

Урюпин О.Н.<sup>1,2</sup>, Иванов Ю.В.<sup>1</sup>, Шабалдин А.А.<sup>1</sup>, Константинов Е.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26,  
Санкт-Петербург, 194021, Россия;

<sup>2</sup>Российский Государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,  
наб. Реки Мойки, 48, Санкт-Петербург, 191186, Россия

## ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР В ХРИЗОТИЛОВОМ АСБЕСТЕ И ПОРИСТОМ СТЕКЛЕ

*Изучены наноструктуры антимонида индия и висмута в каналах хризотилового асбеста и пористых стеклах. В каналах асбеста формируются достаточно совершенные квази-одномерные проволоки, а в пористых стеклах – трехмерные сети полупроводниковых материалов. В интервале температур 80–400 К измерены электрический кондактанс и термоЭДС этих наноструктур. Показано, что транспортные свойства композитов сильно зависят от типа матрицы и материала полупроводника, формирующего наноструктуру. Многие особенности транспортных свойств исследованных нанопроволок могут быть, по крайней мере, качественно описаны теорией латтинджеровской жидкости. У нанопроволок в каналах хризотилового асбеста термоэлектрический фактор мощности быстро растет с увеличением температуры.*

**Ключевые слова:** термоэлектричество, латтинджеровская жидкость, нанопроволока, хризотилловый асбест, пористое стекло.

*The nanostructures of indium and bismuth antimonides in chrysotile asbestos channels and porous glasses have been studied. In asbestos channels, sufficiently perfect quasi one-dimensional wires are formed, and in porous glasses – three-dimensional nets of semiconductor materials. The electric conductance and thermopower of these nanostructures have been measured in the temperature range of 80 to 400 K. It is shown that transport properties of composites depend heavily on the type of a die and the semiconductor material forming a nanostructure. Many features of transport properties of the investigated nanowires can be, at least qualitatively, described by the Luttinger liquid theory. In the nanowires in chrysotile asbestos channels, the thermoelectric power factor increases quickly with a rise in temperature.*

**Key words:** thermoelectricity, Luttinger liquid, nanowire, chrysotile asbestos, porous glass.

### Введение

В последнее время ведутся интенсивные поиски материалов и структур с безразмерной термоэлектрической эффективностью  $ZT \gg 1$ . Исследования выполняются в разных направлениях, однако значительное увеличение термоэлектрической эффективности по сравнению со значением  $ZT = 1$  было экспериментально получено только в наноструктурах. В 2001 году Венкатасубраманиан с сотрудниками изготовили сверхрешетки на основе теллурида висмута с безразмерной термоэлектрической эффективностью 2.4 при комнатной температуре [1]. Примерно в то же время Харман с сотрудниками [2] синтезировали сверхрешетки  $PbSnSeTe/PbTe$ , состоящие из квантовых точек, с  $ZT = 2.0$  при  $T = 300$  К. В 2005 году Харману

удалось значительно улучшить свой результат [3] и получить при температуре 550 К для сверхрешеток  $PbSeTe/PbTe$  значение  $ZT \approx 3.0$ . Более высокие значения  $ZT$  пока получить не удается, поэтому поиск новых низкоразмерных структур для термоэлектрического преобразования энергии остается актуальной задачей.

Теоретические оценки показывают, что большие значения термоэлектрической эффективности могут иметь наноструктуры, состоящие из ультратонких нанопроволок диаметром меньше 10 нм [4-7]. Однако в настоящее время в различных лабораториях мира интенсивно исследуются достаточно толстые нанопроволоки диаметром  $\sim 50$  нм из таких термоэлектрических материалов, как  $Bi$ ,  $Bi_{1-x}Sb_x$ ,  $Bi_2Te_3$ ,  $InSb$ ,  $Si$  [8-14], а также нерегулярные наноструктуры висмута в пористых матрицах [15-17]. Все эти структуры либо имеют большие характерные диаметры, либо существенно отличаются по своей топологической структуре от квазиодномерных проволок. Поэтому заметного увеличения термоэлектрической эффективности в этом направлении исследований пока получить не удалось.

Следует отметить принципиальное отличие электронных свойств квазиодномерных проволок от соответствующих свойств наноструктур большей размерности. В квазиодномерных проволоках электрон-электронное взаимодействие приводит к образованию особого сильно-коррелированного состояния электронной подсистемы, получившего название латтинжеровской жидкости [18]. Равновесные и транспортные свойства латтинжеровской жидкости радикально отличаются от свойств ферми-газа. Например, электрический кондактанс (обратное сопротивление) одномерного проводника быстро растет при увеличении температуры [19-21], как у полупроводников. ТермоЭДС латтинжеровой жидкости линейно увеличивается с температурой [22-25], как у металлов. Более того, некоторые расчеты предсказывают значительное увеличение термоЭДС латтинжеровской жидкости по сравнению с термоЭДС ферми-газа [22, 26]. Все эти свойства латтинжеровской жидкости весьма перспективны с точки зрения термоэлектрических применений.

В данной работе изучены некоторые особенности термоэлектрических свойств ультратонких проволок антимонида индия и висмута в каналах хризотилового асбеста и пористого стекла. Указанные наноструктуры имеют сравнимые диаметры проволок ( $\sim 5 - 7$  нм), из которых они образованы, но отличаются топологией и степенью шероховатости поверхности. Показано, что эти особенности наноструктур приводят к резкому отличию их транспортных свойств.

### **Полупроводниковые наноструктуры в пористых матрицах**

Оценки показывают, что ультратонкие нанопроволоки антимонида индия и, возможно, висмута диаметром менее 10 нм должны быть квазиодномерными проводниками, так как электроны в них заполняют только нижнюю подзону энергетического спектра, возникающую в результате размерного квантования. Изготовление и использование одиночных нанопроволок таких размеров является трудноразрешимой проблемой, поэтому мы исследовали полупроводниковые наноструктуры, полученные вдавливанием расплавленного материала под действием высокого гидростатического давления в поры диэлектрических матриц [27]. В качестве таких матриц использовались хризотилевоый асбест и пористые стекла.

Природный минерал хризотилевоый асбест [25, 27] представляет собой плотную упаковку длинных нанотрубок, размеры которых зависят от геологического месторождения или условий синтеза. Внутренние диаметры асбестовых нанотрубок обычно имеют значения 1 – 10 нм, внешние диаметры – 10 – 100 нм. В каждом конкретном образце разброс значений внутренних

диаметров невелик. Используемые в данной работе образцы имели средние диаметры каналов 5 – 7 нм. Эти каналы заполнялись расплавом *InSb* или *Bi* при давлении ~ 15 кбар. Образцы, вырезанные из заполненных таким способом кусков асбеста, состояли из  $10^5 - 10^7$  параллельных асбестовых нанотрубок, изображения которых, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа (СЭМ), представлены на рис. 1. Внутри каждой нанотрубки хорошо виден канал, заполненный полупроводниковым материалом.

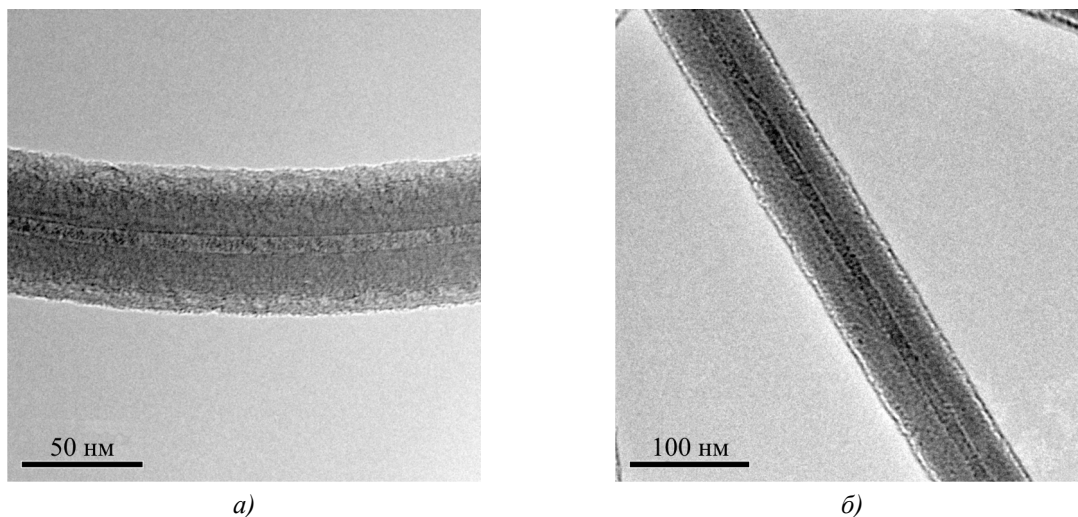


Рис. 1. СЭМ-изображения двух нанотрубок хризотил-асбеста, заполненных *InSb*.

Анализ рентгеновского дифракционного спектра асбестовой матрицы, заполненной антимонидом индия, показал, что при вхождении полупроводника в каналы нанотрубок его стехиометрический состав сохраняется. При этом наблюдается высокая поперечная заполняемость каналов и формируются нанокристаллиты со средним характерным размером 4.4 нм [28].

Твердый каркас пористого стекла [27, 29, 30] состоит, в основном, из  $SiO_2$ . Концентрация этого окисла примерно равна 96 %. Поры этого материала соединяются друг с другом и образуют трехмерную сеть, состоящую из коротких каналов. В отличие от хризотилового асбеста каналы в пористом стекле имеют сложную форму поверхности, сильно отличающуюся от цилиндрической. Характерной особенностью пористых стекол является узкий максимум в распределении пор по их поперечным размерам. Ширина этого максимума на половине высоты примерно равна 0.15 среднего диаметра пор в образце [30]. В то же время, изменяя условия синтеза стекол, средний диаметр пор можно варьировать в пределах от нескольких ангстрем до нескольких микрометров.

В данной работе отбирались пористые стекла со средним поперечным размером пор ~ 7 нм, близким к среднему диаметру каналов в хризотиловоом асбесте. В этом случае появляется возможность проведения сравнительного анализа термоэлектрических свойств длинных квазиодномерных проволок и трехмерных сетей, состоящих из коротких нанопроволок с теми же характерными размерами. На рис. 2 представлены СЭМ-изображения поверхностей двух пористых стекол с разными размерами пор. На фотографиях порам соответствуют более темные области. Видно, что на рис. 2 а, поры имеют средний диаметр ~ 1 мкм, а на рис. 2 б представлено стекло с характерными размерами пор 6 – 10 нм, которые почти совпадают с внутренними диаметрами описанных выше асбестовых нанотрубок.

Изготовление полупроводниковых наноструктур в пористых стеклах осуществлялось тем же методом, который использовался для создания нанопроволок в асбестовых матрицах. В капсулы, используемые для приготовления композитных образцов, одновременно закладывались кусочки хризотилового асбеста и соответствующего пористого стекла.

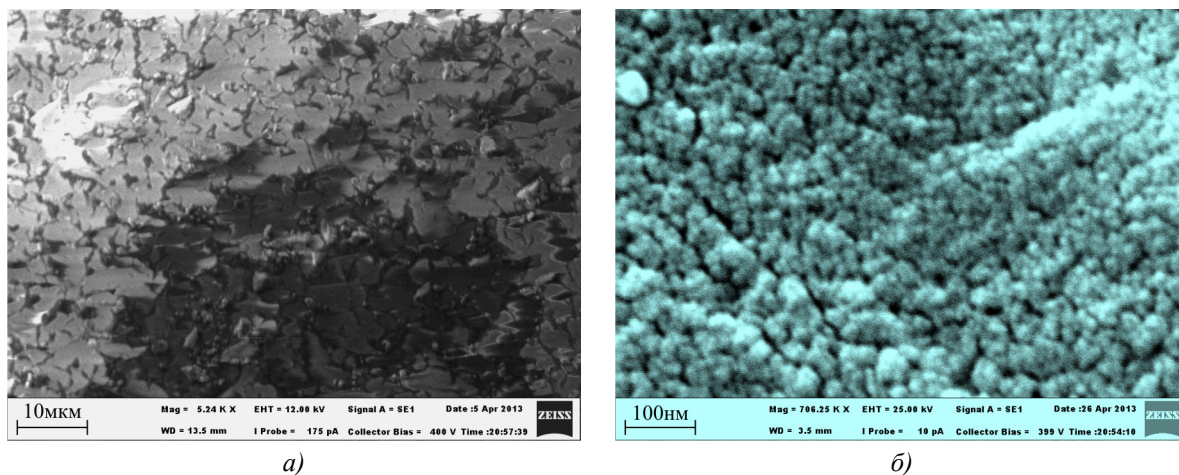


Рис. 2. СЭМ-изображения структуры двух пористых стекол с поперечными размерами пор ~ 1 мкм (а) и б – 10 нм (б).

Для определения состава изготовленных нанокompозитов использовался энерго-дисперсионный рентгеновский анализатор INCA X-Act компании Oxford Instruments. Рентгеновские спектры и атомный состав пористого стекла, заполненного *InSb*, представлены на рис. 3. В пределах ошибки измерений концентрация индия и сурьмы в композите соответствует стехиометрическому составу исходного полупроводника.

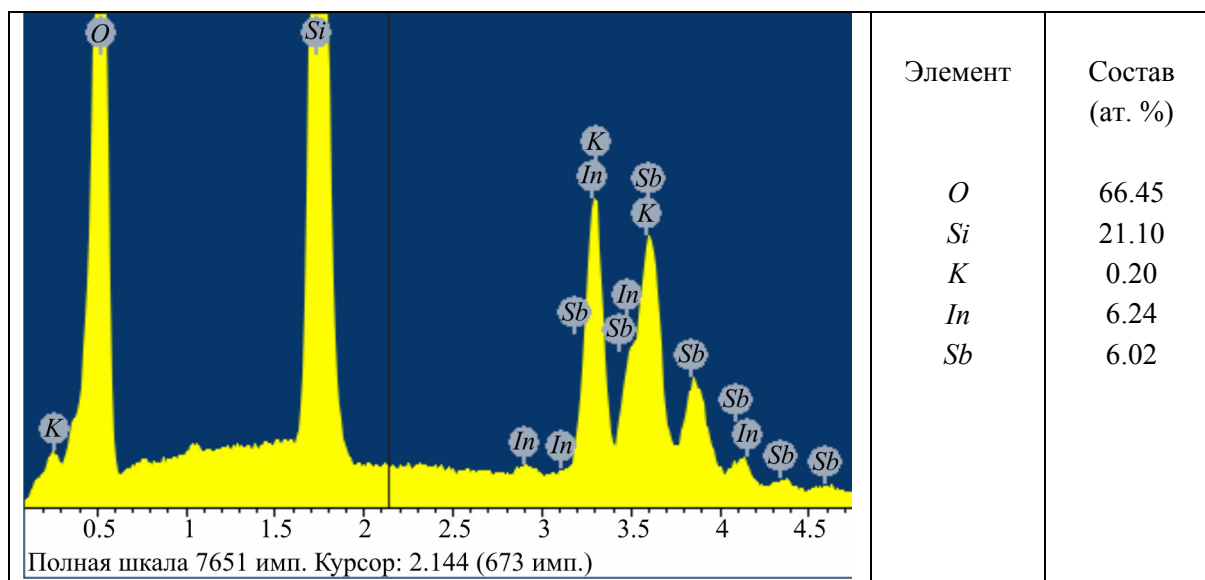


Рис. 3. Рентгеновский спектр и результаты анализа состава пористого стекла, заполненного *InSb*.

Таким образом, описанная методика приготовления образцов полупроводниковых наноструктур позволяет создавать как длинные квазиодномерные проволоки в каналах хризотилового асбеста диаметром 5 – 7 нм, так и трехмерные сети из коротких нанопроволок

примерно такого же диаметра. Следует отметить, что, несмотря на сопоставимые характерные размеры, эти наноструктуры отличаются топологией. Кроме того, поперечные размеры проволоки в пористом стекле изменяются при смещении в продольном направлении. Поэтому электронная зонная структура пролупроводниковой сети в пористом стекле, по-видимому, может рассматриваться как совокупность связанных квантовых точек.

### Метод измерения термоЭДС наноструктур

Полученные описанным выше способом образцы наноструктур могут иметь высокие электрические сопротивления  $\sim 10^6 - 10^8$  Ом, так как в процессе изготовления не все каналы в исходных матрицах заполняются полупроводниковым материалом. Исследование термоэлектрических свойств таких объектов требует специальных методов измерения кинетических коэффициентов. Наиболее сложной проблемой является измерение термоЭДС при высоких значениях электросопротивления образцов.

Разработанная нами экспериментальная установка предназначена для измерения термоЭДС пучков нанопроволок в интервале температур 80 – 400 К. В этой установке использован сравнительный метод измерения термоЭДС. На измеряемом и эталонном образцах создается одинаковый перепад температуры  $\Delta T$ , который затем рассчитывается, исходя из известной термоЭДС эталонного образца. Такой подход не требует прямого измерения  $\Delta T$  и повышает точность результата, благодаря увеличению отношения сигнал/шум.

Изготовленные из пучков нанопроволок образцы имели длину 1 – 2 мм и сечение  $\sim 0.01$  мм<sup>2</sup>. Для обеспечения омического контакта использовались индиевые электроды. С целью минимизации сопротивления расстояние между индиевыми электродами устанавливалось порядка 0.3 – 0.1 мм. Для измерения термоЭДС использовались высокоомные вольтметры с входным сопротивлением не менее 10 ГОм. Основные элементы экспериментальной установки представлены на рис. 4.

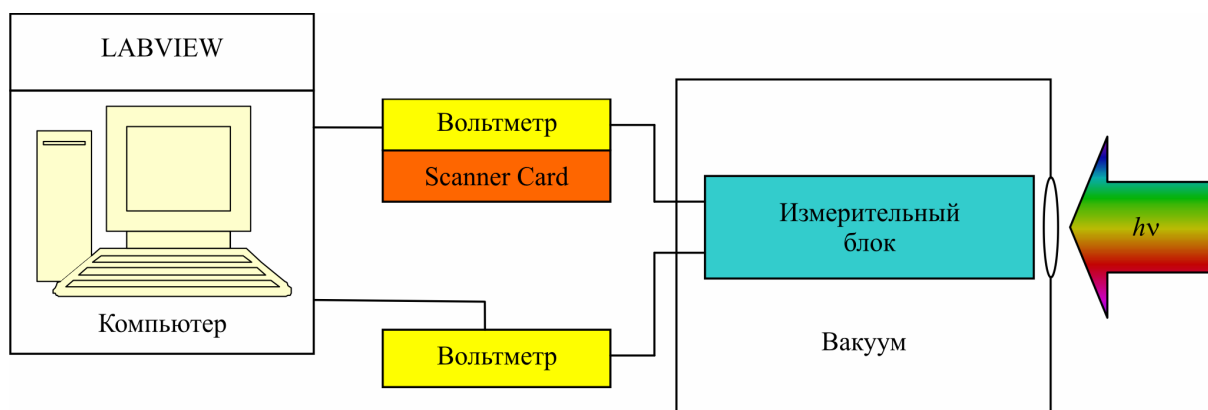


Рис. 4. Упрощенная схема измерительной установки.

Измерительный блок помещен в вакуумную камеру. Основным элементом измерительного блока является держатель с располагающимися на нем двумя парами зажимов, в одной из которых зажат исследуемый образец, а в другой – эталон. В качестве эталона использовался калиброванный константан. Для уменьшения электрических наводок в измерительных цепях зажимы были электрически изолированы от корпуса измерительного блока с сохранением необходимого теплового контакта. Для создания перепада температур нельзя использовать электрические нагреватели из-за возникающих электрических наводок и электрического

шунтирования образца за счет токов утечек цепей. Поэтому перепад температуры на образцах создавался освещением приемной пластины горячих зажимов. С целью минимизации паразитных тепловых потоков обе пары зажимов закрывались тепловым экраном.

На рис. 5 изображена одна из пар зажимов. Слева располагается холодный зажим (8), имеющий хороший тепловой контакт с держателем, поэтому его температура отличается от температуры массива не более, чем на 2 К. Справа располагается горячий зажим (6). Между этим зажимом и медным массивом (1) помещен теплопереход из нержавеющей стали (3), имеющий относительно большое тепловое сопротивление и обеспечивающий возможность получения перепада температур на образце (7). Нагрев горячего зажима осуществляется интенсивным пучком света, падающим на приемник теплового излучения (5), который зачернялся с целью улучшения поглощения света. Такая конструкция обеспечивает надежное затенение исследуемого объекта.

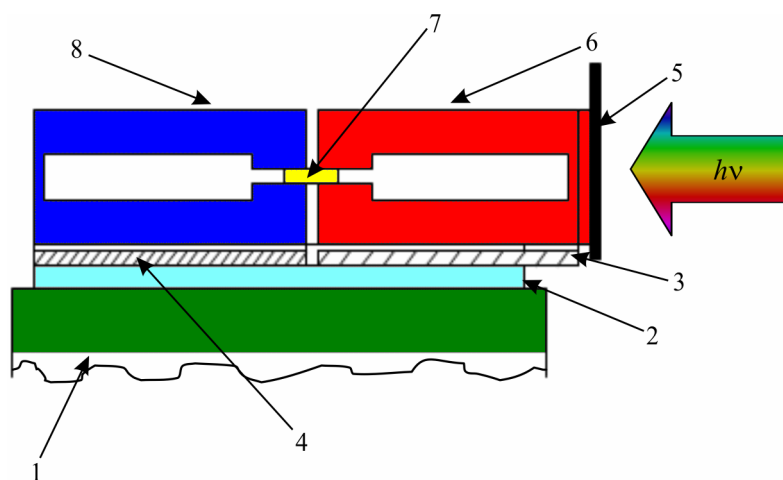


Рис. 5. Схема держателя образцов: 1 – медный массив; 2 – диэлектрическая подложка из  $BeO$ ; 3 – нержавеющая сталь; 4 – медная пластина; 5 – нагреваемый элемент ( $Cu$ ); 6 – горячий зажим; 7 – образец или эталон; 8 – холодный зажим.

Измерение температурной зависимости термоЭДС исследуемого объекта проводилось одновременно с измерением термоЭДС эталона. Результаты измерения поступали в компьютер, и по полученным данным рассчитывался коэффициент термоЭДС образца  $S_{обр}$ :

$$S_{обр} = S_{эт} \cdot U_{обр} \cdot K(T) / U_{эт}, \quad (1)$$

где  $S_{эт}$  – коэффициент термоЭДС эталона,  $U_{обр}$  – напряжение на образце,  $U_{эт}$  – напряжение на эталоне,  $K(T)$  – поправочный коэффициент, учитывающий небольшое различие перепадов температуры на образце и эталоне, определяемый при параллельном измерении двух эталонов.

На рис. 6 представлены результаты тестирования описанной экспериментальной установки. Измерялась температурная зависимость коэффициента термоЭДС  $S_{11}$  монокристалла  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$  и сравнивалась с аналогичной зависимостью, полученной традиционным абсолютным методом измерения термоЭДС. Выбор монокристалла  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$  в качестве тестового материала обусловлен высокой однородностью, стабильностью свойств, высокими значениями термоЭДС и практической изотропностью термоэлектрических свойств. Различие температурных зависимостей коэффициента термоЭДС одного и того же кристалла  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$ , измеренных абсолютным и относительным методами, не превышает 10 %, что является вполне удовлетворительным результатом.

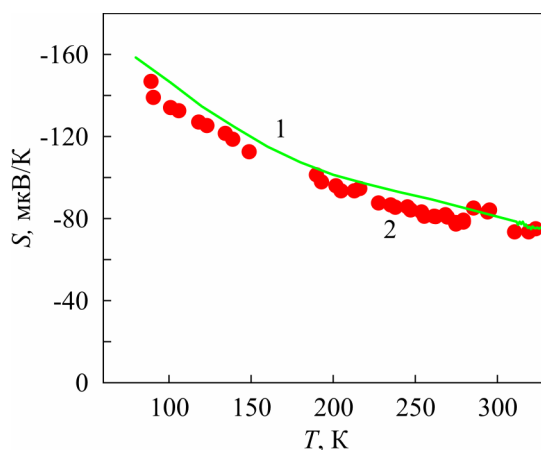


Рис. 6. Температурные зависимости коэффициента термоЭДС монокристалла  $Bi_{0.85}Sb_{0.15}$ , измеренные абсолютным (1) и относительным (2) методами.

## Результаты измерений и обсуждение

Все исследуемые наноструктуры состоят из ультратонких нанопроволок, имеющих сопоставимые поперечные размеры. Оценки показывают, что сильное размерное квантование электронного спектра должно приводить к появлению в них широкой запрещенной зоны (~ 500 мэВ), а энергетический зазор между первой и выше расположенными подзонами должен быть больше 200 мэВ. Поэтому при температурах ниже 300 К в примесной проводимости должны принимать участие лишь электроны (все исследованные наноструктуры имели *n*-тип проводимости) нижней подзоны спектра. В этих условиях можно было бы ожидать подобия температурных зависимостей электронных кинетических коэффициентов всех рассмотренных наноструктур. Однако измерения показали, что термоэлектрические свойства этих наноструктур качественно различны. Они зависят от типа используемой матрицы и заполняющего ее полупроводникового материала. Более того, они могут сильно отличаться даже у образцов, вырезанных из одного исходного куска композита. Большое разнообразие свойств и определяющих их физических процессов требуют дальнейшего исследования. Ниже мы остановимся лишь на некоторых характерных особенностях рассматриваемых наноструктур.

Все однотипные образцы (например, нанопроволоки *InSb* в асбестовой матрице) можно условно разделить на три группы. Образцы первой группы имеют большое сопротивление  $R > 10^5$  Ом при 300 К. Для этой группы образцов характерны резкие скачки электро-сопротивления при охлаждении и нагревании. Обычно эти скачки необратимы и после нескольких циклов измерений приводят к возрастанию сопротивления до  $10^{14}$  Ом и более. Мы полагаем, что в этих образцах имеется лишь небольшое количество дефектных сквозных проволок (проволочных кластеров в пористых стеклах). Под действием упругих напряжений, возникающих при изменении температуры, и электромиграции дефектов проволоки разрываются, что приводит к резкому возрастанию сопротивления. При значительном приложенном электрическом напряжении возможен согласованный разрыв целого массива проволок [31], который инициируется электростатическим полем первой разорвавшейся проволоки и приводит к практически полному разрушению образца. В некоторых случаях при термоциклировании наблюдаются обратимые скачки сопротивления (см. рис. 7). Однозначной интерпретации этого эффекта мы дать не можем. Возможно, такое поведение наноструктуры обусловлено различием коэффициентов линейного теплового расширения полупроводника и

матрицы, приводящим к возникновению деформаций, которые при понижении температуры разрывают проволоки, а затем при нагревании восстанавливают проводимость.

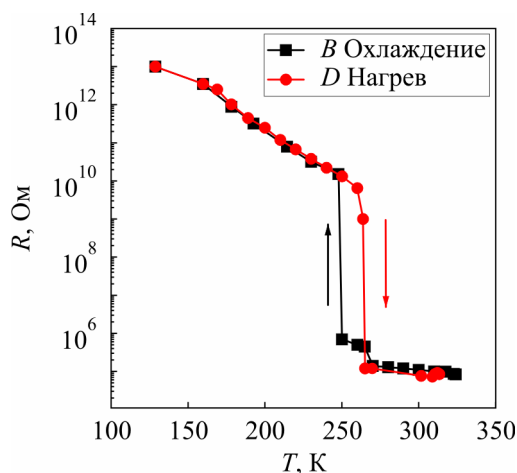


Рис. 7. Температурная зависимость электросопротивления образца *InSb* в асбестовой матрице, принадлежащего первой группе. Стрелки указывают направления изменения температуры.

Образцы второй группы имеют низкие сопротивления ( $< 10^3$  Ом), плавно и обратимо изменяющиеся при варьировании температуры. ТермоЭДС этих образцов при изменении температуры часто меняет знак, а температурные зависимости кондактанса у наноструктур антимонида индия имеют активационный характер [32], как у массивных полупроводников. Пример такой зависимости  $S(T)$  для нанопроволок висмута в асбестовой матрице приведен на рис. 8 (красная кривая). Такое поведение образцов второй группы объясняется наличием в них трещины, заполненной полупроводником. При этом образуется проводящий канал с характерным размером  $\sim 1$  мкм. Рассеяние электронов поверхностью канала уменьшает их вклад в термоЭДС и приводит к смене знака коэффициента Зеебека (классический размерный эффект).

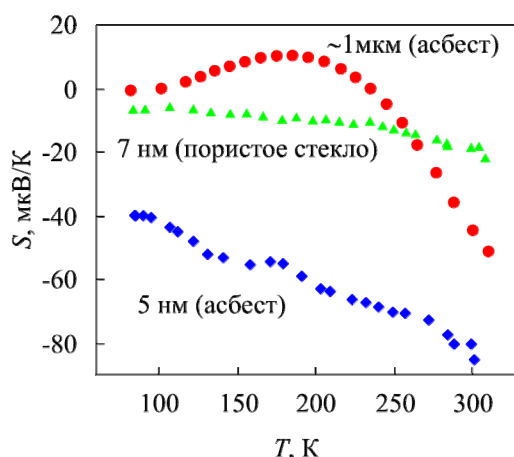


Рис. 8. Температурные зависимости термоЭДС висмута в нанотрубках хризотилового асбеста (синие ромбы), в нанопорах пористого стекла (зеленые треугольники) и в трещине асбестовой матрицы (красные кружки). Указаны примерные характерные размеры структур.

Наибольший интерес с физической и практической точек зрения представляют образцы третьей группы. Они относительно стабильны и при комнатной температуре имеют сопротивления  $10^3 < R < 10^7$  Ом. ТермоЭДС в них пропорциональна температуре (иногда имеются небольшие отклонения от пропорциональности), как в металлах. Кондактанс, как



правило, увеличивается с ростом температуры, как в полупроводниках. Однако в отличие от них зависимость  $G(T)$  не имеет активационной природы. Термоэлектрические свойства образцов этой группы определяются достаточно совершенными квазиодномерными полупроводниковыми проволоками или их трехмерными сетями.

Особое внимание следует уделить термоэлектрическим свойствам ультратонких проволок  $InSb$  в асбестовой матрице (образцы третьей группы). Как уже отмечалось, в квазиодномерных проводниках из-за усиления влияния электрон-электронного взаимодействия формируется сильно-коррелированное состояние электронной подсистемы, названное латтинжеровской жидкостью [18]. В отличие от ферми-жидкости, элементарными возбуждениями в латтинжеровской жидкости являются не квазичастицы, а коллективные возбуждения, подобные фононам. Согласно теории температурная зависимость линейного кондактанса латтинжеровской жидкости, содержащей дефект (или несколько независимых дефектов), должна описываться степенной функцией  $G \propto T^\alpha$ , где показатель степени  $\alpha$  определяется величиной межэлектронного взаимодействия [19, 20]. ТермоЭДС должна быть пропорциональна температуре [22, 23]. Эти зависимости для одного из образцов с квазиодномерными проволоками  $InSb$  представлены на рис. 9, причем, для наглядности график зависимости  $G(T)$  построен в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что график на рис. 9 а, при  $T < 250$  К практически линеен и соответствует зависимости  $G \propto T^{6.2}$ . Представленная на рис. 9 б, термоЭДС того же образца в области  $T < 300$  К действительно пропорциональна температуре. Небольшие отклонения представленных кривых от теоретических зависимостей при  $T > 250$  К, по-видимому, связаны с нарушением условия сильного вырождения электронной подсистемы, которое определяет применимость теории латтинжеровской жидкости.

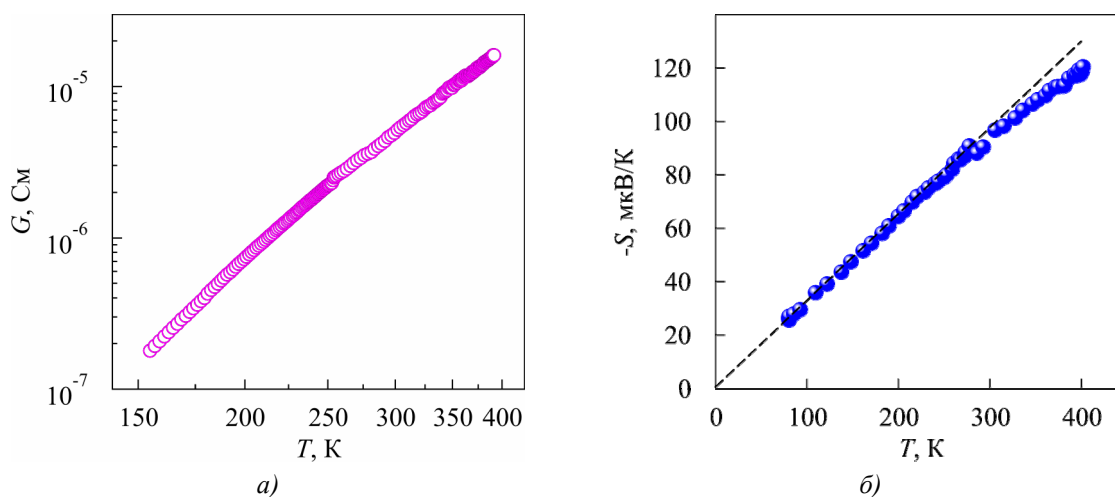


Рис. 9. Температурные зависимости кондактанса (а) и термоЭДС (б) образца, вырезанного из хризотилового асбеста, заполненного  $InSb$ . Пунктирная линия – зависимость  $S \propto T$ .

Следует отметить, что для изготовления образца, данные которого представлены на рис. 9, использовался антимонид индия, легированный теллуром. По нашим оценкам концентрация электронов в нем была  $\sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При этом энергия Ферми в массивном  $InSb$  должна быть  $\sim 270$  мэВ, а в проволоках диаметром 7 нм –  $\sim 60$  мэВ. Поэтому значения термоЭДС на рис. 9 б невелики. В аналогичных образцах, но не легированных теллуром, абсолютная величина термоЭДС при комнатной температуре может достигать 200 мкВ/К [24].

В отличие от квазиодномерных проволок  $InSb$  в асбестовой матрице, аналогичные образцы, состоящие из висмутовых проволок того же диаметра, имеют практически независимый от температуры кондактанс. Температурная зависимость термоЭДС одного из таких образцов показана на рис. 8 (синяя кривая). Она мало отличается от зависимости, представленной на рис. 9 б. Однако в данном случае строгая пропорциональность коэффициента Зеебека температуре, если и существует, то только в низкотемпературной области. Такие отличия свойств однотипных наноструктур пока объяснить не удастся. Возможно, это связано с поверхностными состояниями [33], которые определяют электронные свойства тонких пленок и проволок висмута.

Термоэлектрические свойства наноструктур на основе пористого стекла отличаются от рассмотренных свойств нанопроволок в хризотилевоом асбесте. Кондактанс трехмерных сетей, образованных короткими проволочками, как антимонида индия, так и висмута, медленно растет с увеличением температуры [21, 34]. Температурная зависимость термоЭДС висмута в пористом стекле изображена на рис. 8 (зеленая кривая). Отличительная особенность этой зависимости – аномально малые значения термоЭДС. Она, например, в 4–5 раз меньше термоЭДС квазиодномерных проволок висмута в асбесте. Однозначное объяснение столь резкого различия свойств наноструктур с одинаковыми характерными размерами в настоящее время отсутствует. На первый взгляд, может показаться, что сильная нерегулярность формы висмутовых проволок в пористом стекле должна привести к сильной андерсоновской локализации электронов. Однако в работе [34] показано, что в таких наноструктурах при низких температурах возможна лишь слабая локализация носителей заряда.

Наиболее вероятная причина сильного различия значений термоЭДС двух рассмотренных типов наноструктур заключается в различной природе их электронных состояний. В квазиодномерных проволоках в асбестовых матрицах формируется латтинжеровская жидкость, а в наноструктурах в пористом стекле из-за их трехмерности образуется обычная ферми-жидкость. Более того, в теоретических работах [22, 23, 26] утверждается, что термоЭДС латтинжеровской жидкости должна многократно превышать термоЭДС ферми-газа. Однако, по нашему мнению, изучение данной проблемы еще далеко от своего завершения. Нелинейность электронного спектра не дает вклада в термоЭДС латтинжеровской жидкости [35]. Вклад в транспортные свойства электрон-фононного взаимодействия тоже должен быть невелик, так как в одномерных вырожденных полупроводниках мало фононов, способных инвертировать импульс электрона. В то же время вклад в транспортные свойства латтинжеровской жидкости рассеяния электронов на дефектах (потенциальных барьерах) является определяющим из-за образования квазищели в туннельной плотности состояний [18, 19]. В работе [26] показано, что термоЭДС латтинжеровской жидкости, содержащей два близко расположенных барьера (квантовую яму), должна быть усилена электрон-электронным взаимодействием. Но в зависимости от параметров квантовой ямы этот вклад может иметь любой знак. Поэтому при усреднении по дефектной структуре реальной нанопроволоки вклад этого процесса в термоЭДС должен быть невелик. Очень важна модель, рассматривающая латтинжеровскую жидкость с одним потенциальным барьером (или несколькими независимыми барьерами). Утверждается [23], что и в этом случае термоЭДС должна быть многократно усилена по сравнению с термоЭДС ферми-газа. Однако другой расчет [36] аналогичной модели дал противоположный результат: вклад в термоЭДС рассеяния электронов на барьере оказался значительно меньше соответствующего вклада в термоЭДС

ферми-газа. Таким образом, для выяснения природы особенностей рассмотренных наноструктур необходимы дальнейшие исследования.

## Заключение

Изготовлены достаточно совершенные полупроводниковые наноструктуры в каналах хризотилового асбеста и пористого стекла с характерными размерами 5 – 7 нм. Полупроводниковый материал сохраняет стехиометричность состава при вдавливании его в нанопористые матрицы. В каналах асбеста формируются очень длинные квазиодномерные проволоки. Наноструктуры в пористых стеклах представляют собой трехмерную сеть, состоящую из коротких проволок произвольной формы. Термоэлектрические свойства наноструктур сильно зависят от типа матрицы и заполняющего ее полупроводника. Более того, определенные вариации свойств наблюдаются даже у образцов, вырезанных из одного композита. Наибольший интерес, как с точки зрения фундаментальной физики, так и для практического применения, представляют квазиодномерные проволоки антимонида индия в каналах асбестовых нанотрубок. Температурные зависимости термоЭДС и электрического контактанса этих проволок неплохо описываются теорией латинжеровской жидкости. Для практики может оказаться полезной большая термоЭДС этих проволок, значительно превышающая термоЭДС объемного заполняющего материала и термоЭДС соответствующей наноструктуры в пористом стекле. Кроме того, в квазиодномерных проволоках антимонида индия фактор мощности быстро возрастает с ростом температуры. Эта особенность может оказаться полезной для разработки наноструктурных материалов для термоэлектрического преобразования энергии.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 12-08-00688 а).

## Литература

1. R. Venkatasubramanian, E. Siivola, T. Colpitts, and B. O'Quinn, *Nature*, 413, 597 (2001).
2. T.C. Harman, P.J. Taylor, M.P. Walsh, and B.E. LaForge, *Science*, 297, 2229 (2002).
3. T.C. Harman, M.P. Walsh, B.E. LaForge, and G.W. Turner, *J. Electron. Mater.*, 34, L19 (2005).
4. L.D. Hicks and M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev. B*, 47, 16631 (1993).
5. Y.-M. Lin, X. Sun, and M.S. Dresselhaus, *Phys. Rev. B*, 62, 4610 (2000).
6. N. Mingo, *Appl. Phys. Lett.*, 84, 2652 (2004), (Erratum: *Appl. Phys. Lett.*, 88, 149902 (2006)).
7. I. Bejenari, V. Kantser, and A.A. Balandin, *Phys. Rev. B*, 81, 075316 (2010).
8. A.I. Hochbaum, R. Chen, R.D. Delgado, W. Liang, E.C. Garnett, M. Najarian, A. Majumdar, and P. Yang, *Nature*, 451, 163 (2008).
9. A.I. Boukai, Y. Bunimovich, J. Tahir-Kheli, J.-K. Yu, W.A. Goddard, and J.R. Heath, *Nature*, 451, 168 (2008).
10. A. Mavrokefalos, A.L. Moore, M.T. Pettes, L. Shi, W. Wang and X. Li, *J. Appl. Phys.*, 105, 104318 (2009).
11. F. Zhou, A.L. Moore, M.T. Pettes, Y. Lee, J.H. Seol, Q.L. Ye, L. Rabenberg, and L. Shi, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43, 025406 (2010).
12. Y.-M. Lin, O. Rabin, S.B. Cronin, J.Y. Ying, and M.S. Dresselhaus, *Appl. Phys. Lett.*, 81, 2403 (2002).

13. F. Zhou, J.H. Seol, A.L. Moore, L. Shi, Q.L. Ye, and R. Scheffler, *J. Phys.: Condens. Matter*, 18, 9651, (2006).
14. T.E. Huber, A. Adeyeye, A. Nikolaeva, L. Konopko, R.C. Johnson and M.J. Graf, *Phys. Rev. B*, 83, 235414 (2011).
15. T. Huber, A. Nikolaeva, A. Gitsu, D. Konopko, M.J. Graf, and J. Huang, arXiv:cond-mat/0311112.
16. J.P. Heremans, C.M. Thrush, D.T. Morelli, and M.-C. Wu, *Phys. Rev. Lett.*, 88, 216801, (2002).
17. M.S. Dresselhaus and J.P. Heremans, in *Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano*, edited by D.M. Rowe, CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, FL, 2006, pp. 39-1 – 39-20.
18. T. Giamarchi, *Quantum Physics in One Dimension*, Oxford University Press, 2003.
19. C.L. Kane and M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. B*, 46, 15233 (1992).
20. M. Bockrath, D.H. Cobden, J. Lu, et al., *Nature*, 397, 598 (1999).
21. S.V. Zaitsev-Zotov, Y.A. Kumzerov, Y.A. Firsov, and P. Monceau, *J. Phys.: Condens. Matter*, 12, L303 (2000).
22. I.V. Krive, E.N. Bogachek, A.G. Scherbakov, and U. Landman, *Phys. Rev. B*, 63, 113101 (2001).
23. I.A. Romanovsky, I.V. Krive, E.N. Bogachek, and U. Landman, *Phys. Rev. B*, 65, 075115 (2002).
24. O.N. Uryupin, M.V. Vedernikov, A.A. Shabaldin, Y.V. Ivanov, Y.A. Kumzerov, and A.V. Fokin, *J. Electron. Mater.*, 38, 990 (2009).
25. M.V. Vedernikov, Y.V. Ivanov, O.N. Uryupin, and Y.A. Kumzerov, in *Thermoelectrics and its Energy Harvesting. Modules, Systems, and Applications in Thermoelectrics*; ed. by D.M. Rowe, CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, London, New York, 2012, pp. 5-1 – 5-17 .
26. K.-H. Yang, Y. Chen, H.-Y. Wang, Y.-J. Wu, *J. Low Temp. Phys.*, 167, 26 (2012).
27. Y. Kumzerov, and S. Vakhrushev, in *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology*, edited by H.S. Nalwa, American Scientific Publishers, Los Angeles, 2004, Vol. 7, pp. 811 – 849.
28. Урюпин О.Н., Картенко Н.Ф., Иванов Ю.В., Ведерников М.В. / Термоэлектрики и их применения: XII межгосударственный семинар. – Санкт-Петербург, 2010. – С. 79.
29. D. Enke, F. Janowski, and W. Schwieger, *Microporous and Mesoporous Materials*, 60, 19 (2003).
30. P. Levitz, G. Ehret, S.K. Sinha, and J.M. Drake, *J. Chem. Phys.*, 95, 6151 (1991).
31. S. Shekhar, M. Erementchouk, M.N. Leuenberger, and S.I. Khondaker, *Appl. Phys. Lett.*, 98, 243121 (2011).
32. M.V. Vedernikov, O.N. Uryupin, B.M. Goltsman, Yu.V. Ivanov, and Yu.A. Kumzerov, MRS 2001 Fall Meeting Proceedings. Symposium G: Thermoelectric Materials 2001 – Research and Applications, November 26-30, 2001, Boston, USA; Vol. 691, p.G.8.34.1 – G.8.34.6, 2002.
33. P. Hofmann, *Prog. Surf. Sci.*, 81, 191 (2006).
34. T.E. Huber, and M.J. Graf, *Phys. Rev. B*, 60, 16880 (1999).
35. Y.V. Ivanov., *J. Phys.: Condens. Matter*, 22, 245602 (2010).
36. Иванов Ю.В. / Термоэлектрики и их применения: XIII межгосударственный семинар, 13-14 ноября 2012 г. – Санкт-Петербург, 2013. – С. 73.

Поступила в редакцию 24.09.2013.