

УДК 538.9

*Н.В. МЕЛЬНИКОВА**, *В.Е. ЕГОРУШКИН***, *Н.Г. БОБЕНКО***, *А.Н. ПОНОМАРЕВ*****ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ТЕРМОЭДС В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ С ПРИМЕСЯМИ И СТРУКТУРНЫМ БЕСПОРЯДКОМ¹**

Приведены результаты расчета термоЭДС и плотности электронных состояний в зависимости от температуры, хиральности трубки, концентрации примеси и параметров ближнего порядка для разупорядоченных углеродных нанотрубок. Представлено возможное объяснение низкотемпературных особенностей поведения исследованных свойств.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки, электропроводность, термоЭДС, плотность электронных состояний.

Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) обладают уникальными физическими свойствами и являются перспективными материалами для наноэлектроники. Поэтому изучению электронной структуры УНТ и их электронных свойств посвящается много работ [1–20].

Одной из наиболее интересных особенностей УНТ является то, что нанотрубки могут быть и металлами, и полупроводниками, в зависимости от структуры трубки, которая определяется взаимной ориентацией графеновой сетки и продольной оси трубки (хиральностью) [5]. Металлическая или полупроводниковая природа трубок определяется также и локальным атомным порядком, поскольку нанотрубки содержат примеси металлических катализаторов, используемых в процессе синтеза, аморфный углерод, сорбированный газ, присоединенные радикалы ОН, СО и дефекты структуры. Концентрация различных дефектов структуры в УНТ может составлять от 1 до 20 % [13, 14], так что в структуре трубок могут образовываться локальные области ближнего порядка, изменяющие их электронную структуру, – в низкотемпературной плотности электронных состояний появляется минимум на уровне Ферми, глубина и ширина которого меняются в зависимости от хиральности трубки, температуры и концентрации дефектов и примесей [1–20]. Разумеется, эти факторы должны также влиять и на электронные транспортные свойства УНТ, такие, как электропроводность и термоЭДС. Последняя является очень чувствительной к механизмам переноса (баллистическому, диффузионному, прыжковому и т.д.). Вклад от того или иного типа механизма может существенно менять температурное поведение термоЭДС. В работах [21–33] в низкотемпературной области обнаружено отклонение температурной зависимости термоЭДС $S(T)$ от линейной. В результате на кривой $S(T)$ появляется излом или максимум с последующим изменением угла наклона кривой по отношению к температурной оси. Более того, дегазация трубок или их насыщение азотом или кислородом приводят к смене знака термоЭДС [28, 29]. При этом величина термоЭДС УНТ значительно больше термоЭДС металлов, в то же время ее низкотемпературное поведение аналогично $S(T)$ в аморфных металлах и сплавах при низких температурах.

Природа формирования больших значений термоЭДС, резкого наклона кривой $S(T)$ при низких температурах, появления излома или максимума на температурной зависимости термоЭДС при $T \sim 50$ К, а также изменения знака при дегазации все еще не выяснена и вызывает большой интерес у экспериментаторов. Так, в [30] представлены экспериментальные данные по температурной зависимости термоЭДС уплотненных образцов наноуглеродных материалов с различной структурой и фазовым составом (УНТ и аморфный углерод). В многослойных УНТ с низким содержанием аморфного углерода авторы выделяют два вклада: фононный и диффузионный, которые могут обуславливать изменение угла наклона кривой $S(T)$, поскольку при низких температурах определяющим является диффузионный вклад, а при $T > 50$ К доминирует уже фононный.

¹ Данное исследование частично финансировано грантом Минобрнауки РФ (№ 2012-1.4-12-000-1011-005) и грантами РФФИ (№ 12-02-16048 и 12-02-16063).

В работе [28] авторы приходят к выводу, что именно вклад от электронного рассеяния на примеси приводит к отклонению от линейной зависимости $S(T)$, которая должна иметь место в идеальных нанотрубках, а насыщение УНТ азотом – к изменению знака термоЭДС на противоположный.

В [29] исследовано влияние на электрические и тепловые свойства многослойных УНТ температуры отжига. Обнаружено, что с ростом температуры отжига сопротивление и теплопроводность нанотрубок возрастают, а термоЭДС уменьшается и может менять знак с положительного на отрицательный, что может быть обусловлено уменьшением количества дефектов структуры УНТ.

В работах [31–33] исследована термоЭДС для трубок различного диаметра. Показано, что с увеличением диаметра трубок значение термоЭДС уменьшается, а отклонение от прямолинейной зависимости становится более явным.

Таким образом, в термоЭДС металлических УНТ наблюдаются следующие особенности:

- ТермоЭДС (при температуре примерно до 100 К) нелинейно увеличивается с ростом температуры.
- Насыщение азотом, а также дегазация УНТ путем отжига при высоких температурах меняют знак термоЭДС.
- Изменение концентрации примесей и дефектов структуры трубки или диаметра трубки, который прямо пропорционален хиральности УНТ, приводит к отклонению кривой температурной зависимости термоЭДС от линейной зависимости.

В наших предыдущих работах [34–37] показано, что электрические свойства многослойных нанотрубок, в том числе и термоЭДС металлизированных УНТ при низких температурах, ведут себя подобно соответствующим свойствам металлических сплавов с ближним порядком и аморфных металлов. Поскольку описание и обоснование выбранных методов, основных уравнений и приближений дано в [34–37] достаточно подробно, в данной работе мы их лишь перечислим. В [34] была предложена теория термоЭДС в «грязных» неупорядоченных металлических системах, где электроны напрямую рассеиваются на структурных дефектах: примесях, новых химических связях – статических и оборванных – и на областях ближнего порядка. С помощью метода функций Грина (ФГ) рассчитано время релаксации электронов [35, 36] и найдены одноэлектронный вклад в термоЭДС упруго рассеянных на дефектах структуры электронов и соответствующий вклад в электросопротивление. Полученное выражение для термоЭДС давало хорошее качественное согласие с экспериментальными данными и объясняло особенности поведения термоЭДС «грязных» металлизированных нанотрубок. Однако в [34] мы не учли хиральность УНТ, поэтому в настоящей работе развили и дополнили нашу теорию благодаря учету электронного спектра УНТ в его зависимости от хиральности. Это должно позволить получить вклад в термоЭДС для «грязных» УНТ с учетом структуры трубки и дать возможное объяснение изменения знака термоЭДС, появления изгиба или максимума в $S(T)$ в зависимости от температуры, хиральности трубки, концентрации дефектов и образований типа ближнего порядка. В [37] благодаря такому учету зависимости электронного спектра от хиральности УНТ нам удалось вычислить вклад в плотность электронных состояний (ПЭС) и получить условия, при которых нанотрубки ведут себя либо как металлы, либо как полупроводники.

В настоящей работе приведены результаты расчета термоЭДС и ПЭС в разупорядоченных УНТ и дано возможное объяснение их зависимостей от температуры, хиральности трубки, концентрации дефектов и структуры ближнего порядка.

1. Расчет термоЭДС и ПЭС в разупорядоченных углеродных нанотрубках

Для вычисления термоЭДС используем известную формулу [38]

$$S = -\frac{\pi^2 T}{3e} \frac{d \ln J}{d \varepsilon_F}. \quad (1)$$

Здесь $J = \int \tau v \mathbf{v} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \frac{d \mathbf{p}}{(2\pi)^3}$, где τ – время релаксации, \mathbf{v} – скорость и $\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \simeq \delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$.

Это выражение может быть переписано в виде

$$S = -\frac{\pi^2 T}{3e} \left\{ \frac{\partial v(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial(1/\tau(\varepsilon))}{\partial \varepsilon} \right\}, \quad (2)$$

где v – ПЭС; ε_F – энергия на уровне Ферми. Время релаксации и вклад в ПЭС рассчитаны в [35] с помощью метода температурных функций Грина:

$$\frac{1}{\tau} = -\text{Im} \Sigma, \quad \Delta v = -\frac{1}{\pi} \text{Im Sp}(\langle G \rangle - G_0). \quad (3)$$

Здесь $\Sigma = cU_0^2 \delta(p-p') \int G_0(p_1) \frac{dp_1}{(2\pi)^3} + U_0^2 \int \langle |c(p-p')|^2 \rangle G_0(p_1) \frac{dp_1}{(2\pi)^3}$, где c – концентрация примесей; U_0 – эффективный потенциал многократного упругого рассеяния электрона на дефектах;

$G_0 = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_p + i0}$ – функция Грина, $\varepsilon_p = \frac{\sqrt{3}a\gamma_0}{2} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{3C_h}\right)^2 + p^2}$ – спектр электрона в идеальной УНТ

[19]. В последнем выражении $C_h = a\sqrt{n^2 + mn + m^2}$ – хиральность ($\frac{C_h}{\pi} = d$ – диаметр трубки), (n, m) – индексы хиральности, a – постоянная решетки; γ_0 – интеграл перескока между атомами углерода и его тремя ближайшими соседями. $\langle G \rangle$ в выражении для ПЭС – усредненная функция Грина электрона в «грязной» трубке.

В результате для обратного времени релаксации получено следующее выражение [35]:

$$\frac{1}{\tau} = 4\pi^2 U_0^2 c v_0 (1 + BT^{1/2}), \quad (4)$$

где

$$v_0 = \frac{p_0}{\pi^2 \sqrt{3} a \gamma_0} \left(p_0^2 - \left(\frac{2}{3d} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (5)$$

– плотность состояний на уровне Ферми; p_0 – импульс Ферми для идеальной УНТ;

$B = \frac{2\sqrt{2}\pi(1-c)m^{3/2}}{v_0 N} \sum_i \alpha_i$, α_i – параметры ближнего порядка. Из (5) видно, что металлическими

($v_0 \neq 0$) могут быть только трубки с $d > \frac{2}{3p_0}$. При $p_0 \sim 10^{-25} - 10^{-24}$ кг·м/с, $d > 10^{-9} - 10^{-8}$ м, т.е.

это возможно только для пучков, а не единичных УНТ. При этом, как следует из формулы (5), сама величина v_0 сильно зависит от диаметра трубки.

Выражение для вклада в ПЭС, полученное в [37] для УНТ с примесями и структурными неоднородностями, имеет следующий вид:

$$\Delta v(\varepsilon) = \frac{2,45(\pi)^{3/2}}{(C_h a \gamma_0)^{3/2} \tau} \frac{\left(\left(\frac{\sqrt{3}\pi a \gamma_0}{6C_h} - \varepsilon \right)^2 + \frac{1}{4\tau^2} \right)^{1/2}}{\left(\frac{\sqrt{3}\pi a \gamma_0}{6C_h} - \varepsilon \right)^{3/2}}. \quad (6)$$

Из выражений (4) и (6) видно, что время релаксации и плотность состояний зависят от температуры, концентрации примесей, параметра порядка и хиральности УНТ.

Подставив (4) и (6) в выражение для термоЭДС (2), получим соответствующий вклад для ра-зупорядоченных УНТ:

$$S(T) = -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left[\frac{\sqrt{3} C_h}{\pi a \gamma_0} - \frac{1}{2\pi k T \left(1 + \frac{1}{BT^{1/2}}\right)} \right], \quad (7)$$

где первое слагаемое соответствует структурному (линейному) вкладу в термоЭДС, а второе – вкладу от рассеяния электронов на примесях и дефектах структуры УНТ. Таким образом, вычисленная здесь термоЭДС также зависит от хиральности, параметра ближнего порядка и температуры.

Далее исследуем зависимости (6) и (7) и проанализируем влияние указанных факторов на появление (исчезновение) щели в плотности состояний на уровне Ферми и низкотемпературное поведение термоЭДС разупорядоченных УНТ.

2. Результаты исследования и выводы

2.1. Плотность электронных состояний в разупорядоченных углеродных нанотрубках

При расчете вклада в ПЭС мы ограничились следующими параметрами: индексы хиральности (8,8), (16,16), (20,20); температура – в пределах от 0,1 до 40 К; концентрация дефектов 0–0,3; параметры ближнего порядка $\sum_i \alpha_i$ менялись от –1 до 1. Последнее соответствует разным типам

ближнего порядка: при отрицательном параметре ближнего порядка дефекты располагаются во второй координационной сфере, а при положительном – в первой [39]. Наконец, $v_0 \approx 0,1 \text{ эВ}^{-1}$ [15] и $U_0 = 0,05 \text{ эВ}$.

На рис. 1, а приведены кривые вклада в ПЭС $\Delta\nu(\varepsilon)$, рассчитанные с помощью формулы (6) для трех типов хиральностей УНТ. Из рисунка видно, что с увеличением индексов хиральности $\Delta\nu(\varepsilon)$ сужается и увеличивается по величине, что способствует металлизации трубки и подтверждается данными, приведенными на рис. 1, б [19].

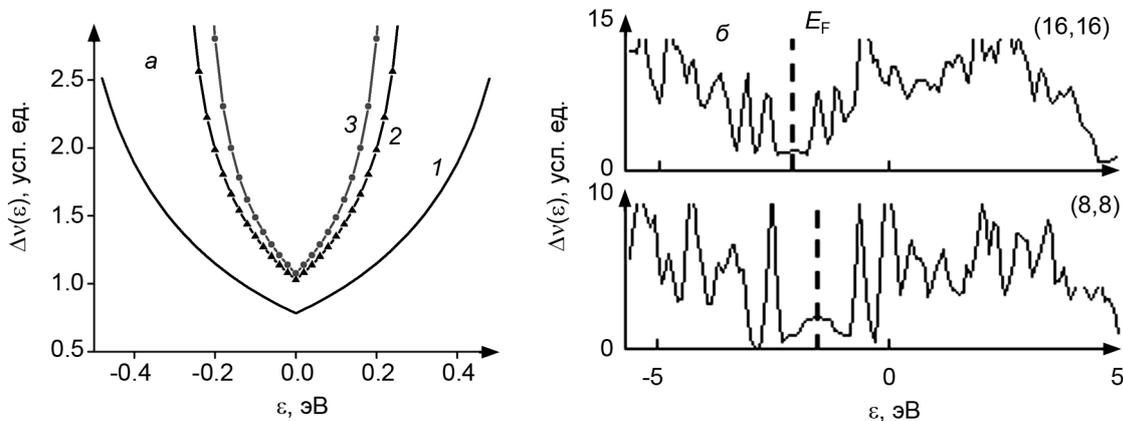


Рис. 1. Вклад в плотность электронных состояний «металлических» УНТ $\Delta\nu(\varepsilon)$, рассчитанный для следующих хиральностей: кр. 1 – (8,8), кр. 2 – (16,16), кр. 3 – (20,20) (а). Данные по плотности состояний для трубок с хиральностью (8,8) и (16,16) [19] (б)

Температурное поведение полученного вклада в ПЭС представлено на рис. 2, а, где $\Delta\nu(\varepsilon)$ рассчитана для УНТ с хиральностью (10,10). Следует подчеркнуть, что температурная зависимость вклада $\Delta\nu(\varepsilon) \sim T^{0,5}$ получена в модели ферми-жидкости с учетом рассеяния электронов только на неоднородностях структуры без учета электрон-электронного взаимодействия [40].

Из рис. 2 видно, что глубина минимума ПЭС на уровне Ферми с ростом температуры уменьшается, так же как и угол наклона кривой относительно оси энергии, а значение ПЭС на уровне Ферми увеличивается. Это согласуется с результатами изучения температурного поведения $\nu(\varepsilon)$ вблизи уровня Ферми, полученными в [3] (рис. 2, б) и в [12].

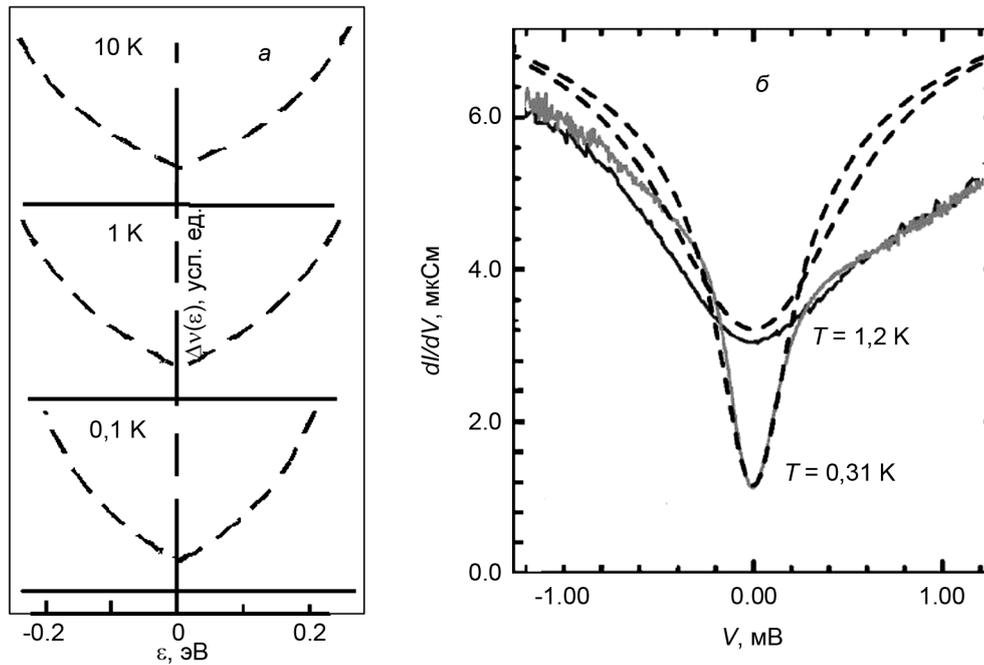


Рис. 2. Плотность электронных состояний «металлических» УНТ при различных температурах: результаты расчета (а) и экспериментальные и теоретические данные [3] (б)

В [20] обнаружено, что в образцах пучков нанотрубок ПЭС вблизи ϵ_F имеет минимум, который не наблюдается в $\nu(\epsilon)$ одиночных трубок (рис. 3, а). Уменьшение ПЭС на уровне Ферми может быть связано с изменением структуры образцов, в нашем случае – с изменением параметра ближнего порядка α . Как видно из рис. 3, б, в зависимости от структуры трубок вблизи ϵ_F значение ПЭС уменьшается, когда α падает.

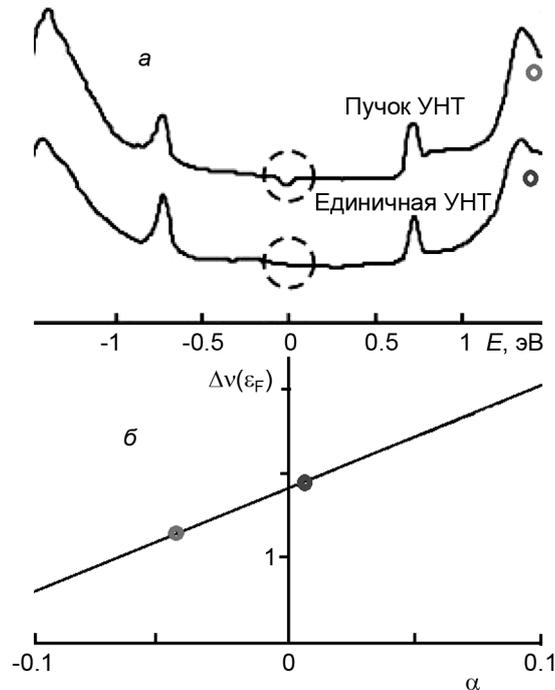


Рис. 3. Плотность электронных состояний «металлических» УНТ: для пучков УНТ и единичной УНТ [20] (а) и вклад в ПЭС, рассчитанный в зависимости от параметра ближнего порядка α (б)

Концентрационная зависимость ПЭС металлических и полупроводниковых трубок с B -, N -примесями исследовалась в [17] с помощью метода функционала электронной плотности. Авторы показали, что металлическая трубка (4,4) после легирования примесями B и N остается металлом. Однако ПЭС на уровне Ферми в этих трубках зависит от концентрации примесей: в случае легирования азотом $\nu(\epsilon_F)$ сначала увеличивается с ростом концентрации, а затем, при достижении концентрации примеси $\sim 0,19$, уменьшается. Легирование металлических УНТ бором приводит к почти линейному росту ПЭС при концентрации примеси, меньшей $0,125$, с последующим выходом на насыщение.

В то же время в полупроводниковых нанотрубках такой эффект вызывает легирование бором, где падение $\nu(\epsilon_F)$ начинается при концентрации примеси $\sim 0,085$, а при азотировании нанотрубки при таком же значении концентрации примеси кривая концентрационной зависимости ПЭС выходит на насыщение. Легирование полупроводниковой трубки (7,0) приводит к сдвигу уровня Ферми. При этом в случае легирования бором трубка становится полупроводником p -типа, а при легировании азотом – n -типа.

На рис. 4, a приведены данные этих исследований для металлических трубок, а на рис. 4, b представлена полученная зависимость вклада в ПЭС от концентрации дефектов $\Delta\nu(c)$. Из рис. 4 видно, что ПЭС сначала линейно растет с концентрацией ($\sim c$), а затем при $c > 0,1$ зависимость меняется на $\Delta\nu(c) \sim c(1-c)$. В нашем случае зависимость ПЭС от концентрации обусловлена концентрационной зависимостью обратного времени релаксации.

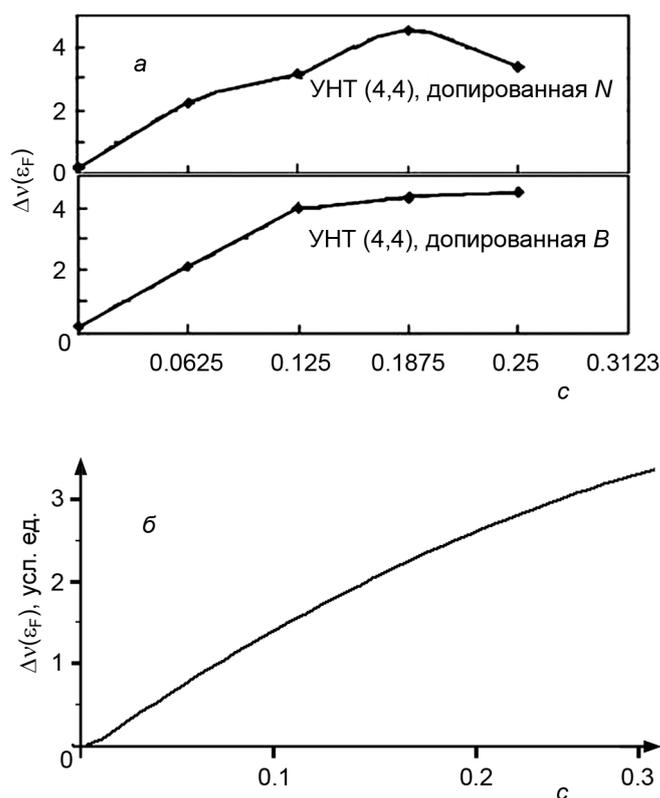


Рис. 4. Концентрационная зависимость плотности электронных состояний «металлических» трубок с B -, N -примесями [17] (a) и рассчитанный вклад в ПЭС на уровне Ферми $\Delta\nu_F(c)$ (b)

Полученный результат качественно согласуется с данными [17] только для малых концентраций примесей – до $0,19$ (рис. 4, a). При больших концентрациях примесей в рамках нашего подхода следует уже говорить не о примеси, а о ближнем порядке и исследовать зависимость плотности состояний от параметра ближнего порядка.

На рис. 5, a представлен вклад в плотность состояний, рассчитанный с учетом многократного упругого рассеяния электронов на дефектах, в зависимости от параметра ближнего порядка α и

температуры. Верхний и нижний рисунки отличаются только углом поворота 3D-графика. На нижнем нагляднее видно, при каких температурах и параметре порядка вклад в ПЭС меняет знак, т.е. увеличивает или уменьшает $\nu(\varepsilon_F)$, а первый показывает общую тенденцию зависимости ПЭС от параметра порядка. При $\alpha < 0$ и определенных температурах (рис. 5, а) металлические УНТ могут стать полуметаллами или полупроводниками, как, например, на рис. 5, б [18]. Точно так же полупроводниковые УНТ при увеличении $\Delta\nu(\varepsilon)$ ($\alpha > 0$) могут становиться металлическими.

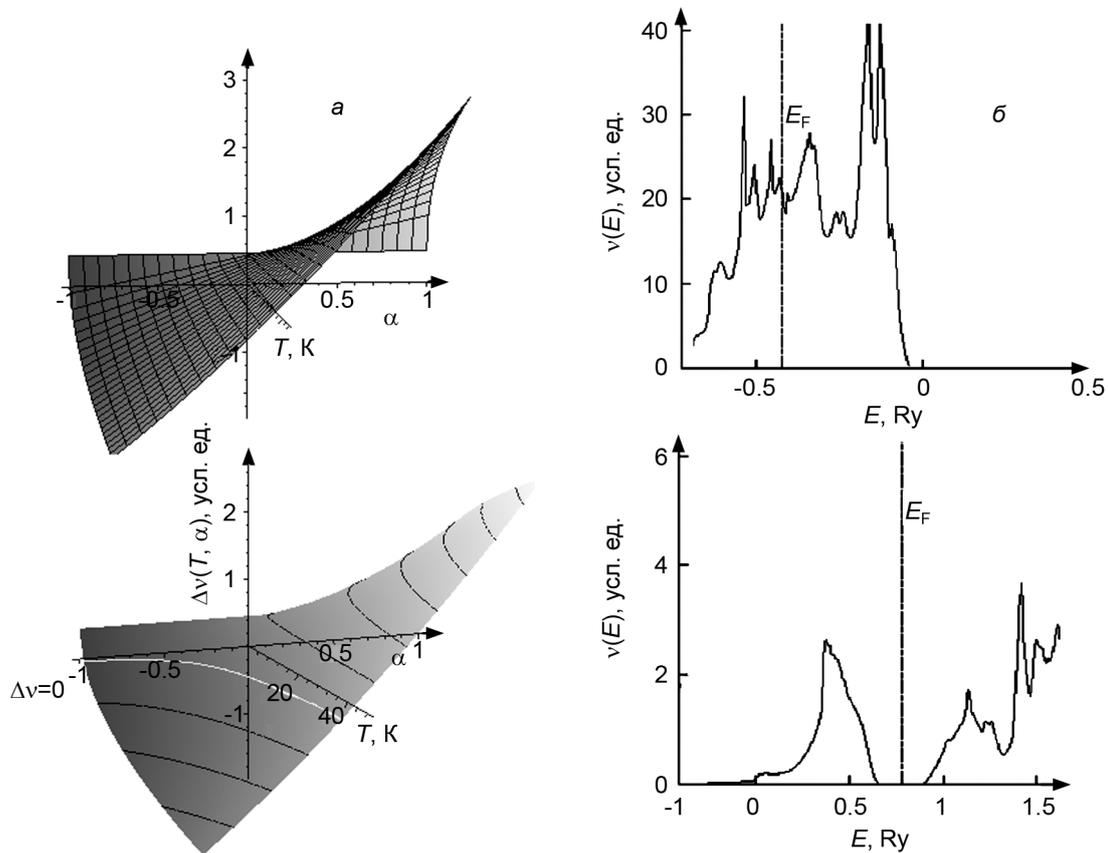


Рис. 5. Плотность электронных состояний на уровне Ферми в «металлических» УНТ в зависимости от температуры и параметра ближнего порядка – верхний и нижний рисунки отличаются углом поворота (а); ПЭС металлической УНТ (вверху) и той же УНТ, легированной Ti (внизу) [18] (б)

Таким образом, нам удалось объяснить с учетом только рассеяния электронов на дефектах структуры влияние различных факторов на ПЭС вблизи ε_F и показать, что:

1. С увеличением хиральности диаметр нанотрубки $d = \frac{C_k}{\pi}$ растет и при выполнении условия $d > \frac{2\hbar}{3p_0}$ (т.е. при $d > 10^{-9} - 10^{-8}$ м) УНТ становится металлической. Это условие выполняется только для многостенных нанотрубок или для пучков УНТ. Следовательно, индивидуальные одностенные УНТ не могут быть металлическими, что согласуется с экспериментальными данными [25].

2. Изменение вклада в ПЭС на уровне Ферми с ростом концентрации примеси не приводит к появлению щели на уровне Ферми, а лишь сдвигает уровень Ферми, что подтверждается результатами расчетов ПЭС в УНТ, легированных примесями, проведенных с помощью функционала электронной плотности [17].

3. Температурная зависимость рассчитанного вклада в ПЭС соответствует экспериментально наблюдаемой в [3, 12]. Показано, что рост температуры вместе с изменением структуры нанотруб-

ки (с изменением ближнего порядка) приводит к появлению (или исчезновению) щели на уровне Ферми.

2.2. ТермоЭДС в разупорядоченных УНТ

При расчете вклада в термоЭДС использованы следующие параметры: индексы хиральности (10,10) и (20,20); температура – в пределах от 0,1 до 70 К; концентрация дефектов 0–0,3; сумма параметров ближнего порядка $\sum_i \alpha_i$ менялась от –0,5 до 0,5. Наконец, $v_0 \approx 0,1$ эВ⁻¹ [19] и $U_0 = 0,05$ эВ.

На рис. 6 приведены кривые вкладов в термоЭДС, рассчитанные с помощью формулы (7) для УНТ с хиральностью (10,10). Из рисунка видно, что $S(T)$ представляет собой сумму структурного вклада от рассеяния электронов на дефектах структуры УНТ – $S1$ и линейного вклада $S2$ – термоЭДС идеальной УНТ. Отклонение от линейной зависимости может быть связано с рассеянием электронов на ближнеупорядоченных доменах структуры трубки. Полученные зависимости подтверждаются данными, приведенными на рис. 7 [28].

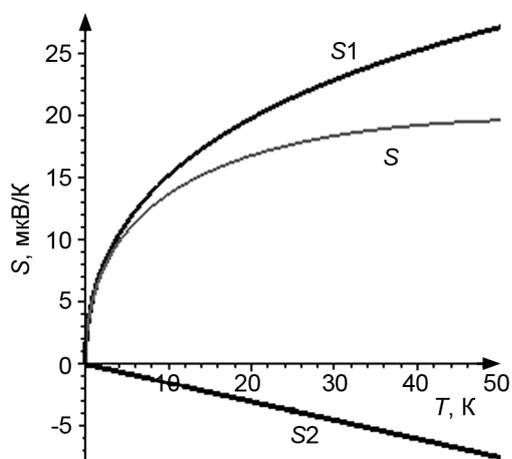


Рис. 6. Вклад в термоЭДС «металлических» УНТ, рассчитанный для хиральности (10,10): $S1$ – вклад в термоЭДС от рассеяния электронов на ближнеупорядоченных областях, $S2$ – термоЭДС идеальной УНТ, S – сумма вкладов $S1$ и $S2$

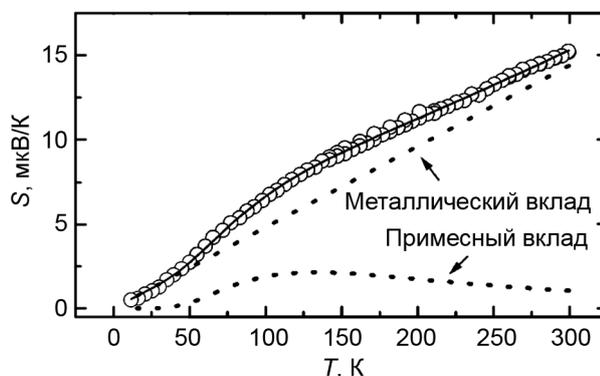


Рис. 7. ТермоЭДС легированных многостенных УНТ (сплошная линия). Пунктирные линии показывают линейный металлический вклад и полупроводниковый примесный вклад [28]

Температурное поведение полученного вклада в термоЭДС представлено на рис. 8, а, где $S(T)$ рассчитана для УНТ (20,20) при различных значениях параметра ближнего порядка и концентрации дефектов. Обнаружено, что уменьшение концентрации примеси приводит к уменьшению термоЭДС и даже к изменению ее знака на противоположный.

Данная закономерность подтверждается экспериментальными данными [29], результаты которых представлены на рис. 8, б для образцов УНТ, выращенных в одинаковых условиях, но отожженных при различной температуре. Показано, что чем выше температура отжига, тем ниже значение термоЭДС, поскольку ниже концентрация примесей, дефектов структуры трубки и сорбированного газа. А в полностью дегазованном образце знак термоЭДС меняется на противоположный.

На рис. 9, а представлен вклад в термоЭДС, рассчитанный с учетом многократного упругого рассеяния электронов на дефектах, в зависимости от параметра ближнего порядка α и температуры. Из рисунка хорошо видно, при каких температурах и значениях суммы параметров ближнего порядка вклад в термоЭДС меняет знак. При $\alpha > 0$ металлические УНТ имеют положительное значение термоЭДС, как, например, на рис. 9, б [28]. В случае, когда $\alpha < 0$, термоЭДС становится отрицательной, что соответствует образцам после азотирования (рис. 9, в).

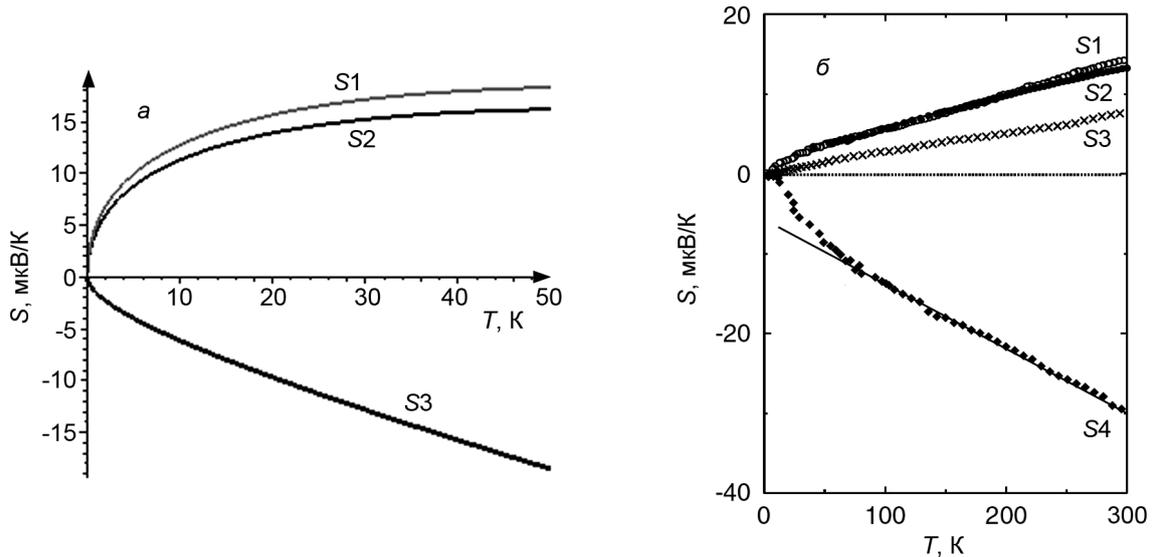


Рис. 8. Температурная зависимость термоЭДС: *a* – для УНТ (20,20), рассчитанная для различных значений параметра ближнего порядка α : $\sum_i \alpha_i = 0,5$ (*S1*), $\sum_i \alpha_i = 0,4$ (*S2*) и $\sum_i \alpha_i = -0,1$ (*S3*), $c = 0,1$; *б* – для образцов, выращенных в одинаковых условиях, но отожженных при различной температуре: *S1* – неотожженный образец, *S2* – отожженный при 100 °С в течение 4 ч, *S3* – образец, отожженный при 1250 °С в течение 4 ч, *S4* – образец, отожженный при 2800 °С в течение 4 ч и дегазированный [29]

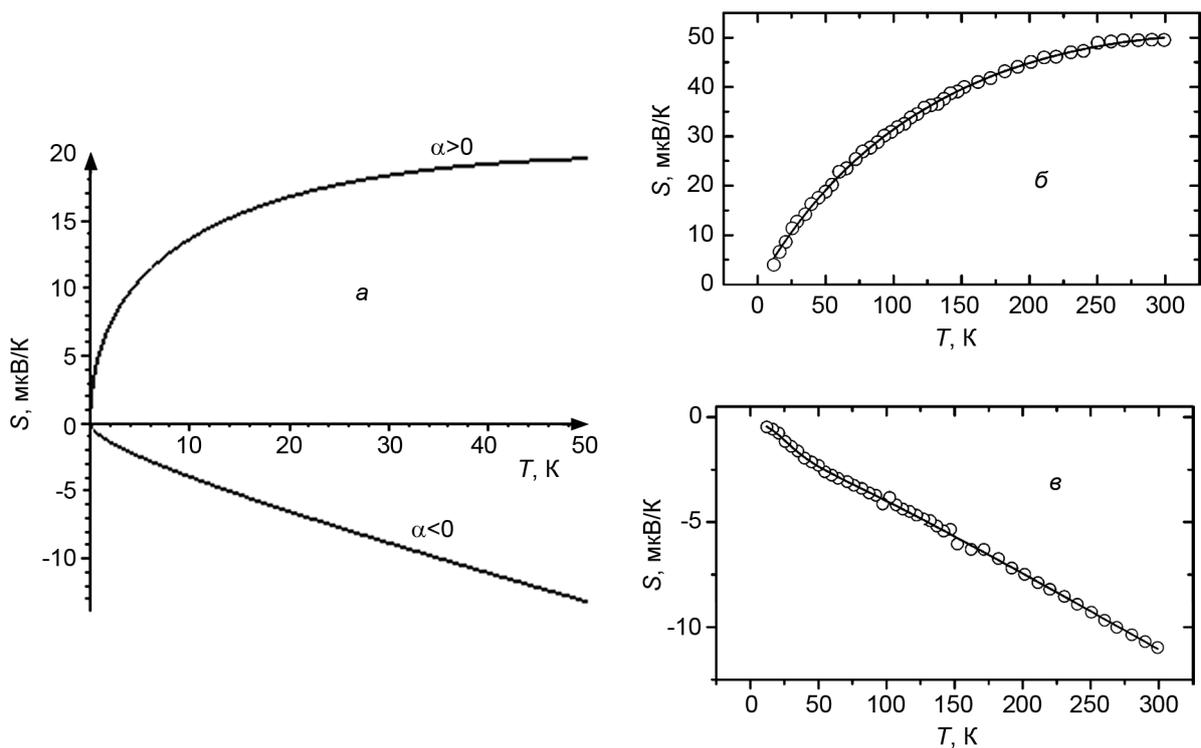


Рис. 9. Температурная зависимость термоЭДС: *a* – для УНТ (20,20), рассчитанная для различных значений суммы параметров ближнего порядка α ; *б* – для образцов УНТ до азотирования; *в* – для образцов УНТ после азотирования [28]

На рис. 10 представлена зависимость $S(T)$, рассчитанная для УНТ с различным диаметром. Показано, что с уменьшением диаметра нанотрубок увеличивается значение термоЭДС, а излом кривой $S(T)$ сдвигается в сторону больших температур. Данные особенности низкотемпературного поведения термоЭДС также подтверждаются экспериментально [31–33].

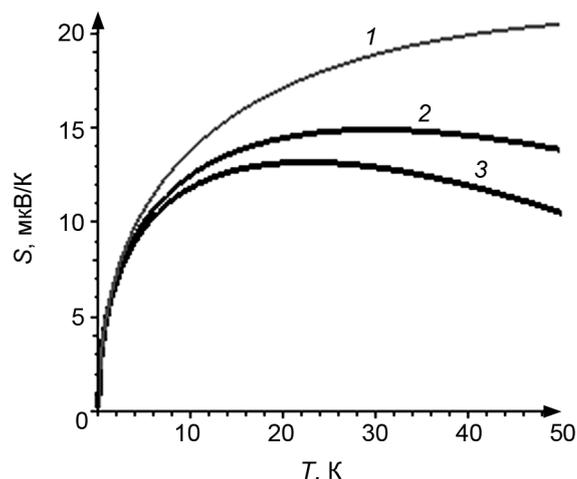


Рис. 10. Температурная зависимость термоЭДС углеродных нанотрубок, рассчитанная для различных значений хиральности (диаметра): кр. 1 – (8,8), кр. 2 – (10,10), кр. 3 – (16,16)

Таким образом, в работе показано, что:

1. Отклонение от линейной температурной зависимости термоЭДС действительно обусловлено рассеянием электронов на дефектах структуры УНТ. Для идеальной УНТ зависимость $S(T)$ линейна по температуре.
2. Рассчитанный вклад в термоЭДС качественно и количественно согласуется с соответствующими результатами экспериментальных исследований [28–33]. При этом уменьшение параметра ближнего порядка приводит к изменению угла наклона кривой $S(T)$ и смене знака термоЭДС на противоположный.
3. Положение изгиба или максимума на кривой $S(T)$ с последующим изменением угла ее наклона по отношению к температурной оси определяется особенностями структуры разупорядоченных УНТ, а именно наличием ближнеупорядоченных областей и примесей, на которых электроны многократно упруго рассеиваются.

В дальнейшем, основываясь на результатах данной работы, планируется исследовать особенности низкотемпературных транспортных свойств графена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jorio I., Saito R., and Hafner J.H. // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 86. – P. 1118–1121.
2. O’Connell M.J., Bachilo S.M., Ma J., and Band R. // *Science.* – 2002. – V. 297. – P. 593–596.
3. Ishii H., Kataura H., and Shiozawa H. // *Nature.* – 2003. – V. 426. – P. 540–544.
4. Wildoer J.W.G., Venema L.C., and Rinzler A.G. // *Nature.* – 1998. – V. 391. – P. 59–61.
5. Ouyang M., Huang J.-L., and Cheung C.-L. // *Science.* – 2001. – V. 292. – P. 702–705.
6. Inoue S., Suto H., and Wongwiriyan W. // *Appl. Phys. Expr.* – 2009. – V. 2. – P. 035005.
7. Rubio A., Sanchez-Portal D., and Artacho E. // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 82. – P. 3520–3523.
8. Jishi R.A. and Bragin J. // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V. 59. – P. 9862–9863.
9. Matsuo Y., Tahara K., and Nakamura E. // *Org. Lett.* – 2003. – V. 5. – P. 3181–3184.
10. Chen R.B., Lu B.J., and Tsai C.C. // *Carbon.* – 2004. – V. 42. – P. 2873.
11. Chen R.B., Chang C.P., and Hwang J.S. // *J. Phys. Soc. Japan.* – 2005. – V. 74. – P. 1404–1407.
12. Tarkiainen R., Ahlskog M., and Paalanen M. // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V. 71. – P. 125425.
13. Аврамов П.В., Якобсон Б.И., Scuseria G.E. // *ФТТ.* – 2004. – Т. 46. – Вып. 6. – С. 1132.
14. Belavin V.V., Bulusheva L.G., and Okotrub A.V. // *Int. J. Quant. Chem.* – 2004. – V. 96. – No. 3. – P. 239–246.
15. Charlier J.-C., Blase X., and Roche S. // *Rev. Mod. Phys.* – 2007. – V. 79. – P. 677–732.
16. Cartoixa X. and Rurali R. // *Nanotechnology.* – 2008. – V. 19. – P. 445709.
17. Jalilia S., Jafarib M., and Habibianb J. // *J. Iran. Chem. Soc.* – 2008. – V. 5. – P. 641.
18. Louis N.C., Jayam S.G., and Raj A.A. // *Mater. Phys. Mech.* – 2010. – V. 10. – P. 72–81.
19. Федоров А.С., Сорокин П.Б. // *ФТТ.* – 2005. – Т. 47. – С. 2106.
20. Ouyang M., Huang J.-L., Cheung C.L., and Lieber C.M. // *Science.* – 2001. – V. 292. – P. 702–705.
21. Collins P.G., Bradley K., Ishigami M., and Zettl A. // *Science.* – 2000. – V. 287. – P. 1801–1804.
22. Bradley K., Jhi S.-H., Collins Ph.G., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 85. – P. 4361–4364.
23. Vavro J., Llaguno M.C., Fisher J.E., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 90. – P. 065503.

24. Grigorian L., Sumanasekera G.U., Loper A.L., et al. // *Phys. Rev. B.* – 1999 – V. 60. – P. R11309.
25. Avouris Ph., Martel R., Ikeda Y., et al. // *Science and Application of Nanotubes* / ed. by D. Tománek and R. Enbody. – New York: Kluwer Academic/ Plenum Publishers, 2000. – P. 223–237.
26. Quyang M., Huang J.-J., Cheung Ch. L., and Lieber Ch. M. // *Science.* – 2001. – V. 292. – P. 702–705.
27. Елецкий А.В. // *УФН.* – 1997. – Т. 167. – № 9. – С. 945–972.
28. Choi Y.-M., Lee D.-S., Czerw R., et al. // *Nano Lett.* – 2003. – V. 3. – No. 6. – P. 839–842.
29. Jin R., Zhou Z.X., Mandrus D., et al. // *Physica B.* – 2007. – V. 388. – P. 326–330.
30. Ovsienko I., Matzui L., and Pundyk I. // *J. Mat. Sci. Res.* – 2012. – V. 1. – P. 19–24.
31. Kim P., Shi L., and McEuen P.L. // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 87. – P. 215502.
32. Tian M., Li F., Chen L., and Mao Z. // *Phys. Rev. B.* – 1998. – V. 58. – P. 1166–1168.
33. Vavro J., Llaguno M.C., Fisher J.E., et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 90. – P. 065503.
34. Egorushkin V.E., Mel'nikova N.V., and Ponomarev A.N. // *Rus. Phys. J.* – 2009. – V. 52. – No. 3. – P. 252–264.
35. Egorushkin V.E., Melnikova N.V., Ponomarev A.N., et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2010. – V. 248. – P. 012005.
36. Egorushkin V., Mel'nikova N., Ponomarev A., and Bobenko N.G. // *J. Mat. Sci. Eng.* – 2011. – V. 1. – P. 161–167.
37. Egorushkin V.E., Melnikova N.V., Bobenko N.G., and Ponomarev A.N. // *Phys. Sci. Appl.* – 2012. – V. 2. – P. 224–232.
38. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика.* – М.: Наука, 1979. – 528 с.
39. Иверонова В.И., Канцнельсон А.А. *Ближний порядок в твердых растворах.* – М.: Наука, 1977. – 256 с.
40. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. // *Письма в ЖЭТФ.* – 1978. – Т. 27. – С. 700–702.

*Сибирский физико-технический институт им. акад. В.Д. Кузнецова
Национального исследовательского Томского государственного университета,
г. Томск, Россия
**Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия
E-mail: phdmelnikova@gmail.com

Поступила в редакцию 27.02.12.

Мельникова Наталья Васильевна, д.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;
Егорушкин Валерий Ефимович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр.;
Бобенко Надежда Георгиевна, аспирантка;
Пonomarev Александр Николаевич, к.ф.-м.н., мл. науч. сотр.