многочисленные полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 98-02-17163, 96-15-96929), программ Министерства науки и технологий «Фундаментальная спектроскопия», «Физика микроволн», «Фуллерены и атомные кластеры», а также при финансовой поддержке INTAS (гранты 96-451, 94-4435).

## Литература

1. B. Gorshunov, N. Sluchanko, A. Volkov et al., submitted to Phys. Rev. B (1998).
2. V. C. Nickerson, R. M. White, K. N. Lee et al., Phys. Rev. B **3**, 2030 (1971).
3. A. Kebede, M. C. Aronson, C. M. Buford et al., Physica B **223–224**, 256 (1996).
4. S. Nakamura, T. Goto, M. Kasaya et al., J. Phys. Soc. Jap. **60**, 4311 (1991).
5. P. Wachter, in *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, Vol. 19, ed. by K. A. Gschneidner, Jr., L. Eyring, G. H. Lander, G. R. Choppin, Elsevier Science B. V. (1994).
6. T. Namba, H. Ohta, M. Motokawa et al., Physica B **186–188**, 440 (1993).
7. J. W. Allen, B. Battlogg, and P. Wachter, Phys. Rev. B **20**, 4807 (1979).
8. S. von Molnar, T. Theis, A. Benoit et al., in *Valence Instabilities*, ed. by P. Wachter and H. Boppart, North-Holland (1982), p. 389.
9. T. Kasuya et al., J. Physique, Coll. **40**, C5-308 (1979).
10. J. C. Cooley, M. C. Aronson, Z. Fisk, and P. C. Canfield, Phys. Rev. Lett. **74**, 1629 (1995).
11. N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., Phys. Rev. B **56**, 10816 (1997).
12. Н. Е. Случанко, В. В. Глушков, С. В. Демишев, М. В. Кондрин, Н. А. Самарин, В. В. Бражкин, В. В. Мошалков, ЖЭТФ **113**, 339 (1998).
13. N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., Phys. Rev. B **51**, 1112 (1995).
14. J. Roman, V. Pavlik, K. Flachbart et al., Physica B **230–232**, 715 (1997).
15. Н. Ф. Мотт, *Переходы металл—изолятор*, Наука, Москва (1979).



16. R. M. Martin and J. W. Allen, *J. Appl. Phys.* **50**, 7561 (1979).
17. А. И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников*, Наука, Москва (1978), с. 504.
18. K. A. Kikoin and A. S. Mishchenko, *J. Phys. Cond. Mat.* **7**, 307 (1995).
19. T. Kasuya, *Europhys. Lett.* **26**, 283 (1994).
20. T. Kasuya, *Europhys. Lett.* **26**, 277 (1994).
21. T. Kasuya, *J. Phys. Soc. Jap.* **63**, 397 (1994).
22. K. A. Kikoin and A. S. Mishchenko, *J. Phys. Cond. Mat.* **2**, 6491 (1990).
23. P. A. Alekseev, J.-M. Mignot, J. Rossat-Mignod et al., *J. Phys. Cond. Mat.* **7**, 289 (1995).
24. D. Mandrus, J. L. Sarao, A. Lacerda et al., *Phys. Rev. B* **49**, 16809 (1994).
25. O. Pena, D. E. MacLaughlin, M. Lysak et al., **40**, 539 (1981).
26. J. C. Cooley, M. C. Aronson, A. Lacerda et al., *Phys. Rev. B* **52**, 7322 (1995).
27. Б. И. Шкловский, *ЖЭТФ* **72**, 288 (1977).
28. *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, под ред. К. Д. Джеффриса и Л. В. Келдыша, Наука, Москва (1988).
29. С. В. Демишев, Ю. В. Косичкин, Н. Е. Случанко, А. Г. Ляпин, *УФН* **64**, 195 (1994).
30. P. Nyhus, S. L. Cooper, Z. Fisk, and J. Sarao, *Phys. Rev. B* **55**, 12488 (1997).