

01

## Теплопроводность и удельное электросопротивление объемного индия и индия, наноструктурированного в каналах пористого боросиликатного стекла

© Ю.А. Кумзеров<sup>1</sup>, А.В. Фокин<sup>1</sup>, Л.С. Парфеньева<sup>1</sup>, Б.И. Смирнов<sup>1</sup>, И.А. Смирнов<sup>1</sup>,  
Н. Misiorek<sup>2</sup>, А. Jezowski<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Trzebiatowski Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences,  
Wroclaw, Poland

E-mail: Igor.Smirnov@mail.ioffe.ru, smir.bi@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 6 марта 2013 г.)

Приготовлен нанокompозит „пористое стекло + индий“. В интервале температур 5–300 К измерены его теплопроводность  $\kappa(T)$  и удельная электропроводность  $\rho(T)$ , а также определены их доли, приходящиеся на наноиндий, расположенный в каналах пористого стекла диаметром 7 нм. Для сравнения в том же интервале температур измерены  $\kappa$  и  $\rho$  объемного поликристаллического образца индия. Для наноиндия и объемного In проведен расчет электронных и фононных составляющих теплопроводности. Показано, что из-за появления в наноиндии граничного рассеяния электронов и фононов величина  $\rho$  для него становится больше, а значение фононной теплопроводности меньше, чем у объемного In.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН (П-20), проекта РФФИ (№ 11-02-00739-а), а также в рамках двустороннего научного соглашения между Польской и Российской академиями наук.

### 1. Введение

Изучение физических свойств наноразмерных полупроводников, металлов и изоляторов вызывает повышенный интерес у теоретиков, экспериментаторов (физиков и химиков), а также у инженеров-практиков.

Исследуются нанообъекты в виде свободных нанопроволок, сверхтонких пленок, гелей, наночастиц, приготовленных путем дробления материала в шаровых мельницах, и т.д.

В последние годы стали достаточно широко применяться методики получения нанообъектов различных материалов с помощью введения их в пустые наноразмерные каналы диэлектрических матриц опалов, пористых стекол, асбестов и цеолитов [1–5]. Особый интерес вызывают исследования теплопроводности ( $\kappa$ ) и удельного электросопротивления ( $\rho$ ) нанообразцов различных металлов, которые наряду с чисто научным представляют и практический интерес. Нанометаллы находят применение в качестве нанопроводов при соединении между собой различных электронных наносхем во всевозможных датчиках физических величин, термоэлектрических устройств, а также при расчетах общего теплового баланса в них.

Измерения электрических свойств нанометаллических объектов проводятся достаточно широко, чего нельзя сказать об исследовании их теплопроводностей. Наиболее подробно теплопроводность измерена лишь у нескольких нанометаллов: у свободных нанопроволок и нанопластинок Pt [6,7], Ni [8], Al [9] и тонких пленок Cu [10], Au [11], Pt [12].

Целью настоящей работы является проведение исследования теплопроводности и удельного электросопротивления индия, наноструктурированного в каналы пористого стекла диаметром 7 нм.

Для этого предполагалось осуществить следующее:

— приготовить нанокompозит „пористое стекло + In“;  
— в интервале температур 5–300 К измерить его общие теплопроводность ( $\kappa^{\text{tot}}$ ) и удельное электросопротивление ( $\rho^{\text{tot}}$ );

— расчетным путем выделить из полученных величин  $\kappa^{\text{tot}}$  и  $\rho^{\text{tot}}$  доли  $\kappa_N^{\text{tot}}$  и  $\rho_N$ , приходящиеся на наноиндий ( $\text{In}_N$ ), который располагается в порах стекла;

— провести численную обработку полученных данных для  $\kappa_N^{\text{tot}}(T)$  и входящих в нее составляющих теплопроводности;

— сравнить величины  $\kappa_N^{\text{tot}}(T)$  и  $\rho_N(T)$  с соответствующими параметрами для объемного  $\text{In}_B$ , который вводился в каналы пористого стекла при получении нанокompозита „пористое стекло + In“. Для этого в интервале 5–300 К планировалось измерить  $\kappa_B^{\text{tot}}(T)$  и  $\rho_B$  поликристаллического образца  $\text{In}_B$ .

### 2. Образцы и методика эксперимента

Для приготовления нанокompозита „пористое стекло + In“ использовалось пористое стекло, состоящее из  $\text{SiO}_2$ -матрицы, имеющей сетку взаимопересекающихся неупорядоченных каналов диаметром  $\sim 7$  нм, в которые вводился In (пустое пространство в стекле (пористость) занимало  $\sim 25$  vol.%) [1].

Процедура заполнения каналов стекла индием выглядела следующим образом. Образец пористого стекла помещался в ампулу из нержавеющей стали и заливался на воздухе расплавленным индием. Затем ампула закрывалась крышкой и помещалась в цилиндрическую камеру из высокопрочной стали, где нагревалась до температуры на 50°C выше точки плавления индия ( $T_m \sim 156.4^\circ\text{C}$  [13]) и сжималась гидравлическим прессом до давления 10 kbar. После охлаждения под тем же давлением до комнатной температуры образец извлекался из ампулы проточкой на токарном станке и механически очищался от избытка индия. При данной процедуре достигалось 100% заполнение имеющихся в стекле пор индием. Для дальнейших измерений приготавливались образцы нанокompозита размером  $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}$ . Используемый для заполнения каналов пористого стекла (а также и для дальнейших измерений, см. подраздел 3.1) In был не очень чистым, отношение  $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4\text{K}}$  для него составляло 60. В дальнейшем полученный нанокompозит „пористое стекло + In“ будем рассматривать как „пучок“ отдельных взаимопересекающихся нанопроволок In в стекле, которые как бы образуют объемную сетку из нанопроволок с ячейками, имеющими размеры  $\sim 20 \text{ nm}$ , диаметр нанопроволок  $\sim 7 \text{ nm}$  [1].

Измерения теплопроводности и удельного электросопротивления нанокompозита „пористое стекло + In“ и объемного In проводились в вакууме  $10^{-5} \text{ mm Hg}$  на установке [14] в интервале температур 5–300 K.

### 3. Полученные экспериментальные результаты и их интерпретация

3.1. Экспериментальные данные для  $\alpha(T)$  и  $\rho(T)$  образца объемного индия. Для удобства дальнейшего анализа совокупности полученных экспериментальных результатов рассмотрим сначала данные для  $\alpha(T)$  и  $\rho(T)$  объемного In<sub>B</sub>. На рис. 1 и 2 приведены полученные экспериментальные результаты для удельной электропроводности  $\rho_B(T)$  и общей теплопроводности  $\alpha_B^{\text{tot}}(T)$  исследованного образца In.

Теплопроводность объемного индия исследовалась в большом числе работ [13–16]. Однако полученные в них значения теплопроводности заметно отличались друг от друга, главным образом из-за чистоты исследуемых образцов и соответственно значений  $\rho_B$ . Поскольку одной из задач настоящей работы было проведение сравнения величин  $\alpha_B$  и  $\rho_B$  объемного In<sub>B</sub> с аналогичными параметрами индия, наноструктурированного в каналах пористого стекла (In<sub>N</sub>), мы провели непосредственное измерение  $\alpha_B$  и  $\rho_B$  для In<sub>B</sub>, который использовался в процессе приготовления нанокompозита „пористое стекло + In“, а не воспользовались для этого имеющимися литературными данными. Полученные нами зависимости  $\alpha_B^{\text{tot}}(T)$  и  $\rho_B(T)$  (рис. 1 и 2) для исследованного образца In<sub>B</sub> по характеру поведения существенно не отличались от измеренных для различных металлов [17,18].

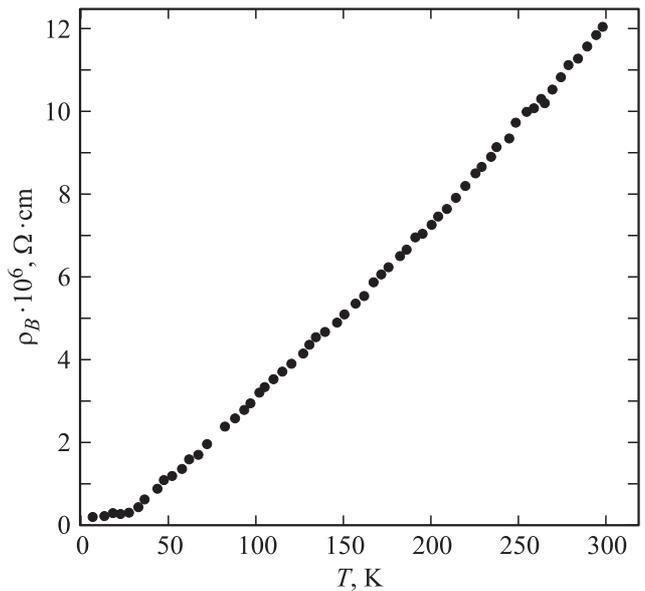


Рис. 1. Температурная зависимость удельного электросопротивления  $\rho_B$  объемного поликристаллического образца In<sub>B</sub>.

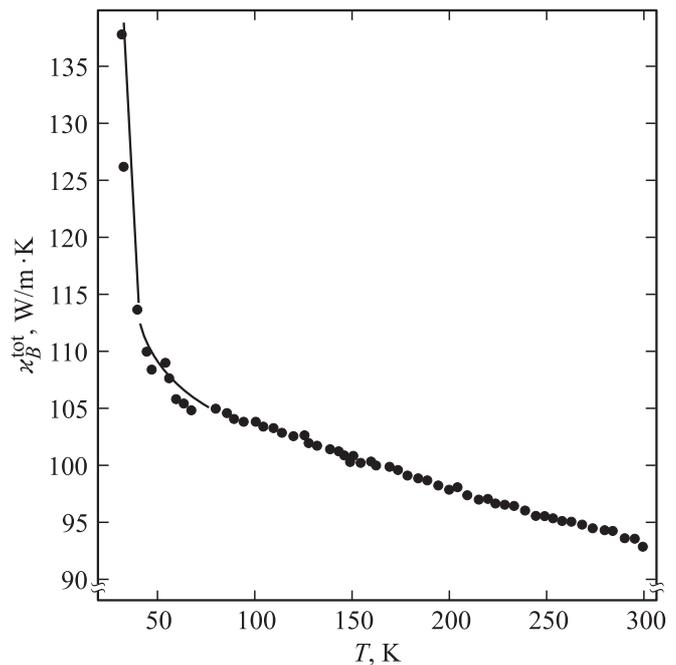
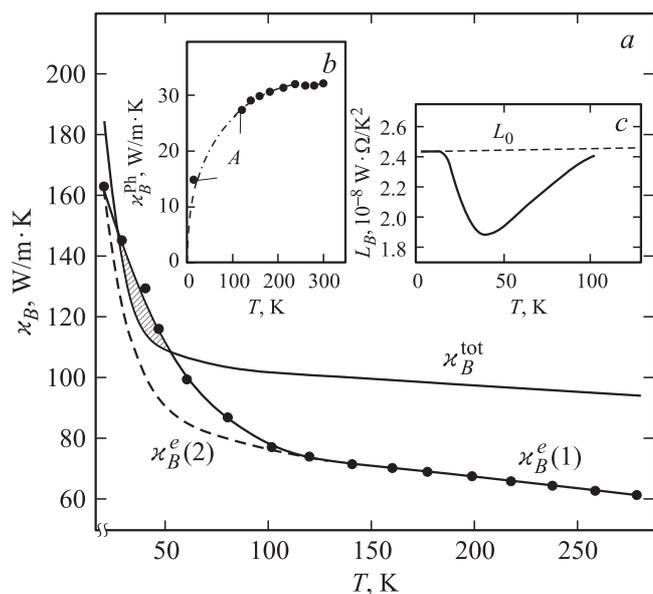


Рис. 2. Температурная зависимость полной теплопроводности  $\alpha_B^{\text{tot}}$  объемного поликристаллического образца In<sub>B</sub>.

Известно, что общая теплопроводность любого металла ( $\alpha_B^{\text{tot}}$ ) состоит из электронной ( $\alpha_B^e$ ) и фоновой ( $\alpha_B^{\text{Ph}}$ ) составляющих теплопроводности [17–19]:

$$\alpha_B^{\text{tot}} = \alpha_B^e + \alpha_B^{\text{Ph}}. \quad (1)$$

В „хороших“ металлах с небольшой концентрацией примесей (к которым относится, например, медь)  $\alpha_B^e \gg \alpha_B^{\text{Ph}}$  [17]. У „плохих“ металлов, в число которых



**Рис. 3.** Температурные зависимости полной ( $\chi_B^{tot}$ ) и электронной ( $\chi_B^e$ ) (a) и фононной ( $\chi_B^{ph}$ ) (b) составляющих теплопроводности объемного поликристаллического образца  $In_B$ ; c — величина и температурная зависимость числа Лоренца для образца  $In_B$ . Объяснение обозначений  $\chi_B^e(1)$  и  $\chi_B^e(2)$  (часть a) и кривой A (часть b) приведены в тексте.

можно включить Ga, In и др. (особенно когда концентрация примесей в них велика),  $\chi_B^{ph}$  может составить уже заметную часть от  $\chi_B^{tot}$ . Электронная составляющая теплопроводности определяется по закону Видемана-Франца [20]

$$\chi_B^e = L_B T / \rho_B, \quad (2)$$

где  $L_B$  — число Лоренца [21]. Как правило, при  $T > \theta$  ( $\theta$  — температура Дебая)  $L_B = const$  и равно  $L_0 = 2.45 \cdot 10^{-8} W \cdot \Omega / K^2$ . Эту величину принято называть зоммерфельдовским значением числа Лоренца [22]. Для  $In_B$   $\theta = 109 K$  [13]. При  $T < \theta$  величина  $L_B$  может быть меньше  $L_0$ , например из-за неупругого рассеяния носителей тока [23].

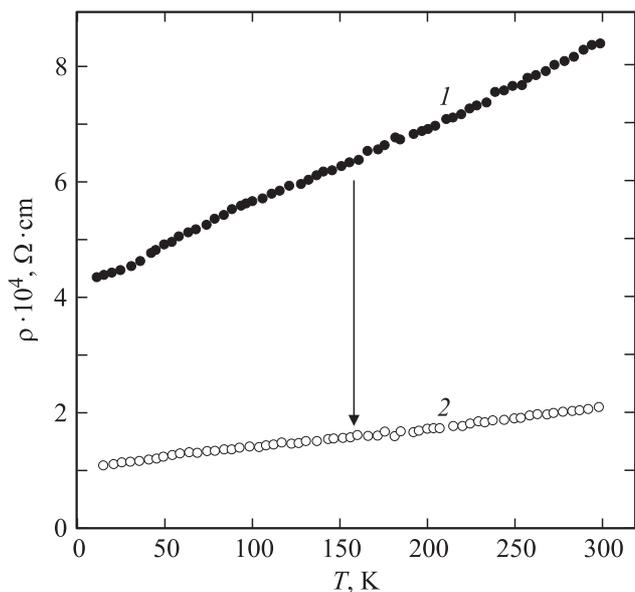
Перейдем теперь к анализу полученных экспериментальных данных для  $\chi_B^{tot}(T)$  и  $\rho_B(T)$  в случае  $In_B$ . Результаты такого анализа представлены на рис. 3. Расчет  $\chi_B^e(1)$  проводился по формуле (2) с использованием данных для  $\rho_B(T)$ , число Лоренца  $L_B$  полагалось равным  $L_0$ . До температуры  $\sim 50 K$  расчетная величина  $\chi_B^e(1)$  не превышала полученного в эксперименте значения  $\chi_B^{tot}$ . В интервале температур 50–20 K  $\chi_B^e(1)$  стала больше  $\chi_B^{tot}$  (заштрихованная область на рис. 3, a), а при 20 K снова оказалась меньше, чем  $\chi_B^{tot}$ . Это обстоятельство указывает на то, что в интервале 50–20 K величина  $L_B$  должна быть существенно меньше, чем  $L_0$ , а при  $T = 20 K$  снова становится равной  $L_0$ . Однако из вида температурной зависимости  $\chi_B^e(1)$  можно предположить, что уменьшение  $L_B$  по сравнению с  $L_0$  будет начинаться не точно с температуры, при которой  $\chi_B^e(1)$

начинает превышать значения  $\chi_B^{tot}$  (в нашем случае это  $\sim 50 K$ , рис. 3, a), а при более высокой температуре. Попробуем проверить это предположение с привлечением к рассмотрению данных по фононной теплопроводности исследованного образца  $In_B$ .

На рис. 3, b приведены значения  $\chi_B^{ph}(T)$ , определенные по формуле (1) с учетом экспериментальных данных для  $\chi_B^{tot}(T)$  и вычисленных по формуле (2) для интервала температур 300–100 K и  $T = 20 K$  величин  $\chi_B^e(1)$  (точки на рис. 3, b). Штрихпунктирная кривая A (рис. 3, b) соединяет значения  $\chi_B^{ph}$ , полученные в результате рассмотренной выше операции. Теперь с помощью формулы (1), экспериментальных данных для  $\chi_B^{tot}$  и значений  $\chi_B^{ph}$ , соответствующих кривой A (рис. 3, b), можно определить реальную величину электронной составляющей теплопроводности  $\chi_B^e(2)$  в  $In_B$  для интервала 100–20 K (штриховая кривая на рис. 3, a) и оценить для него величину и температурную зависимость  $L_B$ . Результаты такого расчета представлены на рис. 3, c. Было установлено, что у исследованного образца  $In_B$   $L_B = L_0$  при  $T > 100 K$  и  $T < 20 K$ , а в интервале 100–20 K  $L_B < L_0$ . Такое поведение  $L_B(T)$  типично для большинства металлов и может быть обусловлено характером рассеяния носителей тока (упругим и неупругим) [17–19,23]. При  $T < 20 K$  и  $T > 100 K$  рассеяние носителей тока носит упругий характер: в первом случае происходит рассеяние на примесях, а во втором осуществляется рассеяние при  $T \geq \theta$  (как отмечалось выше, для индия  $\theta = 109 K$ ). В интервале температур 100–20 K наблюдается неупругое рассеяние носителей тока.

3.2. Экспериментальные данные для  $\chi(T)$  и  $\rho(T)$  индия, наноструктурированного в каналах пористого стекла. На рис. 4 и 5, a приведены температурные зависимости  $\rho_{comp}(T)$  и  $\chi_{comp}^{tot}(T)$  нанокompозита „пористое стекло + In“. Из этих данных было необходимо расчетным способом выделить доли удельного электросопротивления ( $\rho_N$ ) и теплопроводности ( $\chi_N^{tot}$ ), приходящиеся на наноиндий ( $In_N$ ), расположенный в каналах пористого стекла, который, как отмечалось в разделе 2, можно было весьма приближенно представить в виде „пучка“ (или подобия „объемной сетки“) хаотически расположенных и, по-видимому, не взаимодействующих между собой отдельных нанопроволок.

Начнем эту процедуру с анализа данных для  $\rho_{comp}(T)$ . На рис. 4 приведены значения удельного электросопротивления исследуемого композита, полученные экспериментально (1) и с учетом эффективной пористости (2). Метод эффективной пористости был предложен нами в [25] и впоследствии успешно применен в ряде работ (см., например, [26]). Этот метод может быть использован при анализе данных для  $\rho(T)$  композиционных материалов, приготовленных на основе не проводящих ток диэлектрических матриц и хорошо проводящих ток материалов наполнителей, помещенных в каналы этих матриц. При расчетах  $\rho(T)$  наполнителей за величину пористости композита наряду со стандартными порами



**Рис. 4.** Температурная зависимость удельного электросопротивления композита „пористое стекло + In“ и In<sub>N</sub> в каналах пористого стекла. 1 — ρ<sub>comp.</sub><sup>exp</sup>, экспериментально полученная величина удельного электросопротивления композита, 2 — ρ<sub>N</sub>, удельное электросопротивление нанопинды, расположенного в каналах пористого стекла, полученное с учетом эффективной пористости исследованного материала (см. текст).

(если они имеются) принимают и не проводящий ток диэлектрический каркас.

В случае нанокompозита „пористое стекло + In“ величина эффективной пористости P<sub>eff</sub> составит 75 vol.%, а оставшиеся 25 vol.% будут заняты In. Таким образом, величина ρ<sub>N</sub>(T) нанопинды в исследованном образце будет описываться кривой 2 на рис. 4, полученной с помощью следующей формулы [27], учитывающей эффективную пористость материала:

$$\rho_N = (1 - P_{eff})\rho_{comp.} \quad (3)$$

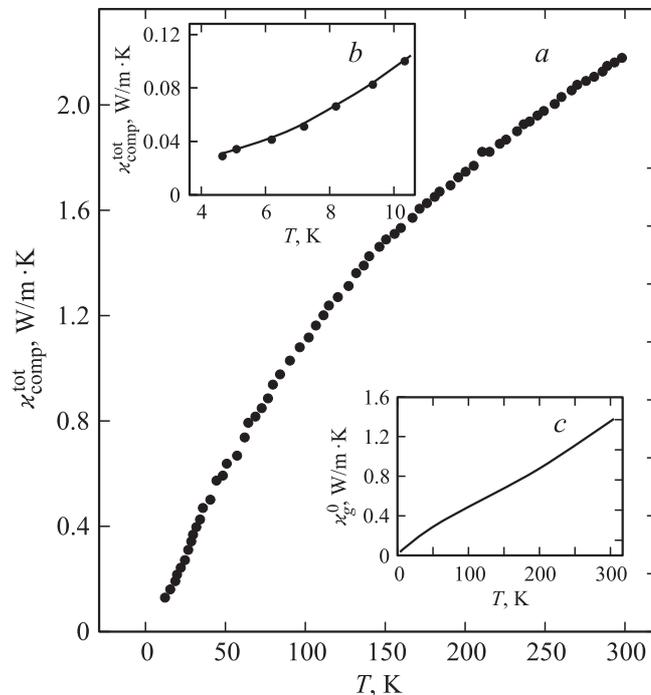
Обсудим теперь экспериментальные данные, относящиеся к  $\kappa_{comp.}^{tot}(T)$ . В величину теплопроводности исследованного образца нанокompозита (рис. 5, a) вносят вклад теплопроводность кварцевого каркаса стекла, состоящего из SiO<sub>2</sub> ( $\kappa_g^0$ ) [24], и теплопроводность нанопинды ( $\kappa_N^{tot}$ ). Данные для величины  $\kappa_g^0(T)$  мы заимствовали из работы [24]. Она соответствует теплопроводности пористого стекла с учетом его пористости, которая, как отмечалось в разделе 2, составляет 25 vol.%.

Для определения величины  $\kappa_N^{tot}(T)$  использовалось правило смеси теплопроводностей, составляющих композит [28], которое в нашем случае с учетом данных об исследованном нанокompозите, приведенных в разделе 2, будет иметь вид

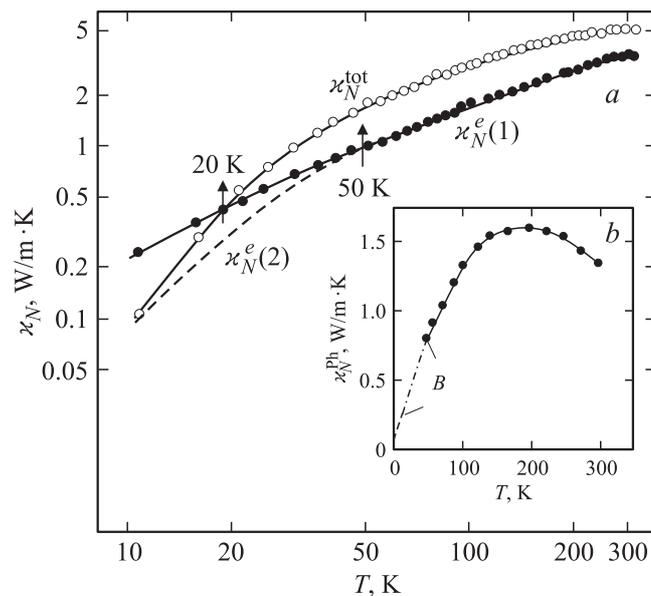
$$\kappa_{comp.}^{tot} = 0.75\kappa_g^0 + 0.25\kappa_N^{tot} \quad (4)$$

Результаты расчета  $\kappa_N^{tot}(T)$  приведены на рис. 6, a. На рис. 6, a представлены также данные для электрон-

ной, а на рис. 6, b — для фононной составляющих теплопроводности In<sub>N</sub>. При расчете электронной составляющей  $\kappa_N^e(1)$ , представленной на рис. 6, a темными



**Рис. 5.** Температурная зависимость полной теплопроводности  $\kappa_{comp.}^{tot}$  композита „In + пористое стекло“ (a). b — низкотемпературный участок зависимости  $\kappa_{comp.}^{tot}(T)$ , c — температурная зависимость теплопроводности пористого стекла  $\kappa_g^0$  с учетом его пористости [24].



**Рис. 6.** Температурные зависимости общей ( $\kappa_N^{tot}$ ) и электронной  $\kappa_N^e$  (a) и фононной ( $\kappa_N^{Ph}$ ) (b) составляющих теплопроводности In<sub>N</sub>, расположенного в каналах пористого стекла. Объяснение обозначений в  $\kappa_N^e(1)$  и  $\kappa_N^e(2)$  (часть a) и кривой B (часть b) приведены в тексте.

точками, использовались значения  $\rho_N(T)$  (кривая 2 на рис. 4) и предполагалось, что  $L_N = L_0$ . Качественно повторилась ситуация, рассмотренная нами в подразделе 3.1 при анализе экспериментальных данных для теплопроводности объемного  $\text{In}_B$ . Снова (но уже при  $T < 20$  К) полученная экспериментально величина  $\alpha_N^{\text{tot}}$  оказалась меньше, чем расчетное значение  $\alpha_N^e(1)$ , и поэтому при  $T < 20$  К реальное число Лоренца для наноиндия должно быть меньше, чем  $L_0$ . В отличие от случая объемного  $\text{In}_B$   $\alpha_N^e(1)$  ниже 20 К оказывается выше  $\alpha_N^{\text{tot}}$  вплоть до самых низких температур. Это обстоятельство указывает на то, что и величина  $L_N$  будет меньше  $L_0$  также до самых низких температур.

Как и в случае  $\text{In}_B$ , можно предположить, что  $L_N$  будет меньше, чем  $L_0$ , начиная с более высоких температур, чем 20 К. Это заключение мы снова (как и в подразделе 3.1) попытались подтвердить с привлечением данных, полученных при анализе экспериментальных результатов для фононной составляющей теплопроводности ( $\alpha_N^{\text{Ph}}$ )  $\text{In}_N$ .

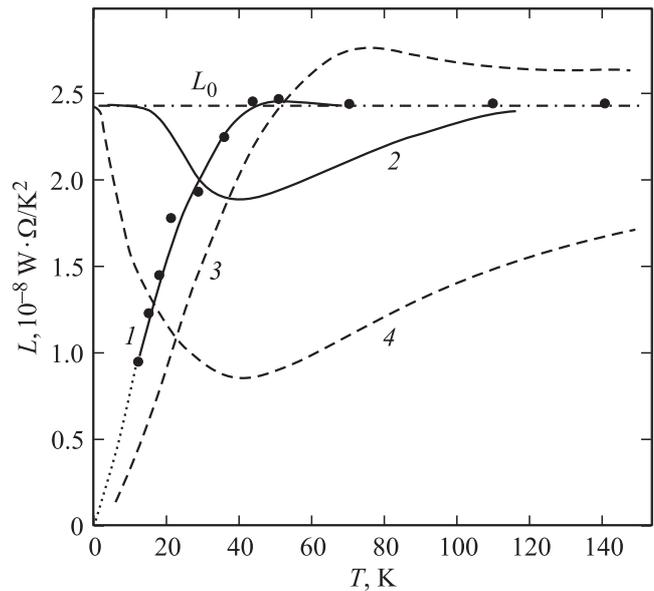
До  $T \sim 50$  К  $\alpha_N^{\text{Ph}}$  (рис. 6, *b*, темные точки) определялась по формуле (1) как разность между  $\alpha_N^{\text{tot}}$  и  $\alpha_N^e(1)$ . Штрихпунктирная кривая *B* (рис. 6, *b*) соединяет значения  $\alpha_N^{\text{Ph}}$ , соответствующие 50 и 0 К. В результате  $\alpha_N^{\text{Ph}}(T)$  для  $\text{In}_N$  принимает вид, характерный для фононной теплопроводности твердых тел [17,18].

Значения  $\alpha_N^{\text{Ph}}$ , соответствующие кривой *B* на рис. 6, *b*, были использованы для расчета по формуле (1) истинных значений электронной составляющей теплопроводности  $\alpha_N^e(1)$  для интервала 10–50 К (штриховая кривая на рис. 6, *a*) и оценки на основе данных для  $\alpha_N^e(1)$  и  $\alpha_N^e(2)$  (рис. 6, *a*) величины и температурной зависимости  $L_N(T)$ . Результаты этой процедуры представлены на рис. 7 (кривая 1). Как видно из рис. 7,  $L_N$  для  $\text{In}_N$  начиная с 50 К уменьшается с понижением температуры и в пределе стремится к нулю при 0 К. Величина и характер температурной зависимости числа Лоренца наноиндия принципиально отличаются от наблюдаемых в случае объемного образца  $\text{In}_B$  (см. кривые 1 и 2 на рис. 7).

Проведем сравнение полученных результатов для  $L_N(T)$  наноиндия, расположенного в каналах пористого стекла, с литературными данными для  $L_N(T)$  свободной нанопроволоки  $\text{Ni}_N$  [8].

Нанопроволока  $\text{Ni}$  выбрана для сравнения не случайно. Во-первых, из всех имеющихся литературных данных о теплопроводности нанопроволок [6–9] только у наноникеля число Лоренца исследовано до низких температур, во-вторых, электрические характеристики для объемных и нано- $\text{Ni}$  и  $\text{In}$  оказались близкими по величине. Так, отношения  $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4\text{K}}$  у объемных  $\text{Ni}$  и  $\text{In}$  составили соответственно 47 [8] и 48, а величины для того же отношения у нано- $\text{Ni}$  и нано- $\text{In}$  оказались равными 2 [8] и 1.9 соответственно.

Близким у них оказался и характер поведения  $L_N(T)$  (рис. 7). Число Лоренца в наноникеле при  $T \leq 50$  К резко уменьшается с падением температуры и принципиально отличается от поведения числа Лоренца для



**Рис. 7.** Температурные зависимости чисел Лоренца в наноиндии  $\text{In}_N$ , расположенном в каналах пористого стекла (1), и в нанопроволоке  $\text{Ni}_N$  [8] (3). 2, 4 — значения чисел Лоренца объемных образцов  $\text{In}_B$  (настоящий эксперимент) и  $\text{Ni}_B$  [8] соответственно.

объемного  $\text{Ni}$  [8]. Согласно теории [29], нанообъекты, у которых в области низких температур величина  $L_N$  становится меньше, чем  $L_0$ , и уменьшается с понижением температуры по линейному закону вплоть до 0 К, относятся к двумерным наносистемам. Все перечисленные выше признаки наблюдаются у нано- $\text{In}$  и нано- $\text{Ni}$  (рис. 7), так что их по праву можно считать двумерными нанообъектами.

Следует отметить еще одну особенность в поведении  $L_N(T)$  нано- $\text{In}$  и нано- $\text{Ni}$ . Согласно теории [17–19], число Лоренца объемных металлов  $L_B$  при  $T > \theta$  стремится к величине  $L_0$ . Это правило выполняется для  $\text{In}_B$  и  $\text{Ni}_B$  [8] (рис. 7). Значения  $\theta$  для них равны 109 и 477 К [13] соответственно. Однако в отличие от объемных металлов величина  $L_N$  у нано- $\text{In}$  и нано- $\text{Ni}$  [8] становится равной  $L_0$  при существенно более низких температурах, чем их  $\theta$  (рис. 7).

Очень интересный, на наш взгляд, вывод следует из сравнения величины и температурной зависимости  $L_N(T)$  для нано- $\text{In}$  и нано- $\text{Ni}$ . Оказалось, что характер поведения  $L_N(T)$  у достаточно большого „пакета“ нанопроволок  $\text{In}$ , находящихся в хаотически расположенных каналах пористого стекла, и одиночной свободной нанопроволоки  $\text{Ni}_N$  одинаков.

В заключение проведем сравнение величин  $\alpha_N^{\text{Ph}}(T)$  и  $\rho_N(T)$  индия, наноструктурированного в хаотически расположенные наноканалы пористого стекла диаметром 7 нм, с аналогичными величинами  $\alpha_B^{\text{Ph}}(T)$  и  $\rho_B(T)$  для объемного металла  $\text{In}_B$ . Результаты такого сравнения приведены в таблице (см. также рис. 1, 3, 4, 6). У наноиндия из-за появления в нем граничного рассеяния

Сравнение величин  $\alpha_N^{\text{ph}}$ ,  $\alpha_B^{\text{ph}}$  и  $\rho_N$ ,  $\rho_B$  для объемного  $\text{In}_B$  и  $\text{In}_N$ , наноструктурированного в каналах пористого стекла диаметром 7 nm

$T, \text{K}$	$\text{In}_N$ в пористом стекле		Объемный $\text{In}_B$	
	$\alpha_N^{\text{ph}}, \text{W/m} \cdot \text{K}$	$\rho_N \cdot 10^4, \Omega \cdot \text{cm}$	$\alpha_B^{\text{ph}}, \text{W/m} \cdot \text{K}$	$\rho_B \cdot 10^6, \Omega \cdot \text{cm}$
100	1.35	1.4	27	3.2
200	1.63	1.7	30	7.3
300	1.35	2.1	32	12.1

электронов и фононов величина удельного электросопротивления становится больше, а значение фоновой теплопроводности меньше, чем у объемного металла  $\text{In}_B$ . Такое объяснение согласуется с общепринятой точкой зрения на поведение рассмотренных параметров у нанометаллов [6–12].

#### 4. Заключение

В результате проведенного исследования все поставленные в настоящей работе задачи выполнены.

1. Получен нанокompозит „пористое боросиликатное стекло +  $\text{In}$ “. Расплав индия под давлением вводился в пустые хаотически расположенные каналы стекла, имеющие поперечные размеры 7 nm и занимающие  $\sim 25 \text{ vol.}\%$  исследованного образца.

2. У нанокompозита в интервале 5–300 K измерены теплопроводность и удельное электросопротивление, расчетным путем выделены их доли, приходящиеся на наноиндий, расположенный в каналах стекла, и оценены его электронная и фоновая составляющие, а также величина и температурная зависимость числа Лоренца  $L_N$ .

3. Показано, что величина  $L_N$  наноиндия начиная с  $T \sim 50 \text{ K}$  линейно уменьшается с понижением температуры и стремится к 0 K. Согласно теории [29], такое поведение  $L_N(T)$  характерно для двумерных нанообъектов.

4. Проведено сравнение полученных данных для  $L_N(T)$  наноиндия в пористом стекле с поведением числа Лоренца у свободной нанопроволоки  $\text{Ni}_N$  [8] и получен интересный результат. Оказалось, что характер поведения  $L_N(T)$  у достаточно большого „пакета“ нанопроволок  $\text{In}$ , находящихся в хаотически расположенных каналах пористого стекла, и одиночной свободной нанопроволоки  $\text{Ni}_N$  одинаков.

5. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных для наноиндия с аналогичными параметрами для объемного поликристаллического образца металлического  $\text{In}_B$ , у которого в интервале температур 5–300 K были измерены  $\alpha(T)$  и  $\rho(T)$ .

6. Было обнаружено, что у наноиндия величина удельного электросопротивления существенно больше, а значение фоновой теплопроводности меньше, чем у объемного  $\text{In}_B$ , что объясняется появлением в наноиндии граничного рассеяния электронов и фононов.

#### Список литературы

- [1] Yu. Kumzerov, S. Vakhrushev. In: Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology / Ed. H.S. Nalwa. American Scientific Publ. (2004). V. 7. 811 p.
- [2] В.Н. Богомолов, Н.Ф. Картенко, Д.А. Курдюков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Н.В. Шаренкова, Х. Мисиорек, А. Ежовский. ФТТ **45**, 911 (2003).
- [3] Ю.А. Кумзеров, И.А. Смирнов, Ю.А. Фирсов, Л.С. Парфеньева, Н. Misiorek, J. Mucha, A. Jezowski. ФТТ **48**, 1498 (2006).
- [4] Ю.А. Кумзеров, Н.Ф. Картенко, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, А.В. Фокин, D. Wlosewicz, Н. Misiorek, A. Jezowski. ФТТ **53**, 1033 (2011).
- [5] Ю.А. Кумзеров, Н.Ф. Картенко, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, А.А. Сысоева, Н. Misiorek, A. Jezowski. ФТТ **54**, 1000 (2012).
- [6] O.G. Zhang, B.Y. Cao, X. Zhang, M. Fujii, K. Takahashi. J. Phys.: Cond. Matter **18**, 7937 (2006).
- [7] F. Volklein, H. Reith, I.W. Cornelius, M. Rauber, R. Neumann. Nanotechnology **20**, 325 706 (2009).
- [8] M.N. Ou, T.J. Yang, S.R. Harutyunyan, Y.Y. Chen, C.D. Chen, S.J. Laie. Appl. Phys. Lett. **92**, 063 101 (2008).
- [9] N. Stojanovic, J.M. Berg, D.H.S. Maithripala, M. Holtz. Appl. Phys. Lett. **95**, 091 905 (2009).
- [10] P. Nath, L. Chopra. Thin Solid Films **20**, 53 (1974).
- [11] Q.G. Zhang, B.Y. Cao, X. Zhang, M. Fujii, K. Fa Kahashi. Phys. Rev. B **74**, 134 109 (2006).
- [12] S. Yoneoka, J. Lee, M. Liger, G. Yama, T. Kodama, M. Gunji, J. Provine, R.T. Howe, K.E. Goodson, T.W. Kenny. Nano Lett. **12**, 683 (2012).
- [13] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.С. Мейлихова. Энергоиздат, М. (1991). 1232 с.
- [14] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. J. Phys. D **20**, 1500 (1987).
- [15] Теплопроводность твердых тел. Справочник / Под ред. А.С. Охотина. Энергоиздат, М. (1984). 320 с.
- [16] В.Е. Зиновьев. Кинетические свойства металлов при высоких температурах. Справочник. Металлургия, М. (1984). 200 с.
- [17] Р. Берман. Теплопроводность твердых тел. Мир, М. (1979). 286 с.
- [18] В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Наука, Л. (1972). 160 с.
- [19] И.А. Смирнов, В.Н. Тамарченко. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках. Наука, Л. (1977). 151 с.
- [20] G. Wiedeman, R. Franz. Ann. Phys. Chem. **89**, 497 (1853).
- [21] L. Lorenz. Ann. Phys. **147**, 429 (1872).
- [22] A. Sommerfeld. Naturwissenschaften **25**, 825 (1927).
- [23] Дж. Займан. Электроны и фононы. ИЛ, М. (1962). 488 с.
- [24] Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, А.В. Фокин, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. ФТТ **45**, 162 (2003).
- [25] Т.С. Орлова, Д.В. Ильин, Б.И. Смирнов, И.А. Смирнов, R. Sepulveda, J. Martinez-Fernandez, A.R. de Arellano-Lopez. ФТТ **49**, 198 (2007).
- [26] Л.С. Парфеньева, Т.С. Орлова, Б.И. Смирнов, И.А. Смирнов, Н. Misiorek, J. Mucha, A. Jezowski, A. Gutierrez-Pardo, J. Ramirez-Rico. ФТТ **54**, 2003 (2012).
- [27] Э.А. Бельская, А.С. Тарабанов. В сб.: Теплофизические свойства твердых тел. Наук. думка, Киев (1971). С. 111.
- [28] Г.И. Дульнев, Ю.П. Заричняк. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Энергия, Л. (1974). 264 с.
- [29] M.N. Tripathi, C.M. Bhandari, M.P. Singh. Physica B **405**, 4818 (2010).