

Электрические свойства тонких пленок аморфного углерода, полученных методом ионно-лучевого напыления

© Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, В.А. Макагонов, С.Ю. Панков, А.В. Ситников

Воронежский государственный технический университет,
394026 Воронеж, Россия
e-mail: Kalinin48@mail.ru

(Поступило в Редакцию 14 марта 2017 г.)

Исследованы электрические свойства тонких пленок аморфного углерода, полученных методом ионно-лучевого распыления графитовой мишени в атмосфере аргона. Анализ структуры методом рамановской спектроскопии показал, что полученные тонкие пленки можно классифицировать как графитоподобные. Изучение электрической проводимости и термоэдс показали, что с повышением температуры от 77 до 190 К в полученных тонких пленках прыжковый механизм электрической проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми сменяется прыжковым переносом по ближайшим соседям, а в области температур, близких к комнатной, электроперенос осуществляется прыжками переменной длины по локализованным состояниям в хвосте валентной зоны.

DOI: 10.21883/JTF.2017.11.45137.2248

Введение

Физические свойства аморфных твердых тел продолжают привлекать значительное внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Такое внимание обусловлено тем, что если кристаллические твердые тела достаточно хорошо изучены, то аморфную структуру пока не удается описать однозначно, а следовательно, предсказать физические свойства материала с такой структурой. С другой стороны, аморфное состояние является неравновесным и часто обнаруживает постепенный или даже быстрый переход в более равновесное состояние, следствием чего в аморфных образцах часто имеет место необратимое изменение электрических свойств, особенно при повышении температуры [1]. Аморфный углерод с этой точки зрения представляет особый интерес, поскольку является однокомпонентным и при распылении в вакууме может быть сформирована тонкая пленка с аморфной структурой. Структура тонких пленок аморфного углерода была подробно исследована в [2–4]. Было показано, что пленки представляют собой смесь двух фаз: алмазоподобной с sp^3 -типом гибридизации атомов углерода, тетрагональной структурой и графитоподобной, характеризующейся sp^2 -типом гибридизации атомов углерода, при этом графитоподобная фаза формирует так называемые sp^2 -кластеры, которые характеризуются размером от единиц до нескольких десятков нанометров [5,6].

В зависимости от соотношения атомов углерода с sp^2 - и sp^3 -типами гибридизации электрические свойства полученных тонких пленок могут изменяться от полуметаллических, характерных для графита, до диэлектрических, как у алмаза [7–9]. Так, ширина запрещенной зоны тонкой пленки аморфного углерода может принимать значения от 0.5 до 4 eV [10], а удельное электрическое сопротивление изменяться от 10^{-3} до $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ [11–14].

Условия роста, такие как скорость осаждения, температура подложки, наличие реактивных газов или присутствие легирующих добавок, значительно влияют на соотношение sp^2/sp^3 -связей в пленках. Из всех разновидностей тонких пленок аморфного углерода наиболее интересными и изученными являются тонкие пленки алмазоподобного аморфного гидрогенизированного углерода α -C:H. Водород при напылении не только заполняет оборванные связи, понижая число электронных состояний собственных дефектов, но также способствует образованию sp^3 -связей [6,15]. В работе [16] исследовалось легирование тонких пленок α -C:H фосфором. Концентрация фосфора изменялась от 1 до 7 at.%, при этом у пленок, содержащих 1 at.% фосфора, электрическое сопротивление возрастает, а при дальнейшем увеличении содержания фосфора до 5 at.% происходит монотонное уменьшение электрического сопротивления пленок. Из анализа полученных зависимостей, а также результатов рамановской спектроскопии авторы сделали вывод, что легирование фосфором выше 5 at.% приводит к графитизации структуры пленок α -C:H(P).

В работах [17,18] изучались свойства пленок аморфного гидрогенизированного углерода, модифицированных нанокластерами платины α -C:H(Pt). Авторы также пришли к выводу, что добавление ~ 5 at.% Pt приводит к графитизации матрицы пленок α -C:H(Pt), обусловленной ее взаимодействием с нанокластерами платины. Отметим, что аналогичные изменения структуры матрицы пленок α -C:H наблюдались в [19] при модификации α -C:H кобальтом. Также аналогичный эффект, но в более слабой форме наблюдался и при модификации матрицы аморфного углерода атомами серебра [20,21].

В настоящей работе исследованы электрические свойства тонких пленок аморфного углерода, полученных методом ионно-лучевого напыления в атмосфере аргона, и влияние низкотемпературной термической обработки на их электрические свойства.

Методика эксперимента

Для получения тонких аморфных пленок углерода применялся метод ионно-лучевого распыления графитовой мишени в атмосфере аргона с давлением $P_{Ar} = 3.6 \cdot 10^{-4}$ Торр и последующего осаждения материала на ситалловую подложку, находящуюся при комнатной температуре [22]. Толщина полученных пленок измерялась на интерферометре МИИ-4 и оказалась равной $2.5 \mu\text{m}$.

Структуру исследовали методами дифракции рентгеновских лучей на дифрактометре Bruker D2 Phaser и методом комбинационного (рамановского) рассеяния на спектрометре Horiba LabRAM HR Evolution в геометрии обратного рассеяния при возбуждении на длине волны 532 nm в неполяризованном свете.

Зависимости удельного электрического сопротивления от температуры были измерены двухзондовым методом на постоянном токе при помощи универсального цифрового мультиметра В7-78/1. Зависимости термоэдс пленок от температуры получены дифференциальным методом. Материалом холодного и горячего зондов служила серебряная проволока чистотой 99.99%. Относительная погрешность измерения электрического сопротивления исследуемых тонких пленок не превышала 2%, а термоэдс — 3%.

Термообработку и измерение зависимостей удельного электрического сопротивления от температуры проводили в вакууме с давлением остаточных газов не более $5 \cdot 10^{-5}$ Торр. Скорость роста температуры и скорость охлаждения составляла $2\text{--}3 \text{ K/min}$.

Из картин дифракции рентгеновских лучей следует, что исследованные тонкие пленки являются аморфными как в исходном состоянии, так и после термообработки при $T = 200^\circ\text{C}$ в течение 60 min (рис. 1).

Наиболее распространенным способом анализа структуры аморфных углеродных материалов является рамановская спектроскопия. На рис. 2 представлены рамановские спектры для тонких пленок аморфного углерода

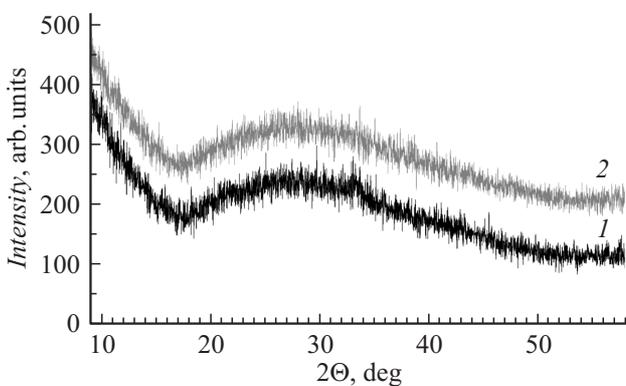


Рис. 1. Картины дифракции рентгеновских лучей ($\lambda_{CuK\alpha 1} = 1.54 \text{ \AA}$) для тонких пленок аморфного углерода в исходном состоянии (кривая 1) и после термообработки в вакууме при $T = 200^\circ\text{C}$ в течение 60 min (кривая 2).

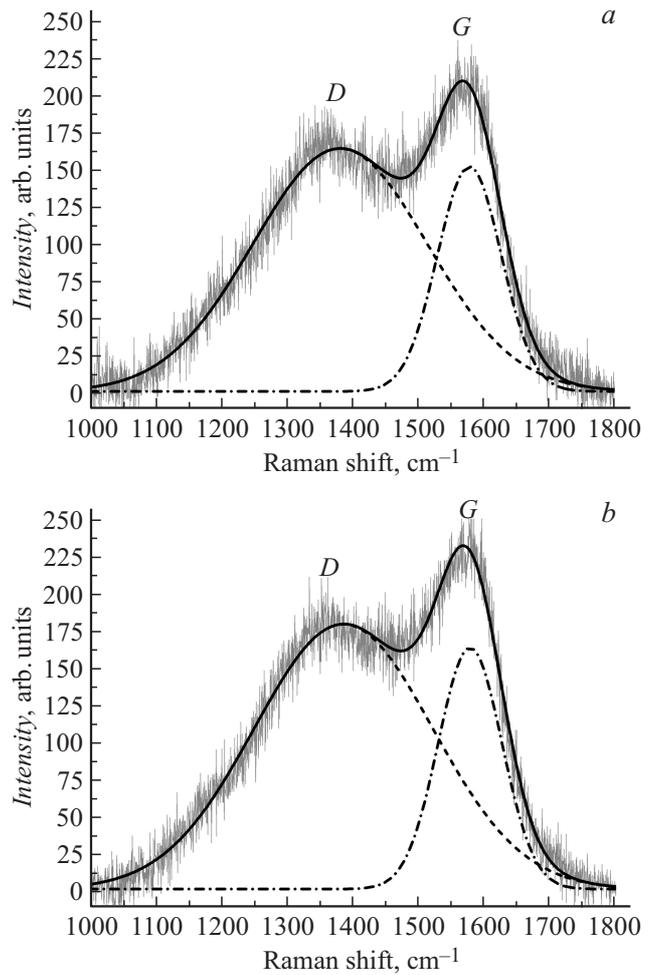


Рис. 2. Рамановские спектры для тонких пленок аморфного углерода в исходном состоянии (a) и после термообработки в вакууме при $T = 200^\circ\text{C}$ (b).

в исходном состоянии (a) и после термообработки в вакууме при $T = 200^\circ\text{C}$ (b). На полученных спектрах наблюдаются две полосы: D-полоса, обусловленная растяжением (stretching modes) пар sp^2 -связей в углеродных кольцах и цепях, с частотой около 1380 cm^{-1} , и G-полоса, вызванная „дышащими“ модами (breathing modes) в углеродных цепях, с частотой около 1580 cm^{-1} , что является типичным для аморфного углерода [23]. Разложение спектров на две гауссовы компоненты позволяет определить положения максимумов D- и G-полос и значения ширины пиков на их полувысоте (табл. 1). Из анализа положения пика G и отношения интенсивностей полос D и G (I_D/I_G) согласно градуировкам, приведенным в [24], было установлено, что содержание sp^3 -гибридизованного углерода не превышает 7%. Следовательно, полученные тонкие пленки можно отнести к графитоподобным.

Значения ширины пика G на половине высоты больше 50 cm^{-1} , что свидетельствует о том, что размер областей sp^2 -гибридизованного углерода менее 2 nm [24], а следовательно, для точной оценки размеров класте-

Таблица 1. Параметры спектров рамановского рассеяния для тонких пленок аморфного углерода в исходном состоянии и после термообработки в вакууме при $T = 200^\circ\text{C}$, а также значения средних размеров кластеров sp^2 -гибридизованного углерода (l_a)

Состояние	Положение пика D , cm^{-1}	Ширина пика D на половине высоты, cm^{-1}	Положение пика G , cm^{-1}	Ширина пика G на половине высоты, cm^{-1}	I_D/I_G	l_a , nm
Исходное	1382	313.6	1579	114.8	1.08	1.4
После отжига в вакууме при 200°C	1385	319.5	1578	113.4	1.10	1.41

ров можно применить модель [17,25], согласно которой средний размер кластеров sp^2 -гибридизованного углерода l_a связан с величиной I_D/I_G отношением $I_D/I_G = \gamma l_a^2$, где l_a — размер кластера, $\gamma = 5.5 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^2$. Оценки размеров кластеров показали, что для изученных пленок аморфного углерода $l_a \approx 1.4 \text{ nm}$, что совпадает со средним размером кластера, образованного sp^2 -гибридизованным углеродом согласно литературным данным [26,27].

Результаты эксперимента и их обсуждение

Значения удельного электрического сопротивления и термоэдс при комнатной температуре для полученных тонких пленок углерода составили $101.2 \mu\Omega \cdot \text{m}$ и $12.2 \mu\text{V/K}$ соответственно. Знак термоэдс — положительный, что указывает на дырочный тип проводимости. После отжига в течение 60 min в вакууме при температуре 200°C удельное электрическое сопротивление пленки, измеренное при комнатной температуре, понижается до значения $81 \mu\Omega \cdot \text{m}$. При этом термоэдс осталась положительной, но абсолютная величина уменьшилась и стала равной $8.6 \mu\text{V/K}$.

Для установления механизмов электропереноса, а также оценки влияния термического отжига на удельное электрическое сопротивление и термоэдс в полученных тонких пленках аморфного углерода были исследованы их температурные зависимости в диапазоне 77–300 K (рис. 3, *a* и *b*). Из рис. 3, *a* видно, что с понижением температуры до 77 K значения удельного электрического сопротивления как для образца в исходном состоянии (кривая 1, рис. 3, *a*), так и для отожженного (кривая 2, рис. 3, *a*) увеличиваются в 3 и 2 раза соответственно.

Совместный анализ данных рис. 3 показал, что в области температур 77–130 K удельное электрическое сопротивление и термоэдс спрямляются в координатах $\ln R \propto f(1/T^{1/4})$ и $S \propto f(1/T^{1/2})$ (рис. 4), что указывает на прыжковый механизм проводимости электронов с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми. Тогда, согласно [11], выражение для электриче-

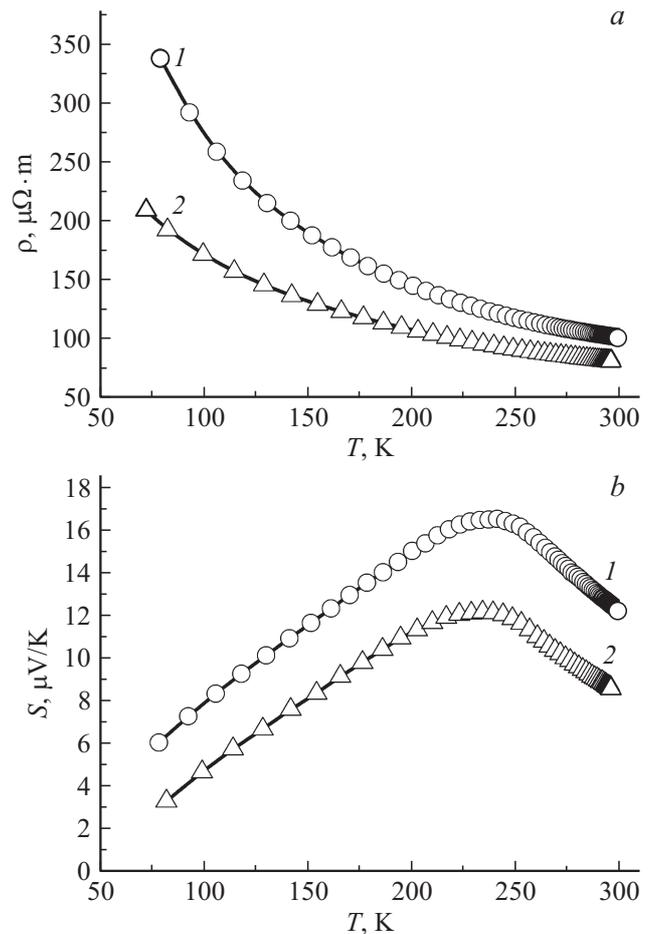


Рис. 3. Зависимости удельного электрического сопротивления (*a*) и термоэдс (*b*) тонких пленок аморфного углерода S от температуры в диапазоне 77–300 K: кривая 1 — исходное состояние, кривая 2 — после отжига в вакууме при 200°C .

ской проводимости имеет следующий вид:

$$\sigma = e^2 R^2 v_{ph} g \exp\left(-\frac{B}{E}\right)^{1/4}, \tag{1}$$

где

$$B = \frac{16}{a^3 k g (E_F)}, \tag{2}$$

$$R = \left[\frac{3}{2\pi a g (E_F) kT} \right]^{1/4}, \tag{3}$$

Таблица 2. Рассчитанные параметры для пленок аморфного углерода, определенные из модели прыжковой проводимости электронов с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми

Состояние	$B^{1/4}, K^{1/4}$	B, K	$g(E_F), 1/(eV \cdot cm^3)$	R при 120 K, nm	W_{VRH}, eV ($T = 120 K$)	$S, \mu V/K$ ($T = 120 K$)	$\left(\frac{\partial \ln g(E)}{\partial E}\right)_{E=E_F}, eV^{-1}$ ($T = 120 K$)
Исходное	11.476	$1.735 \cdot 10^4$	$8.6 \cdot 10^{19}$	6.5	0.036	9.45	1.76
После отжига в вакууме 200°C	8.426	$5.041 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^{20}$	4.8	0.026	6.17	2.14

e — заряд электрона, R — среднее расстояние прыжка, ν_{ph} — фактор спектра фононов взаимодействия, T — абсолютная температура, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, a — радиус локализации волновой функции электрона, k — постоянная Больцмана.

Из рис. 4, *a* были определены значения величин B для исследованных пленок. Предполагая, что процесс переноса носителей заряда лимитируется прыжками между оборванными связями углерода, для оценки плотности локализованных состояний принимаем радиус локализации равным Борзовскому радиусу [28]

$$a_B = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{m^* e^2}, \tag{4}$$

где ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, $m^* \approx m_0$ — эффективная масса электрона, e — заряд электрона. Для неупорядоченных углеродных материалов характерны значения $\epsilon_0 \approx 10$ [29], что дает $a_B = 5$ nm. Тогда, применяя выражения (2)–(4), можно провести оценку параметров аморфной пленки углерода, исходя из модели прыжковой проводимости электронов с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми (табл. 2).

Проведем также оценку средней энергии прыжка (табл. 2), которая в случае прыжков с переменной длиной прыжка должна быть равна

$$W_{VRH} \cong k(BT^3)^{1/4}. \tag{5}$$

Если в исследованном интервале температур имеет место прыжковый механизм проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми, то для термоздс должно быть справедливо выражение [11]

$$S = \frac{k^2}{2e} \sqrt{TB} \left(\frac{\partial \ln g(E)}{\partial E} \right)_{E=E_F}. \tag{6}$$

Учитывая полученные ранее значения B и S , можно оценить производные логарифма плотности локализованных состояний по энергии для различных температур. Результаты таких оценок для исследованных пленок при $T = 120$ K представлены в табл. 2.

Полученные значения плотности локализованных состояний находятся в полном согласии с результатами,

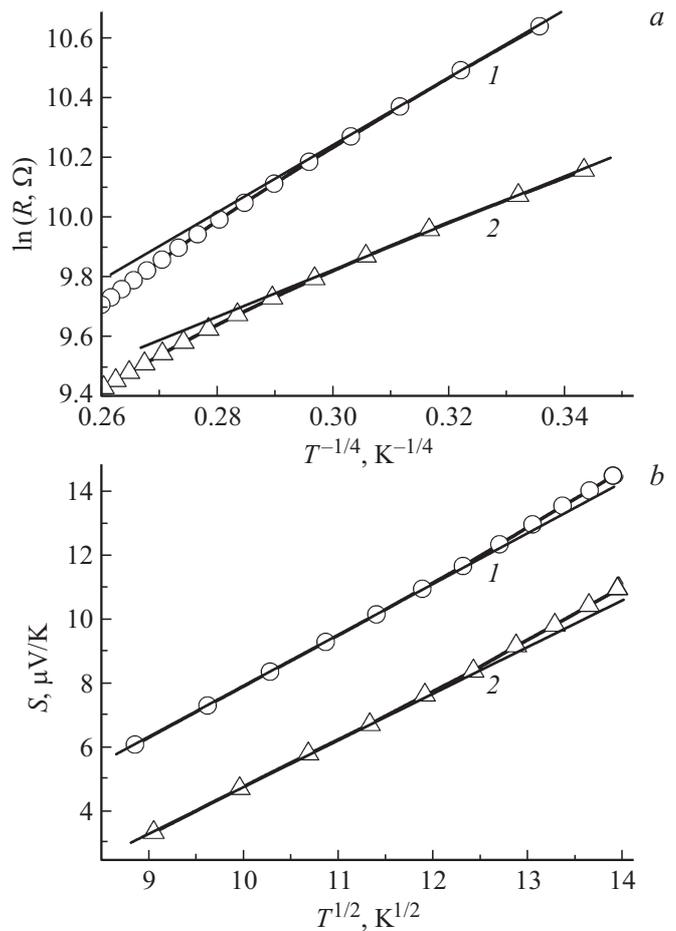


Рис. 4. Зависимости $\ln R \propto f(1/T^{1/4})$ (*a*) и $S \propto f(\sqrt{T})$ (*b*) тонких пленок аморфного углерода: кривая 1 — исходное состояние, кривая 2 — после отжига в вакууме при 200°C.

приведенными в [30–32]. Из данных табл. 2 также следует, что отжиг в вакууме при 200°C приводит к увеличению плотности локализованных состояний на уровне Ферми и ее производной по энергии вблизи уровня Ферми, а также к уменьшению энергии прыжка.

Для описания температурных зависимостей электрической проводимости в температурном интервале 130–190 K применим модель прыжковой проводимости по ближайшим соседям, тогда, согласно [11], для электросопротивления и термоздс должны выполняться

Таблица 3. Рассчитанные параметры для пленок аморфного углерода, определенные из модели прыжковой проводимости электронов по ближайшим соседям

Состояние	$S, \mu\text{V/K}$ ($T = 130 \text{ K}$)	$\left(\frac{\partial \ln g(E)}{\partial E}\right)_{E=E_F}, \text{eV}^{-1}$ ($T = 130 \text{ K}$)	$W_{\text{NNH}}, \text{eV}$	R_0, nm ($T = 130 \text{ K}$)
Исходное	10.2	5.0	0.027	4.7
После отжига в вакууме 200°C	6.9	3.4	0.019	3.5

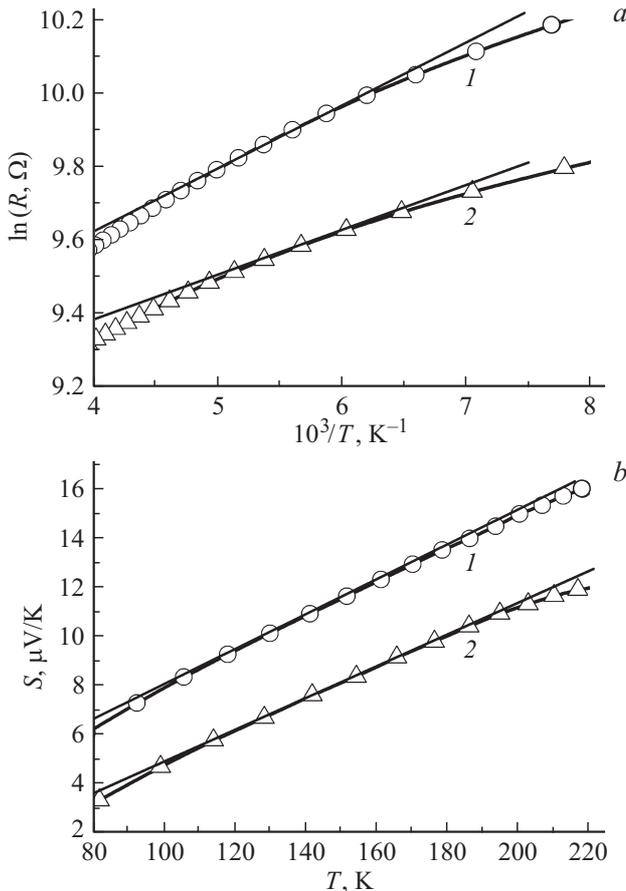


Рис. 5. Зависимости $\ln R \propto f(1000/T)$ (a) и $S \propto f(T)$ (b) тонких пленок аморфного углерода: кривая 1 — исходное состояние, кривая 2 — после отжига в вакууме при 200°C .

равенства

$$\rho = \rho_1 \exp\left(-\frac{W_{\text{NNH}}}{kT}\right), \tag{7}$$

$$S = \frac{2\pi}{3} \frac{k^2 T}{e} \left(\frac{\partial \ln g(E_F)}{\partial E}\right)_{E=E_F}, \tag{8}$$

где W_{NNH} — энергия активации прыжка, задаваемая для прыжков по ближайшим соседям выражением

$$W_{\text{NNH}} = \frac{3}{4\pi R_0^3 g(E_F)}, \tag{9}$$

где R_0 — среднее расстояние между ближайшими соседями, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

Используя формулы (7) и (8), из рис. 5, a и b оценим значения энергии активации прыжка и производные логарифма плотности локализованных состояний. Результаты приведены в табл. 3.

В диапазоне температур 240–300 К зависимости удельного электрического сопротивления и термоэдс имеют линейные участки в координатах $\ln R \propto f(1000/T)$ и $S \propto f(1000/T)$. Тогда, если для температурных зависимостей термоэдс и удельного электрического сопротивления справедливы уравнения

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{E_a^R}{2kT}\right), \tag{10}$$

где E_a^R — энергия активации электрической проводимости, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура,

$$S = \pm \frac{k}{e} \left(\frac{E_a^S}{kT} + A\right), \tag{11}$$

где e — заряд электрона, A — постоянная, E_a^S — энергия активации термоэдс,

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{E_a^{R*} + W_h}{2kT}\right), \tag{12}$$

где $E_a^{R*} = E_a^S = E_A - E_F$, E_A — энергия на краю зоны проводимости, E_F — энергия Ферми, и, учитывая уравнения (10)–(12), по экспериментальным зависимостям (рис. 6, a и b) можно оценить значения энергии активации проводимости E_a^R и термоэдс E_a^S . Результаты такой оценки приведены в табл. 4.

Значения энергии активации удельного электрического сопротивления больше значений энергии термоэдс, что указывает на то, что электроперенос осуществляется прыжками носителей в хвостах зон. Однако энергия активации термоэдс как для исходного состояния, так и после отжига очень мала и принимает значения, не

Таблица 4. Энергии активации проводимости и термоэдс тонких пленок аморфного углерода в области температур 240–300 К

Состояние	E_a^{R*}, eV	E_a^S, eV	W_h, eV
Исходное	0.038	0.0065	0.0315
После отжига в вакууме 200°C	0.031	0.0052	0.0258

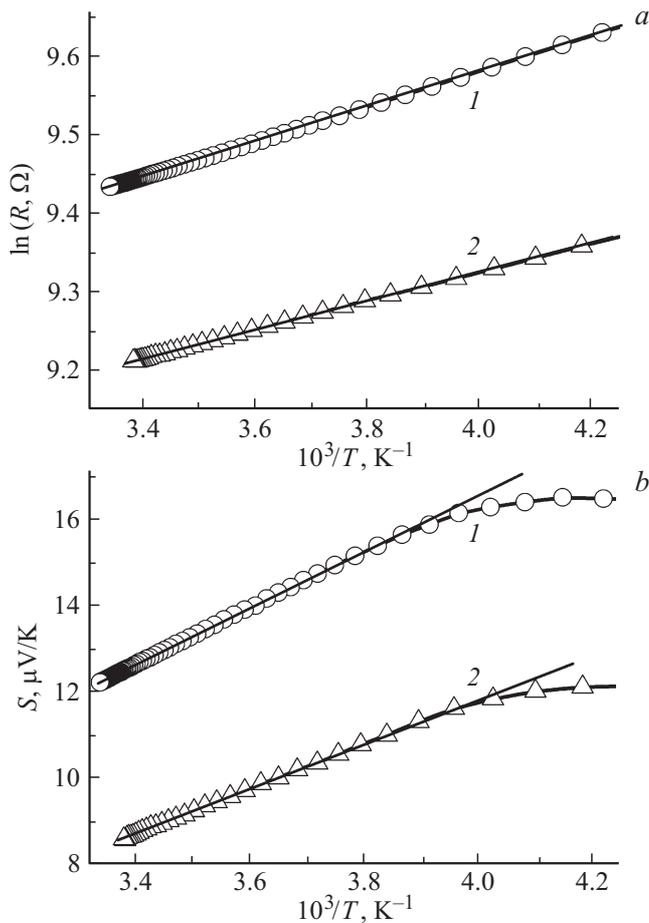


Рис. 6. Зависимости $\ln R \propto f(1000/T)$ (a) и $S \propto f(1000/T)$ (b) тонких пленок аморфного углерода: кривая 1 — исходное состояние, кривая 2 — после отжига в вакууме при 200°C .

реалистичные с физической точки зрения. Это может быть объяснено тем, что указанная область температур является областью сосуществования нескольких равноценных механизмов электропереноса, и для корректной оценки энергии активации термоэдс и удельного электросопротивления эти вклады необходимо разделять.

В [33] авторы также пришли к выводу, что в области температур от комнатной и выше выражение для термоэдс можно описать суммой двух слагаемых: термически активированная прыжковая по хвостам зон и термоэдс, обусловленная sp^2 -кластерами. Авторы предположили, что если термоэдс sp^2 -кластеров можно описать выражением, характерным для термоэдс металлов, то результирующее значение термоэдс будет определяться как

$$S(T) = S_{\text{metallic}} + S_{\text{hopping/activated}} = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e\mu(T)} + \frac{E_{\text{act}}}{eT}, \quad (13)$$

где k — постоянная Больцмана ($8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$), T — температура, e — заряд электрона, μ — химический потенциал, E_{act} — энергия активации термоэдс при прыжковой проводимости в хвостах зон.

Похожий подход для описания температурной зависимости термоэдс в области средних и высоких температур был применен в [34], однако оценки значений химического потенциала дали нереалистичные значения: 5.9, 4.9, 15 и 3.7 eV для тонких пленок аморфного углерода в исходном состоянии и после термообработки в вакууме в течение 30 min при температурах 400, 800, 1300 и 1500°C соответственно. Авторы объяснили подобные нестыковки возможностью существования носителей тока со знаком, обратным знаку основных носителей, а также разбросом положения уровня Ферми между sp^2 -кластерами.

Заключение

Методом ионно-лучевого распыления в среде аргона получены тонкие аморфные графитоподобные пленки углерода. Установлено, что для тонких пленок аморфного графитоподобного углерода наблюдается последовательная смена доминирующего механизма проводимости от прыжкового с переменной длиной прыжка в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми к прыжкам по ближайшим соседям, который сменяется прыжковым электропереносом с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям в хвосте валентной зоны при температурах, близких к комнатной.

Авторы выражают благодарность руководителю ЦКП „Диагностика структуры и свойств наноматериалов“ НИЦ „БелГУ“ д.ф.-м.н. проф. О.Н. Иванову за исследования тонких пленок аморфного углерода методом рамановской спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки в рамках проектной части государственного задания (проект № 3.1867.2017/ПЧ).

Список литературы

- [1] Джонсер А.К., Хилл Р.М. // Физика тонких пленок. М.: Мир, 1978. С. 180–263.
- [2] Grill A. // Diamond and Related Materials. 1999. Vol. 8. P. 428–434.
- [3] Peng X.L., Clyne T.W. // Thin Solid Films. 1998. Vol. 312. P. 207.
- [4] Ivanov-Omskii V.I., Siklitsky V.I., Sitnikova A.A., Suvorova A.A., Tolmatchev A.V., Zvonariova T.K., Yastrebov S.G. // Phil. Mag. 1997. Vol. 76. P. 973.
- [5] Robertson J. // Diam. Rel. Mat. 1992. P. 397–406.
- [6] Robertson J. // Material Science Forum. 1989. Vol. 52&53. P. 125–150.
- [7] Bubenzer A., Dischler B., Brandt G., Koidl P. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. P. 4590.
- [8] Kaplan S., Jansen F., Machonkin M. // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 47. P. 750.
- [9] Zou J.W., Reichelt K., Schmidt K., Dischler B. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. P. 3914.
- [10] Robertson J. // Philosophical Magazine. Part B. 1990. Vol. 76. P. 335–350.

- [11] *Mott H., Дэвис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах: в 2 т. М.: Мир, 1982. Т. 1. 658 с.
- [12] *Moustafa S.H., Koos M., Pocsik I.* // *J. Non-crystalline Solid.* 1998. Vol. 227–230. P. 1087–1091.
- [13] *Grill A.* // *Thin Sol. Film.* 1999. Vol. 355–356. P. 189–193.
- [14] *Koos M., Moustafa S.H., Szilagyi E., Pocsik I.* // *Diamond and Related Materials.* 1999. Vol. 8. P. 1919–1926.
- [15] *Clausing R.* *Diamond and Diamond-like Films and Coatings.* NY.: Plenum Press, 1991. 907 p.
- [16] *Mominzaman Sh.M., Soga T., Jimbo T., Umeno M.* // *Diamond and Related Materials.* 2001. Vol. 10. P. 1839–1842.
- [17] *Ferrari A.C., Robertson J.* // *Phys. Rev. B.* 2000. Vol. 61. N 20. P 14095–14107.
- [18] *Ferrari A.C., Kleinsorge B., Adamopoulos G., Robertson J., Milne W.I., Stolojan V., Brown L.M., Libassi A., Tanner B.K.* // *J. Non-Cryst. Sol.* 2000. Vol. 266–269. P. 765–768.
- [19] *Schiffmann K.* // *Wear.* 1988. Vol. 216. P. 27–34.
- [20] *Muto S., Kubo T., Kurokawa Y., Suzuki K.* // *Thin Sol. Film.* 1998. Vol. 322. P. 233–238.
- [21] *Prikhodko O.Yu., Manabaev N.K., Guseynov N.R., Maksimova S.Ya., Mikhailova S.L., Daineko E.A.* // Proc. „International Conference on Diamond and Carbon Materials (DIAM 2013)“. Italy, 2013. P. 96.
- [22] *Гриднев С.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В.* Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах. М.: БИНОМ, Лаборатория знаний, 2012. 352 с.
- [23] *Сморгонская Э.А., Иванов-Омский В.И.* // *ФТП.* 2005. Т. 39. Вып. 8. С. 970–975.
- [24] *Robertson J.* // *Mater. Sci. Engineer. R.* 2002. Vol. 37. P. 129–281.
- [25] *Ferrari A.C., Rodil S.E., Robertson J.* // *Phys. Rev. B.* 2003. Vol. 67. P. 155306 (1–20).
- [26] *Сиклицкий В.И., Луцев Л.В., Байдакова М.В.* // *Письма в ЖТФ.* 2002. Т. 28. Вып. 7. С. 46–51.
- [27] *Robertson J.* // *Philos. Mag. Lett.* 1988. Vol. 57. P. 143.
- [28] *Каминский В.В., Васильев Л.Н., Романова М.В., Соловьев С.М.* // *ФТТ.* 2001. Т. 43. Вып. 6. С. 997–999.
- [29] *Fung A.W.P., Wang Z.H., Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Pekala R.W., Endo M.* // *Phys. Rev. B.* 1994. Vol. 49. P. 17325–17335.
- [30] *Maikena E.B., Taborek P.* // *J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 87. P. 4223.
- [31] *Shimakawa K., Miyake K.* // *Phys. Rev.* 1989. Vol. 39. P. 7578.
- [32] *Meyerson B., Smith F.W.* // *Sol. Stat. Commun.* 1982. Vol. 41. N 1. P. 23–27.
- [33] *Bhattacharyya S.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. Vol. 42. P. 085407–085413.
- [34] *Takai K., Oga M., Sato H., Enoki T.* // *Phys. Rev.* 2003. Vol. 67. P. 214202.