

01

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

© Ю.А. Кумзеров¹, А.В. Фокин¹, Л.С. Парфеньева¹, Б.И. Смирнов¹, И.А. Смирнов¹,
Н. Misiorek², А. Jezowski²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² 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 κ и ρ 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 ρ 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 (κ) и удельного электросопротивления (ρ) 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 (κ^{tot}) и удельное электросопротивление (ρ^{tot});

- расчетным путем выделить из полученных величин κ^{tot} и ρ^{tot} доли κ_N^{tot} и ρ_N , приходящиеся на наноиндий (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 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 ρ_B поликристаллического образца In_B .

2. Образцы и методика эксперимента

Для приготовления нанокompозита „пористое стекло + In“ использовалось пористое стекло, состоящее из SiO_2 -матрицы, имеющей сетку взаимопересекающихся неупорядоченных каналов диаметром ~ 7 нм, в которые вводился In (пустое пространство в стекле (пористость) занимало ~ 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 $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}$. Использованный 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} 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_B. 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 ρ_B . Поскольку одной из задач настоящей работы было проведение сравнения величин α_B и ρ_B объемного In_B с аналогичными параметрами индия, наноструктурированного в каналах пористого стекла (In_N), мы провели непосредственное измерение α_B и ρ_B для In_B, 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_B по характеру поведения существенно не отличались от измеренных для различных металлов [17,18].

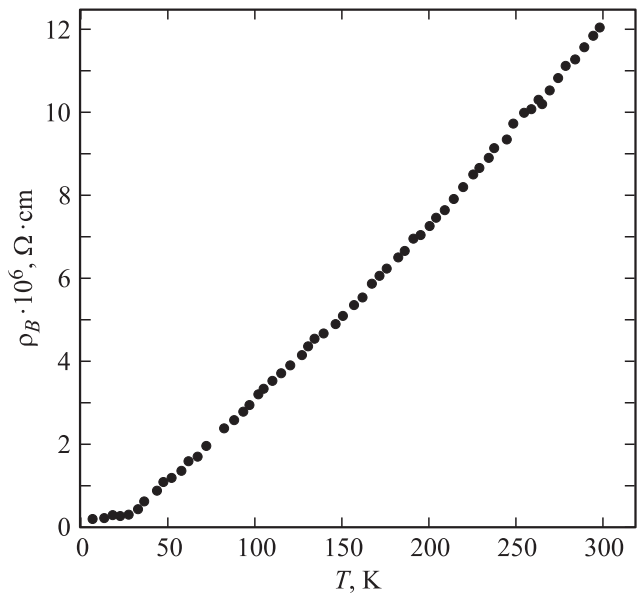


Рис. 1. Температурная зависимость удельного электросопротивления ρ_B объемного поликристаллического образца In_B.

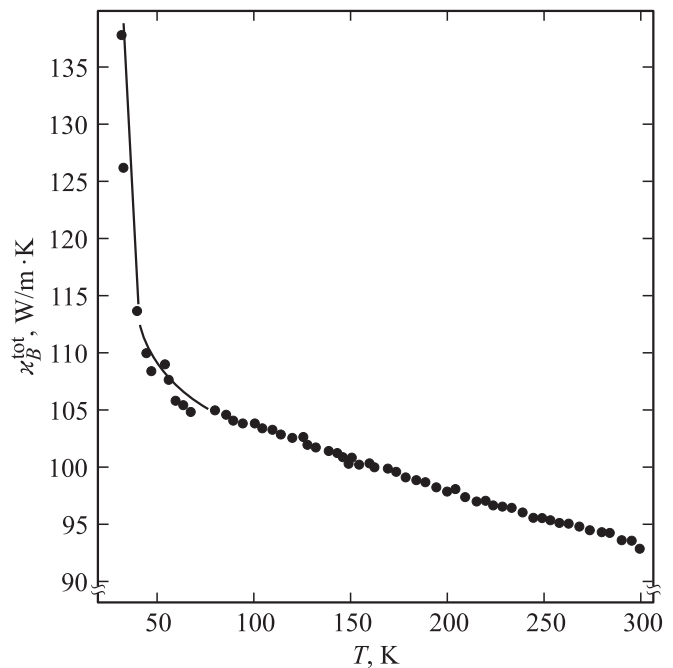


Рис. 2. Температурная зависимость полной теплопроводности α_B^{tot} объемного поликристаллического образца In_B.

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

$$\alpha_B^{\text{tot}} = \alpha_B^e + \alpha_B^{\text{Ph}}. \tag{1}$$

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

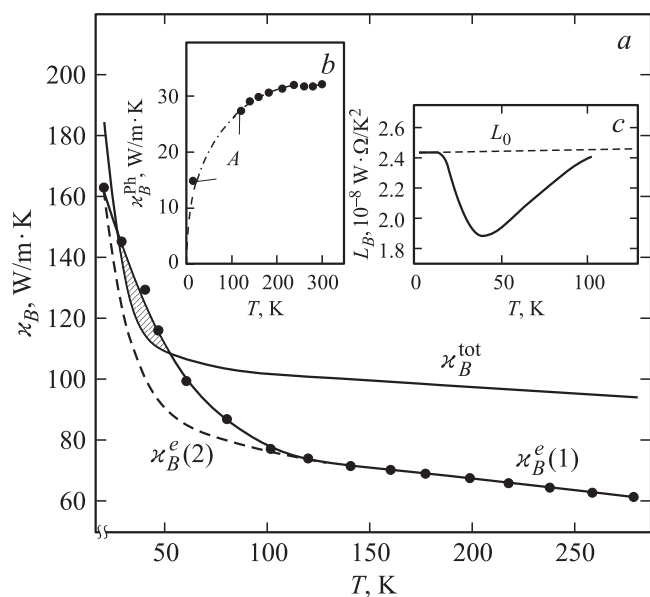


Рис. 3. Температурные зависимости полной (χ_B^{tot}) и электронной (χ_B^e) (a) и фононной (χ_B^{ph}) (b) составляющих теплопроводности объемного поликристаллического образца In_B ; c — величина и температурная зависимость числа Лоренца для образца In_B . Объяснение обозначений $\chi_B^e(1)$ и $\chi_B^e(2)$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

можно включить Ga, In и др. (особенно когда концентрация примесей в них велика), χ_B^{ph} может составить уже заметную часть от χ_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 $T > \theta$ (θ — 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 χ_B^{tot} . В интервале температур 50–20 K $\chi_B^e(1)$ стала больше χ_B^{tot} (заштрихованная область на рис. 3, a), а при 20 K снова оказалась меньше, чем χ_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 χ_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 χ_B^{ph} , полученные в результате рассмотренной выше операции. Теперь с помощью формулы (1), экспериментальных данных для χ_B^{tot} и значений χ_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 (ρ_N) и теплопроводности (χ_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

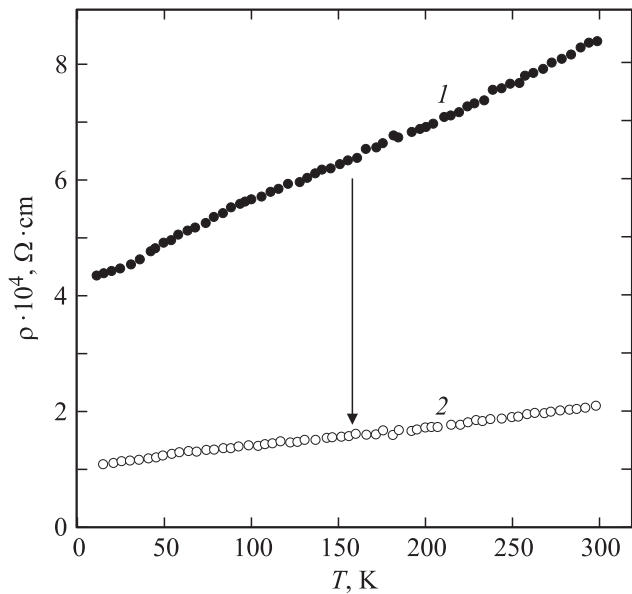


Рис. 4. Температурная зависимость удельного электросопротивления композита „пористое стекло + In“ и In_N в каналах пористого стекла. 1 — ρ_{comp.}^{exp}, экспериментально полученная величина удельного электросопротивления композита, 2 — ρ_N, удельное электросопротивление нанопроволоки, расположенной 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_{eff} составит 75 vol.%, а оставшиеся 25 vol.% будут заняты In. Таким образом, величина ρ_N(T) нанопроволоки 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 SiO₂ (κ_g^0) [24], и теплопроводность нанопроволоки (κ_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_N. При расчете электронной составляющей $\kappa_N^e(1)$, представленной на рис. 6, a темными

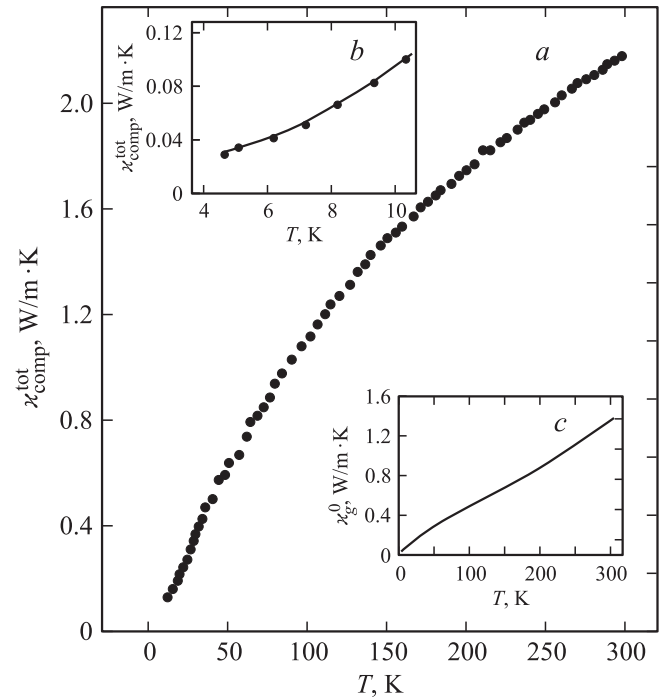


Рис. 5. Температурная зависимость полной теплопроводности $\kappa_{comp.}^{tot}$ композита „In + пористое стекло“ (a). b — низкотемпературный участок зависимости $\kappa_{comp.}^{tot}(T)$, c — температурная зависимость теплопроводности пористого стекла κ_g^0 с учетом его пористости [24].

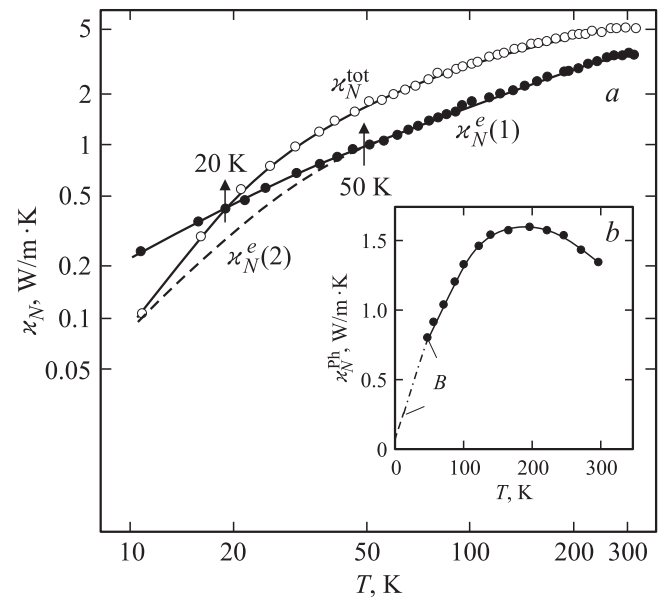


Рис. 6. Температурные зависимости общей (κ_N^{tot}) и электронной κ_N^e (a) и фононной (κ_N^{Ph}) (b) составляющих теплопроводности In_N, расположенного в каналах пористого стекла. Объяснение обозначений в $\kappa_N^e(1)$ и $\kappa_N^e(2)$ (часть a) и кривой B (часть b) приведены в тексте.

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 In_B . Снова (но уже при $T < 20$ К) полученная экспериментально величина α_N^{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 In_B $\alpha_N^e(1)$ ниже 20 К оказывается выше α_N^{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 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 (α_N^{Ph}) In_N .

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

Значения α_N^{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 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 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 Ni_N [8].

Нанопроволока 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- Ni и In оказались близкими по величине. Так, отношения $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4\text{K}}$ у объемных Ni и In составили соответственно 47 [8] и 48, а величины для того же отношения у нано- Ni и нано- 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

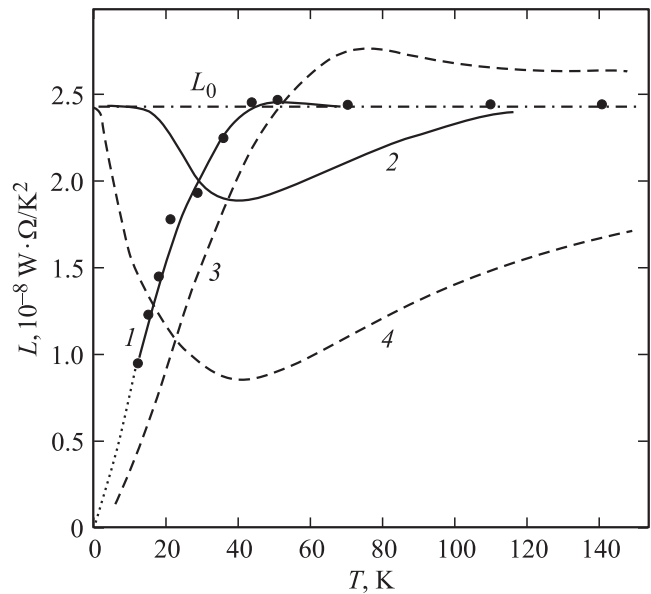


Рис. 7. Температурные зависимости чисел Лоренца в наноиндии In_N , расположенном в каналах пористого стекла (1), и в нанопроволоке Ni_N [8] (3). 2, 4 — значения чисел Лоренца объемных образцов In_B (настоящий эксперимент) и Ni_B [8] соответственно.

объемного 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- In и нано- Ni (рис. 7), так что их по праву можно считать двумерными нанообъектами.

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

Очень интересный, на наш взгляд, вывод следует из сравнения величины и температурной зависимости $L_N(T)$ для нано- In и нано- Ni . Оказалось, что характер поведения $L_N(T)$ у достаточно большого „пакета“ нанопроволок In , находящихся в хаотически расположенных каналах пористого стекла, и одиночной свободной нанопроволоки 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 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 α_N^{ph} , α_B^{ph} и ρ_N , ρ_B для объемного In_B и In_N , наноструктурированного в каналах пористого стекла диаметром 7 nm

T, K	In_N в пористом стекле		Объемный 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 фононной теплопроводности меньше, чем у объемного металла 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 + 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 фононная 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 Ni_N [8] и получен интересный результат. Оказалось, что характер поведения $L_N(T)$ у достаточно большого „пакета“ нанопроволок In , находящихся в хаотически расположенных каналах пористого стекла, и одиночной свободной нанопроволоки Ni_N одинаков.

5. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных для наноиндия с аналогичными параметрами для объемного поликристаллического образца металлического 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 фононной теплопроводности меньше, чем у объемного 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. Мисюрек, 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. Мисюрек, 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).