

# Теплопроводность "легкого" тяжелофермионного соединения $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$

© А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек\*, 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

E-mail: Igor. Smirnov@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 12 марта 2001 г.)

В интервале температур 4.2–300 К измерены удельное электросопротивление и теплопроводность поликристаллического образца  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ , в котором при  $T_v$  наблюдается постепенный изоструктурный фазовый переход первого рода от состояния кюри-вейссовского парамагнетика с локализованными магнитными моментами (при  $T > T_v$ ) к паулевскому парамагнетика с немагнитным состоянием Ферми-жидкости и переменной валентностью иона Yb (при  $T < T_v$ ). Показано, что число Лоренца при  $T < T_v$  ведет себя согласно теоретической модели для тяжелофермионных материалов, а при  $T > T_v$  имеет значение, характерное для стандартных металлов.

Работа проводилась в рамках двустороннего соглашения между Российской и Польской академиями наук и выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-18078) и Польской академии наук (грант № 2 РОЗВ 129-19).

В последнее десятилетие ведущие лаборатории мира (особенно в США, Японии и Германии) проявляют интерес к исследованию интерметаллических соединений  $\text{YbInCu}_4$ ,  $\text{YbAgCu}_4$  и промежуточных составов  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$ .<sup>1</sup>

Эти соединения кристаллизуются в гранцентрированной кубической решетке типа  $\text{AuBe}_5$  (структура  $\text{CI5b}$ , пространственная группа  $F\bar{4}3m(T_d^2)$ ) [4] и обладают весьма необычными физическими свойствами.

В  $\text{YbInCu}_4$  при  $T_v \sim 40\text{--}80\text{ K}$  и атмосферном давлении наблюдается изоструктурный фазовый переход от состояния кюри-вейссовского парамагнетика с локализованными магнитными моментами (при  $T > T_v$ ) к паулевскому парамагнетика с немагнитным состоянием Ферми-жидкости и переменной валентностью ионов Yb (при  $T < T_v$ ).

Принято считать, что при фазовом переходе валентность Yb меняется от 3 в высокотемпературной фазе до 2.9 в низкотемпературной. Однако, согласно данным по исследованию рентгеновских  $L_3$ -спектров поглощения [5,6] и смещений рентгеновских  $K$ -линий [7], валентность Yb при  $T > T_v$  равна  $\sim 2.9$  [5–7], а при  $T < T_v \sim 2.8$  [5,6]. Высокотемпературная и низкотемпературная фазы представляют собой полуметалл и металл соответственно со слабой и сильной гибридизацией  $4f$ -электронов Yb с электронами проводимости. При  $T < T_v$  для  $\text{YbInCu}_4$  наблюдается большая плотность состояний на уровне Ферми, что характерно для тяжелофермионных систем и систем с переменной валентностью редкоземельных ионов. Параметр  $\gamma$  (коэффициент при линейном по температуре члене в электронной теплоемкости) для низкотемпературной фазы

$\text{YbInCu}_4$  равен  $\sim 50\text{ mJ/mol}\cdot\text{K}^2$  [6,8,9], что указывает на достаточно большую величину эффективной массы носителей тока.

Систему  $\text{YbInCu}_4$  в литературе относят к классу "легких" тяжелофермионных систем (light heavy-fermion systems) [5].

$\text{YbAgCu}_4$  является тяжелофермионным соединением. В нем наблюдается переход от однопримесного кондовского режима при высоких температурах ( $T > T_K$ ,  $T_K$  — температура Кондо) к когерентной Кондо-решетке (режиму с тяжелыми фермионами) при низких температурах ( $T < T_K$ ). Величина  $T_K$ , полученная из анализа различных физических эффектов, колеблется от 40 до 130 К [10–16]. Эффективная масса носителей тока в  $\text{YbAgCu}_4$  при  $T < T_K$  равна  $\sim 60m_0$  ( $m_0$  — масса электрона) [13,17], валентность иона Yb при температурах ниже и выше  $T_K$  близка к 3. Величина параметра  $\gamma$  при  $T < T_K$  равна  $\sim 200\text{--}250\text{ mJ/mol}\cdot\text{K}^2$  [1,6,9,17–19], в связи с чем  $\text{YbAgCu}_4$  относится к "умеренным" тяжелофермионным системам (moderately heavy fermion system) [19], поскольку у классических тяжелофермионных систем  $\gamma > 400\text{ mJ/mol}\cdot\text{K}^2$ .

В  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$  имеет место постепенный переход от свойств, присущих  $\text{YbInCu}_4$ , к свойствам, характерным для  $\text{YbAgCu}_4$ . Граничная критическая концентрация  $x_{\text{сг}}$ , до которой в исследованных эффектах наблюдается достаточно резкий фазовый переход при определенных значениях  $T_v$  (аналогичный переходу в  $\text{YbInCu}_4$ ), оказалась равной  $\sim 0.2\text{--}0.25$  [6,9,19–22]. В интервале значений  $x = (0.2\text{--}0.25)\text{--}0.5$  происходит постепенный фазовый переход от паулевского парамагнетика с немагнитным состоянием Ферми-жидкости и переменной валентностью иона ( $\sim 2.8$ ) при низких температурах к кюри-вейссовскому парамагнетика с локализованными

<sup>1</sup> Ссылки на многочисленные работы, посвященные исследованию физических свойств  $\text{YbInCu}_4$  и  $\text{YbAgCu}_4$ , можно найти в работах [1–3].

ми магнитными моментами (и валентностью иона Yb  $\sim 2.90$ ) при высоких температурах [6,9,19–21]. При этом на температурных зависимостях магнитной восприимчивости [19–22], удельного электросопротивления [9,21], теплоемкости [6,9], постоянной Холла [6] и объемного коэффициента расширения [6] резких изменений не наблюдается. С ростом  $x$  в системе  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$  возрастают и значения  $T_v$ . Величина  $\gamma$  в интервале значений  $x = 0-0.5$  остается постоянной и приблизительно равной  $50 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$  [6,9]. Таким образом, можно утверждать, что в этом интервале значений  $x$  соответствующие им составы в системе  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$  (подобно  $\text{YbInCu}_4$ ) будут относиться к классу "легких" тяжелофермионных систем. Согласно расчетам [6], в этом диапазоне изменения  $x$  температура Кондо  $T_K^+$  для высокотемпературного состояния возрастает, а  $T_K^-$  для низкотемпературного состояния сначала увеличивается (до состава  $x = 0.2$ ), а затем уменьшается. Так, например, для состава  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$   $T_K^+ \sim 150 \text{ K}$ , а  $T_K^- \sim 580 \text{ K}$  (в то время как для  $\text{YbInCu}_4$   $T_K^+ \sim 25 \text{ K}$ , а  $T_K^- \sim 500 \text{ K}$ ) [6].

При  $x > 0.5$  в  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$  происходит достаточно быстрый переход к свойствам, характерным для тяжелофермионного соединения  $\text{YbAgCu}_4$ .

Для полноты картины приведем перечень физических параметров, которые были еще исследованы в  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$  за последние годы в различных лабораториях мира. Измерялись постоянная кристаллической решетки [19,21], ЯМР на  $^{115}\text{In}$  [20], исследовались магнитная фазовая диаграмма [23] и рассеяние нейтронов [24], проводились ультразвуковые исследования [22].

Теплопроводность  $\text{YbInCu}_4$  и  $\text{YbAgCu}_4$  измерялась в [2,3,25,26]. К сожалению, мы не нашли в доступной нам литературе сведений об измерении теплопроводности системы  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$ .

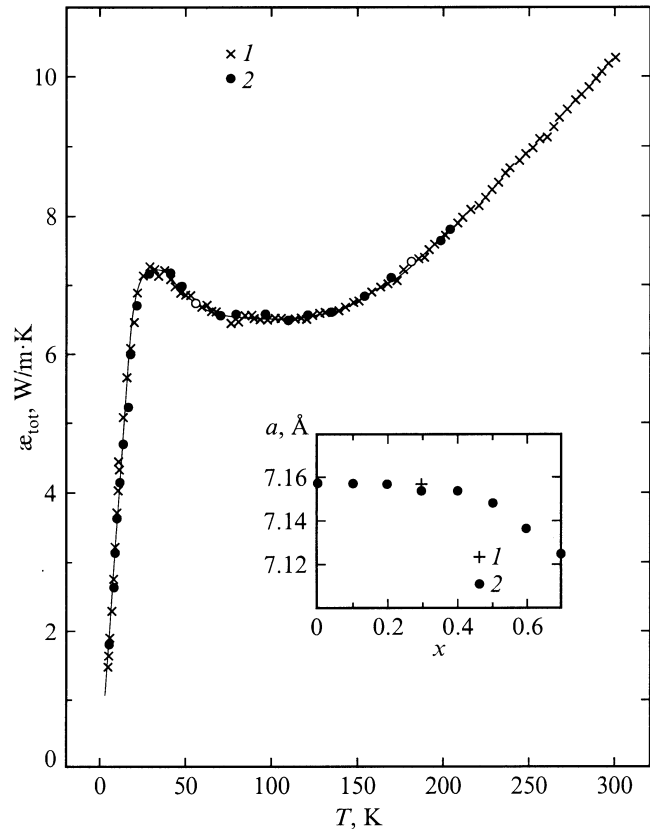
В качестве объекта исследования мы выбрали в системе  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$  состав с  $x = 0.3$ . Основными причинами, обусловившими такой выбор, были: 1) отсутствие в нем резкого изменения физических параметров при фазовом переходе<sup>2</sup>; 2) принадлежность этого состава к классу "легких" тяжелофермионных систем.

Отсюда следует и основная цель настоящей работы. Было интересно выяснить, проявятся ли у "легкой" тяжелофермионной системы особенности в поведении числа Лоренца в электронной компоненте теплопроводности, которые присущи классическим тяжелофермионным системам [27,28].

В интервале температур 4.2–300 К мы провели измерения теплопроводности  $\kappa$  и удельного электросопротивления  $\rho$  литого поликристаллического образца  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ .

Образец приготавливался по методике, описанной в [7].  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$  синтезировался из  $\text{YbInCu}_4$  и  $\text{YbAgCu}_4$ ,

<sup>2</sup> Как показало исследование теплопроводности  $\text{YbInCu}_4$  [2], при резком фазовом переходе достаточно трудно проводить интерпретацию полученных экспериментальных результатов.

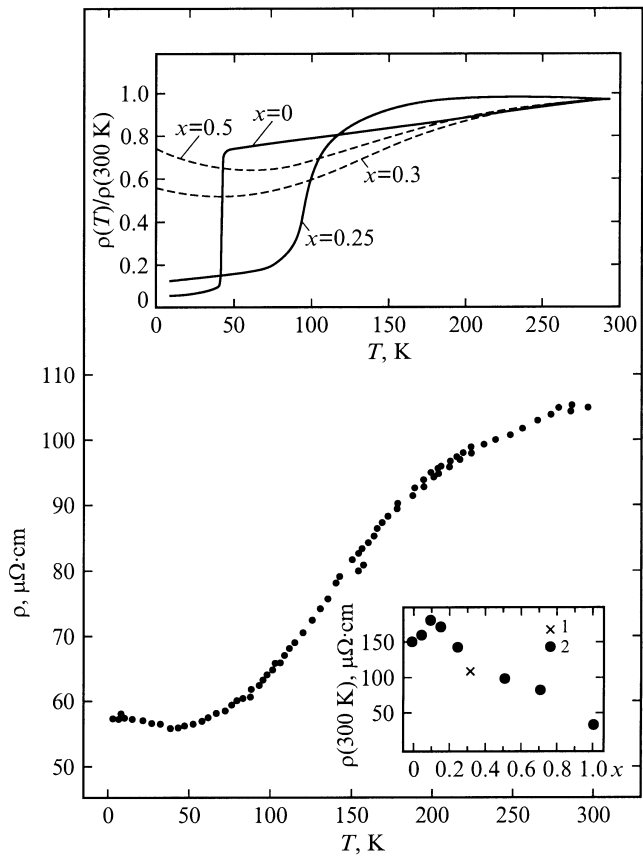


**Рис. 1.** Зависимость  $\kappa_{\text{tot}}$  от температуры для образца  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ . 1 — измерения от 300 до 4.2 К. 2 — обратный ход (измерения от 4.2 до 200 К). На вставке — зависимость постоянной кристаллической решетки  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$  от  $x$ : 1 — данные для исследованного нами образца, 2 — результаты работы [19].

полученных из стехиометрических смесей чистых металлов. Использовались дважды возогнанный и переплавленный в танталовом тигле (для чистки от окисла) Yb, Ag и In с содержанием основного вещества 99.99 и Cu чистоты 99.998. Плавка  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$  проводилась в индукционной печи в танталовом тигле в вакууме  $\sim 10^{-4} \text{ mmHg}$  с последующим отжигом при  $T \sim 700^\circ\text{C}$ . Рентгеноструктурный анализ образца проводился на установке ДРОН-2 в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении. Образец был монофазным, имел кубическую решетку типа  $\text{AuBe}_5$  (структура C15b) с постоянной кристаллической решетки, равной  $7.159 \text{ \AA}$  при 300 К, что хорошо совпало с литературными данными [19,21] (см. вставку к рис. 1).

$\kappa$  и  $\rho$  измерялись на установке, аналогичной использованной в [29]. На рис. 1 приведены экспериментальные результаты для полной теплопроводности  $\kappa_{\text{tot}}(T)$ , а на рис. 2 — для удельного электросопротивления  $\rho(T)$ . При измерении  $\kappa_{\text{tot}}(T)$  прямой (300  $\rightarrow$  4.2 К) и обратный ход (4.2  $\rightarrow$  200 К) совпали.

На вставках к рис. 2 приводится сравнение данных  $\rho(T)$  из настоящей работы для  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$  и [21]. Наши и литературные результаты достаточно хорошо



**Рис. 2.** Зависимость  $\rho$  от температуры для образца  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ . На нижней вставке — зависимость  $\rho(300\text{ K})$  от  $x$  в системе  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$ : 1 — данные для исследованного нами образца  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ , 2 — результаты работы [21]. На верхней вставке — зависимость  $\rho(T)/\rho(300\text{ K})$  от температуры в системе  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$ : данные для  $x = 0.3$  относятся к исследованному нами образцу, данные для образцов с  $x = 0, 0.25, 0.5$  взяты из работы [21].

совпадают. Важно также отметить, что исследованный нами состав с  $x = 0.3$  испытывает не скачкообразный, а постепенный фазовый переход (верхняя вставка на рис. 2).

Согласно данным по эффекту Холла [6], исследованный нами состав с  $x = 0.3$  во всем измеренном интервале температур (до и после завершения фазового перехода) можно отнести к металлам, для которых  $\kappa_{\text{tot}}$  выражается в виде суммы решеточной  $\kappa_{\text{ph}}$  и электронной  $\kappa_e$  составляющих теплопроводности [30]

$$\kappa_{\text{tot}} = \kappa_{\text{ph}} + \kappa_e, \quad (1)$$

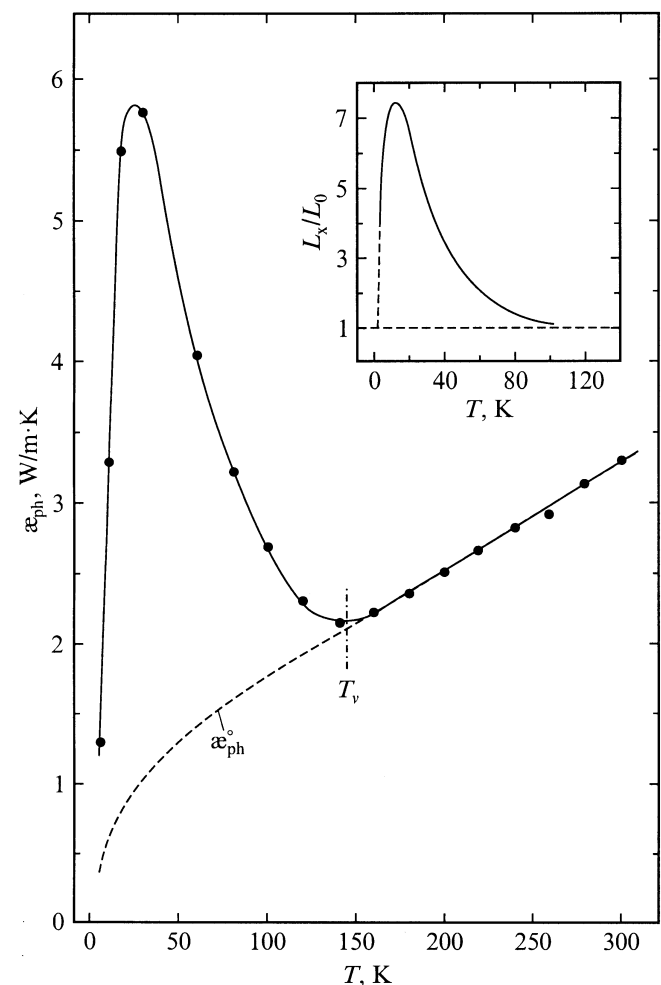
$\kappa_e$  подчиняется закону Видемана–Франца и записывается в виде

$$\kappa_e = LT/\rho, \quad (2)$$

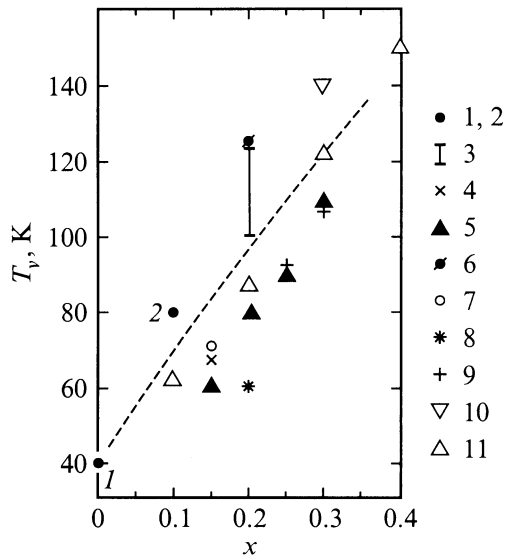
$L$  — число Лоренца. При  $T \gtrsim \Theta/3$  ( $\Theta$  — температура Дебая) и очень низких температурах для "чистых" образцов, а также низких и высоких температурах для "грязных" образцов металлов  $L = L_0$  [30],

где  $L_0$  — зоммерфельдовское значение числа Лоренца ( $L_0 = 2.45 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$ ). Исследованный нами образец  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$  никак нельзя отнести к очень "чистому" металлу; таким образом, для всей изученной нами области температур в первом приближении можно считать  $L = L_0$ .

На рис. 3 приведены результаты расчета  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  по (1) и (2) в предположении, что  $L = L_0$ . Как видно из этого рисунка, в интервале температур 140–300 К  $\kappa_{\text{ph}}$  возрастает по степенному закону ( $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{0.6}$ ), а при  $\sim 140$  К резко отклоняется от него. При понижении температуры  $\kappa_{\text{ph}}$  возрастает, проходит через максимум, а затем уменьшается до значений  $\kappa_{\text{ph}}^0$ , полученных путем экстраполяции  $\kappa_{\text{ph}}$  из области высоких температур в низкие. Как можно объяснить такое поведение  $\kappa_{\text{ph}}$ ?



**Рис. 3.** Зависимость  $\kappa_{\text{ph}}$  от температуры для  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ . Сплошная кривая — расчет  $\kappa_{\text{ph}}$  по (1) и (2) с  $L = L_0$ . Точки получены путем расчета по (1) и (2) из усредненных значений  $\kappa_{\text{tot}}$  и  $\rho$ , приведенных на рис. 1 и 2. Штриховая линия ( $\kappa_{\text{ph}}^0$ ) — значения для теплопроводности кристаллической решетки, полученные путем экстраполяции экспериментальных значений для  $\kappa_{\text{ph}}$  из области высоких температур. На вставке — зависимость  $L_x/L_0$  от температуры для исследованного образца  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ .



**Рис. 4.** Зависимость  $T_v$  от  $x$  в системе  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$ , полученная из анализа литературных данных для температурных зависимостей магнитной восприимчивости, удельного электросопротивления, теплоемкости, коэффициента объемного расширения, упругих констант и из результатов настоящего эксперимента по теплопроводности кристаллической решетки. 1 — данные работ [6,9,20-22], 2 — [9,20,22], 3 — [20], 4 — [19], 5 — [6], 6 — [9], 7 — [33], 8 — [21], 9 — [22], 10 — данные настоящей работы, полученные из анализа поведения  $\chi_{\text{ph}}(T)$  (рис. 3), 11 — [34].

Рост  $\chi_{\text{ph}}(T)$  по степенному закону в интервале от 60 до 300 К и при  $T > T_v$ , характерный для аморфных материалов, наблюдался соответственно у  $\text{YbAgCu}_4$  [3] и  $\text{YbInCu}_4$  [2] и объяснялся их сильной дефектностью. Так, например, для  $\text{YbInCu}_4$  как в области  $T > T_v$ , так и при  $T < T_v$  сильная дефектность может возникнуть за счет замещения в решетке атомов Yb индием [31] или In медью [32]. Наличием сильной дефектности в образце можно объяснить и поведение  $\chi_{\text{ph}}$  в интервале 140–300 К в  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$ .

Вызывает удивление поведение  $\chi_{\text{ph}}$   $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$  в области температур  $T < 140$  К. За счет чего можно ожидать резкого возрастания  $\chi_{\text{ph}}$  при  $T \sim 140$  К? Как отмечалось выше, по литературным данным для состава с  $x = 0.3$  на температурных зависимостях магнитной восприимчивости, удельного электросопротивления, теплоемкости, объемного коэффициента расширения никаких резких изменений при этой температуре не наблюдалось. Поэтому нет никаких оснований для появления скачкообразного роста решеточной теплопроводности при  $T \sim 140$  К. Вероятнее всего, обнаруженная аномалия связана с неправильным учетом нами вклада в  $\chi_{\text{tot}}$  от  $\chi_e$  (а более конкретно с некорректным учетом в (2) величины числа Лоренца). Как отмечалось выше, состав  $\text{YbIn}_{0.7}\text{Ag}_{0.3}\text{Cu}_4$  при низких температурах переходит в состояние, соответствующее "легкой" тяжелофермионной системе.  $T = 140$  К (рис. 3) может соответствовать

температуре такого фазового перехода  $T_v$  (см. рис. 4).<sup>3</sup> Для классической системы с тяжелыми фермионами поведение числа Лоренца существенно отличается по величине и температурной зависимости от характерного как для "чистых", так и для "грязных" металлов. Для нее, согласно [27,28],  $L/L_0$  возрастает от 1 (при  $T = 0$ ), проходит через максимум, затем уменьшается до 0.648 и потом вновь возрастает, достигая в районе  $T \gtrsim T_K$  значения 1. Остановимся на предположении, что полученная нами аномалия в поведении  $\chi_{\text{ph}}(T)$  при  $T < 140$  К связана с неправильным учетом числа Лоренца при выделении  $\chi_{\text{ph}}(T)$  из экспериментальных значений  $\chi_{\text{tot}}(T)$ . Будем считать, что во всей исследованной нами области температур  $\chi_{\text{ph}}$  подчиняется закону  $\chi_{\text{ph}} \sim T^{0.6}$  (как это имеет место при  $T > 140$  К,  $T > T_v$ ). Для этого проэкстраполируем  $\chi_{\text{ph}}(T)$  из области 140–300 К в область низких температур ( $\chi_{\text{ph}}^0$ ) и из соотношения  $\chi_{\text{tot}} - \chi_{\text{ph}}^0 = L_x T / \rho$  определим  $L_x / L_0(T)$  для интервала 4–140 К. Результаты такого расчета представлены на вставке к рис. 3, из которой видно, что поведение  $L_x / L_0(T)$  соответствует рассмотренной выше теоретической картине поведения числа Лоренца в тяжелофермионной системе [27]. Таким образом, можно сделать вывод, что особенности в поведении числа Лоренца для классической и "легкой" тяжелофермионных систем аналогичны.

Авторы выражают благодарность Н.Ф. Картенко и Н.В. Шаренковой за проведение рентгеноструктурных исследований.

## Список литературы

- [1] J.L. Sarrao, C.D. Immer, Z. Fisk, C.H. Booth, E. Figueroa, J.M. Lawrence, R. Modler, A.L. Cornelius, M.F. Hundley, C.H. Kwei, J.D. Thompson, F. Bridges. *Phys. Rev.* **B59**, 10, 6855 (1999).
- [2] И.А. Смирнов, Л.С. Парфеньева, А. Ежовский, Х. Мисирек, С. Кремפל-Хессе, Ф. Риттер, В. Ассмус. *ФТТ* **41**, 9, 1548 (1999).
- [3] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисирек, Я. Муха, А. Ежовский. *ФТТ* **43**, 2, 210 (2001).
- [4] R. Kojima, Y. Nakai, T. Susuki, H. Asano, F. Izumi, T. Fujita, T. Hihara. *J. Phys. Soc. Jap.* **59**, 3, 792 (1990).
- [5] I. Felner, I. Nowik, D. Vakin, U. Potzel, J. Moser, G.M. Kalvius, G. Wortmann, G. Schmiester, G. Hilscher, E. Gratz, C. Schmitzer, N. Pillmayr, K.G. Prasad, H. de Waard, H. Pinto. *Phys. Rev.* **B35**, 13, 6956 (1987).
- [6] A.L. Cornelius, J.M. Lawrence, J.L. Sarrao, Z. Fisk, M.F. Hundley, G.H. Kwei, J.D. Thompson, C.H. Booth, F. Bridges. *Phys. Rev.* **B56**, 13, 7993 (1997).
- [7] В.А. Шабуров, А.Е. Совестнов, Ю.П. Смирнов, А.В. Тюнис, А.В. Голубков. *ФТТ* **42**, 7, 1164 (2000).

<sup>3</sup> Значения  $T_v$ , представленные точками 1–9 на рис. 4 для  $\text{YbIn}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cu}_4$ , относятся к партиям образцов, приготовленных по технологии, позволяющей получать  $\text{YbInCu}_4$  с  $T_v = 40$  К. Методика, по которой был приготовлен исследованный нами состав с  $x = 0.3$ , дает для  $T_v$   $\text{YbInCu}_4$  значение  $\sim 80$  К [2].

- [8] J.L. Sarrao, A.P. Ramirez, T.W. Darling, F. Freibert, A. Migliori, C.D. Immer, Z. Fisk, Y. Uwatoko. *Phys. Rev.* **B58**, 1, 409 (1998).
- [9] N. Pillmayr, E. Bauer, K. Yoshimura. *J Magn. Magn. Matter.* **104–107**, 639 (1992).
- [10] P. Waibel, M. Grioni, D. Malterre, B. Dardel, Y. Baer, M.J. Besnus. *Z. Phys.* **B91**, 337 (1993).
- [11] P. Schlottman. *J. Appl. Phys.* **73**, 5412 (1993).
- [12] T. Graf, J.M. Lawrence, M.F. Hundley, J.D. Thompson, A. Lacerda, E. Haanappel, M.S. Torikachvili, Z. Fisk, P.C. Canfield. *Phys. Rev.* **B51**, 21, 15 053 (1995).
- [13] J.S. Kang, J.W. Allen, C. Rossel, C.L. Seamen, M.B. Maple. *Phys. Rev.* **B41**, 7, 4078 (1990).
- [14] J.M. Lawrence, G.H. Kwei, P.C. Canfield, J.G. De Witt, A.C. Lawson. *Phys. Rev.* **B49**, 3, 1627 (1994).
- [15] G. Polatsek, P. Bonville. *Z. Phys.* **B88**, 189 (1992).
- [16] H. Nakamura, K. Nakajima, Y.K. Kitaoka, K. Asayama, K. Yoshimura, T. Nitta. *Physica* **B171**, 238 (1990).
- [17] C. Rossel, K.N. Yang, M.B. Maple, Z. Fisk, E. Zirngiebl, J.D. Thompson. *Phys. Rev.* **B35**, 4, 1914 (1987).
- [18] N. Tsujii, J. He, K. Yoshimura, K. Kosuge, H. Michor, K. Kreiner, G. Hilscher. *Phys. Rev.* **B55**, 2, 1032 (1997).
- [19] J.L. Sarrao, C.L. Benton, Z. Fisk, J.M. Lawrence, D. Mandrus, J.D. Thompson. *Physica* **B223/224**, 366 (1996).
- [20] K. Yoshimura, T. Nitta, T. Shimuzu, M. Mekata, H. Yosuka, K. Kosuge. *J. Magn. Magn. Mater.* **90/91**, 466 (1990).
- [21] J.L. Sarrao, C.D. Immer, C.L. Benton, Z. Fisk, J.M. Lawrence, D. Mandrus, J.D. Thompson. *Phys. Rev.* **B54**, 17, 12 207 (1996).
- [22] S. Zherlitsyn, B. Lüthi, B. Wolf, J.L. Sarrao, Z. Fisk, V. Zlatic. *Phys. Rev.* **B60**, 6, 3148 (1999).
- [23] H. Aruga Katori, T. Goto, K. Yoshimura. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 1245 (1995).
- [24] J.M. Lawrence, R. Osborn, J.L. Sarrao, Z. Fisk. *Phys. Rev.* **B59**, 2, 1134 (1999).
- [25] E. Bauer, E. Gratz, G. Hutflesz, A.K. Bhattacharjee, B. Coqblin. *Physica* **B186/188**, 494 (1993).
- [26] E. Bauer. In: *Transport and Thermal Properties of f-Electron Systems*/Ed. G.Oomi, H. Fujii, T. Fujita. Plenum Press, N.Y. (1993). P. 133.
- [27] V.I. Belitsky, A.V. Goltsev. *Physica* **B172**, 459 (1991).
- [28] I.A. Smirnov, V.S. Oskotskii. *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earth*. V. 16 / Ed. K.A. Gschneidner, Jr., L. Eyring. Elsevier Science Publ. B.V. (1993). P. 107.
- [29] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20**, 1500 (1987).
- [30] И.А. Смирнов, В.И. Тмарченко. *Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках*. Наука, Л. (1977). 151 с.
- [31] J.M. Lawrence, G.H. Kwei, J.L. Sarrao, Z. Fisk, D. Mandrus, J.D. Thompson. *Phys. Rev.* **B54**, 9, 6011 (1996).
- [32] A. Loffert, M.L. Aigner, F. Ritter, W. Assmus. *Cryst. Res. Technol.* **34**, 267 (1999).
- [33] C.D. Immer, J.L. Sarrao, Z. Fisk, A. Lacerda, C. Mielke, J.D. Thompson. *Phys. Rev.* **B56**, 1, 71 (1997).
- [34] K. Yoshimura, N. Tsujii, K. Sorada, T. Kawabata, H. Mitamura, T. Goto, K. Kosuqe. *Physica* **B281/282**, 141 (2000).