

Теплопроводность ультратонких полупроводниковых нанопроволок InSb со свойствами латтинжеровой жидкости

© Ю.А. Кумзеров, И.А. Смирнов, Ю.А. Фирсов, Л.С. Парфеньева, Н. Misiorek*, J. Mucha*, A. Jezowski*

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

* Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences,
50-950 Wroclaw, Poland

E-mail: igor.smirnov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 2 ноября 2005 г.)

В интервале температур 5–300 К измерена теплопроводность ультратонких (диаметр ~ 5 nm) и длинных (10 nm) квантовых полупроводниковых нанопроволок InSb, помещенных в наноканалы диэлектрической матрицы хризотилового асбеста. Обсуждается возможность проявления в них спин-зарядовой сепарации носителей тока, что дает дополнительное подтверждение тому, что нанопроволоки InSb обладают свойствами латтинжеровой жидкости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 05-02-17775 и 04-02-16550) и Польского государственного комитета по научным исследованиям (грант KBN № 3Т08А 05426) в рамках двустороннего научного соглашения между российской и польской академиями наук.

PACS: 65.40.-b, 65.80.+n, 66.70.+f

В последнее десятилетие центр тяжести в исследовании теплопроводности твердых тел переместился от стандартных трехмерных твердотельных материалов к нестандартным низкоразмерным объектам: двумерным и одномерным системам, квантовым нанотрубкам и квантовым точкам, проводящим квазиодномерным полимерам, квазиодномерным гейзенберговским ($S = 1/2$) слоистым антиферромагнетикам со спиновыми цепочками и спиновыми лестницами, квантовым нанопроволокам и др. Изучение этих материалов представляет фундаментальный научный интерес и одновременно привлекает к себе внимание заманчивыми перспективами использования их для конструирования электронных наноприборов.

Настоящая работа посвящена исследованию в широком интервале температур теплопроводности ультратонких (диаметр ~ 5 nm) квантовых полупроводниковых нанопроволок InSb, введенных в наноканалы хризотилового асбеста. Мы используем для таких проволок термин „одномерные“ поскольку поперечное движение электронов в них квантуется и при концентрации носителей тока $\geq 10^{17}$ cm $^{-3}$ из-за малости эффективной массы дырок в InSb уровень Ферми пересекает лишь самую нижнюю подзону поперечного квантования и все процессы переноса в статических внешних полях (когда квантовые переходы между подзонами не существенны) описываются в терминах лишь одной („продольной“) составляющей квазиимпульса, как это имеет место в чисто одномерном (1D) случае.

Для описания электронных свойств трехмерных (3D) полупроводников и металлов используется модель Ферми-газа или модель Ферми-жидкости, в которой предполагается, что даже при сильном электрон-электронном ($e-e$) взаимодействии сохраняются основные черты Ферми-газа: наличие ступеньки у одноча-

стичной функции распределения и определяющая роль „одночастотных“ возбуждений (хотя их массы перенормированы) с зарядом $\pm e$ и спином 1/2.

Для одномерных систем эти представления оказываются неприемлемыми, поскольку стандартные способы учета $e-e$ -взаимодействий (приближение самосогласованного поля, теория возмущений, метод ренормгрупп и т.д.), используемые в 3D-системах, здесь оказались неэффективными. Поэтому теории стали разрабатывать хотя и упрощенные, но точно решаемые модели для 1D-систем: модель Томонага [1], модель Латтинжера [2], Латтинжерова жидкость (ЛЖ) и др. (подробнее см. обзоры [4,5]). Оказалось, что в присутствии слабого $e-e$ -взаимодействия физические свойства 1D-систем меняются радикально:

— Пропадает Ферми-ступенька у одночастичной функции распределения, когда энергия ε равна энергии Ферми ε_F .

— Вблизи ε_F образуется квазиимпульс в плотности одночастичных состояний $g(\varepsilon)$ ($g(\varepsilon_F) = 0$).

— В области квазищели отсутствуют одночастичные возбуждения с зарядом $\pm e$ и спином 1/2.

— В этой области спектр элементарных возбуждений — это два типа бесщелевых (в отличие от плазмонов в 3D-случае) коллективных возбуждений: одно из них переносит только заряд („холоны“ — зарядовые волны), а другое только спины („спионы“), которые распространяются с разными скоростями. Это явление получило название спин-зарядового разделения (spin-charge separation). На фоне этих гармонических волн возможно появление уединенных волн-фрактонных (типа солитонов, кинков и т.д.), несущих дробный заряд. Анализ других 1D-моделей (подробнее см. в [4]) приводит к аналогичным выводам.

Псевдощель в электронном спектре, характерная для ЛЖ, была обнаружена экспериментально в углеродных нанотрубках с помощью фотоэмиссионной спектроскопии [6], а методом сканирующей туннельной спектроскопии [7] в этих нанотрубках были зафиксированы две стоячие волны (с разными длинами волн). Авторы [7] сделали предположение, что эти волны относятся к спиномам и холонам (стоячие спионная и холонная волны).

Транспортные свойства ЛЖ весьма необычны. В 1D-случае даже слабое рассеяние на примесях приводит к моттовской локализации. Неизвестно ни одной 1D-модели, в рамках которой удалось бы одновременно точно рассчитать e - e -взаимодействие и рассеяние на беспорядке, обусловленное конечной концентрацией примесей, даже в случае когда хотя бы один из этих факторов учитывался приближенно.

Теоретические и экспериментальные исследования идеальной („чистой“) ЛЖ показали, что в баллистическом режиме с плавно меняющимися по толщине контактами ее свойства похожи на свойства фермиевской жидкости (например, контактанс) и описываются формулой Ландауэра [8]. Однако в случае точечного контакта с массивом (как это имеет место для углеродных нанотрубок [9]) возникает нелинейная зависимость тока от приложенного поля. В [10] такая зависимость объясняется тем, что происходит туннелирование коллективных возбуждений через границы с 3D-контактом с последующим их преобразованием в обычные одночастичные возбуждения фермиевского типа. Эти предсказания были подтверждены экспериментально в работе [9], которая рассматривается как первое экспериментальное обнаружение ЛЖ. Практически одновременно проявление свойств ЛЖ было обнаружено в [11] при исследовании транспортных свойств длинных (0.1–1 mm) полупроводниковых нанопроволок InSb, помещенных в наноканалы диэлектрической матрицы хризотилового асбеста. Этот вывод был сделан на основе работы Кэйна и Фишера [12], которые теоретически исследовали вопрос о происхождении тока в ЛЖ-системе через „запирающие“ примеси (сильное рассеяние „назад“), туннельные контакты и микросужения, расположенные вдоль нанопроволок (т.е. речь идет об „объемных“, а не „контактных“ свойствах ЛЖ). Свойства ЛЖ у рассмотренных выше нанопроволок InSb были отмечены и при измерении у них температурных зависимостей термоэдс и контактанса [13,14]. Термоэдс с повышением температуры возрастает линейно (как у обычных 3D-металлов), а контактанс при этом возрастает, как у полупроводников, по степенному закону с нецелочисленным показателем степени, который определяется силой e - e -взаимодействия.

Однако в рассмотренных выше работах [9,11,13,14] явление спин-зарядового разделения явно не проявлялось. В 2002–2003 годах появилось несколько работ [15–18], авторы которых претендуют на то, что они обнаружили проявление спин-зарядового разделения на различных

1D-системах. В [15] показано, что большое положительное магнетосопротивление (увеличение в 10 раз), обнаруженное в нанопроволоках InSb, помещенных в наноканалы хризотилового асбеста, и сам характер нетривиальной зависимости тока от магнитного поля в нелинейном по электрическому полю режиме (zero-bices anomaly) в рамках других механизмов переноса объяснению не поддаются.

В работах [16,17] методом туннельной спектроскопии изучалось туннелирование между двумя близко расположенными параллельными нанопроволоками в GaAs/AlGaAs-гетероструктуре. Авторы считают, что спин-зарядовая сепарация проявляет себя в муаровых узорах, отражающих разное поведение скоростей спиновых и зарядовых возбуждений. Теоретическое объяснение этих экспериментальных результатов приводится в [18].

Эффект спин-зарядового разделения („сепарации“) при переносе тепла в 1D-системах изучен очень слабо как теоретически, так и экспериментально.

Число Лоренца (L) в законе Видемана–Франца в электронной составляющей теплопроводности (κ_e), вычисленное для холонов в случае единичной примеси [19] и разупорядоченной латтинжеровой системы [20], существенно отличается от стандартного зоммерфельдовского значения L_0 , характерного для трехмерного металла. Фактически эти результаты получены в рамках так называемой „безспиновой модели ЛЖ“, т.е. в пренебрежении роли спинов, что исключает возможность их использования при обсуждении влияния спин-зарядовой сепарации на эффекты теплопереноса.

Задача настоящей работы — исследование теплопроводности с целью обнаружения возможного проявления спин-зарядового разделения в одномерных объектах — квантовых нанопроволоках InSb в хризотиловом асбесте, в которых ранее были обнаружены свойства ЛЖ при исследовании явлений переноса заряда.

Нам известно лишь о единственной работе [21], авторы которой считают, что им удалось обнаружить эффект спин-зарядовой сепарации при исследовании теплопроводности квазиодномерных органических проводников со свойствами ЛЖ — в бейчгардовых солях (Bechgard salts) тетраметилтетраселенофульваленов (TMTSF)₂PF₆ и (TMTSF)₂ClO₄. В этих немагнитных материалах был обнаружен большой вклад в измеренную теплопроводность от магнитной составляющей теплопроводности, который авторы [21] связали с переносом тепла спиноматами (спин-латтинжеровая теплопроводность κ_{sl}), появившимися в результате спин-зарядовой сепарации носителей тока. К обсуждению этой работы мы еще вернемся в дальнейшем, но уже здесь сделаем достаточно важное замечание. В отличие от 1D-систем в квазиодномерных системах, состоящих из слабо связанных между собой нитей или цепочек (имеется в виду, что туннелирование между нитями слабое, т.е. поперечный туннельный интеграл $J_{\perp} \ll \epsilon_F$), многие свойства, присущие 1D-системам ($J_{\perp} \rightarrow 0$), могут быть очень ослаблены или вообще

отсутствовать [4]. Так, например, у квазиодномерных систем имеется фермиевская ступенька у одночастичной функции распределения. И хотя она не единичная и мала, как $(J_{\perp}/\epsilon_F)^{\alpha}$ (где показатель α зависит от силы $e-e$ -взаимодействия), в переносе участвуют не только коллективные, но и одночастичные возбуждения. Псевдощель, скорее всего, следует называть „провалом в плотности состояний $g(\epsilon)$ “, поскольку $g(\epsilon_F) \neq 0$, хотя и достаточно мало. Коллективные возбуждения могут обладать анизотропной щелью, ширина которой будет зависеть от направления волнового вектора, и когда он направлен вдоль нити, станет мала в силу указанного выше параметра. Тогда спионы смогут проявить себя в теплопроводности. Пока что теоретически этот вопрос до конца не изучен.

Исследование теплопроводности нанопроволок InSb, расположенных в наноканалах хризотилового асбеста на расстояниях $\sim 300 \text{ \AA}$, в связи с вышеизложенным представляет значительный интерес, поскольку в отличие от рассмотренных выше квазиодномерных систем поперечное туннелирование между нанопроволоками InSb в рассматриваемой системе исчезающе мало.

В нанокompозите хризотилловый асбест + InSb, согласно данным по магнетосопротивлению [15], вероятно, имеет место спин-зарядовое разделение, которое может быть обнаружено и при исследовании теплопроводности этого нанокompозита.

1. Подготовка образцов, методика измерений

Хризотилловый асбест $\text{Mg}_3\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$ имеет нестандартную кристаллическую структуру [22]. Он состоит из структурных слоев, которые ограничены с внутренней стороны кремний-кислородной сеткой, а с внешней — сеткой, отвечающей гидроксидной магнезии. Поскольку размеры внутренней сетки меньше внешней, слои хризотилового асбеста стремятся свернуться в цилиндры (трубки) с кремний-кислородным слоем на внутренней стороне. Такие трубки имеют внешние диаметры $\sim 300 \text{ \AA}$, а внутренние $\sim 50 \text{ \AA}$ (рис. 1 работы [22]). Отношение объема пустых внутренних каналов к объему образца составляет $\sim 5\%$.

Образцы нанокompозита хризотилловый асбест + InSb — подготовлялись по методике, описанной в [13]. Согласно [13], образец хризотилового асбеста для удаления из него абсорбированных газов сначала помещался для откачки в вакуумную камеру. Затем внутренние пустые каналы его трубок при $\sim 550^\circ\text{C}$ (температура плавления InSb равна 530°C) и давления 15 кбар заполнялись InSb и образовывали равномерно расположенные одномерные квантовые проволоки ($\sim 10^5$ – 10^7 нанопроволок на исследуемый образец). Как отмечалось выше, из-за достаточно большого расстояния между этими нанопроволоками взаимодействие между ними пренебрежимо мало.

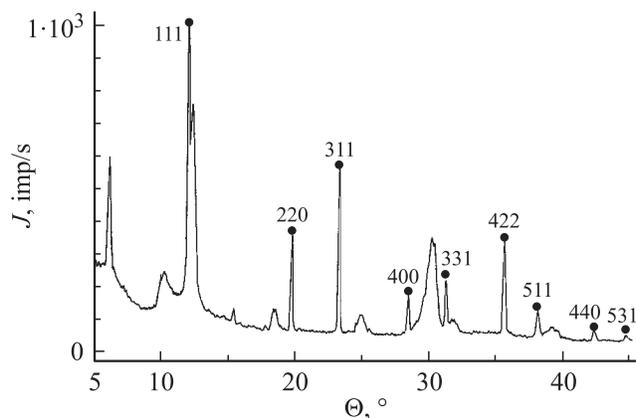


Рис. 1. Дифрактометрическая кривая интенсивности для исследованного образца нанокompозита хризотилловый асбест + InSb. Дифракционные пики, отмеченные точками относятся к InSb.

Для измерения теплопроводности использовался образец натурального „ломкового“ хризотилового асбеста из узбекистанского месторождения. Размеры образцов хризотилового асбеста и нанокompозита хризотилловый асбест + InSb были соответственно $3 \times 4 \times 10$ и $1 \times 2.5 \times 10 \text{ mm}$.

Измерения теплопроводности (κ) проводились в интервале температур 5–300 К в вакууме $\sim 10^{-5} \text{ mm Hg}$ на установке, аналогичной использованной в [23]. Перед измерением теплопроводности хризотилового асбеста для удаления возможной воды из каналов трубок образец отжигался на воздухе при температуре $\sim 150^\circ\text{C}$.

2. Результаты измерений

На рис. 1 приведена дифрактометрическая кривая интенсивности для исследованного образца нанокompозита хризотилловый асбест + InSb, полученная на аппарате ДРОН-2 (Cu K_{α} -излучение). Рентгенограмма дает дифракционную картину смеси, соответствующую хризотилловому асбесту и InSb. Кристаллическая фаза InSb хорошо сформирована ($a = 6.482(2) \text{ \AA}$, что близко к табличному значению $a = 6.4782 \text{ \AA}$ для InSb).

На рис. 2 приведены температурные зависимости для общей теплопроводности (κ_{tot}) хризотилового асбеста и нанокompозита хризотилловый асбест + InSb. Величина теплопроводности хризотилового асбеста практически совпала с нашими предыдущими данными для этого материала [22,24].

3. Обсуждение результатов

Уже при первом взгляде на экспериментальные данные по теплопроводности, представленные на рис. 2, обращает на себя внимание различное поведение теплопроводности хризотилового асбеста и нанокompозита хризотилловый асбест + InSb в области температур

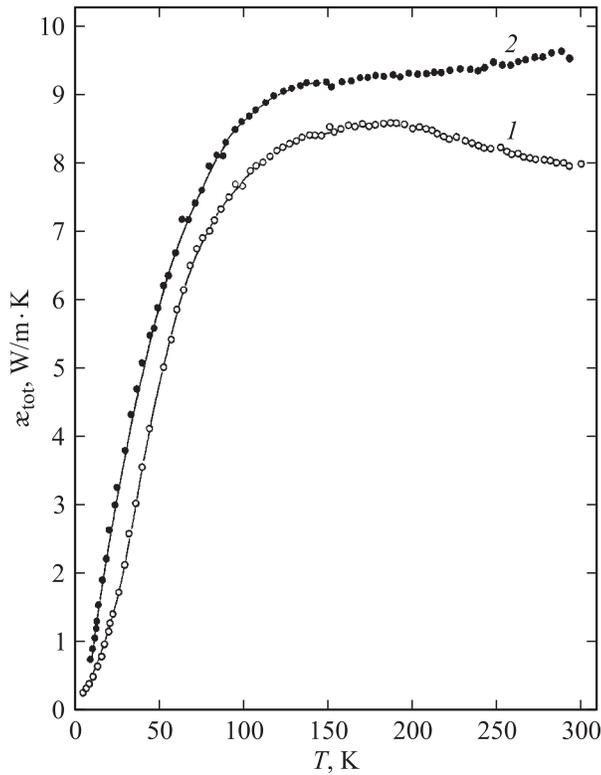


Рис. 2. Температурная зависимость теплопроводности хризотилового асбеста (1) и нанокompозита хризотилвый асбест + InSb (2).

$T > 150$ K. Теплопроводность первого с ростом температуры уменьшается, а второго, наоборот, возрастает. Анализ и объяснение обнаруженного эффекта проведем после процедуры выделения теплопроводности нанопроволок InSb из данных по теплопроводности хризотилового асбеста + InSb.

Как отмечалось выше, нанокompозит хризотилвый асбест + InSb, представляет собой схему, состоящую из набора параллельно расположенных наноканалов, заполненных InSb, и материала матрицы — хризотилового асбеста. Для расчета теплопроводности такой системы можно воспользоваться формулой Дульнева–Заричняка [25]

$$\kappa_{\text{com}} = \kappa_{\text{chrys}}(1 - m) + \kappa_{\text{InSb}}^{nw} \cdot m, \quad (1)$$

где κ_{comp} , κ_{chrys} , $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$ и m — соответственно теплопроводности композита, хризотилового асбеста, нанопроволок InSb и процент, приходящийся на долю нанопроволок InSb в образце. Для хризотилового асбеста m , как отмечалось выше, равно 0.05.

Результаты расчета $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$ по формуле (1) приведены на рис. 3 и 4.¹

¹ Такой же характер температурной зависимости для $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$ (но при иных величинах $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$) получается при выделении $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$ с помощью простого вычитания величины теплопроводности хризотилового асбеста из величины теплопроводности нанокompозита хризотилвый асбест + InSb ($\kappa_{\text{InSb}}^{nw}(T) = \kappa_{\text{comp}}(T) - \kappa_{\text{chrys}}(T)$).

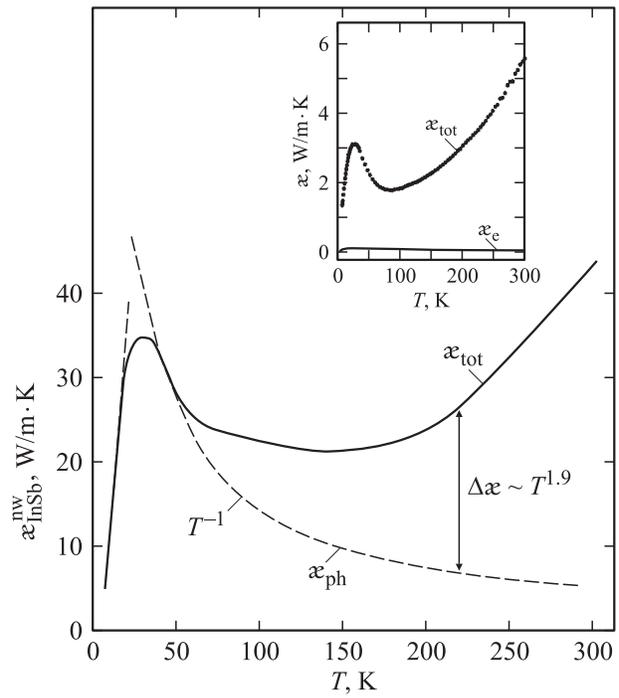


Рис. 3. Температурная зависимость теплопроводности нанопроволок InSb в наноканалах хризотилового асбеста ($\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$). На вставке — температурная зависимость общей (κ_{tot}) и электронной (κ_e) составляющих теплопроводности квазиодномерного органического проводника (TMTSF)₂ClO₄ [21].

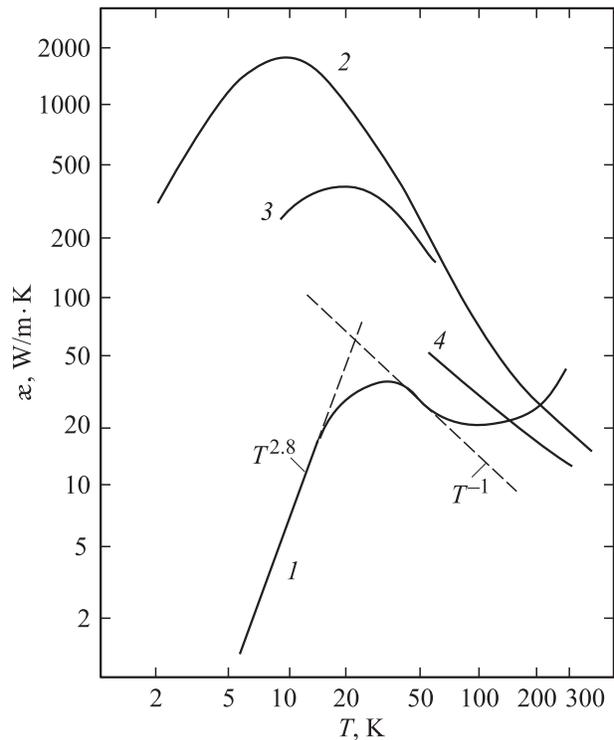


Рис. 4. Температурная зависимость теплопроводности нанопроволок InSb в наноканалах хризотилового асбеста ($\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$) (1) и объемных образцов InSb [26]: 2 — $n \sim 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 3 — облученный электронами 2 MeV при 429 K, 4 — $p \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (n и p — концентрация электронов и дырок).

Отметим три особенности в поведении $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}(T)$, представленной на этих рисунках.

1) Вычисленные по формуле (1) величины $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}(T)$ оказались намного меньше значений для κ объемных образцов InSb (чистых, дефектных и сильнолегированных, см. кривые 2–4 на рис. 4). Такая же картина наблюдалась и для материалов, находящихся в нанопустотах опалов (для PbSe [27], HgSe [28] и NaCl [29]).

2) В интервале температур 5–50 К $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}(T)$ имеет температурную зависимость, характерную для теплопроводности кристаллической решетки (κ_{ph}) классических 3D твердых тел ($\kappa_{\text{ph}} \sim T^{2.8}$ для интервала 5–20 К и $\sim T^{-1}$ для области 35–50 К). Не противоречит ли этот факт современным представлениям о поведении теплопроводности нанопроволок, поскольку, как уже отмечалось выше, диаметр нитей InSb в хризотиловом асбесте составляет ~ 5 нм? Теоретически этот вопрос изучен недостаточно. Однако имеется ряд экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу такой возможности. Например, исследования теплопроводности подвешенных („suspended“) кремниевых проволочек, диаметры (d) которых варьировались в интервале от 115 до 22 нм [30], показали, что подобное „трехмерное“ поведение наблюдалось у всех нанопроволок за исключением случая $d = 22$ нм. В [31] данный факт объясняется тем, что по мере уменьшения d подвешенной нити основной вклад в теплопроводность начинают вносить не продольные акустические фононы, а фононы, соответствующие изгибным колебаниям („flexural modes“), поскольку их частоты $\omega(q)$ пропорциональны q^2 , а не q (где q — волновой вектор фонона). Однако в случае подвешенных многостенных углеродных нанотрубок (MWCNT) с диаметром 14 нм у них наблюдается „трехмерное“ температурное поведение теплопроводности [32], поскольку из-за большой жесткости исследуемого объекта изгибные колебания здесь играют небольшую роль. В случае одностенных углеродистых нанотрубок с еще меньшим диаметром ($d \sim 2$ нм) по той же причине имеет место „трехмерное“ поведение κ [33,34]. В нашем случае, когда величина амплитуды изгибных колебаний нанопроволок InSb резко ограничена стенками каналов матрицы хризотилового асбеста (в которую они помещены), наблюдаемая для них „трехмерная“ зависимость теплопроводности от температуры кажется еще более естественной.

Конечно, для большей убедительности было бы желательнее опереться на конкретные теоретические предсказания для периодических двумерных наноконструкций (систему параллельных нанопроволок, периодически размещенных в „host“ матрице). Авторам известна лишь одна теоретическая работа [35], в которой изучалась ситуация, обратная нашей, когда теплопроводность материала, из которого изготавливались нанопроволоки, была меньше теплопроводности матрицы. Эти внедрения уменьшали суммарную теплопроводность композита и при том же соотношении компонент (volumetric fraction) уменьшение было тем больше, чем меньше был диаметр

нанопроволок. Авторы [35] связывали этот эффект с увеличением роли рассеяния фононов матрицы на границах нанопроволок. Есть основания полагать, что и в нашем случае такого рода эффекты могут играть какую-то роль. При использованном нами способе выделения вклада $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$ мы определили лишь „нижний предел“, так что реально обнаруженный на эксперименте эффект увеличения теплопроводности нанопроволок InSb (см. далее пункт 3) может быть заметно большим.

3) При $T > 50$ К $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}$ сильно возрастает по отношению к κ_{ph} с увеличением температуры. В интервале 200–300 К $\kappa_{\text{InSb}}^{nw} \sim T^{1.3}$.

Обсудим более подробно экспериментальные результаты, представленные на рис. 3, и особенно отмеченную выше третью особенность в поведении $\kappa_{\text{InSb}}^{nw}(T)$.

Как видно из рис. 3, теплопроводность одномерных полупроводниковых нанопроволок InSb в хризотиловом асбесте ведет себя аналогично теплопроводности квазиодномерных органических проводников бейчгардовых солей со свойствами ЛЖ [21]. На вставке к рис. 3 приведены данные для одного из исследованных в [21] образцов бейчгардовых солей. Появление дополнительной теплопроводности при $T > 100$ К (с сильным возрастанием ее к 300 К) у исследованных образцов солей авторы [21] связали с эффектом спин-зарядовой сепарации носителей тока в этих немагнитных материалах, а появившуюся дополнительную теплопроводность объяснили переносом тепла спинонами (спин-латтинджеровой теплопроводностью κ_{sl}), поскольку вклады в $\kappa_{\text{tot}}(T)$ от электронной и решеточной составляющих теплопроводности в этих материалах были незначительными.

Возможно, что такой же эффект наблюдается и в теплопроводности одномерных квантовых нанопроволок InSb, расположенных в наноканалах матрицы хризотилового асбеста.

Исходя из данных по исследованию электросопротивления образцов наноконструкта хризотилового асбеста + InSb [13,14], вклад в общую теплопроводность от электронной составляющей теплопроводности будет незначительным. Он мал и для объемных образцов InSb [36]. Мало вероятно ожидать, что обнаруженная при высоких температурах дополнительная теплопроводность для нанопроволок InSb связана с появлением в них магной или фотонной (κ_{phot}) составляющих теплопроводности. InSb немагнитный материал и имеет достаточно большой коэффициент оптического поглощения в инфракрасной области спектра [37], так что величина κ_{phot} у него будет незначительной. На отсутствие κ_{phot} указывает и температурная зависимость $\Delta\kappa = \kappa_{\text{tot}} - \kappa_{\text{ph}}$ (рис. 3). Для нанопроволок InSb $\Delta\kappa \sim T^{1.9}$, в то время как κ_{phot} должна была бы возрастать с температурой по закону $\kappa_{\text{phot}} \sim T^3$.

Таким образом, можно сделать заключение, что наблюдаемая дополнительная теплопроводность при $T > 50$ К в одномерных полупроводниковых нанопроволоках InSb, так же, как и в случае проводящих квазиодномерных бейчгардовых солей [21], связана со

спин-латтинжеровой теплопроводностью, появляющейся в результате спин-зарядовой сепарации носителей тока.

Нам не удалось теоретически оценить величину κ_{sl} , поскольку пока не ясно, по каким формулам ее можно рассчитывать. По-видимому, формулы, описывающие стандартную магнитную теплопроводность в трехмерных магнитных изоляторах, спиновую теплопроводность, наблюдаемую, например, в квазиодномерных гейзенберговских ($S = 1/2$) антиферромагнетиках со спиновыми цепочками и спиновыми лестницами, а также спин-латтинжеровую теплопроводность, возникающую в немагнитных одномерных квантовых полупроводниковых нанопроволоках, будут различны, и для расчета значений κ_{sl} необходимо разработать новую теорию. Интересно было бы также экспериментально изучить влияние магнитного поля на κ_{sl} .

В результате проведенного исследования теплопроводности хризотилового асбеста и нанокompозита хризотил-асбест + InSb можно сделать следующие основные выводы:

— из измеренной теплопроводности нанокompозита хризотил-асбест + InSb выделена теплопроводность, относящаяся к одномерным полупроводниковым квантовым нанопроволокам InSb;

— на основании анализа результатов для теплопроводности одномерных нанопроволок InSb сделано заключение о том, что в них происходит спин-зарядовая сепарация носителей тока.

— получено новое подтверждение сделанного ранее заключения о том, что одномерные нанопроволоки InSb обладают свойствами ЛЖ.

Авторы выражают благодарность А.В. Фокину за приготовление образцов, Н.Ф. Картенко и Н.В. Шаренковой за проведение рентгеноструктурных исследований.

Список литературы

- [1] S. Tomonaga. Prog. Theor. Phys. (Kyoto) **5**, 544 (1950).
- [2] J.M. Luttinger. Phys. Rev. **119**, 1153 (1960).
- [3] F.D.M. Haldane. J. Phys. C: Solid State Phys. **14**, 2585 (1981).
- [4] Yu.A. Firsov, V.N. Prigodin, Chr. Seidel. Physics Reports **126**, 5/6, 245 (1985).
- [5] J. Voit. Rep. Progr. Phys. **57**, 977 (1995).
- [6] H. Ishii, H. Kataura, H. Shiozawa, H. Yoshioko, H. Otsubo, Y. Takayama, T. Miyahara, S. Suzuki, Y. Ashiba, M. Nakatake, T. Narimura, M. Hagehiguchi, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi. Nature **426**, 540 (2003).
- [7] Jhinwan Lee, S. Eggert, H. Kim, S.-J. Kahng, H. Shinohara, Y. Kuk. Phys. Rev. Lett. **93**, 166 403 (2004); cond-mat/0412001.
- [8] D.L. Maslov, M. Stone. Phys. Rev. B **52**, R5539 (1995).
- [9] M. Bockrath, D.H. Cobden, Y. Lu, A.G. Rinzler, R.E. Smalley, L. Balents, P. Mc Euen. Nature **397**, 598 (1999).
- [10] R. Egger, A.C. Gogolin. Phys. Rev. Lett. **79**, 5082 (1997).
- [11] S.V. Zaitsev-Zotov, Yu.A. Kumzerov, Yu.A. Firsov, P. Monceau. J. Phys. C: Condens. Matter. **12**, L303 (2000).
- [12] C.L. Kane, M.P.A. Fisher. Phys. Rev. B **46**, 15 233 (1992).
- [13] M.B. Ведерников, О.Н. Урюпин, Б.М. Гольцман, Ю.В. Иванов, Ю.А. Кумзеров. В сб.: Термоэлектрики и их применение / Под ред. М.В. Ведерникова. Санкт-Петербург (2002). С. 12.
- [14] M.B. Ведерников, О.Н. Урюпин, Ю.В. Иванов, Б.М. Гольцман, Ю.А. Кумзеров. Тез. докл. „Физика полупроводников и полуметаллов“. РГПУ им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург (2002). С. 156.
- [15] S.V. Zaitsev-Zotov, Yu.A. Kumzerov, Yu.A. Firsov, P. Monceau. Письма в ЖЭТФ **77**, 162 (2003); cond-mat/0212633.
- [16] O.M. Auslaender, A. Yacoby, R. de Picciotto, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer, K. West. Science **295**, 825 (2002).
- [17] O.M. Auslaender, H. Steinberg, A. Yacoby, Ya. Tserkovnyak, B.I. Halperin, R. de Picciotto, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer, K. West. cond-mat/0405352.
- [18] Y. Tserkovnyak, B.I. Halperin, O.M. Auslaender, A. Yacoby. Phys. Rev. B **68**, 125 312 (2003).
- [19] C.L. Kane, M.P.A. Fisher. Phys. Rev. Lett. **76**, 17, 3192 (1996).
- [20] Mei-Rong Li, E. Orignac. cond-mat/0201291, V1.
- [21] T. Lorenz, M. Hofmann, M. Grüninger, A. Frelmuth, G.S. Uhrig, M. Dumm, M. Dressel. Nature **418**, 614 (2002).
- [22] Ю.А. Кумзеров, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. ФТТ **45**, 1, 56 (2003).
- [23] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. J. Phys. D: Appl. Phys. **20**, 1500 (1987).
- [24] Ю.А. Кумзеров, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, А.И. Кривчиков, Г.А. Звягина, В.Д. Филь, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. ФТТ **47**, 2, 357 (2005).
- [25] Г.Н. Дульнев, Ю.П. Заричняк. „Теплопроводность смесей и композиционных материалов“. Энергия, Л. (1974). 264 с.
- [26] Теплопроводность твердых тел. Справочник / Под ред. А.С. Охотина. Энергоиздат, М. (1984). 320 с.
- [27] Л.И. Арутюнян, В.Н. Богомолов, Н.Ф. Картенко, Д.А. Курдюков, В.В. Попов, А.В. Прокофьев, И.А. Смирнов, Н.В. Шаренкова. ФТТ **39**, 3, 586 (1997).
- [28] В.Н. Богомолов, Н.Ф. Картенко, Д.А. Курдюков, Л.С. Парфеньева, В.В. Попов, Л.М. Сорокин, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек, А. Ежовский, Дж. Хатчисон. ФТТ **45**, 3, 535 (2003).
- [29] В.Н. Богомолов, Н.Ф. Картенко, Д.А. Курдюков, Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Н.В. Шаренкова, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский. ФТТ **46**, 10, 1893 (2004).
- [30] D. Li, Y. Wu, P. Kim, Li Shi, P. Yang, A. Majumdar. Appl. Phys. Lett. **83**, 14, 2934 (2003).
- [31] A.V. Zhukov, S. Yang, J. Cao. cond-mat/0405560.
- [32] J.P. Small, Li Shi, P. Kim. Sol. Stat. Commun. **127**, 181 (2003).
- [33] E. Pop, D. Mann, J. Cao, Q. Wang, K. Goodson, H. Dai. cond-mat/0506122.
- [34] D. Mann, E. Pop, J. Cao, Q. Wang, K. Goodson, H. Dai. cond-mat/0507468.
- [35] R. Yang, G. Chen, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B **72**, 125 418 (2005).
- [36] R. Bower, R.W. Ure jr., J.E. Bauerle, A.J. Cornish. J. Appl. Phys. **30**, 6, 930 (1959).
- [37] П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. „Полупроводниковая электроника“. Справочник. Наукова Думка, Киев (1975). 704 с.