

Аномальный рост термоэдс в эпитаксиальном графене на размерно-квантованной пленке

З.З. Алисултанов^{1,2}, Н.А. Мирзегасанова²

¹Институт физики им. И.М. Амирханова ДагНЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, г. Махачкала, 367003, Россия
E-mail: zaur0102@gmail.com

²Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2013 г., после переработки 12 ноября 2013 г.

В рамках модели Давыдова рассмотрен термоэлектрический эффект в эпитаксиальном графене, сформированном на поверхности размерно-квантованной металлической пленки. Используется подход, основанный на формуле Кубо для проводимости и дифференциальной термоэдс. Показано, что вблизи краев энергетических уровней, вызванных размерным квантованием, термоэдс эпитаксиального графена возрастает до гигантских значений $200 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$, что почти в семь раз больше термоэдс изолированного графена (около $30 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$).

У рамках моделі Давидова розглянуто термоелектричний ефект в епітаксійному графені, який сформован на поверхні розмірно-квантованої металічної плівки. Використовано підхід, побудований на формулі Кубо для провідності та диференціальної термоерс. Показано, що поблизу енергетичних рівнів, викликаних розмірним квантуванням, термоерс епітаксійного графена зростає до велетенських значень $200 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$, що майже у сім разів більше ніж термоерс ізольованого графена (близько $30 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$).

PACS: **68.43.-h** Химическая/физическая адсорбция: адсорбаты на поверхностях;
72.80.Vp Электронный транспорт в графене;
65.80.Ck Термические свойства графена.

Ключевые слова: эпитаксиальный графен, термоэдс, проводимость, модель Давыдова.

1. Введение

Симметрия кристаллической решетки графена и валентность атома углерода приводят к уникальному спектру для электронных возбуждений [1]. Действительно, исследование зонной структуры графена показывает, что графен — полуметалл с линейным энергетическим спектром [2]. Этот спектр приводит к самым разным уникальным свойствам, начиная от электронных и оптических [2–9], заканчивая адсорбционными свойствами [10–13], которые сейчас активно обсуждаются даже для таких прикладных целей, как очистка природного газа [14] и опреснение воды [15]. Одним из актуальных вопросов является исследование эпитаксиального графена [16–26]. В настоящей работе в рамках модели Давыдова исследованы проводимость и термоэдс однослойного графена, сформированного на поверхности размерно-квантованной металлической пленки. Насколько известно авторам, экспериментально такую систему еще не исследовали. Необходимо

подчеркнуть, что эта система может оказаться достаточно полезной для прикладных целей, так как обладает рядом интересных свойств, предсказанных простой теорией [22–26].

Изолированному графену присущи уникальные термоэлектрические свойства [27,28]. Действительно, термоэдс графена при комнатной температуре составляет около $30 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$ [27] (для сравнения, термоэдс металлов порядка $0,01 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$). Большие значения термоэдс наблюдаются в щелевом графене, когда значение химического потенциала приближается к энергии на краю щели [28].

Электрическое поле \mathbf{E} и градиент температуры ∇T приводят к возникновению электрического \mathbf{j} и теплового \mathbf{g} потоков. Эти величины связаны друг с другом посредством следующего соотношения:

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{j} + S_I \nabla T, \quad \mathbf{g} = \Pi \mathbf{j} - \kappa \nabla T, \quad (1)$$

где ρ — удельное сопротивление, κ — коэффициент теплопроводности, S_I — коэффициент Зеебека, Π —

коэффициент Пелтье. Коэффициент Зеебека (дифференциальная термоэдс) и коэффициент Пелтье удовлетворяют следующим формулам:

$$S_I = -\beta/\sigma, \quad \Pi = S_I T, \quad (2)$$

где σ — действительная часть продольной проводимости.

2. Проводимость и термоэдс. Общие соотношения

Термоэлектрический коэффициент обычно определяется с помощью формулы Мотта [29]

$$\beta = \frac{\pi^2}{3e} k_B^2 T \frac{d\sigma(\mu, T=0)}{d\mu},$$

где μ — химический потенциал, k_B — постоянная Больцмана. Однако эта формула не годится, когда время релаксации квазичастиц сильно зависит от энергии [28]. Кроме того, эта формула имеет известное условие применимости: $|\mu| \gg T$. В общем случае необходимо пользоваться следующим выражением [28]:

$$\beta = \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon \frac{\epsilon}{eT} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} A(\epsilon + \mu), \quad (3)$$

где $f(\epsilon) = [\exp(\epsilon/k_B T) + 1]^{-1}$ — распределение Ферми-Дирака, а проводимость σ и функция $A(\epsilon)$ определяются с помощью формулы Кубо, которая для графена имеет следующий вид [30]:

$$\sigma(\mu, T) = \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon \frac{\partial f}{\partial \epsilon} A(\epsilon + \mu),$$

$$A(\epsilon) = -\frac{2v_F^2 \hbar e^2}{\pi N S} \sum_{k, v_{b1}, v_{b2}=\pm 1} \text{Im} G_{v_{b1}}(\mathbf{k}, \epsilon) \text{Im} G_{v_{b2}}(\mathbf{k}, \epsilon), \quad (4)$$

где $v_F \approx 10^8$ см/с — скорость Ферми электронов графена, S — площадь графена, $G_{v_b}(\mathbf{k}, \epsilon)$ — функция Грина электронов графена, v_b — зонный индекс, $v_b = +1$ соответствует зоне проводимости, а $v_b = -1$ — валентной зоне. v_{b1} и v_{b2} — зонные индексы, входящие в функции $G(\mathbf{k}, \epsilon)$ и $G(\mathbf{k}, \epsilon + \omega)$ соответственно. В настоящей работе для расчета термоэлектрического коэффициента использована формула (3). В последней формуле учтены множители, появляющиеся при учете суммирования по зонам и вырождения по спину. Суть модели Давыдова подробно изложена в [17], а также в ряде работ одного из авторов [18–26]. Эта модель заключается в том, что графен на поверхности подложки представляется в виде адсорбированных на этой поверхности атомов углерода, выстроенных в гексагональную структуру. В модели Андерсона–Ньюнса для функции Грина одиночного адатома имеем

$$G_i^0(\epsilon) = [\omega - \epsilon_a - \Lambda(\epsilon) - i\Gamma_c(\epsilon)]^{-1}, \quad (5)$$

где ϵ_a — энергия уровня адатома углерода, $\Gamma_c(\epsilon) = \pi V^2 \rho(\epsilon)$ — полуширина уровня адатома,

$$\Lambda(\epsilon) = \pi^{-1} P \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_c(\epsilon') d\epsilon' / (\epsilon - \epsilon')$$

— функция сдвига уровня адатома, $\rho(\epsilon)$ — плотность состояний подложки, « P » обозначает интегрирование в смысле главного значения, V — потенциал гибридизации. Положим $\epsilon_a = 0$. Между адатомами углерода, выстроенными в гексагональную структуру, возникает обмен электронами. Таким образом, формируется зона Бриллюэна эпитаксиального графена. Чтобы учесть обмен электронами, воспользуемся уравнением Дайсона в приближении, когда учитываются лишь ближайшие атомы

$$G_{ij} = G_i^0 \delta_{ij} + \sum_l G_i^0 t_{il} G_{lj}, \quad (6)$$

где $t_{il} = t$ — энергия перескока электрона между ближайшими атомами углерода (для изолированного графена $t \approx 2,8$ эВ). Применяя к уравнению Дайсона фурье-преобразование, принимая во внимание симметрию кристаллической решетки графена, а также учитывая, что $G_i^0 = G_0$, получаем

$$G_{\mathbf{q}}^{-1}(\epsilon) = G_0^{-1}(\epsilon) - t f(\mathbf{q}) - i\gamma, \quad (7)$$

где функция $f(\mathbf{q})$ определена следующим образом:

$$f(\mathbf{q}) = v_b \sqrt{3 + 2 \cos(\sqrt{3} q_x a) + 4 \cos(\sqrt{3} q_x a / 2) \cos(3 q_y a / 2)},$$

a — расстояние между ближайшими атомами в графене, \mathbf{q} — двумерный волновой вектор электронов графена, γ — энергия затухания квазичастиц за счет внутренних столкновительных процессов: рассеяния на фононах, примесных атомах, дефектах кристаллической решетки и т.д. (остаточное рассеяние). Вблизи точки Дирака с координатами $\mathbf{Q} = (2\pi/3a, 2\pi/3\sqrt{3}a)$ получаем:

$$t f(\mathbf{k}) = v_b 3ta |\mathbf{k}| / 2 = v_b v_F \hbar |\mathbf{k}|,$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{q} - \mathbf{Q}$.

Статическая проводимость эпитаксиального графена исследована в [19]. Следуя этой работе, для величины $A(\epsilon)$ получаем

$$A(\epsilon) = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left[\left(\frac{(\tilde{\epsilon}^2 - \Gamma^2) F(\Gamma) - 4\tilde{\epsilon}^2 \Gamma^2}{F^2(\Gamma) + 4\tilde{\epsilon}^2 \Gamma^2} + 1 \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{\epsilon}}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{\tilde{\epsilon}} \right) \left(\text{arctg} \frac{F(\Gamma)}{2\tilde{\epsilon}\Gamma} + \text{arctg} \frac{\tilde{\epsilon}^2 - \Gamma^2}{2\tilde{\epsilon}\Gamma} \right) \right], \quad (8)$$

где $F(\Gamma) = \xi^2 - \tilde{\epsilon}^2 + \Gamma^2$, $\tilde{\epsilon} = \epsilon - \Lambda(\epsilon)$, $\Gamma = \gamma + \Gamma_c(\epsilon)$, $\xi = \sqrt{\pi\sqrt{3}t}$ — энергетический параметр порядка ширины зоны для графена. Положим $\gamma \approx 0,001$ эВ. Отметим, что в настоящей работе энергия отсчитывается от точки Дирака.

3. Плотность состояний подложки и функция сдвига

Определим функции $\Gamma_c(\epsilon)$ и $\Lambda(\epsilon)$ для графена, сформированного на размерно-квантованной пленке. Для энергии электронов пленки, расположенной в плоскости XY , имеем

$$E(\mathbf{p}) = (2m)^{-1}(p_x^2 + p_y^2) + \epsilon_n, \quad (9)$$

где $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ — двумерный импульс электронов пленки, m — эффективная масса электрона в плоскости пленки, ϵ_n — энергия электронов в направлении OZ . Используем для пленочного потенциала приближение бесконечно высокой потенциальной ямы, т.е. $\epsilon_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2m_{\perp} L^2$, где m_{\perp} — эффективная масса электрона в направлении OZ , L — толщина пленки, $n = 1, 2, \dots$. Для плотности состояний подложки, приходящейся на один атом графена, после элементарных выкладок получим

$$\rho(\epsilon) = \frac{mS_1 L_1}{\pi^2 \hbar^2 L} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \arctg \left(\frac{\epsilon - \epsilon_n}{\chi} \right) + \frac{\pi}{2} \right\}, \quad (10)$$

где $S_1 = 3\sqrt{3}a^2/4$ — площадь пленки, соответствующая одному атому графена, L_1 — расстояние в направлении OZ , на которое распространяется взаимодействие атома графена с подложкой (в первом приближении протяженность $2p_z$ -орбитали), χ — затухание квазичастиц в пленке. Коэффициент $S_1 L_1 / L$ имеет следующее происхождение. Величина $\rho(\epsilon)$, входящая в $\Gamma_c(\epsilon)$ и $\Lambda(\epsilon)$, есть плотность состояний подложки, соответствующей одному атому графена. Другими словами, это плотность состояний, соответствующая тому участку поверхностного слоя подложки, с которым взаимодействует атом графена. Если ввести величину L_1 , то, очевидно, что для трехмерной подложки объем, соответствующий одному атому графена, равен $S_1 L_1$. Плотность состояний есть $S_1 L_1 \sqrt{2} m^{3/2} \sqrt{|\epsilon|} / (\pi^2 \hbar^3)$. С другой стороны, имеем следующий очевидный предельный переход:

$$\frac{\pi \hbar}{\sqrt{2} m L} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \arctg \left(\frac{\epsilon - \epsilon_n}{\chi} \right) + \frac{\pi}{2} \right\}_{L \rightarrow \infty} = \sqrt{|\epsilon|}.$$

Учитывая это выражение, из (10) получаем правильное предельное выражение для плотности состояний трехмерной структуры. В настоящей работе для простоты считаем, что точка $\epsilon = 0$ (точка отсчета энергии в плотности состояний подложки) совпадает с точкой Дирака. Предполагаем, что $L_1 \approx 2 \text{ \AA}$. При $\chi \rightarrow 0$ имеем

$$\Gamma_c(\epsilon) = \pi |V|^2 \rho_0 \sum_n \Theta(|\epsilon| - \epsilon_n), \quad (11)$$

$$\Lambda(\epsilon) = |V|^2 \rho_0 \sum_n \ln \left| \frac{\epsilon_n - \epsilon}{\epsilon_n + \epsilon} \right|, \quad (12)$$

где $\rho_0 = m S_1 L_1 / \pi \hbar^2 L$, Θ — единичная функция Хевисайда. На рис. 1 приведены графики функций $\Gamma_c(\epsilon)$ и $\Lambda(\epsilon)$.

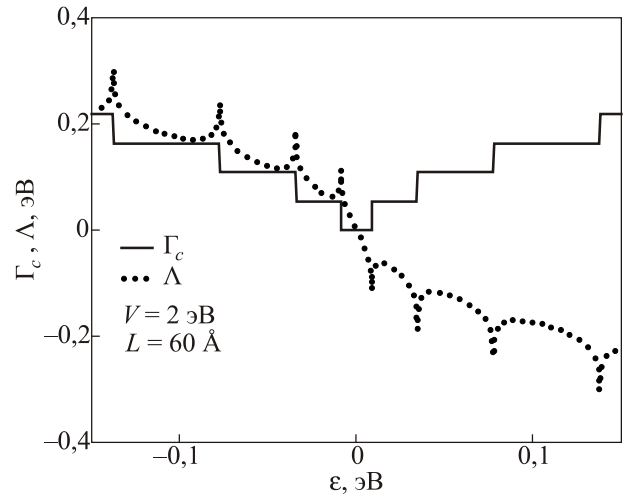


Рис. 1. Зависимость величин Γ_c и Λ от энергии.

4. Проводимость и термоэдс. Результаты расчетов

Зависимость статической проводимости эпитаксиального графена от химического потенциала приведена на рис. 2. При значениях химического потенциала, соответствующих уровням энергии пленки, которые вызваны размерным квантованием, проводимость меняется скачкообразно. Очевидно, первый скачок связан с тем, что вблизи значений $\mu = \pm \epsilon_1$ происходит резкий переход от режима не связанного с подложкой графена (при $|\mu| < \epsilon_1$ $\Gamma_c = 0$) к режиму связанного графена (при $|\mu| > \epsilon_1$ $\Gamma_c \neq 0$). Другие скачки также связаны с резкими переходами между разными режимами связи (например, от Γ_{c1} к Γ_{c2}). Понятно, что в разных режимах проводимость будет различной. Это и объясняет наличие крутых изломов (кинков) в проводимости.

На рис. 3. приведена термоэдс эпитаксиального графена. Вследствие скачкообразного поведения проводимости вблизи уровней размерного квантования

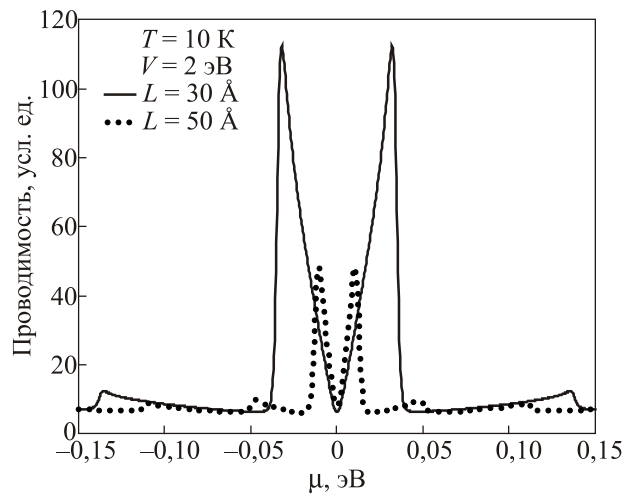


Рис. 2. Проводимость эпитаксиального графена (в единицах $e^2/2\pi\hbar$) при различных значениях толщины пленки.

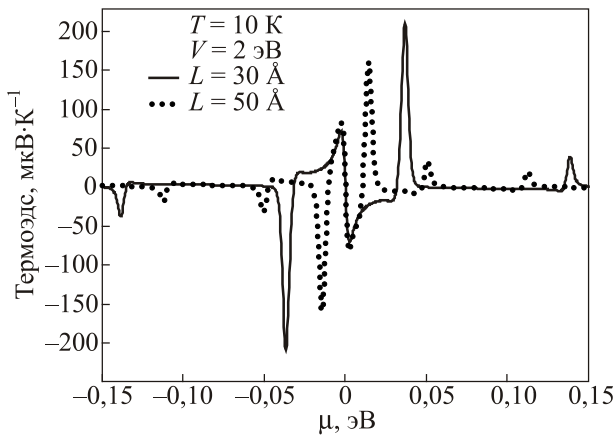


Рис. 3. Термоэдс эпитаксиального графена при различных значениях толщины пленки.

в этих точках имеются пики термоэдс. Действительно, термоэдс чувствительна к производной от проводимости по химическому потенциалу. Термоэдс вблизи первого уровня возрастает более чем в семь раз по сравнению с и так большим значением термоэдс изолированного графена. Вблизи остальных уровней термоэдс также имеет достаточно большое значение, сравнимое с термоэдс изолированного графена. Возвращаясь к обсуждению скачкообразного изменения проводимости, хотелось бы обратить внимание на следующий момент. Величина Γ_c , очевидно, определяет время релаксации квазичастиц эпитаксиального графена на подложке ($\tau \sim \Gamma_c^{-1}$). Следовательно, вблизи уровней энергии время релаксации терпит скачок, т.е. становится сильно зависящим от энергии. Проводя аналогию с работами [28,31], можно сказать, что вблизи уровней размерного квантования появляется новый канал рассеяния квазичастиц, причем время релаксации сильно зависит от энергии. Как и в работах [28,31], следует упомянуть об очевидной аналогии между транспортом в эпитаксиальном графене и транспортом в металле вблизи электронного топологического перехода. Действительно, когда химический потенциал приближается к критическому значению, при котором изменяется связность ферми-поверхности, время релаксации квазичастиц становится сильно зависящим от энергии, что приводит к появлению изломов проводимости и пиков термоэдс [32,33].

5. Сравнение со случаями трехмерной и двумерной подложки

Интересно провести сравнение со случаями, когда подложкой служит трехмерный (3D) и двумерный (2D) металл. Для 3D и 2D металлических подложек имеем

$$\Gamma_c^{3D}(\epsilon) = |V|^2 \frac{S_1 L_1 \sqrt{2} m^{3/2} \sqrt{|\epsilon|}}{\pi \hbar^3},$$

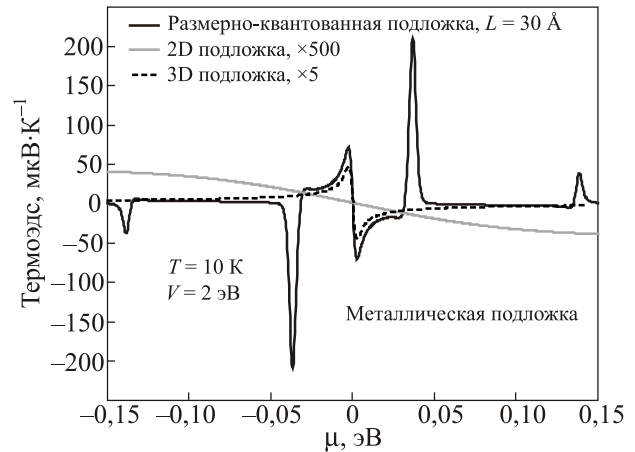


Рис. 4. Сравнение термоэдс эпитаксиального графена, сформированного на подложках различной топологии: 3D, 2D и размерно-квантованной пленки. Чтобы изобразить все три кривые на одном рисунке, мы умножили некоторые из них на коэффициенты, меняющие соответствующим образом масштаб.

$$\Lambda^{3D}(\epsilon) = -\text{sgn}(\epsilon) \Gamma_c^{3D}(\epsilon),$$

$$\Gamma_c^{2D}(\epsilon) = |V|^2 \frac{m S_1}{\hbar^2}, \quad \Lambda^{2D}(\epsilon) = 0.$$

На рис. 4 приводится сравнение поведения термоэдс рассматриваемой системы для различных подложек: 3D, 2D и размерно-квантованной пленки. Чтобы на одном рисунке наглядно представить все три кривые, мы умножили термоэдс для 2D подложки на 500, а для 3D — на 5. Ясно видно, что размерное квантование кардинально меняет ситуацию. В то время как для 2D и 3D подложек термоэдс эпитаксиального графена очень маленькая (около 0,1 мкВ·К⁻¹ для 2D и около 10 мкВ·К⁻¹ для 3D), эта величина для размерно-квантованной подложки достигает значений, в несколько раз превышающих термоэдс изолированного бесщелевого графена. Таким образом, использование размерно-квантованной металлической пленки в качестве подложки для графена приводит к существенному возрастанию термоэдс.

6. Заключение

В заключение необходимо отметить, что мы не рассматривали фононный, диффузионный и другие вклады в термоэдс. Для рассматриваемых здесь параметров (температуры, химического потенциала и др.) диффузионный вклад очень мал. С другой стороны, фононный вклад (увлечение электронов фононами), как показано в работе [34], для графена достаточно большой. Однако учет этого вклада не влияет на сущность предсказанных в настоящей работе эффектов, так как знак «фононного» коэффициента Зеебека совпадает со знаком коэффициента Зеебека, рассмотренного в [34], причем никаких «отрицательных» аномалий вблизи уровней размерного квантования нет.

Рост термоэда эпитаксиального графена, сформированного на полупроводнике вблизи краев запрещенной щели подложки, предсказан в работе [20]. Однако в [20] использован подход, основанный на формуле Мотта, и продемонстрировано, что вблизи краев запрещенной щели термоэд эпитаксиального графена возрастает почти на порядок. Более строгое рассмотрение, проведенное в [35], показывает, что наблюдается аномальное поведение термоэда в эпитаксиальном графене вблизи краев запрещенной щели, но высота пиков почти в два раза меньше, чем предсказываемая формулой Мотта.

А.З.З. выражает благодарность С.Г. Шарапову за полезные ссылки. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 13-02-90746 мол_рф_нр.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, and A.A. Firsov, *Nature* **438**, 197 (2005).
2. A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, and A.K. Geim, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109 (2008).
3. Л.А. Фальковский, *ЖЭТФ* **133**, 663 (2008).
4. A.K. Geim and K.S. Novoselov, *Nat. Mat.* **6**, 183 (2007).
5. P. Avouris, Z. Chen, and V. Perebeinos, *Nat. Nanotech.* **2**, 605 (2007).
6. V.P. Gusynin, V.A. Miransky, S.G. Sharapov, and I.A. Shovkova, *Fiz. Nizk. Temp.* **34**, 993 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 778 (2008)]; Yu.V. Skrypnik and V.M. Loktev, *Fiz. Nizk. Temp.* **34**, 1040 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 818 (2008)].
7. Л.А. Фальковский, *УФН* **178**, 923 (2008); *ЖЭТФ* **142**, 1309 (2012).
8. S. Das Sarma, Sh. Adam, E.H. Hwang, and E. Rossi, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 407 (2011).
9. Л.А. Фальковский, *ФНТ* **37**, 1022 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 915 (2011)].
10. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, А.К. Нухов, *Письма ЖТФ* **39**, 63 (2013).
11. З.З. Алисултанов, *ФНТ* **39**, 225 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 172 (2013)].
12. З.З. Алисултанов, *ФТТ* **55**, 1211 (2013).
13. З.З. Алисултанов, *ФТП* **47**, 954 (2013).
14. S.P. Koenig, L. Wang, J. Pellegrino, and J.S. Bunch, *Nat. Nanotech.* **7**, 728 (2012).
15. D. Cohen-Tanugi and J.C. Grossman, *Nano Lett.* **12**, 3602 (2012).
16. C. Berger, Zh. Song, T. Li, Xuebin Li, A.Y. Ogbazghi, R. Feng, Z. Dai, A.N. Marchenkov, E.H. Conrad, Ph.N. First, and W.A. de Heer, *J. Phys. Chem. B* **108**, 19912 (2004).
17. С.Ю. Давыдов, *ФТП* **45**, 629 (2011); *Письма ЖТФ* **37**, 64 (2011).
18. З.З. Алисултанов, *Письма ЖЭТФ* **98**, 121 (2013).
19. З.З. Алисултанов, *Письма ЖТФ* **39**, 8 (2013).
20. Z.Z. Alisultanov, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 767 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 592 (2013)].
21. З.З. Алисултанов, *Письма ЖТФ* **39**, 32 (2013).
22. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, *ФТТ* **54**, 1398 (2012).
23. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, *ТМФ* **172**, 455 (2012).
24. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, *ФММ* **113**, 1504 (2012).
25. З.З. Алисултанов, *Письма ЖТФ* **39**, 23 (2013).
26. З.З. Алисултанов, *ФММ* **114**, 779 (2013).
27. D. Dragoman and M. Dragoman, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 203116 (2007).
28. S.G. Sharapov and A.A. Varlamov, *Phys. Rev. B* **86**, 035430 (2012).
29. N.F. Mott and H. Jones, *The Theory of the Properties of Metals and Alloys*, Clarendon Press, Oxford (1936).
30. N.M.R. Peres, F. Guinea, and A.H. Castro Neto, *Phys. Rev. B* **73**, 125411 (2006).
31. А.А. Варламов, А.В. Кавокин, И.А. Лукьянчук, С.Г. Шарапов, *Phys. Usp.* **55**, 1146 (2012).
32. A.A. Varlamov, V.S. Egorov, and A.V. Pantsulaya, *Adv. Phys.* **38**, 469 (1989).
33. Y.M. Blanter, M.I. Kaganov, A.V. Pantsulaya, and A.A. Varlamov, *Phys. Rep.* **245**, 159 (1994).
34. S.V. Koniakhin and E.D. Eidelman, *Europhys. Lett.* **103**, 37006 (2013).
35. З.З. Алисултанов, Н.А. Мирзегасанова, *ЖТФ* (2014) (в печати).

Anomalous growth of thermopower in epitaxial graphene on a size-quantized film

Z.Z. Alisultanov and N.A. Mirzegasanova

The thermoelectric effect in epitaxial graphene formed on the surface of a size-quantized metallic film is considered in the context of the Davydov model. The approach based on the Kubo formula for conductivity and thermoelectric coefficient is used. It is shown that near the energy levels of size quantization, the thermopower of epitaxial графене increases to a giant value of $200 \mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$, which is almost seven times higher than the thermoelectric power of isolated graphene (about $30 \mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$).

PACS: **68.43.-h** Adsorption at solid surfaces;
72.80.Vp Electronic transport of graphene;
65.80.Ck Thermal properties of graphene.

Keywords: epitaxial graphene, thermoelectric effect, conductivity, Davydov model.