

Теплопроводность и число Лорентца "золотой" фазы $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ -системы с гомогенной переменной валентностью самария

© А.В. Голубков, А.В. Гольцев, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисерек*, Я. Муха*, А. Ежовский*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт низких температур и структурных исследований Польской академии наук,
53-529 Вроцлав, Польша

(Поступила в Редакцию 4 ноября 1999 г.)

В интервале 160–300 К измерены теплопроводность и электросопротивление для двух составов "золотой" фазы системы $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ с $x = 0.14$ и 0.3 , в которых имеет место гомогенная переменная валентность ионов самария. Обнаружено, что полученное на эксперименте число L , входящее в электронную составляющую теплопроводности для этих составов, в исследованном интервале температур превышает теоретическое зоммерфельдовское значение $L_0 = 2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$, характерное для металлов и сильно вырожденных полупроводников. Показано также, что в интервале 160–300 К L возрастает с повышением температуры начиная с 160 К. Обсуждается теоретическая модель, которая может объяснить полученные экспериментальные результаты.

Работа выполнена в рамках двустороннего соглашения РАН и Польской академии наук при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по грантам № 99-02-18078 и № 98-02-18299.

Физические свойства системы твердых растворов $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ начали исследоваться с 1973 г. [1]. К настоящему времени в литературе опубликовано большое число работ, посвященных изучению этой системы. К сожалению, теплопроводность (κ) $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ исследовалась лишь в одной работе [2]. В ней в интервале температур 80–300 К была измерена κ двух составов, с $x = 0.1$ и 0.14 , относящихся к так называемой "черной" фазе этой системы. Однако данные по $\kappa(T)$ позволяют получить интересные сведения о механизмах рассеяния носителей тока и фононов в веществе, а также могут дать новую информацию об электронной зонной структуре исследуемого материала.

Напомним сначала об основных особенностях системы $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$.

1) В $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ при $x = 0.16$ происходит изоструктурный ($\text{NaCl} \leftrightarrow \text{NaCl}$) фазовый переход первого рода сильно вырожденный полупроводник (или "плохой" металл) — металл, в котором ионы самария находятся в состоянии гомогенной переменной валентности ($\text{Sm}^{+2.6}$) [1,3–6]. При фазовом переходе ($x = 0.16$) постоянная кристаллической решетки (при 300 К) изменяется от $a_{x < 0.16} = 5.85$ до $a_{x > 0.16} = 5.68 \text{ \AA}$ [7,8]. Фазовый переход происходит за счет внутреннего "химического сжатия" ионов самария, возникающего из-за различия ионных радиусов Sm^{+2} и Gd^{+3} .

2) Образцы в интервале составов $x = 0 \div 0.16$ имеют черный цвет ("черная" фаза B), а после фазового перехода при $x > 0.16$ приобретают золотисто-желтую окраску ("золотая" фаза G).¹

¹ В дальнейшем для краткости изоструктурные фазовые переходы сильно легированный полупроводник ("плохой" металл) — металл, в котором ионы Sm находятся в состоянии гомогенной переменной валентности ($\text{Sm}^{+2.6}$), и обратный фазовый переход будем обозначать соответственно как переходы $B \rightarrow G$ и $G \rightarrow B$.

3) Образцы $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ с $x = 0.16$ (до $x \sim 0.3$ – 0.35) при $T \lesssim 120$ – 150 К испытывают фазовый переход $G \rightarrow B$ с изменением постоянной решетки от ~ 5.68 до 5.83 – 5.85 \AA . Переход происходит скачком, массивный образец при этом превращается в порошок. Переход обратим по температуре. При повышении температуры от 300 до 900 К наблюдается "постепенный" фазовый переход от металла к сильно вырожденному полупроводнику (B). Постоянная решетки при 900 К становится равной 5.53 – 5.85 \AA . Переход обратим по температуре, а образец при температурном циклировании не разрушается [5,7,9,10] (рис. 1).

4) При гидростатическом давлении $P_{cr} \sim 6.5 \text{ kbar}$ (300 К) в SmS наблюдается изоструктурный ($\text{NaCl} \leftrightarrow \text{NaCl}$) фазовый переход первого рода полупроводник–металл ($B \rightarrow G$) с изменением постоянной решетки с 5.95 до 5.68 – 5.7 \AA . При снятии давления происходит обратный переход ($G \rightarrow B$); при этом имеет место большой гистерезис по давлению. Обратный переход сопровождается растрескиванием образца и превращением его в порошок [5,6,11].

В системе $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ составы до $x = 0.16$ при приложении гидростатического давления при $P_{cr}(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}) < P_{cr}(\text{SmS})^2$ также испытывают фазовый переход $B \rightarrow G$, подобный наблюдающемуся в SmS [5–7]. При снятии давления происходит обратный фазовый переход $G \rightarrow B$. Исключение в системе $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ составляют составы с $x = 0.12$ – 0.15 . Образцы этих составов могут быть переведены в "золотую" фазу G при приложении гидростатического давления $\sim 4 \text{ kbar}$ (300 К). При этом после снятия давления состояние с гомогенной переменной валентностью ионов самария сохраняется в этих образцах в интервале температур ~ 150 – 400 К

² $P_{cr}(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}) < P_{cr}(\text{SmS})$ из-за наличия в твердом растворе дополнительного внутреннего "химического сжатия".

неограниченно долго [5,7,12–17] (рис. 1). При снятии давления образцы не растрескиваются. Наблюдаются незначительные изменения в структуре образцов: после обработки давлением монокристаллические блоки в них разбиваются на блоки размером $\sim 100 \mu m$, разориентированные на 4° [14]. Обратимый фазовый переход $G \rightarrow B$ можно инициировать у них температурой [7,14,15]. Переход с разрушением образца происходит при $T \sim 150$ и 400 К (рис. 1).

5) Зона проводимости $Sm_{1-x}Gd_xS$ конструируется из "тяжелой" d и "легкой" s -подзон для "черной" фазы и s , d и f ("сверхтяжелой") подзон в "золотой" фазе [5,18,19].

Теперь приступим к изложению результатов, полученных в настоящей работе.

Цель работы: 1) в интервале температур $160\text{--}300$ К определить величину и температурную зависимость κ "золотой" фазы составов с $x = 0.3$ и 0.14 (образцы, обработанного гидростатическим давлением) системы $Sm_{1-x}Gd_xS$; 2) определить, влияет или не влияет на число Лорентца наличие в "золотой" фазе гомогенной переменной валентности ионов самария.

Образцы для исследования приготавливались следующим образом. SmS и GdS синтезировались из простых веществ [20,21]. Из полученного материала приготавливались плавильные поликристаллические или монокристаллические образцы $Sm_{1-x}Gd_xS$ с $x = 0.14$ и 0.3 . Синтез и плавка образцов проводилась в герметизированных танталовых контейнерах [20,21] в индукционной печи. Благодаря надежной герметизации контейнеров, в которых проводилась плавка и отжиг образцов, потери вещества были сведены к минимуму.

Образцы с $x = 0.14$ в специальных бомбах подвергались гидростатическому сжатию до давлений ~ 4 kbar. При этом в них происходил фазовый переход $B \rightarrow G$. "Золотая" фаза оставалась при 300 К стабильной неограниченно долго.

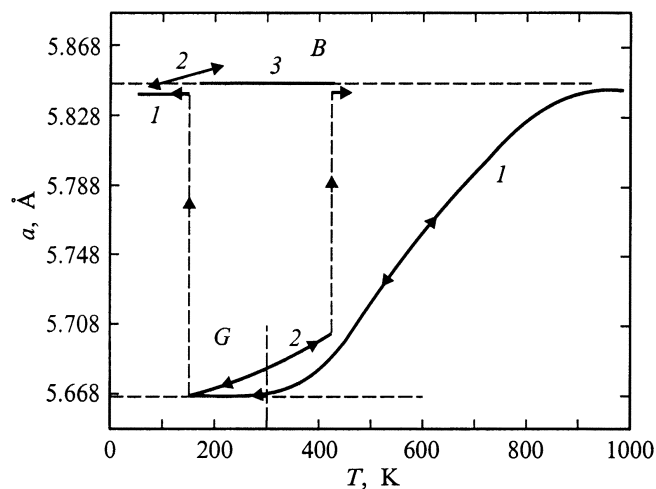


Рис. 1. Зависимость постоянной кристаллической решетки от состава в системе $Sm_{1-x}Gd_xS$. 1 — $x = 0.17$ (G) [5,7,9,10]; 2 — $x \sim 0.13$ (G) (после приложения гидростатического давления ~ 4 kbar [7,14,15]); 3 — $x = 0.15$ (B) [7,9,10].

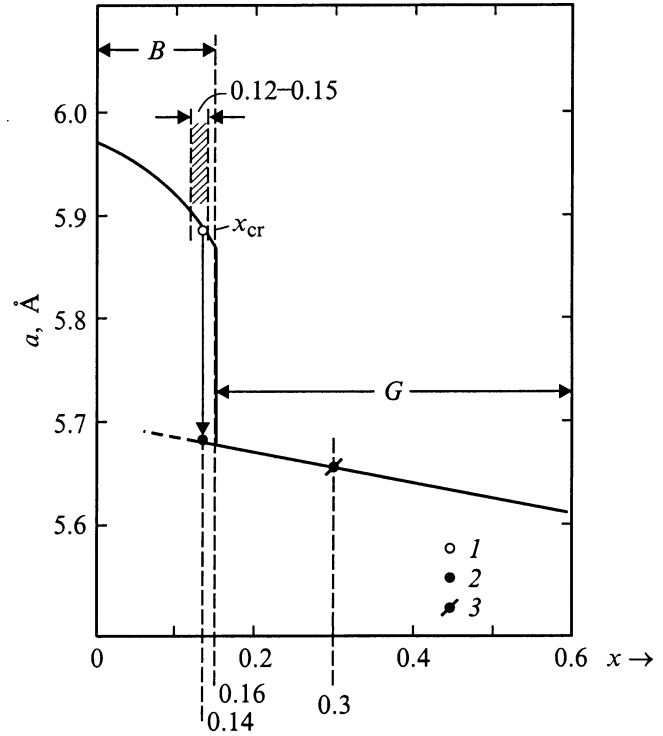


Рис. 2. Зависимость постоянной кристаллической решетки от состава в $Sm_{1-x}Gd_xS$. Сплошная кривая — данные работы [8], точки — эксперимент для составов с $x = 0.14$: 1 — "черная" B -фаза [2]; 2 — "золотая" G -фаза (после гидростатического сжатия образца с $x = 0.14$ (B) до ~ 4 kbar); x_{cr} — критическая концентрация Gd , при которой наступает фазовый переход $B \rightarrow G$; 3 — $x = 0.3$ ("золотая" G -фаза). B и G — соответственно области "черной" и "золотой" фаз.

Измерялись постоянные кристаллической решетки (a) при 300 К, теплопроводность и удельное электросопротивление (ρ) в интервале $160 \div 300$ К в образцах $Sm_{1-x}Gd_xS$ с $x = 0.3$ и 0.14 (в "черной" и "золотой" фазах).

Рентгеноструктурный анализ проводился на установке ДРОН-2 (в CuK_α -излучении), κ и ρ измерялись на установке, подобной использованной в [22].

Результаты измерений приведены на рис. 2–5.

На рис. 2 представлены данные по постоянной кристаллической решетки для ряда составов $Sm_{1-x}Gd_xS$. Величина a для состава $x = 0.3$ (G -фаза) хорошо совпала с литературными данными [8]. Значение a для $x = 0.14$ (G -фаза) легли на экстраполированную зависимость $a(x)$ из области $x > 0.16$ в область $x < 0.16$. На рис. 2 приведены также данные для $x = 0.14$ (B -фаза) из работы [2].

На рис. 3 приведены данные для $\rho(T)$. Для обоих составов G -фазы с $x = 0.3$ и 0.14 зависимость $\rho(T)$ носит металлический характер. Для сравнения на рис. 3 представлены данные для $\rho(T)$ B -фазы составов с $x = 0.1$ и $x = 0.14$, заимствованные из [2]. Надо отметить, что $\rho(T)$ для $x = 0.14$ (G -фаза) ведет себя иначе, чем $\rho(T)$

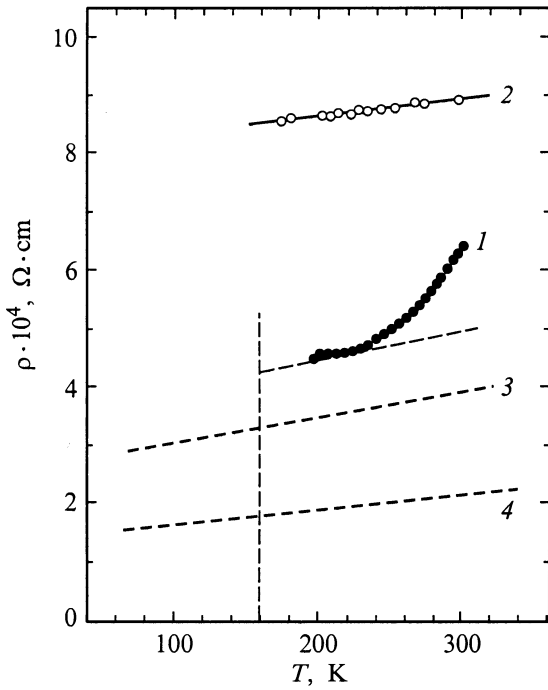


Рис. 3. Зависимость ρ от T для $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ для различных значений x . 4 и 1 — $x = 0.14$ соответственно для B - и G -фазы; 2 — $x = 0.3$ (G -фаза); 3 — $x = 0.1$ (B -фаза). Данные для зависимостей 3 и 4 взяты из работы [2].

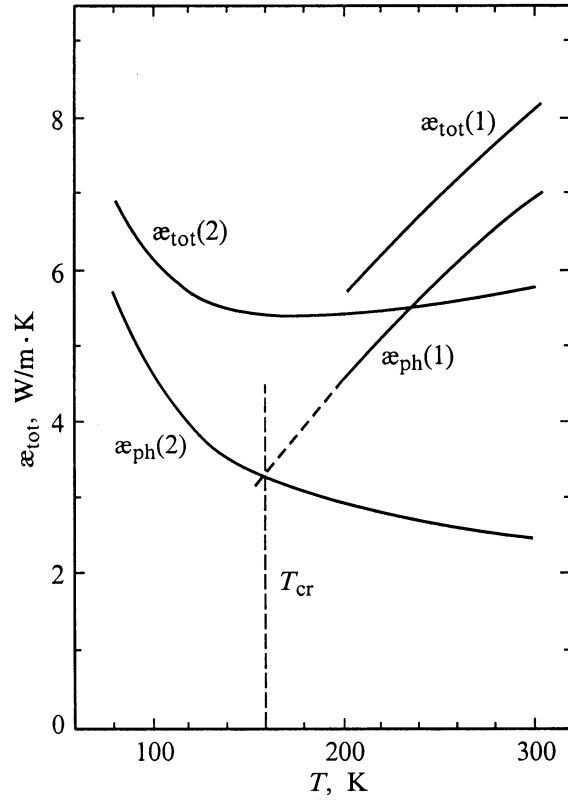


Рис. 5. Зависимость полной (κ_{tot}) и решеточной составляющей (κ_{ph}) теплопроводности от температуры для $x = 0.14$ B - и G -фаз $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$. 1 — G -фаза; 2 — B -фаза [2]. При вычислении электронной составляющей теплопроводности (κ_e) предполагалось, что $L = L_0$. T_{cr} — температура обратного фазового перехода $G \rightarrow B$ для образца с $x = 0.14$ (G).

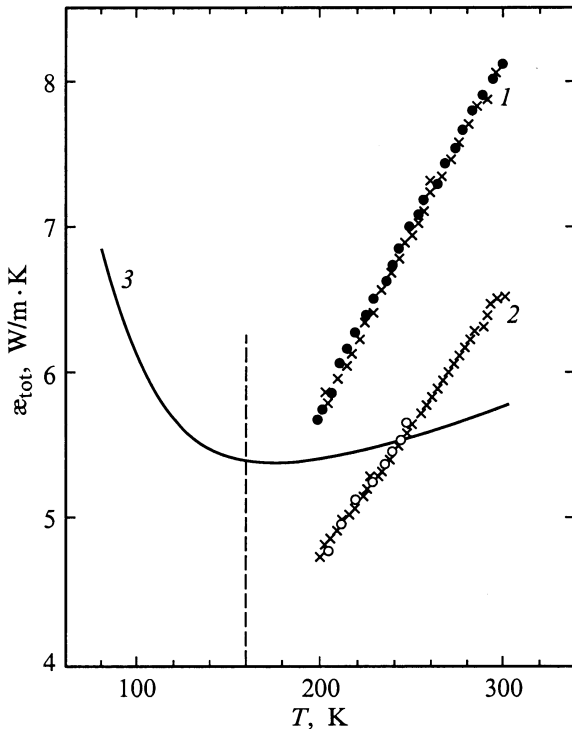


Рис. 4. Зависимость общей теплопроводности κ_{tot} от температуры для образцов $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ с различными значениями x . 1 и 3 — $x = 0.14$ соответственно для G - и B -фазы; 2 — $x = 0.3$ (G -фаза). Данные для кривой 3 взяты из работы [2]. Крестики и кружки на кривых 1 и 2 соответствуют измерениям при понижении температуры от 300 к 200 К и ее повышению от 200 к 300 К.

для составов системы $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$, представленных на рис. 3. Похожее поведение $\rho(T)$ было обнаружено в [8] для $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ состава $x = 0.17$ (G -фаза), находящегося вблизи "критической" концентрации $x_{\text{cr}} \sim 0.16$. Различие в величине ρ для образцов с $x = 0.14$ (B) и 0.14 (G) вероятно обусловлено меньшей подвижностью образцов с "золотой" фазой по сравнению с образцами "черной" фазы. Это относится и к образцу состава $x = 0.3$ (G).

На рис. 4 приведены экспериментальные данные для измеренной общей теплопроводности (κ_{tot}) для "золотой" ($x = 0.14$ и 0.3) и "черной" ($x = 0.14$ [2]) фаз исследованной системы

$$\kappa_{\text{tot}} = \kappa_{\text{ph}} + \kappa_e, \tag{1}$$

где κ_{ph} и κ_e — соответственно решеточная и электронная составляющие теплопроводности.

κ_e можно рассчитать из закона Видемана–Франца

$$\kappa_e = L\rho/T. \tag{2}$$

Для металлов и сильно вырожденных полупроводников при упругом рассеянии носителей тока

$$L = L_0 = 2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2. \tag{3}$$

На рис. 5 приведены значения κ_{tot} и κ_{ph} для состава $x = 0.14$ в G - и B -фазах. Расчет κ_e проводился по (2)

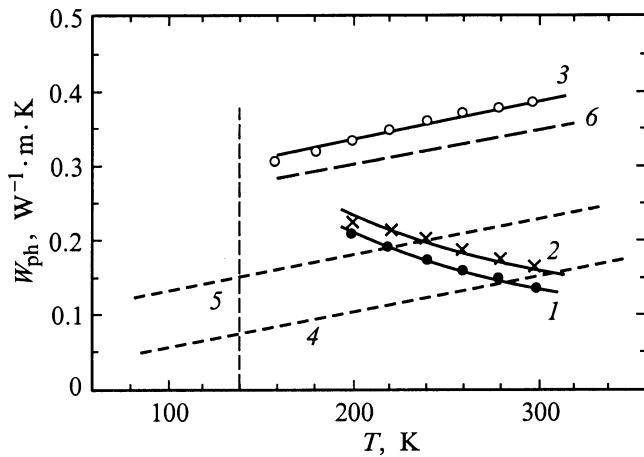


Рис. 6. Зависимость теплового сопротивления кристаллической решетки от температуры для различных значений x в $Sm_{1-x}Gd_xS$: 1, 3 — $x = 0.14$ соответственно для G - и B -фазы [2]; 2 — $x = 0.3$ (G -фаза); 4–6 — соответственно данные для SmS , $Sm_{1.015}S$ [23,24] и $Sm_{0.9}Gd_{0.1}S$ (B -фаза) [2]. Точки на 1, 2, 3 взяты с усредненных экспериментальных кривых. При расчетах ε_e предполагалось, что $L = L_0$.

с учетом (3). Данные для состава $x = 0.14$ B -фазы заимствованы из [2].

Наконец на рис. 6 приведены тепловые сопротивления кристаллической решетки $W_{ph}(T) = 1/\varepsilon_{ph}(T)$ для образцов G -фазы с $x = 0.14$ и 0.3 , для которых ε_e рассчитывалась по (2) и (3). Для сравнения там же представлены данные для образцов B -фазы с $x = 0.1$ [2] и SmS [23,24].

Попытаемся теперь объяснить полученные экспериментальные данные. Из результатов, представленных на рис. 5 и 6, можно сделать вывод, что поведение $\varepsilon_{ph}(T)$ и $W_{ph}(T)$ для образцов "черной" фазы ($x = 0.1(B)$ и $0.14(B)$) при выделении ε_{ph} из общей теплопроводности ε_{tot} в предположении, что в законе Видемана–Франца для ε_e $L = L_0$ не противоречит существенной теории для решеточной теплопроводности: $\varepsilon_{ph} \sim T^{-1}$ для $T \geq \Theta$, где Θ — температура Дебая [25]. Этого нельзя сказать о $\varepsilon_{ph}(T)$ и $W_{ph}(T)$ для образцов "золотой" фазы ($x = 0.14(G)$ и $x = 0.3(G)$). Здесь наблюдается anomalous поведение этих параметров с изменением температуры. Что же является причиной обнаруженной аномалии? Трудно предположить, что это связано с $\varepsilon_{ph}(T)$. Вероятнее всего, эта аномалия возникает из-за неправильного определения ε_e . Иными словами, в случае образцов "золотой" фазы $Sm_{1-x}Gd_xS$ $L \neq L_0$.

Рассмотрим более подробно данные для состава $x = 0.14(G)$. Большие сложности у исследователей возникают при выделении ε_{ph} из данных для ε_{tot} в случае, когда $\varepsilon_{ph} \approx \varepsilon_e$. В нашей ситуации мы попытались решить эту проблему с помощью не вполне стандартного способа. Будем считать в первом приближении, что $\varepsilon_{ph}(G)$ равно $\varepsilon_{ph}(B)$. Тогда реальное значение L для состава $x = 0.14(G)$ можно вычислить из следующего

соотношения:

$$L = \frac{[\varepsilon_{tot}(G) - \varepsilon_{ph}(B)]\rho(G)}{T}. \quad (4)$$

Полученные согласно (4) значения $L/L_0(T)$ приведены на рис. 7, а. Величина $L/L_0(T)$ может быть больше или меньше, чем приведенная на рис. 7, а (кривая 1), соответственно если $\varepsilon_{ph}(G)$ будет меньше $\varepsilon_{ph}(B)$ (кривая 2 на рис. 7, а) из-за появления каких-либо дефектов в образце после фазового перехода $B \rightarrow G$ (хотя, как отмечалось выше, при формировании металлической фазы в этом образце за счет гидростатического сжатия в кристалле наблюдается лишь небольшой поворот кристаллитов [14]) или если $\varepsilon_{ph}(G)$ будет больше $\varepsilon_{ph}(B)$ (кривая 3 на рис. 7, а) из-за того, что при фазовом переходе происходит "уплотнение" кристаллической решетки, так как ее параметр при фазовом переходе уменьшается (рис. 2). Однако, как показали наши расчеты, величина $L/L_0(T)$ в обоих случаях при разумно выбранных параметрах не сильно отличается от значений, представленных на рис. 7, а кривой 1. Надо отметить, что во всех случаях наблюдается увеличение L/L_0 с ростом температуры.

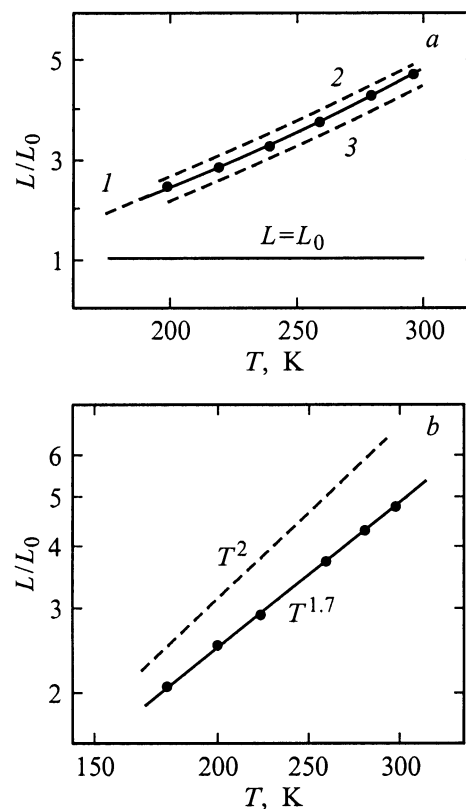


Рис. 7. а — экспериментальное значение $L/L_0(T)$ для $Sm_{0.86}Gd_{0.14}S$ (G -фаза), точки — зависимость 1. 2 и 3 — соответственно значения $L/L_0(T)$, если $\varepsilon_{ph}(G)$ будет меньше или больше значений $\varepsilon_{ph}(B)$; б — температурная зависимость L/L_0 . Точки — эксперимент для $Sm_{0.86}Gd_{0.14}S(G)$. Пунктир — $L/L_0 \sim T^2$ согласно [29] (см. ф-лу (7)). Приведено для сравнения наклонов теоретической и экспериментальной кривых $L/L_0(T)$.

На основании данных рис. 4 аналогичное поведение $L/L_0(T)$ можно ожидать и для состава с $x = 0.3(G)$.

Попытаемся теоретически осмыслить полученные экспериментальные результаты.

Объяснение температурного поведения числа Лорентца $L(T)$ в "золотой" фазе может быть дано в рамках теории изоструктурных валентных переходов первого рода в соединениях с переменной валентностью, недавно предложенной в работе [26]. Хотя эта теория была детально разработана для описания изоструктурного валентного перехода в соединениях $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$, ее общие результаты могут быть применимы и к $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$. Основная физическая идея этой теории заключается в том, что немагнитное металлическое состояние с нецелочисленной валентностью редкоземельных ионов (в $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ такими ионами являются ионы Sm; ионы Gd, как указывалось выше, выступают здесь лишь в качестве "химического пресса", их валентность до и после фазового перехода остается неизменной и равной +3) есть результат установления когерентности в кондовском рассеянии электронов (дырок) проводимости на локализованных электронах $4f$ -оболочек редкоземельных ионов. Вследствие этого эффекта, квазичастичные возбуждения имеют гибридную природу, являясь квантовой суперпозицией состояний из зоны проводимости и локализованных $4f$ -состояний. Такие квазичастицы принято называть "тяжелыми фермионами". В рамках теории [26] изоструктурный переход в $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ следует рассматривать как переход сильно вырожденный полупроводник-тяжелофермионный металл, т.е. "золотая фаза" есть состояние с тяжелыми фермионами. В пользу этого вывода могла бы говорить достаточно большая величина линейного коэффициента теплоемкости (γ), которая наблюдается во многих типичных тяжелофермионных соединениях. Однако сведений о γ в $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$, полученных из измерений теплоемкости, в литературе нет. Имеются данные о γ "золотой" фазы в $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$, в котором Y, как и Gd в $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$, из-за различия ионных размеров Sm^{+2} и Y^{+3} обеспечивает "химическое сжатие" самария, достаточное для перевода его при $x \gtrsim 0.2$ в состояние с переменной валентностью $\text{Sm}^{+2.6}$. Для состава с $x = 0.33$ в $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$ $\gamma = 50 \text{ mJ/mole} \cdot \text{K}^2$ [27].³ Можно предположить, что и в исследованных нами составах "золотой" фазы $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ величина γ будет того же порядка.

Еще одним аргументом в пользу высказанного предположения является усиленная парамагнитная восприимчивость электронной жидкости в $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ "золотой" фазы в отличие от кюри-вейсовской восприимчивости ионов Sm^3 в "черной" фазе [5,6,23].

В рамках такой физической интерпретации "золотой" фазы можно объяснить поведение $L(T)$, представленное на рис. 7. Действительно, согласно [29], в тяжелофермионном состоянии столкновения между тяжелыми

³ Для "золотой" фазы SmS, полученной при гидростатическом сжатии образца до 7–12 kbar, из данных по измерению теплоемкости γ составила $\sim 145 \text{ mJ/mole} \cdot \text{K}^2$ [28].

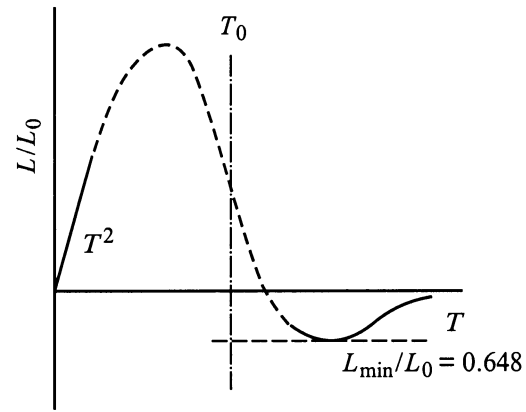


Рис. 8. Теоретическая зависимость L/L_0 от T [29]. Сплошная кривая: низкотемпературный участок отвечает зависимости (7), высокотемпературный участок — численный расчет [29]. Пунктир — возможная зависимость $L/L_0(T)$. Расчетные формулы для этого участка в [29] отсутствуют. T_0 — низкотемпературный масштаб Кондо.

фермионами для $T < T_0$ приводят к числу Лорентца

$$L(T) = L_0 + \alpha(T/T_0)^2, \quad (5)$$

где α некоторый численный коэффициент, а T_0 — низкотемпературный масштаб Кондо (рис. 8). Величину T_0 можно оценить из данных для магнитной восприимчивости χ при $T = 0$

$$\chi(T = 0) = \frac{C(1 - \Delta n_f)}{T_0} \quad (6)$$

(где C — константа Кюри для ионов Sm^{+3} , а Δn_f величина отклонения валентности ионов Sm от целочисленного значения +3) и из данных для линейного коэффициента теплоемкости

$$\gamma = \frac{1/3\pi^2 k_B^2 N_f}{T_0}, \quad (7)$$

где $N_f = 1 - \Delta n_f$.

Оценка величины T_0 с помощью (7) при $\gamma \sim 50 \text{ mJ/mole} \cdot \text{K}^2$ дает значение $T_0 \gtrsim 500 \text{ K}$. Такая величина T_0 хорошо подходит для описания поведения $L/L_0(T)$ в системе с тяжелыми фермионами [29]. На правомерность использования этой модели указывает и близкая к квадратичной экспериментальная зависимость $L/L_0 \sim T^{1.7}$ (ср. с (5) [29]).

Основной вывод работы можно сформулировать в следующем виде. Для образцов "золотой" фазы $\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$, в которых наблюдается гомогенная переменная валентность ионов самария, в интервале температур 160–300 K $L > L_0$. При этом L/L_0 возрастает с ростом температуры. Такое поведение $L/L_0(T)$ удалось объяснить в рамках теории [29], в которой изоструктурный фазовый переход $B \rightarrow G$ рассматривался как переход сильно вырожденный полупроводник-тяжелофермионный металл.

Авторы выражают благодарность Н.Ф. Картенко за проведение рентгеноструктурных исследований образцов.

- [27] S. Von Molnar, T. Penney, F. Holtzberg. *J. de Phys. Coll. C 4, Suppl.* **37**, 10, C241 (1976).
 [28] S.D. Bader, N.E. Phillips, D.B. McWhan. *Phys. Rev.* **B7**, 4686 (1973).
 [29] V.I. Belitsky, A.V. Goltsev. *Physica* **B172**, 459 (1991).

Список литературы

- [1] A. Jayaraman, E. Bucher, P. Dernier, L.D. Longinotti. *Phys. Rev. Lett.* **31**, 11, 700 (1973).
 [2] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Миссерек, Я. Муха, А. Ежовский. *ФТТ* **41**, 1, 26 (1999).
 [3] В.А. Шабуров, А.И. Егоров, Г.А. Крутов, А.С. Рыльников, А.Е. Совестнов, О.И. Сумбаев. *ЖЭТФ* **68**, 1, 326 (1975).
 [4] А.И. Егоров, Е.В. Петрович, Ю.П. Смирнов, А.Е. Совестнов, О.И. Сумбаев, В.А. Шабуров. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **40**, 2, 395 (1976).
 [5] И.А. Смирнов, В.С. Оскотский. *УФН* **124**, 2, 241 (1978).
 [6] Д.И. Хомский. *УФН* **129**, 3, 443 (1979).
 [7] A. Jayaraman, P. Dernier, L.D. Longinotti. *Phys. Rev.* **B11**, 8, 2783 (1975).
 [8] M. Ohashi, T. Kaneko, H. Yoshido, S. Abe. *Physica* **B86–88**, 224 (1977).
 [9] S.P. Nikanorov, Yu.A. Burenkov, A.V. Lebedev, A.V. Golubkov, T.B. Zhukova, I.A. Smirnov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **105**, K103 (1988).
 [10] Ю.А. Буренков, А.В. Голубков, В.В. Жданова, Т.Б. Жукова, А.Б. Лебедев, С.П. Никаноров, И.А. Смирнов. *ФТТ* **33**, 8, 2350 (1991).
 [11] A. Jayaraman, V. Narayanamurti, E. Bucher, R.G. Maines. *Phys. Rev. Lett.* **25**, 368 (1970).
 [12] И.Л. Аптекарь, В.И. Рашупкин, Е.Ю. Тонков. *ФТТ* **23**, 6, 1589 (1981).
 [13] В.И. Рашупкин, И.Л. Аптекарь, В.К. Гартман, Е.Ю. Тонков. *ФТТ* **20**, 3, 799 (1978).
 [14] Б.А. Абдикамалов, И.Л. Аптекарь, В.М. Сергеева, Е.Ю. Тонков. *ФТ* **21**, 1, 187 (1979).
 [15] I.A. Smirnov. *J. de Phys. Coll. C 5, Suppl.* **41**, 6, C5–143 (1980).
 [16] А.В. Голубков, А.И. Егоров, Т.С. Орлова, В.М. Сергеева, Б.И. Смирнов, И.А. Смирнов. *ФТТ* **29**, 12, 3683 (1987).
 [17] A.V. Golubkov, V.M. Egorov, T.S. Orlova, V.M. Sergeeva, V.I. Smirnov, I.A. Smirnov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **105**, K93 (1988).
 [18] Е.В. Шадричев, Л.С. Парфеньева, В.И. Тмарченко, О.С. Грязнов, В.В. Сергеева, И.А. Смирнов. *ФТТ* **18**, 8, 2380 (1970).
 [19] О.В. Фарберович. *ФТТ* **21**, 11, 3434 (1979).
 [20] А.В. Голубков, Т.Б. Жукова, В.М. Сергеева. *Изв. АН СССР. Неорган. материалы* **2**, 11, 77 (1966).
 [21] А.В. Голубков, В.М. Сергеева. Препринт Института физики металлов УНЦ АН СССР, Свердловск (1977). 28 с.
 [22] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20**, 1500 (1987).
 [23] В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. В сб.: Редкоземельные полупроводники / Под ред. В.П. Жузе и И.А. Смирнова. Наука, Л. (1977). 108 с.
 [24] V.P. Zhuze, E.V. Goncharova, N.F. Kartenko, T.I. Komarova, L.S. Parfeneva, V.M. Sergeeva, I.A. Smirnov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **18**, 63 (1973).
 [25] В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Наука, Л. (1972). 159 с.
 [26] A.V. Goltsev, G. Bruls. *Phys. Rev. B* (submitted).