

## Теплопроводность тяжелофермионного соединения $\text{YbAgCu}_4$

© А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисёрек\*, 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@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 28 июня 2000 г.)

В интервале температур 4.2–300 К измерены теплопроводность и удельное электросопротивление поликристаллического образца  $\text{YbAgCu}_4$ . Показано, что число Лоренца при низких температурах (в области, соответствующей когерентной Кондо-решетке) ведет себя согласно теоретической модели для тяжелофермионных материалов.

Работа проводилась в рамках двустороннего соглашения между Российской и Польской академиями наук и выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по гранту № 99-02-18078.

В последние годы ученые ведущих лабораторий мира проявляют интерес к исследованию интерметаллических соединений вида  $\text{LnM}\text{Cu}_4$  (где Ln — редкоземельный элемент, а M — In, Ag, Au, Cd, Mg, Tl, Zn, Pb [1,2]), кристаллизующихся в гранцентрированной кубической решетке типа  $\text{AuBe}_5$  (структура  $C15b$ , пространственная группа  $F\bar{4}3m(T_d^2)$ ). Эти соединения обладают весьма необычными физическими свойствами. Особый интерес вызвали  $\text{YbInCu}_4$  и  $\text{YbAgCu}_4$ .

У  $\text{YbInCu}_4$  при  $T_v \sim 40\text{--}80$  К и атмосферном давлении наблюдается изоструктурный фазовый переход первого рода кюри-вейссовский парамагнетик (состояние с локализованными магнитными моментами) при  $T > T_v$  — паулиевский парамагнетик, соединение с переменной валентностью редкоземельного иона (немагнитное состояние Ферми-жидкости) при  $T < T_v^1$ .

$\text{YbAgCu}_4$  является типичным тяжелофермионным соединением. Однако в отличие от классических тяжелофермионных материалов его относят к "умеренным" тяжелофермионным системам ("moderately heavy fermion system" [6]), поскольку величина  $\gamma$  (коэффициент при линейном по температуре члене в электронной теплоемкости) составляет в нем лишь  $\sim 200\text{--}250$  мДж/моль·К<sup>2</sup> [1,2,4,7–11], тогда как в классических тяжелофермионных системах  $\gamma > 400$  мДж/моль·К<sup>2</sup>.

$\text{YbAgCu}_4$  обладает свойствами, типичными для Кондо решетки [2,7,12–14]. 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 данных для различных физических эффектов, колеблется от 40 до 130 К [14–20]. Расчет дает значение 86 К [5]. Экспериментальные величины чаще всего располагаются в районе  $\sim 60\text{--}65$  К.

<sup>1</sup> Система при  $T < T_v$  получила название "light" heavy-fermion system [3]. В [1,4,5] суммированы основные литературные ссылки на экспериментальные и теоретические работы, посвященные  $\text{YbInCu}_4$ .

Расчетные и экспериментальные величины для эффективной массы носителей тока при  $T < T_K$  в  $\text{YbAgCu}_4$  составляют соответственно  $\sim 86m_0$  [5] и  $\sim 60m_0$  [2,17] ( $m_0$  — масса электрона).

В  $\text{YbAgCu}_4$  не наблюдается магнитного упорядочения вплоть до температур  $\sim 0.45$  К [2]. Валентность иона Yb в нем составляет +3. Это следует из данных по магнитной восприимчивости, согласно которым экспериментальное значение эффективного момента иона Yb  $\mu_{\text{eff}} \sim (4.25\text{--}4.6) \mu_B$ , что близко к эффективному моменту для свободного иона  $\text{Yb}^{+3}$  ( $J = 7/2$ ), для которого  $\mu_{\text{eff}} = 4.54 \mu_B$ , а также из данных по рентгеновским  $L_{III}$  [1,18] XPS- и BIS-спектрам [17].

Температура Дебая  $\Theta$   $\text{YbAgCu}_4$  равна 245–279 К [1,16].

Приведенные выше сведения о  $\text{YbAgCu}_4$  будут необходимы при анализе наших экспериментальных результатов по теплопроводности этого соединения.

Для полноты картины приведем перечень физических параметров, которые были исследованы у  $\text{YbAgCu}_4$  за последние годы в различных лабораториях мира.

В широком интервале температур у  $\text{YbAgCu}_4$  были измерены магнитная восприимчивость  $\chi$  [1,2,6,9,12,21–24], намагниченность [16,21,24], магнитострикция [21], теплоемкость [1,2,8,9,16,21–24], удельное электросопротивление  $\rho$  [1,2,7,9,16,22],  $\Delta\rho/\rho(H)$  [16], термоэдс [25,26], постоянная Холла [1,8], изменение  $\rho$ ,  $\chi$  и термоэдс при гидростатическом давлении [13,27–31], коэффициент линейного расширения [6], проведены эксперименты по рассеянию нейтронов [15,19,32], исследовались фотоэлектронные спектры [14], ЯМР [20], проведено экспериментальное изучение [17] и теоретические расчеты [33,34] зонной структуры.

Исследованию теплопроводности ( $\kappa$ )  $\text{YbAgCu}_4$  посвящены две работы [35,36], в которых представлены одни и те же экспериментальные данные для  $\kappa$  этого

материала<sup>2</sup>. Надо сразу же отметить, что при анализе результатов по  $\kappa$  YbAgCu<sub>4</sub> в настоящей работе будет использован принципиально иной подход, отличный от работ [35,36].

В интервале 4.2–300 К мы провели измерения теплопроводности и удельного электросопротивления поликристаллического литого образца YbAgCu<sub>4</sub>.

Образец приготавливался по методике, описанной в [38]. При синтезе YbAgCu<sub>4</sub> использовались дважды возогнаный и переплавленный в танталовом тигле (для очистки от окисла) Yb, Ag чистоты 99.99% и Cu марки ОСЧ ВЗ. Компоненты сплава в стехиометрическом соотношении переплавлялись в откаченном до  $\sim 10^{-4}$  мм Hg тонкостенном (толщина стенок  $\sim 0.1$  мм) заваренном танталовом контейнере. Плавление образцов проводилось в высокочастотной печи.

Исследованный образец проходил рентгеноструктурный анализ на установке ДРОН-2 (в CuK $\alpha$ -излучении). Определялась постоянная кристаллической решетки (а). Она оказалась равной 7.076 Å. Согласно литературным данным, а YbAgCu<sub>4</sub> колеблется в пределах от 7.054 до 7.087 Å [1,2,6,9,12,20,22,25,32,34].

$\kappa$  и  $\rho$  измерялись на установке, аналогичной [39].

На рис. 1 приведены результаты для  $\rho(T)$  исследованного нами образца YbAgCu<sub>4</sub>. Для сравнения там же представлены и литературные данные для этого материала [1,7,9,13]. Поведение  $\rho(T)$  типично для тяжелофермионных соединений. Для области низких температур ( $T < T_K$ , когерентная Кондо-решетка)  $\rho(T)$  можно представить в виде [9,13]

$$\rho = \rho_0 + AT^2. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_0$  — остаточное сопротивление. Коэффициент  $A$  является мерой электронной плотности на уровне Ферми  $A \sim N(E_F)$ ; кроме того,  $A \sim 1/T_K^2$  [9,13].

На рис. 2 приведены зависимости  $\rho$  от  $T^2$  для YbAgCu<sub>4</sub>, полученные в настоящей работе и в [9].

На рис. 3 и 4 представлены полученные нами экспериментальные результаты для полной теплопроводности  $\kappa_{\text{tot}}$  YbAgCu<sub>4</sub>. На рис. 3 для сравнения приведены данные для  $\kappa_{\text{tot}}$  YbAgCu<sub>4</sub> из [35,36].<sup>3</sup> Характер поведения  $\kappa_{\text{tot}}(T)$  исследованного нами образца и измеренного в [35,36] аналогичен.

Для металла для  $\kappa_{\text{tot}}$  можно записать

$$\kappa_{\text{tot}} = \kappa_{\text{ph}} + \kappa_e, \quad (2)$$

где  $\kappa_{\text{ph}}$  и  $\kappa_e$  — соответственно решеточная и электронная составляющие теплопроводности.  $\kappa_e$  подчиняется

<sup>2</sup> В [4,37], где мы исследовали теплопроводность YbInCu<sub>4</sub>, LuInCu<sub>4</sub> и LuAgCu<sub>4</sub>, отмечалось, что найти в литературе ссылки на измерения  $\kappa$  этих материалов не удалось. Действительно, в многочисленной литературе, посвященной исследованию соединений LnMCu<sub>4</sub> (Ln = Yb, Lu; M = In, Ag), не удалось обнаружить какое-либо упоминание относительно работ [35,36]. Сейчас мы обнаружили эти работы. Приносим извинения авторам [35,36] за допущенную нами некорректность.

<sup>3</sup> К сожалению, в [35,36] отсутствуют прямые данные для  $\rho(T)$  исследованного образца.

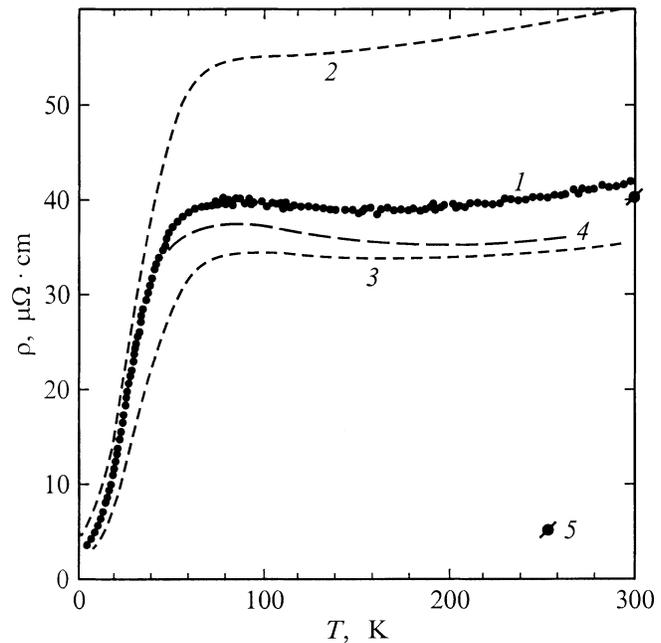


Рис. 1. Температурная зависимость удельного электросопротивления YbAgCu<sub>4</sub>. 1 — наши данные, 2 — из [9], 3 — [13], 4 — [1], 5 — [7].

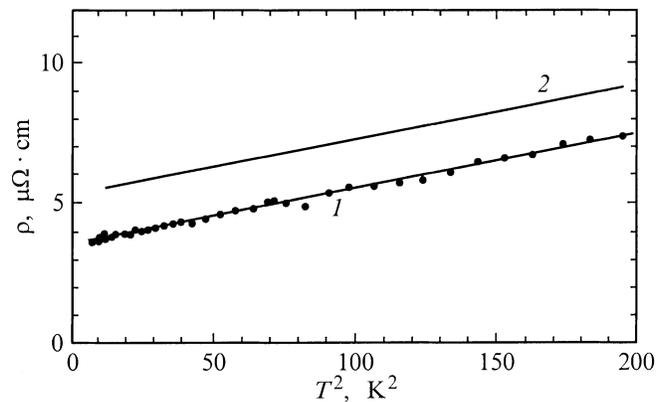


Рис. 2. Зависимость  $\rho$  от  $T^2$ . 1 — наши данные, 2 — из [9].

закону Видемана–Франца и записывается в виде

$$\kappa_e = LT/\rho, \quad (3)$$

где  $L$  — число Лоренца. Для  $T \gtrsim \Theta$  и очень низких температур для “чистых” образцов и для низких и высоких температур для “грязных” образцов металлов  $L = L_0$  [40], где  $L_0$  — зоммерфельдовское значение числа Лоренца ( $L_0 = 2.45 \cdot 10^{-8}$  W $\Omega$ /K<sup>2</sup>). Исследованный нами образец нельзя отнести к “чистому” металлу, и, таким образом, для всей исследованной нами области температур в первом приближении можно считать  $L = L_0$ .

Известно также [41], что для систем с тяжелыми фермионами поведение  $L(T)$  существенно отличается от характера его поведения как для “чистых”, так и для “грязных” металлов. Согласно [41],  $L/L_0$  возрастает с

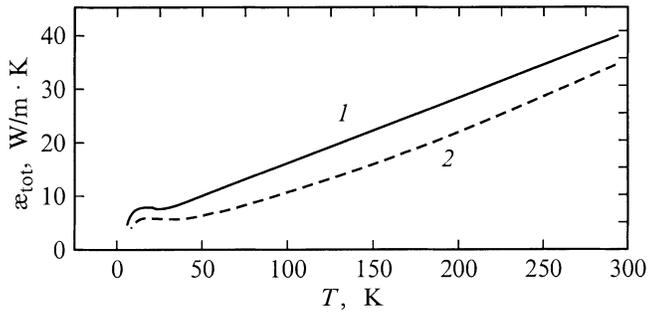


Рис. 3. Температурная зависимость  $\kappa_{\text{tot}}$  YbAgCu<sub>4</sub>. 1 — наши данные, 2 — из [35,36].

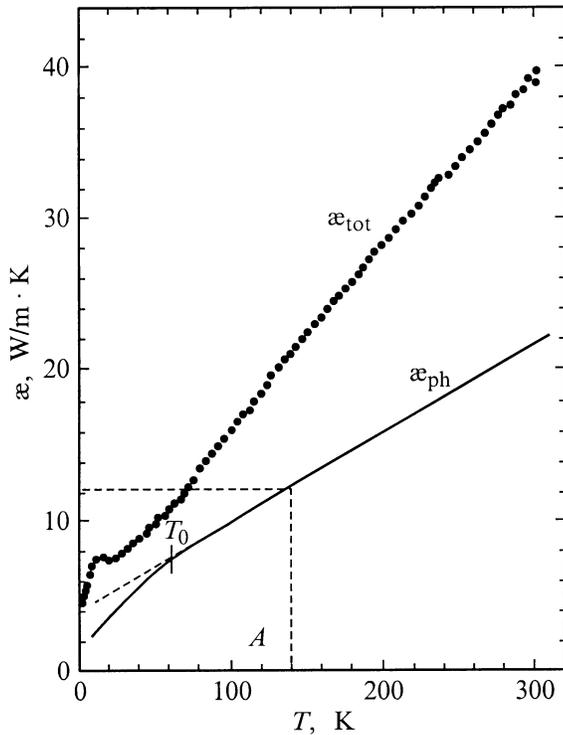


Рис. 4. Температурная зависимость  $\kappa_{\text{tot}}$  и  $\kappa_{\text{ph}}$  YbAgCu<sub>4</sub>.

ростом температуры от  $T = 0$  К сначала по закону  $L/L_0 \sim T^2$ , проходит через максимум, затем уменьшается до значения 0.648 и потом вновь возрастает, достигая в районе  $T \sim T_K$  значения 1, и уже затем остается равным единице вплоть до высоких температур.

На рис. 4 приведены результаты расчета  $\kappa_{\text{ph}}$  по (2), (3) в предположении, что  $L = L_0$ . Как видно из рисунка, для  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  от 300 до  $T_0 = 60$  К наблюдается почти линейная зависимость от температуры ( $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{0.8}$ ). При  $T < 60$  К происходит отклонение от этой зависимости (рис. 4 и в более крупном масштабе рис. 5, *b* и 6, *a*). Оставим пока в стороне обсуждение природы нестандартной для кристаллических тел зависимости  $\kappa_{\text{ph}}$  от  $T$  при  $T > 60$  К, а попытаемся найти причину отклонения  $\kappa_{\text{ph}}$  от  $T^{0.8}$  при  $T < 60$  К.

Оказалось (рис. 5), что температура  $T_0$  в зависимости  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  соответствует для  $\rho(T)$  температуре, при которой происходит смена режимов от некогерентного при  $T > T_0$  на когерентный при  $T < T_0$ . Можно предположить, что отклонение  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  при  $T < T_0$  от зависимости  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{0.8}$  связано с некорректным учетом в (3) числа Лоренца. Для того чтобы такого отклонения не было,  $L$  должно быть меньше  $L_0$ . Результаты расчета  $L/L_0$  в предположении, что  $\kappa_{\text{ph}}$  при  $T < T_0$  равно значениям, соответствующим штриховой прямой 1, приведены на рис. 6, *b*. Как видно из рис. 6, *b* и *c*, полученная нами величина  $L/L_0(T)$  для YbAgCu<sub>4</sub> хорошо совпадает с предложенной в [41] температурной зависимостью числа Лоренца для тяжелофермионных систем.

Для случая YbAgCu<sub>4</sub> окончилась неудачей попытка выделить из  $\kappa_{\text{tot}}$  электронную составляющую теплопроводности и с ее помощью оценить величину  $L/L_0(T)$  стандартной для этих целей методикой с использованием в качестве реперного материала LuAgCu<sub>4</sub> [37]. Согласно этой методике, можно было предположить, что  $\kappa_{\text{ph}}$  YbAgCu<sub>4</sub> и LuAgCu<sub>4</sub> примерно равны между собой, так

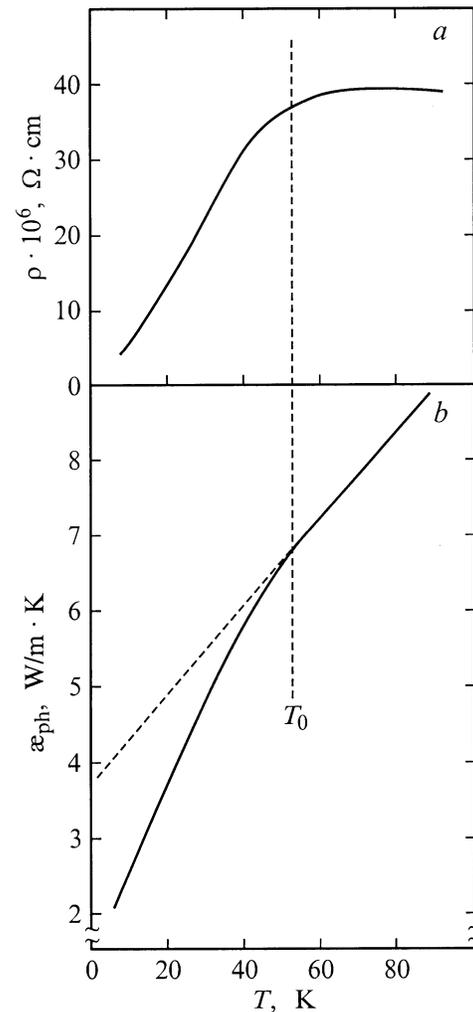
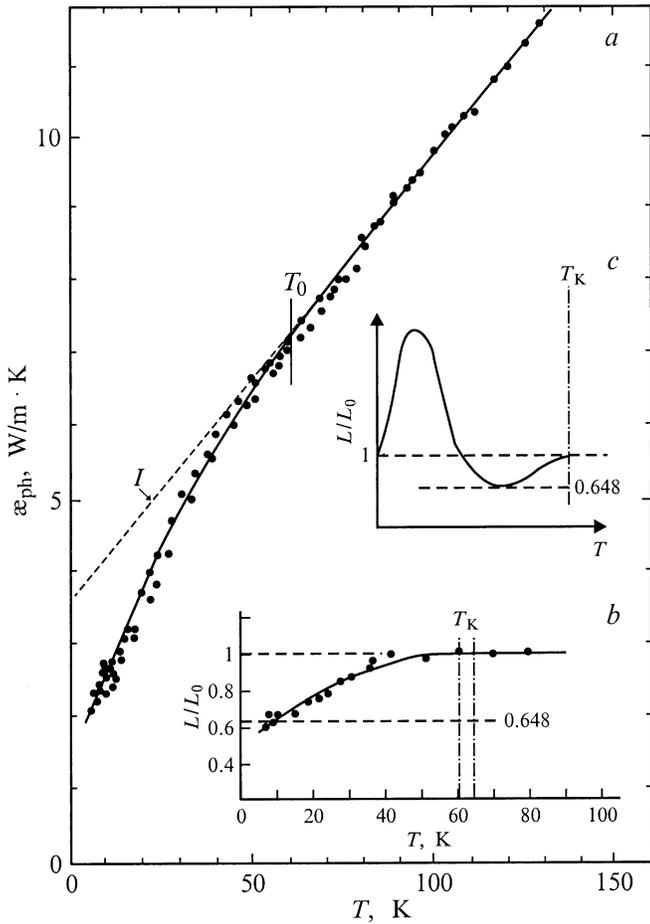


Рис. 5. Сравнение зависимостей  $\rho(T)$  (*a*) и  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  (*b*) YbAgCu<sub>4</sub> для области низких температур (квадрат А на рис. 4).



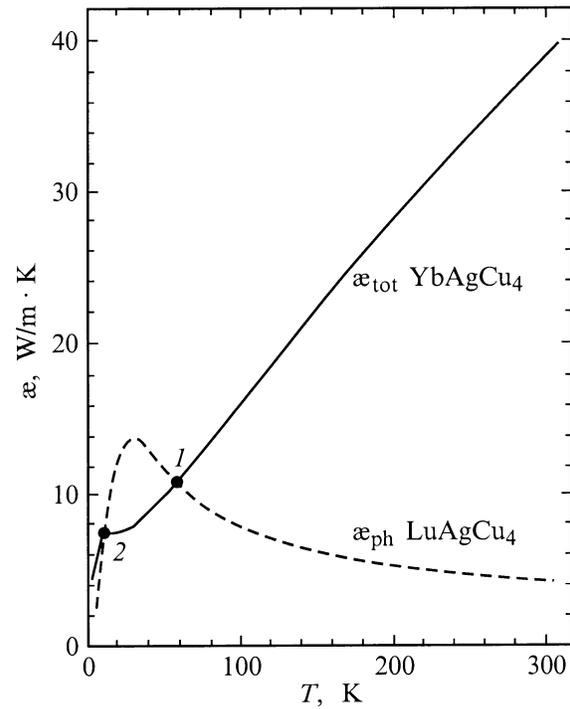
**Рис. 6.** Экспериментальные значения  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  (участок А на рис. 4) (а), зависимости  $L/L_0(T)$  (b) для YbAgCu<sub>4</sub>. Схематическое изображение теоретической зависимости  $L/L_0(T)$  (c) для тяжелофермионных систем [41].  $T_K$  — температура Кондо.

что  $\kappa_e$  YbAgCu<sub>4</sub> будет определяться из выражения

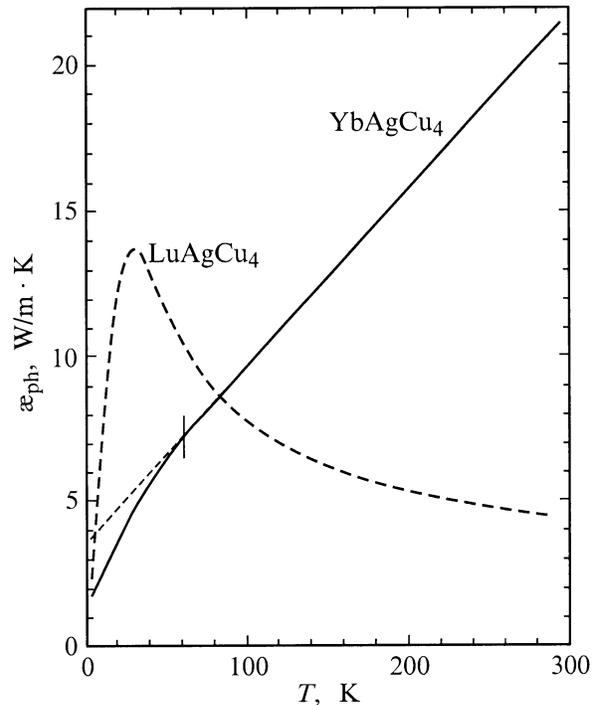
$$\kappa_e(\text{YbAgCu}_4) = \kappa_{\text{tot}}(\text{YbAgCu}_4) - \kappa_{\text{ph}}(\text{LuAgCu}_4). \quad (4)$$

Однако, как видно из рис. 7, при низких температурах в двух точках 1 и 2  $\kappa_{\text{ph}}(\text{LuAgCu}_4) = \kappa_{\text{tot}}(\text{YbAgCu}_4)$  и, следовательно,  $\kappa_e(\text{YbAgCu}_4)$ , рассчитанная из (4), и  $L$  будут равны 0, а в интервале температур 10–60 К, кроме того, они должны были бы быть отрицательными величинами, что просто абсурдно.

Остается пока загадкой поведение  $\kappa_{\text{ph}}$  для области температур  $T > 60$  К. Что является причиной, приводящей к необычной температурной зависимости  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{0.8}$  для кристаллических тел? Интересно отметить, что подобная температурная зависимость  $\kappa_{\text{ph}}$  наблюдается и в YbInCu<sub>4</sub> [4]. Такое поведение  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  характерно для сильно дефектных, близких к аморфным, объектов, а также для полукристаллических материалов [42] (аморфных веществ, в которых имеются закристаллизованные области). Иначе ведет себя теплопроводность LuInCu<sub>4</sub> и LuAgCu<sub>4</sub> [37] (родственных материалов для YbInCu<sub>4</sub> и YbAgCu<sub>4</sub>).  $\kappa_{\text{ph}}(T)$  в них подчиняется закономерностям,



**Рис. 7.** Температурная зависимость  $\kappa_{\text{tot}}$  для YbAgCu<sub>4</sub> и  $\kappa_{\text{ph}}$  для LuAgCu<sub>4</sub> [37].



**Рис. 8.** Температурные зависимости  $\kappa_{\text{ph}}$  для YbAgCu<sub>4</sub> и LuAgCu<sub>4</sub> [37].

характерным для обычных сильнодефектных кристаллических объектов:  $\kappa_{\text{ph}}$  возрастает с повышением температуры от  $T = 0$  К, проходит через максимум, а затем уменьшается по закону  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-0.5}$ .

Можно было попытаться объяснить нестандартное поведение  $\chi_{ph}(T)$   $\text{YbAgCu}_4$  (по сравнению с  $\text{LuAgCu}_4$ ) рассеянием фононов на парамагнитных уровнях ионов  $\text{Yb}$  в  $\text{YbAgCu}_4$ , расщепленных кристаллическим полем решетки [13,28], как это наблюдалось на большом числе редкоземельных материалов [43,44]. Тогда, согласно [44],  $\chi_{ph}$   $\text{YbAgCu}_4$  должна была бы быть во всем интервале температур меньше, чем  $\chi_{ph}$   $\text{LuAgCu}_4$ . Однако, как это видно из рис. 8, такое условие выполняется лишь для  $T \gtrsim 80$  К, а в области 4–80 К, наоборот,  $\chi_{ph}$   $\text{LuAgCu}_4$  больше, чем  $\chi_{ph}$   $\text{YbAgCu}_4$ . Таким образом, можно заключить, что в случае  $\text{YbAgCu}_4$  не удалось обнаружить влияния эффекта кристаллического поля на  $\chi_{ph}$ .

К сожалению, пока мы не можем дать однозначного ответа, почему у  $\text{YbAgCu}_4$  (а также и у  $\text{YbInCu}_4$ ) наблюдается нестандартная температурная зависимость  $\chi_{ph}$ .

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, G.H. Kwei, J.D. Thompson, F. Bridges. *Phys. Rev.* **B59**, 10, 6855 (1999).
- [2] C. Rossel, K.N. Yang, M.B. Maple, Z. Fisk, E. Zirngiebl, J.D. Thompson. *Phys. Rev.* **B35**, 4, 1914 (1987).
- [3] I. Felner, I. Nowik, D. Vaknin, U. Potzel, J. Moser, G.M. Kalvius, G. Wortmann, G. Schmiester, G. Hilscher, E. Gratz, C. Schmitzer, N. Pillmayer, K.G. Prasad, H. de Waard, H. Pinto. *Phys. Rev.* **B35**, 13, 6956 (1987).
- [4] И.А. Смирнов, Л.С. Парфеньева, А. Ежовский, Х. Мисерек, С. Кремפל-Хессе, Ф. Риттер, В. Ассмус. *ФТТ* **41**, 9, 1548 (1999).
- [5] A.V. Goltsev, G. Bruls. *Phys. Rev. B* (submitted).
- [6] J.L. Sarrao, C.L. Benton, Z. Fisk, J.M. Lawrence, D. Mandrus, J.D. Thompson. *Physica* **B223/224**, 366 (1996).
- [7] N. Pillmayer, E. Bauer, K. Yoshimura. *J. Magn. Magn. Mater.* **104–107**, 639 (1992).
- [8] 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).
- [9] N. Tsujii, J. He, K. Yoshimura, K. Kosuge, H. Michor, K. Kreiner, G. Hilscher. *Phys. Rev.* **B55**, 2, 1032 (1997).
- [10] A. Lacerda, T. Graf, M.F. Hundley, M.S. Torikachvili, J.M. Lawrence, J.D. Thompson, D. Gajewski, P.C. Canfield, Z. Fisk. *Physica* **B206/207**, 358 (1995).
- [11] Z. Fisk, M.B. Maple. *J. Alloys Compounds* **183**, 303 (1992).
- [12] D.T. Adroja, S.K. Malik, B.D. Padalia, R. Vijayaraghavan. *J. Phys. C: Sol. Stat. Phys.* **20**, L307 (1987).
- [13] E. Bauer, R. Hauser, E. Gratz, K. Payer. *Phys. Rev.* **B48**, 21, 15873 (1993).
- [14] P. Waibel, M. Grioni, D. Malterre, B. Dardel, Y. Baer, M.J. Besnus. *Z. Phys.* **B91**, 337 (1993).
- [15] P. Schlottman. *J. Appl. Phys.* **73**, 5412 (1993).
- [16] 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, 15053 (1995).
- [17] J.S. Kang, J.W. Allen, C. Rossel, C.L. Seaman, M.B. Maple. *Phys. Rev.* **B41**, 7, 4078 (1990).
- [18] J.M. Lawrence, G.H. Kwei, P.C. Canfield, J.G. De Witt, A.C. Lawson. *Phys. Rev.* **B49**, 3, 1627 (1994).
- [19] G. Polatsek, P. Bonville. *Z. Phys.* **B88**, 189 (1992).
- [20] H. Nakamura, K. Nakajima, Y.K. Kitaoka, K. Asayama, K. Yoshimura, T. Nitta. *Physica* **B171**, 238 (1990).
- [21] K. Yoshimura, T. Nitta, M. Mekata, T. Shimuzu, T. Sakakibara, T. Goto, G. Kido. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 9, 851 (1988).
- [22] J.L. Sarrao, C.D. Immer, C.L. Benton, Z. Fisk, J.M. Lawrence, D. Mandrus, J.D. Thompson. *Phys. Rev.* **B54**, 17, 12207 (1996).
- [23] K. Yoshimura, T. Nitta, T. Shimizu, M. Mekata, H. Yosuoaka, K. Kosuge. *J. Magn. Magn. Mater.* **90/91**, 466 (1990).
- [24] M.J. Besnus, P. Haen, N. Hamdaoui, A. Herr, A. Mayer. *Physica* **B163**, 571 (1990).
- [25] R. Casanova, D. Jaccard, C. Marcenat, N. Hamdaoui, M.J. Besnus. *J. Magn. Magn. Mater.* **90/91**, 587 (1990).
- [26] E. Bauer. *Adv. Phys.* **40**, 4, 417 (1991).
- [27] J.D. Thompson, H.A. Borges, Z. Fisk, S. Horn, R.D. Parks, G.L. Wells. In: *Theoretical and Experimental Aspect of Valence Fluctuations and Heavy Fermions* / Ed. by L.C. Gupta, S.K. Malik. Plenum, N. Y. (1987). P. 151.
- [28] T. Graf, R. Movshovich, J.D. Thompson, Z. Fisk, P. Canfield. *Phys. Rev.* **B52**, 5, 3099 (1995).
- [29] J.M. Mignot, J. Witting. In: *Physics and Solids under High Pressure* / Ed. by J.S. Schilling, R.N. Shelton. North-Holland, Amsterdam (1981). P. 311.
- [30] E. Bauer, R. Hauser, E. Gratz, M. Maikis, Le Tuan, A. Indiger, R. Hatzl, G. Oomi, T. Kagayama. *Physica* **B199/200**, 527 (1994).
- [31] R. Ruzitschka, R. Hauser, E. Bauer, J.C. Soldevilla, J.C. Gomez Sal, K. Yoshimura, N. Tsujii, K. Kosuge. *Physica* **B230/232**, 279 (1997).
- [32] A. Severing, A.P. Murani, J.D. Thompson, Z. Fisk, C.K. Loong. *Phys. Rev.* **B41**, 4, 1739 (1990).
- [33] P. Monochesi, A. Continenza. *Phys. Rev.* **B54**, 19, 13558 (1996).
- [34] A. Continenza, P. Monochesi. *J. Appl. Phys.* **79**, 8, 6423 (1996).
- [35] E. Bauer, E. Gratz, G. Hutflesz, A.K. Bhattacharjee, B. Coqblin. *Physica* **B186/188**, 494 (1993).
- [36] E. Bauer. In: *Transport and Thermal Properties of f-Electron Systems* / Ed. by G. Oomi, H. Fujii, T. Fujita. Plenum Press, N. Y. (1993). P. 133.
- [37] А.В. Голубков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисерек, Я. Муха, А. Ежовский. *ФТТ* **42**, 11, 1938 (2000).
- [38] А.В. Голубков, Т.Б. Жукова, В.М. Сергеева. *Изв. АН СССР. Неорган. материалы* **2**, 11, 77 (1966).
- [39] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20**, 1500 (1987).
- [40] И.А. Смирнов, В.И. Тмарченко. *Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках*. Наука, Л. (1977). 151 с.
- [41] V.I. Belitsky, A.V. Goltsev. *Physica* **B172**, 459 (1991).
- [42] C.L. Choy, D. Greig. *J. Phys. C: Sol. Stat. Phys.* **8**, 3131 (1975).
- [43] Р.Г. Митаров, Л.С. Парфеньева, В.В. Попов, И.А. Смирнов. *ФТТ* **42**, 12, 2147 (2000).
- [44] I.A. Smirnov, V.S. Oskotskii. *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*. Vol. 16 / Ed. by K.A. Gschneidner, Jr., L. Eyring. Elsevier Science Publ. B.V. (1993). P. 107.