



# ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 6-21.315.592

## ТЕРАГЕРЦЕВЫЙ ТРАНЗИСТОР НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

М. В. Давидович<sup>1</sup>, О. Е. Глухова<sup>2</sup>, М. М. Слепченков<sup>3</sup>

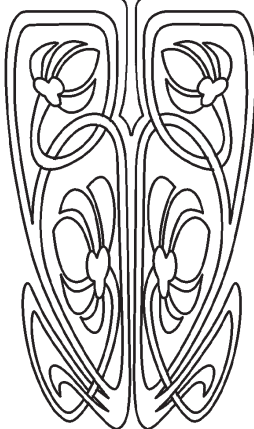
<sup>1</sup>Давидович Михаил Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиотехники и электродинамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, davidovichmv@info.sgu.ru

<sup>2</sup>Глухова Ольга Евгеньевна, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой радиотехники и электродинамики; начальник отдела математического моделирования Образовательно-научного института наноструктур и биосистем, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, glukhova@info.sgu.ru

<sup>3</sup>Слепченков Михаил Михайлович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиотехники и электродинамики; ведущий программист отдела математического моделирования Образовательно-научного института наноструктур и биосистем, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, slepchenkovm@mail.ru



НАУЧНЫЙ  
ОТДЕЛ



Из-за отсутствия значительной энергетической щели в нанолентах графена имеются трудности по созданию быстро переключающихся транзисторов для цифровых схем на них. Для усиления аналоговых сигналов в ряде работ предложены графеновые туннельные транзисторы, полевые транзисторы, транзисторы с отрицательным сопротивлением и генераторы с накачкой. В работе рассмотрен транзистор в виде трех электродов, соединенных нанолентами графена или металлическими квантовыми проволоками (нитьями), работающий по принципу управления током путем изменением напряжения на центральном электроде (затворе). Рассмотрение проведено в рамках модели Ландауэра–Датты–Лундстрорма в приближении равновесности на электродах. Получены линейные модели, рассмотрены нелинейные слагаемые в определении тока, рассчитаны нелинейные вольт-амперные характеристики. Рассчитаны параметры транзисторного усилителя, выполненного на полосковой и щелевой линиях с учетом баллистического транспорта, баллистической индуктивности и емкостей электродов. Получен коэффициент усиления по напряжению, для увеличения которого предложено использовать более широкую и короткую наноленту между истоком и затвором.

**Ключевые слова:** нанотранзистор, графен, проводимость, модель Ландауэра–Датты–Лундстрорма, Кубо формула, квантовая нить, баллистический транспорт, графеновая нанолента, число мод проводимости.

DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-1-44-54

### Введение

Графен в силу высокой подвижности носителей, большой их скорости – порядка  $10^6$  м/с около точек Дирака, хорошей теплопроводности, двумерности структуры и высокой прочности является весьма перспективным материалом для наноэлектроники, особенно для терагерцевых транзисторов [1–6]. Но в силу отсутствия энерге-



тической щели у листа графена и весьма малой щели (порядка 0.1–0.2 эВ) в нанолентах графена, включая двуслойные ленты (щель растет с уменьшением ширины), а также из-за увеличения щели на такие же порядки при воздействии внешних полей, в нанoeлектронике возникли проблемы при создании быстродействующих нанотранзисторов на графене, особенно для широких лент порядка 20 нм и более [4–8]. Поскольку в транзисторах конструктивно используют только наноленты, модуляция их проводимости может быть весьма высокой [6–8]. Для цифровой техники необходимы транзисторы с низким током закрытого состояния (высоким отношением токов открытого и закрытого состояний). Однако для целей обработки, усиления и генерации сигналов это не принципиально. Поэтому рассматривались возможности создания как быстро переключаемых транзисторов, так и транзисторов для усиления аналоговых сигналов [5]. В последнее время были предложены туннельные транзисторы на основе графена [8], а также транзисторы на графене с отрицательным сопротивлением [9]. Рассмотрены и генераторы на графене с накачкой [10]. Для целей усиления и генерации желательнее иметь устройства с током (нелинейным импедансом), управляемым напряжением, имеющие малое время пролета носителей и по возможности малый управляющий ток по сравнению с управляемым током. При этом его входной импеданс должен быть существенно больше выходного, а оба импеданса существенно превышать импеданс внешней цепи (при использовании в ней линий передачи их волновые сопротивления обычно порядка 50–100 Ом). Сопротивление квантовой нити не может быть меньше кванта сопротивления  $h/e^2 \approx 25813$  Ом, что обеспечивает указанные соотношения. Для терагерцевой нанoeлектроники перспективны планарные устройства с баллистическим или смешанным режимами работы, что требует использования нанолент (полосок) с двумерным электронным газом (ДЭГ). Такая структура есть одномерная квантовая нить, поскольку длина свободного пробега (ДСП)  $\lambda$  в графене при комнатной температуре порядка мкм, т.е. обычно существенно больше ширины ленты. Рассмотрение устройства (диода) с двумя электродами, соединенными нанолентой, а также устройства с тремя электродами (транзистора), соединенных двумя или тремя нанолентами (рис. 1), и является целью работы. Потенциал промежуточного электрода (затвора) может изменяться подачей управляющего сиг-

нала, при этом вместо графеновой наноленты можно использовать металлическую квантовую нить (см. рис. 1) и, наоборот, – квантовые нити вместо графеновых полосок.

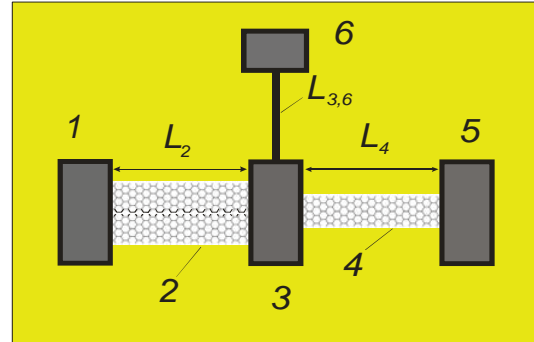


Рис. 1. Схематическое изображение графенового нанотранзистора с металлическими электродами истока 1, затвора 3, стока 5, входа 6 и двух графеновых нанолент 2 и 4 на подложке. Затвор и входной электрод соединены нанопроволочным каналом длины  $L_{3,6}$

Свойства ДЭГ в металлических пленках возникают при толщинах  $t$  порядка десятков нанометров (меньше ДСП), при этом и ширины имеют такой же порядок, т.е.  $w \sim t$ . Поэтому структура представляет собой квантовую нить с квантованием по двум поперечным размерам. Поскольку при комнатной температуре для металлов  $\lambda \sim 30\text{--}100$  нм, следует использовать размеры порядка от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров. Хотя при  $w = t > 18$  нм проводимость медной проволоки превышает проводимость слоистой структуры из нескольких графеновых листов и слоев  $\text{SiO}_2$  с теми же размерами [11], использовать размеры более 100 нм не выгодно. В случае наноразмерных структур для квантовой проволоки следует использовать размерные квантования для определения числа состояний носителей заряда и числа  $M$  мод проводимости [12–15]. Поверхностная проводимость для листа графена в рамках модели Ландауэра–Датты–Лундстрорма (ЛДЛ) имеет вид [15, 16]  $\sigma_s = 4e^2 E_F / \pi \hbar v_F = 2e^2 \lambda \sqrt{n_s} / (\pi \hbar^2)$ , где  $n_s$  – поверхностная плотность носителей,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\lambda \sim 2$  мкм. Для графеновой ленты ширины  $w$  число мод  $M(E) = 2w|E| / (\pi \hbar v_F)$  и проводимость  $G(E) = (e^2 / h) M(E) \lambda(E) / (L + \lambda(E))$  пропорциональны ширине  $w$  [15, 16], здесь  $L$  – длина ленты. На самом деле число мод проводимости квантуется в зависимости от ширины (что особенно существенно при малой  $w$  порядка



нанометров), т.е.  $M$  – ступенчатая функция ширины (а не линейная). Однако и сама ширина для конфигураций armchair и zigzag квантуется, а проводимость зависит и от конфигурации, что требует решения задач квантовой механики. В данной статье эти аспекты не рассматриваются. Для плотности носителей и динамической (зависящей от частоты) проводимости  $\sigma_s$  получены выражения в ряде работ [17–22], причем использовано приближение модели Кубо [17–19], кинетическое (транспортное) уравнение Больцмана в приближениях времени релаксации и Бхатнагара–Гросса–Крука [22].

### 1. Постановка задачи

Для создания терагерцевых транзисторных усилителей и генераторов удобно использовать структуры на графеновых лентах. Вместо транзистора на полевом эффекте рассмотрим усилитель с графеновыми или металлическими наноразмерными полосками на подложке, контактирующими с тремя электродами. В данной работе на основе простой модели ЛДЛ [12–16] анализируется такой транзистор (рис. 1, 2). Здесь две графеновые наноленты 2, 4 с ширинами  $w_2$ ,  $w_4$  и длинами  $L_2$ ,  $L_4$  имеют контакты с двумя металлическими электродами – истоком и стоком (ширина которых  $w$  существенно больше  $w_2$  и  $w_4$ , а толщина  $t$  достаточна для обеспечения высокой проводимости). Кроме этого имеется контакт 3 с металлизацией (затвором) 3 ширины  $w_3$ , длины  $L_3$  и толщины  $t$ .

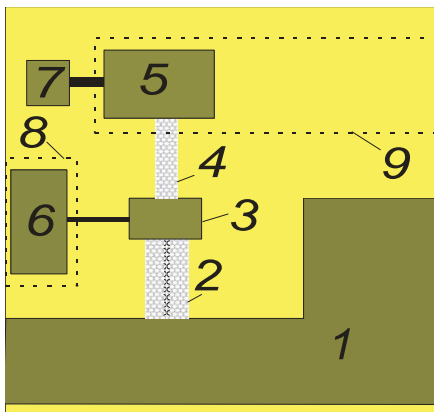


Рис. 2. Схематическое изображение транзистора в щелевой топологии: земля (1), графеновые наноленты (2, 4), электрод затвора (3), электрод стока (5), входной контакт (6), электроды входной и выходной щелевых линий на обратной стороне подложки (8, 9), электрод источника питания с потенциалом  $V$  (7). Контактные квантовые нити показаны черным цветом

Эти размеры выбираются с учетом обеспечения равновесности распределения носителей, при этом  $L_3$  желательно выбрать как можно меньше. Полная длина канала  $L_{1,5} = L_2 + L_3 + L_4$ . Эффект поля не проявляется, а работа устройства основана на управлении баллистическими сопротивлениями между истоком и стоком, управляемыми напряжением на затворе, т.е. принцип работы такой же, как у вакуумного триода или биполярного транзистора. Рассматриваем только поверхностный ток на границах контакта затвора с лентой, т.е. пренебрегаем вертикальным током. Толщина затвора достаточная для реализации условия равновесности. Структура расположена на диэлектрической подложке ( $\text{SiO}_2$ ) (см. рис. 1). Возможно заземление подложки снизу и использование микрополосковых линий, а также использование щелевых линий с двусторонней металлизацией (рис. 2). Считаем, что состояния истока, затвора, стока равновесные с температурами  $T_1$ ,  $T_3$ ,  $T_5$ , а к затвору и стоку приложены напряжения  $V_g(t)$  и  $V_d(t)$  относительно истока, существенное изменение которых происходит за времена, существенно большие времен релаксации. Считаем потенциал  $V_d$  постоянным. Удобно рассматривать период изменения напряжения  $V_g(t)$  существенно больше времен баллистического пролета через ленты. Это соответствует модели упругого резистора [15].

В рамках модели предполагается, что носители проскакивают канал без изменения их энергии баллистически (если длина канала существенно меньше  $\lambda$ ). Это основное ограничение модели ЛДЛ, поскольку иначе следует использовать динамическую проводимость в виде отклика тока на электрическое поле с учетом временной динамики (частоты). Для коротких каналов и малых напряжений можно не учитывать изменение скорости электронов при преодолении канала. Аналогичный подход имеет место при туннелировании через тонкий потенциальный барьер, когда скорость электронов примерно равна скорости Ферми. Однако за барьером при большом промежутке катод–анод электроны ускоряются и отдают полученную энергию аноду. Здесь при наличии поля в канале следует учесть ускорение, особенно в случае протяженного канала. При характерном потенциале в 1 В (что характерно для рассмотрения) дополнительная приобретаемая скорость равна  $1.875 \cdot 10^5$  м/с, что существенно меньше скорости Ферми  $v_F \sim 3 \cdot 10^6$ , и ускорением можно пренебречь. При потенциале 100 В эти величины одного порядка. В случае



металлизированной подложки отсчитываем напряжение истока  $V_s(t)$  и все напряжения от ближайших точек металлизации. Кроме графеновых нанолент можно использовать тонкие металлические ленты – квантовые нити. Металлическая пленка представляет собой ДЭГ при толщине, существенно меньше длины свободного пробега. Ширина металлических нанолент порядка толщины, поэтому это квантовая проволока с двумя квантоворазмерными величинами  $w$  и  $t$ .

Наиболее простой подход в рамках транспортной модели ЛДЛ позволяет анализировать вольт-амперные характеристики с учетом термотока в линейном и нелинейном режимах. Если не учитывать термоток, т.е. считать температуру всех контактов одинаковой, то в рамках этого подхода ток между контактами  $m$  и  $n$  имеет вид

$$I_{m,n} = \frac{q}{\hbar} \int \frac{D_k(E)}{2\tau(E)} (f_m(E) - f_n(E)) dE = \frac{2q}{h} \int T_k(E) M_k(E) (f_m(E) - f_n(E)) dE. \quad (1)$$

Здесь  $D_k(E)$  – плотность состояний в канале  $k$  между проводниками  $m$  и  $n$ ,  $\tau(E)$  – время релаксации,  $T_k(E) = \lambda_k(E)/(\lambda_k(E) + L_k)$  – коэффициент передачи канала,  $M_k(E)$  – число мод канала с номером  $k$  между проводниками  $m$  и  $n$ ,  $q = -e$  – заряд электрона,  $f_m(E) = [\exp((E - E_{Fm})/(kT_m)) + 1]^{-1}$  – функции Ферми–Дирака (ФФД), соответствуют проводникам с номерами 1, 3, 5. Удобно обозначить  $x_m = (E - E_{Fm})/(kT_m)$ . Для управления проводимостью ленты обычно используют допирование, что соответствует ее ненулевому химическому потенциалу  $\mu > 0$ . Увеличение  $\mu$  происходит и с ростом температуры. Для существования тока необходимо выполнение условий  $\mu > 0$  и/или  $T > 0$ . Для идеального бесконечного листа графена энергию отсчитывают от нулевого уровня Ферми  $E_F = 0$ , поэтому поверхностная проводимость графена есть функция величины  $x = (E - \mu)/(kT)$  [11–22]. В модели ЛДЛ проводимость зависит от конфигурации канала проводимости и свойств контактирующих электродов [13]. Если между контактами 1 и 3 приложен потенциал  $V_g$ , то химические потенциалы  $\mu_{2,4}$  каналов 2, 4 в модели ЛДЛ считаются как среднеарифметические величины:  $\mu_2 = (\mu_1 + \mu_3)/2$ ,  $\mu_4 = (\mu_3 + \mu_5)/2$ ,

$$\text{где} \quad \mu_1 = \mu_3 + eV_g = \mu_5 + eV_d, \quad \mu_3 = \mu_5 + e(V_d - V_g). \quad (2)$$

Смысл соотношений (2) в том, что положительный потенциал на электродах 3 или 5 повышает энергию электронов в истоке, способствуя эмиссии. В модели ЛДЛ также полагают, что  $T_2 = (T_1 + T_3)/2$ ,  $T_4 = (T_3 + T_5)/2$ . Далее термотоком пренебрежем, считая температуру всех контактов одинаковой. Для числа мод графеновой ленты ширины  $w$  имеет место формула  $M(E) = 2w|E|/(\pi\hbar v_F)$  [13, 16]. Простейшая модель заключается в том, что используются токи  $I_{1,3}$  и  $I_{3,5}$ , а также ток затвора  $I_g = I_{3,6}$ , т.е. проводник 3 считается равновесным. В силу закона сохранения заряда имеем

$$I_{1,3} + I_{5,3} + I_{6,3} = -\partial Q / \partial t = -C \partial V_0 / \partial t. \quad (3)$$

Заряд  $Q$  затвора мы связали с его емкостью  $C$  и потенциалом  $V_0$  области 3. Соотношение (3) можно переписать с учетом того, что  $I_{m,n} = -I_{n,m}$ . В (3) для удобства мы рассматриваем направление тока к узлу, который имеет потенциал  $V_0$ , т.е. оно противоположно обычно принятому. Если затвор достаточно протяженный, то его потенциал  $V_g$  не совпадает с напряжением  $V_0$  в месте контакта, между которым и собственно затвором имеется баллистическое сопротивление  $R = R_b(L_{3,6} + \lambda)/\lambda$ , где  $R_b = q^{-2}h/M(E)$ ,  $\lambda$  – длина свободного пробега,  $M(E)$  – число мод проводимости [12–16],  $L_{3,6}$  – длина канала между электродами 3 и 6. В случае достаточно длинного затвора (порядка десятков нанометров и более) диффузионное сопротивление  $R_d = R_b L_3 / \lambda$  может вносить существенный вклад. Для графена длина свободного пробега при комнатной температуре составляет порядка 1–2 мкм, что более чем на порядок превышает  $\lambda$  в металлах, поэтому оба канала работают в баллистическом режиме. Для более точной частотной зависимости можно учесть и индуктивность затвора, предполагая, что он выполнен из металлической проволоки сечением  $w_3 \times t_3$ :

$$L = \frac{\mu_0 L_{3,6}}{2\pi} \ln\left(\frac{2l_3}{w_3 + t_3} + 1/2\right) + \frac{m_e L_{3,6}}{e^2 n_e w_3 t_3}. \quad (4)$$

Здесь первый член – геометрическая индуктивность, второй – кинетическая индуктивность,  $m_e$ ,  $n_e$  – масса и объемная плотность электронов. В силу (3) имеем  $I_s = I_{1,3} = I_{3,5} + I_g - I_c$ , где  $I_d = I_{3,5}$ ,  $I_c = C(\partial/\partial t)V_0$ .



## 2. Линейный отклик

Учтем линейные члены по приращениям в разности  $f_m(E) - f_n(E)$  в (1):

$$I_s = G_{1,3}V_0 + S_{sT}(T_3 - T_1), \quad (5)$$

$$I_d = G_{3,5}(V_d - V_0) + S_{dT}(T_5 - T_3), \quad (6)$$

$$I_g = G_{3,6}(V_g - V_0), \quad (7)$$

$$V_0 = V_g - RI_g - L(\partial/\partial t)I_g, \quad (8)$$

$$I_s = I_d + I_g + C\partial V_0/\partial t. \quad (9)$$

Обозначим  $G_{1,3} = G_s$ ,  $G_{3,6} = G_g = R_b^{-1}$ ,  $G_{3,5} = G_d$ . В случае одинаковой температуры при пренебрежении емкостью и индуктивностью имеем систему уравнений:

$$I_s = I_g + I_d = G_s V_0, \quad (10)$$

$$I_d = G_d(V_d - V_0), \quad (11)$$

$$I_g = (V_g - V_0)/R, \quad (12)$$

из которой получаем

$$V_0 = (I_g + I_d)/G_s, \quad I_d = G_d V_d - G_d(I_g + I_d)/G_s,$$

$$I_s = -[V_d G_d + V_g/R_b]/\Delta,$$

где

$$I_g = [V_d G_d/(R G_s) - V_g(1 + G_d/G_s)/R]/\Delta, \quad (13)$$

$$I_d = [V_g G_d/(R G_s) - V_d G_d(1 + (R G_s)^{-1})]/\Delta, \quad (14)$$

$$\Delta = G_d/(R G_s^2) - (1 + (R G_s)^{-1})(1 + G_d/G_s). \quad (15)$$

## 3. Нелинейный отклик

Уравнение (1) позволяет построить все необходимые вольт-амперные характеристики (ВАХ), которые являются нелинейными. Нелинейность связана с функцией Ферми-Дирака. Рассмотрим диодную структуру с графеновой лентой длины  $L$  между истоком и стоком, напряжение между которыми  $V$ . Учитывая разложение равновесной на истоке функции в ряд Тейлора, получаем разложение с учетом  $n$  членов:

$$I(V) = \sum_{n=0}^N \frac{G_n V^n}{n!}. \quad (16)$$

Здесь в силу равновесности следует положить  $G_0 = 0$ . Величина  $G_1 = G$  есть обычная линейная проводимость, а все коэффициенты выражаются соотношением

$$G_n = \frac{2q^{n+1}}{h} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda(E)}{\lambda(E)+L} M(E) (-1)^n \left( \frac{\partial^n f_0}{\partial E^n} \right) dE, \quad n = 1, 2, \dots \quad (17)$$

В (16), (17) значения производных берутся при  $V = 0$ , т.е. рассматриваются напряжения  $V \ll kT$  и ФФД истока  $f_0 = [1 + \exp((E - E_F)/(kT))]^{-1}$ . Первый коэффициент имеет размерность проводимости, тогда как размерность последующих  $\text{См}/\text{В}^{n-1}$ . В функции  $f_1$  на стоке разложение берется относительно равновесного значения функции  $f_0$  на истоке. При замене  $V \rightarrow -V$ , т.е. при смене знака напряжения, когда исток и сток меняются функциями, появляется дополнительный множитель  $(-1)$  у четных производных. Таким образом, ВАХ (16) симметрична относительно нуля, т.е. нанолента не имеет выпрямляющих свойств, зато проявляет нелинейные свойства и может служить генератором гармоник тока. Имеем

$$G = G_1 = \frac{8q^2 w}{h^2 v_F} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda(E)}{\lambda(E)+L} |E| \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE. \quad (18)$$

Выбирая нулевое приближение

$\left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \approx \delta(E - E_F)$  при  $kT \rightarrow 0$ , получаем:

$$G = \frac{8q^2 w}{h^2 v_F} \frac{E_F \lambda(E_F)}{\lambda(E_F) + L}. \quad (19)$$

При  $T = 0$  для беспримесного графена  $E_F = 0$ . В случае наличия примесей  $E_F = \mu$  – электрохимический потенциал, связанный с концентрацией примесей (электронов в зоне проводимости) в случае допирования. Для чистого графена при нулевой температуре отсчет валентной зоны и зоны проводимости идет от  $E_F = 0$ . Для допированного графена энергия Ферми равна химическому потенциалу  $\mu$ . В общем случае поверхностная концентрация электронов в зоне проводимости  $n_s$  определяется соотношением

$$n_s = \int_0^{\infty} D(E) f_0(E) dE \approx \int_0^{E_F} D(E) dE = \frac{E_F^2}{\pi \hbar^2 v_F}. \quad (20)$$

Приближение в (20) соответствует низким температурам  $kT \ll E_F$  с учетом того, что плотность состояний  $D(E) = 2|E|/(\pi \hbar^2 v_F^2)$ . Используя (20), проводимость (19) можно связать с концентрацией. Если  $\lambda$  не зависит от  $E_F$ , то  $G \sim \sqrt{n_s}$ . Используя закон дисперсии  $E(\mathbf{p}) = \pm v_F |\mathbf{p}|$  и плотность состояний в двумерной фазовом пространстве, при малом химическом потенциале и  $\mu \sim kT$  получаем:

$$n_s \approx \frac{2}{\pi v_F^2 \hbar^2} \int_0^{E_m} f(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \approx \frac{2(kT)^2}{\pi v_F^2 \hbar^2} \Phi_1(kT/\mu). \quad (21)$$

Здесь  $f(\varepsilon) = [\exp(\varepsilon - \mu)/kT + 1]^{-1}$ ,  $\mu$  – химиче-



ский потенциал,  $E_m$  определяется из закона дисперсии Хюккеля для графена, но можно положить  $E_m = \infty$ ,  $\Phi_1(x)$  – интеграл Ферми порядка 1. При  $T = 0$  имеем  $n_s = 0$ , т.е. (21) соответствует чистому графену, для которого химический потенциал  $\mu = 0$ . Реально имеются примеси с концентрацией  $n_s \sim 10^{13} - 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , а также носители за счет эффекта электрического поля, поэтому  $\mu > 0$ . В этом случае [18]

$$n_s = \frac{2}{\pi \hbar^2 v_F^2} \int_0^\infty \varepsilon [f(\varepsilon) - f(\varepsilon + 2\mu)] d\varepsilon = \frac{2(kT)^2}{\pi \hbar^2 v_F^2} [\Phi_1(kT/\mu) - \Phi_1(-kT/\mu)].$$

При малых  $k_B T/\mu \ll 1$  имеем  $n_s = 2 \ln(2) k_B T / (\pi \hbar^2 v_F^2 \mu)$ . При  $T = 0$ , когда концентрация носителей в зоне проводимости отсутствует, поверхностная проводимость  $\sigma$  примерно равна удвоенному кванту проводимости Ландауэра  $2e^2/h$  (обратному кванту проводимости Клитцинга). Для вычисления интеграла (18) можно также использовать аппроксимацию функции теплового уширения. Эта функция имеет максимум  $1/4$  и существенно отлична от нуля в области  $|E - E_F| \leq 2kT$ . Поэтому ее можно аппроксимировать следующим образом:

$$kT \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) = \frac{1}{4} \begin{cases} (1 - [|E - E_F|/2kT]^m), & |E - E_F| < 2kT \\ 0, & |E - E_F| \geq 2kT \end{cases} \quad (22)$$

С (22) удобно вычислять интеграл при независимости  $\lambda$  от энергии или при степенной зависимости. Возможны случаи  $2kT < E_F$  и  $2kT > E_F$ . При независимости  $\lambda$  имеем

$$G = \frac{8q^2 w E_F}{h^2 v_F} \frac{\lambda}{\lambda + L} \varphi_m(E_F, T). \quad (23)$$

В первом случае  $\varphi_m(E_F, T) = (1 - (m+1)^{-1})$ , т.е. эта функция явно не зависит от температуры. При  $m = 1$  значение (23) в два раза меньше (19), что можно объяснить неточной аппроксимацией. При больших  $m$  значение (23) приближается к (19), поскольку функции (22) стремятся к  $\delta(E - E_F)/4$  при  $m \rightarrow \infty$ . Поскольку  $E_F$  связано с  $n_s$  и обе эти величины зависят от температуры, это следует учитывать при определении температурной зависимости проводимости. Во втором случае  $2kT > E_F$  получаем

$$\varphi_m(E_F, T) = \left(1 - \frac{1}{m+1}\right) + \left(\frac{E_F}{2kT}\right)^{m+1} \left[ \frac{1}{m+2} - \frac{1}{(m+1)(m+2)} \right] - \left(\frac{m}{(m+1)(m+2)}\right). \quad (24)$$

Эта функция стремится к 1 снизу при  $m \rightarrow \infty$ . Поэтому формула (19) дает верхнюю оценку проводимости. Для получения точных результатов следует численно вычислять (17) и (18). По-видимому, наиболее хорошее соответствие дают значения  $m \sim 2, 3$ . В общем случае в (24) следует делать замену  $E_F \rightarrow \mu_0 + \mu(T)$ , где электрохимический потенциал  $\mu_0$  связан с допированной концентрацией носителей и внешним полем, а  $\mu(T)$  – с концентрацией.

Рассмотрим теперь первый и второй нелинейный член в (17). Воспользуемся формулой  $\partial f_0(x)/\partial x = f_0(x)(f_0(x) - 1)$ , откуда

$$\begin{aligned} \partial^2 f_0(x)/\partial x^2 &= f_0'' = f_0'(x)(2f_0(x) - 1), \\ f_0''' &= f_0''(x)(2f_0(x) - 1) + 2f_0'(x)f_0'(x), \\ f_0'''' &= f_0'(x)(2f_0(x) - 1)^2 + 2f_0'(x)f_0'(x). \end{aligned}$$

Здесь  $x = (E - E_F)/(kT)$ ,  $f_0'(x) \approx -\delta(x)/4$ . Ясно, что в приближении дельта-функции  $G_2 = 0$  (поскольку  $f_0(0) = 1/2$ ), а для вычисления  $G_3$  это приближение уже использовать нельзя. Для получения  $G_3$  можно в первом члене  $f_0'''$  аппроксимировать производную через дельта-функцию, а во втором члене взять конечную аппроксимацию  $f_0'(x) = -(1 - x^2/4)/4$ . В случае  $qV < 2kT < E_F$  имеем

$$G_3 \approx -\frac{2q^4 w}{h^2 v_F^2} \frac{\lambda}{\lambda + L} \frac{E_F}{(2kT)^2} \left(1 - \frac{13}{96}\right). \quad (25)$$

В этом же приближении  $f_0(x) \approx 1/2 - x/4 + x^3/48$  при  $|x| \leq 2$ . Тогда

$$G_2 \approx \frac{q^3 w}{3h^2 v_F^2} \frac{\lambda}{\lambda + L} \left(1 - \frac{23}{140}\right). \quad (26)$$

#### 4. Оценка параметров транзисторного усилителя

Анализ транзисторного усилителя сильно упрощается, если считать, что ток затвора отсутствует. В этом случае должно быть  $I_{s,g} = I_{g,d} = I$ , откуда при ширинах ленты



$w_1$  и  $w_2$  получаем нелинейные уравнения  $w_1 T_{s,g}(f_s - f_g) = w_2 T_{g,d}(f_g - f_d)$ . Здесь буквы соответствуют электродам. Это не может выполняться только при произвольном значении  $V_g > 0$  (считаем  $V_d$  заданным). Однако если  $V_g$  такое, то при малых отклонениях от него ток затвора мал, и соотношения применимы. Но если разность  $I_{s,g} - I_{g,d}$  не компенсируется током затвора, его химический потенциал изменяется за счет инжекции носителей. Если период изменения  $V_g(t)$  существенно больше времени релаксации и установления равновесного состояния, то можно получить характеристики  $I_d(V_g)$ , используя графики зависимостей  $I_s(V_g)$  при разных химических потенциалах (рис. 3). Периодический характер функции  $V_g(t)$  приведет к колебаниям значений электрохимического потенциала электрода затвора, при этом происходит его разогрев, а поддержание равновесности требует наличия хорошего термостата. Изменение концентрации связано с изменением заряда, что требует еще учета емкости и решения динамической задачи. В линейном приближении получаем  $G_s V_g = G_d(V_d - V_g)$ , т.е. коэффициент усиления по напряжению  $V_d / V_g = (1 + G_{sg} / G_{gd})$ .

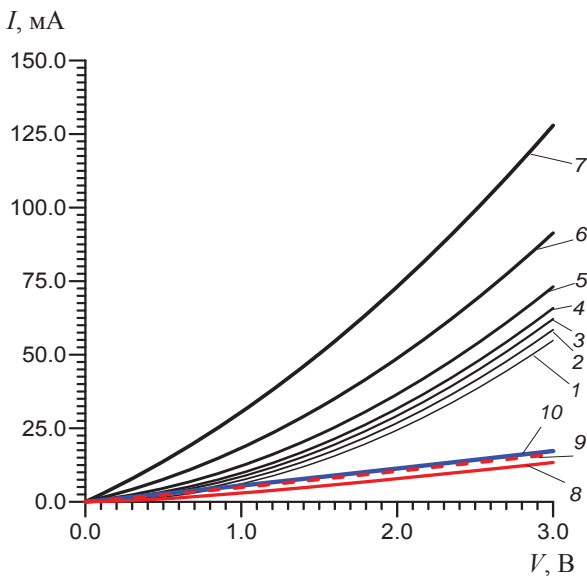


Рис. 3. Ток  $I$  в зависимости от напряжения  $V$  для графеновой ленты  $w = 10.086$ ,  $L = 50$  (нм) при  $r = 0$  (кривые 1–7) и  $r = -1$  (кривые 8–10) в зависимости от электрохимического потенциала  $\mu$  (эВ): 0.0 (1, 8); 0.1 (2); 0.2 (3); 0.3 (4); 0.5 (5); 1.0 (6, 9); 2.0 (7, 10);  $\lambda_0 = 10^3$  нм

Согласно уравнению (19) ясно, что для увеличения  $G_s$  и получения большого усиления следует выбирать ширину ленты между истоком

и затвором существенно больше, чем между затвором и стоком:  $w_1 > w_2$ . Другой путь состоит в увеличении  $G_d$ , т.е. в увеличении длины второй ленты. Для работы транзистора затвор должен быть достаточно массивным или имеющим теплоотвод на массивный термостат, а сопротивление между ним и источником сигнала  $V_g$  достаточно большим, чтобы можно было пренебречь током затвора. Здесь удобно использовать квантовую нить с размерами порядка 2–3 нм. Для получения численных результатов следует рассмотреть механизмы рассеяния и получение зависимости длины свободного пробега от энергии и температуры. При высоких температурах имеет место рассеяние на оптических фононах, вблизи же комнатной температуры доминирует рассеяние на акустических фононах. Скорость рассеяния пропорциональна плотности состояний, а для времени рассеяния импульса и длины свободного пробега в работе [16] получены следующие выражения:

$$\tau_p(E) = \frac{4\hbar^3 \rho_m v_F^2 v_s^2}{D_A^2 k T E}, \quad \lambda(E) = \frac{2\pi\hbar^3 \rho_m v_F^3 v_s^2}{D_A^2 k T E}. \quad (27)$$

Здесь  $D_A \approx 18$  эВ – акустический деформационный потенциал, служащий мерой электрон-фононной связи,  $\rho_m \approx 7.6$  кг/м<sup>2</sup> – массовая плотность,  $v_s \approx 2.1 \cdot 10^4$  м/с – скорость звука в графене. Для комнатной температуры  $\lambda(E_F) \sim 1-2$  мкм, а поверхностная проводимость

$$\sigma_s = \frac{4e^2 \hbar \rho_m v_F^2 v_s^2}{\pi D_A^2 k T} \approx 0.0333 \text{ См}. \quad (28)$$

В графене имеется несколько механизмов рассеяния, поэтому для длинных каналов следует находить усредненную длину свободного пробега из соотношения  $\lambda^{-1} = p_1 \lambda_1^{-1} + \dots + p_n \lambda_n^{-1}$ , где  $\lambda_i$  и  $p_i$  – соответственно длина свободного пробега и вероятность  $i$ -го механизма рассеяния ( $p_1 + \dots + p_n = 1$ ). Часто рассматривают степенной закон рассеяния [16]:  $\lambda = \lambda_0 [E / (kT)]^r$ , где  $\lambda_0$  – константа (эту константу можно определить при низких значениях температуры и энергии,  $E \approx kT$ ). Механизмы рассеяния и длина свободного пробега не существенны при баллистическом режиме, в котором в качестве такой длины выступает длина канала, а проводимость можно выразить через интегралы Ферми–Дирака [16]:

$$G_b = \frac{2q^2 w}{h} \frac{2kT}{\pi \hbar v_F} [\Phi_0(E_F / (kT)) + \Phi_0(-E_F / (kT))]. \quad (29)$$



Поскольку интеграл Ферми–Дирака нулевого порядка имеет вид  $\Phi_0(x) = \ln(1 + \exp(x))$ , то

$$G_b = \frac{2q^2 w}{h} \frac{2kT}{\pi \hbar v_F} \ln(2 + 2 \cosh(E_F / (kT))). \quad (30)$$

В случае  $E_F \ll kT$  имеем  $G_b \approx 16 \ln(2) kT q^2 w / (h^2 v_F)$ . Это значение не намного увеличивается при  $E_F = kT$ . При  $kT \ll E_F$ , как и должно быть, получаем формулу (20) для  $L \ll \lambda$ . В случае длинной ленты с диффузионной проводимостью в (29) следует ввести множитель  $\lambda / L$ . Эта формула получена при  $r = 0$ . При произвольном порядке вместо квадратной скобки в (29) возникнет сумма интегралов Ферми–Дирака  $\Phi_r(\pm E_F / (kT))$  порядка  $r$  с множителем  $\Gamma(r + 2)$ . Интегрированием (18) по частям в пределах  $|E - E_F| \leq 2kT$  получаем

$$G_b = \frac{8q^2 w}{h^2 v_F} \left[ 2kT + kT \ln \left( 1 + \frac{2 \exp(-E_F / (kT)) (\cosh(2) - 1)}{[1 + \exp(-E_F / (kT))]^2} \right) \right]. \quad (31)$$

В случае  $E_F \ll kT$  имеем

$$G_b = 16q^2 w kT (h^2 v_F)^{-1} [1 + (\ln(1 + 2 \cosh(2)) - \ln 2) / 2].$$

В случае  $kT \ll E_F$  получаем  $G_b = 16q^2 w kT (h^2 v_F)^{-1}$ .

Если  $E_F = kT$ , то  $G_b \approx \frac{16q^2 w kT}{h^2 v_F} [1 + \ln(2) / 2]$ . Видно,

что проводимость слабо различается для этих трех случаев.

На рис. 1 представлена схема нанотранзистора, в котором ток управляется напряжением на электроде 3. Для снижения тока затвора ширина и толщина линии между электродами 3 и б должны быть минимальными. Для реализации усилителя необходимо осуществить вывод мощности, т.е. кондуктивную, емкостную или индуктивную связь. Для этого следует ввести еще один электрод и канал проводимости, что существенно усложняет строгое рассмотрение в рамках модели ЛДЛ. Поэтому для реализации усилителя удобнее использовать топологию на щелевых линиях (см. рис. 2). Обозначая  $I_{s,g} = I_1$ ,  $I_{gd} = I_2$ ,  $I_{g,i} = I_3$ , имеем  $I_1 = I_2 + I_3$ . В этом случае удобно рассматривать порознь вольт-амперные характеристики каждого из каналов и получить зависимость  $I_3(V_d - V_g - \mu/e) = I_3(V_i)$  с учетом изменения электрохимического потенциала, используя условие  $V_i + I_2 Z_g = V_g + \mu/e$ :

$$I_3(V_d - V_g - \mu/e) = I_1(V_g + \mu/e) - (V_g + \mu/e - V_i) / Z_g. \quad (32)$$

Из (32) определяем зависимость  $V_g + \mu/e$  от  $V_i$ , т.е.  $I_3(V_i)$ . Линеаризуя приведенные соотношения при  $\mu = 0$ , получаем линейные параметры в зависимости от  $V_i$ :  $I_1 = G_1 V_g$ ,  $I_2 = G_2 (V_d - V_g)$ ,  $I_3 = G_3 (V_i - V_g)$ . Обозначая  $G = G_1 + G_2 + G_3$ , имеем:

$$V_g = \frac{G_2 V_d + G_3 V_i}{G},$$

$$K_I = \frac{I_2}{I_3} = \frac{G_2 (G - G_2) V_d / V_i - G_3}{G - G_2 V_d / V_i - G_3}, \quad (33)$$

$$K_V = \frac{V_d - V_g}{V_i} = \frac{V_d}{V_i} \left( 1 - \frac{G_2}{G} \right) + \frac{G_3}{G}.$$

На рис. 4 приведены вольт-амперные характеристики диода на графеновой наноленте armchair при комнатной температуре при разных длинах и механизмах рассеяния.

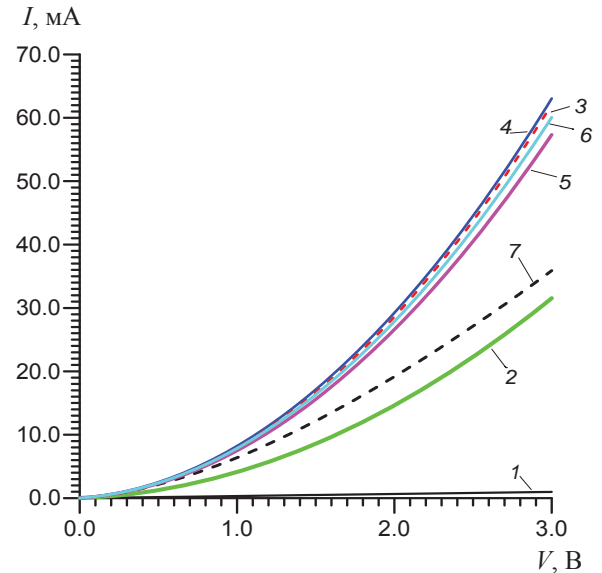


Рис. 4. Ток  $I$  в зависимости от напряжения  $V$  для графеновой наноленты ширины 10.086 нм при  $T = 300$  К,  $\mu = 0.143$  эВ для разных длин  $L$  и показателей  $r$ :  $r = -1$ ,  $L = \lambda_0$  – кривая 1;  $r = -1$ ,  $L = \lambda_0/2$  (2);  $r = 1$ ,  $L = \lambda_0$  (3);  $r = 2$ ,  $L = \lambda_0$  (4);  $r = 0$ ,  $L = \lambda_0/10$  (5);  $r = 0$ ,  $L = \lambda_0/20$  (6);  $r = -1$ ,  $L = \lambda_0/100$  (7);  $\lambda_0 = 10^3$  нм

### Заключение

Предложены топологии транзистора на графеновых нанолентах, принцип действия которых основан на модулировании тока через ленты напряжением на общем контакте – затворе. Рассмотрение произведено в рамках модели Ландауэра–Датты–Лундстрема. Получены параметры линейной модели, а также оценены первые нелинейные члены отклика тока на напряжение.





Рассчитаны нелинейные вольт-амперные характеристики наноленты графена при комнатной температуре при учете разных механизмов рассеяния, достаточно линейные при  $V_g \leq kT/e$  (примерно как закон степени трех вторых), поэтому нелинейные искажения усилителя при малом сигнале малы. Насыщение обусловлено функцией Ферми–Дирака и наступает при  $V_g \gg kT/e$ . Оценены параметры предложенных топологий усилителей, в которых графеновые наноленты можно заменить металлическими квантовыми нитями.

#### Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектного задания в сфере научной деятельности (№ 3.1155.2014/К) и Российского научного фонда (проект № 16-19-10033).

#### Список литературы

1. *Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S. V., Grigorieva I. V., Firsov A. A.* Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films // *Science*. 2004. Vol. 306. P. 666–669. DOI: 10.1126/science.1102896.
2. *Neto C. A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S., Geim A. K.* The electronic properties of graphene // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Vol. 81. P. 109–62. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.109.
3. *Geim A. K., Novoselov K. S.* The Rise of Graphene // *Nature Materials*. 2007. Vol. 6. P. 183–191. DOI:10.1103/RevModPhys.81.109.
4. *Lemme M.C., Echtermeyer T. J., Baus M., Kurz H.* A graphene field-effect device // *IEEE ED Lett.* 2007. Vol. 28, № 4. P. 282–284. DOI:10.1109/LED.2007.891668.
5. *Schwierz F.* Graphene Transistors // *Nature Nanotechnology*. 2010. Vol. 5. P. 487–496. DOI:10.1038/nano.2010.89.
6. *Chen Z., Lin Yu-M., Rooks M. J., Avouris P.* Graphene nano-ribbon electronics // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. 2007. Vol. 40, № 2. P. 228–232. DOI: 10.1016/j.physe.2007.06.020.
7. *Han M. Y., Özyilmaz B., Zhang Y., Kim P.* Energy Band-gap Engineering of Graphene Nanoribbons // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98, № 20. P. 206805 (1–4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.206805.
8. *Свинцов Д. А., Вьюрков В. В., Лукичев В. Ф., Орликовский А. А., Буренков А., Охнер Р.* Туннельные полевые транзисторы на основе графена // *Физика и техника полупроводников*. 2013. Т. 47, вып. 2. С. 244–250.
9. *Liu G., Ahsan S., Khitun A.G., Lake R. K., Balandin A. A.* Graphene-Based Non-Boolean Logic Circuits // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 114. P. 154310 (1–10). DOI: 10.1063/1.4824828.
10. *Rana F.* Graphene Terahertz Plasmon Oscillators // *IEEE Trans. on Nanotechnology*. 2008. Vol. 7, № 1. P. 91–99. DOI: 10.1109/TNANO.2007.910334.
11. *Ragheb T., Massoud Y.* On the Modeling of Resistance in Graphene Nanoribbon (GNR) for Future Interconnect Applications // *Proc. IEEE/ACM Intern. Conf. on Computer-Aided Design (ICCAD 2008)*. 2008. P. 593–597. DOI: 10.1109/ICCAD.2008.4681637.
12. *Lundstrom M., Jeong C.* Near-Equilibrium Transport : Fundamentals and Applications. Hackensack, New Jersey : World Scientific Publishing Company, 2013. 227 p.
13. *Кругляк Ю. А.* Обобщенная модель электронного транспорта Ландауэра–Датты–Лундстрёма // *Nano-systems, Nanomaterials, Nanotechnologies*. 2013. Т. 11, № 3. С. 519–549.
14. *Kruglyak Yu.* Landauer–Datta–Lundstrom Generalized Transport Model for Nanoelectronics // *Journal of Nanoscience*. 2014. Vol. 2014, Article ID 725420. P. 1–15. DOI: 10.1155/2014/725420.
15. *Кругляк Ю. А.* Нанозлектроника «снизу – вверх» : возникновение тока, обобщенный закон Ома, упругий резистор, моды проводимости, термоэлектричество // *Scientific Journal «ScienceRise»*. 2015. Т. 7, № 2(12). С. 76–100. DOI: 10.15587/2313-8416.2015.45700.
16. *Кругляк Ю. А.* Графен в транспортной модели Ландауэра–Датты–Лундстрёма // *Scientific Journal «ScienceRise»*. 2015. Т. 2, № 2 (7). С. 93–106. DOI: 10.15587/2313-8416.2015.36443.
17. *Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia L., Yevtushenko O., Gusakov A. V.* Electrodynamics of carbon nanotubes : Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation // *Phys. Rev. B*. 1999. Vol. 60. P. 17136 (1–14).
18. *Hanson G.W.* Dyadic Green’s functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene // *J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 103. P. 064302 (1–8). DOI: 10.1063/1.2891452.
19. *Gusynin V.P., Sharapov S. G., Carbotte J. P.* Magneto-optical conductivity in graphene // *J. Phys. : Condens. Matt.* 2007. Vol. 19. P. 026222 (1–28). DOI: 10.1088/0953-8984/19/2/026222.
20. *Falkovsky L. A., Pershoguba S. S.* Optical far-infrared properties of graphene monolayer and multilayers // *Phys. Rev.* 2007. Vol. B 76. P. 153410 (1–4). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.153410.
21. *Falkovsky L. A., Varlamov A. A.* Space-time dispersion of graphene conductivity // *Eur. Phys. J.* 2007. Vol. B 56. P. 281–284. DOI: 10.1140/epjb/e2007-00142-3.
22. *Lovat G., Hanson G.W., Araneo R., Burghignoli P.* Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene // *Phys. Rev.* 2013. Vol. B 87. P. 115429 (1–11). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.115429.

#### Образец для цитирования:

Давидович М. В., Глухова О. Е., Слепченков М. М. Терагерцевый транзистор на основе графена // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2017. Т. 17, вып. 1. С. 44–54. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-1-44-54.



## The Graphene Based Terahertz Transistor

M. V. Davidovich<sup>1</sup>, O. E. Glukhova<sup>2</sup>, M. M. Slepchenkov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Michael V. Davidovich, Saratov State University, 83, Astrakhanskaya str., Saratov, 410012, Russia, davidovichmv@info.sgu.ru

<sup>2</sup>Olga E. Glukhova, Saratov State University, 83, Astrakhanskaya str., Saratov, 410012, Russia, glukhavaoe@info.sgu.ru

<sup>3</sup>Michael M. Slepchenkov, Saratov State University, 83, Astrakhanskaya str., Saratov, 410012, Russia, slepchenkovm@mail.ru

**Background and Objectives:** Due to the lack of a substantial energy gap in graphene nanoribbons there are difficulties to create a fast-switching transistors for digital circuits using them. In a number of recent works, the usage of graphene nanoribbons in tunneling transistors, field effect transistors, transistors with negative resistance and in generators with pumping has been proposed for amplification of analog signals. **Model and Methods:** We consider the transistor with three electrodes, which connected by graphene nanoribbons or metal quantum wires working on the principle of current control by changing the voltage on the central electrode (the gate). The consideration is conducted within the framework of the Landauer–Datta–Lundstrom model in the approximation of equilibrium at the electrodes. This device works on the principle of controlling the current by changing the voltage on the gate, on which the Coulomb blockade can occur. The linear models have been considered and obtained as well as the nonlinear terms in the total current. We also consider and calculate the nonlinear current-voltage characteristics of graphene nanoribbons. **Results:** The parameters of transistor amplifier which made as microstrip and slot-line realizations are considered taking into account the ballistic transport, ballistic inductance and capacitance of the electrodes. The gain of the voltage has been obtained. To increase them we propose to use between the source and the gate the nanoribbon, which wider and shorter as compared with nanoribbon between the gate and the drain.

**Key words:** nanotransistor, graphene, conductance, Landauer–Datta–Lundstrom model, Kubo formula, quantum thread, ballistic transport, graphene nanoribbon, number of modes of conductivity.

**Acknowledgements:** *This work was support by the Russian Ministry of Science and Education (project no. 3.1155.2014/K) and Russian Foundation for Basic Research (project no. 16-19-10033).*

## References

- Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S. V., Grigorieva I. V., Firsov A. A. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science*, 2004, vol. 306, pp. 666–669. DOI: 10.1126/science.1102896.
- Neto C. A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S., Geim A. K. The electronic properties of graphene. *Rev. Mod. Phys.*, 2009, vol. 81, pp. 109–62. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.109.
- Geim A. K., Novoselov K. S. The Rise of Graphene. *Nature Materials*, 2007, vol. 6, pp. 183–191. DOI:10.1103/RevModPhys.81.109.
- Lemme M. C., Echtermeyer T. J., Baus M., Kurz H. A graphene field-effect device. *IEEE ED Lett.* 2007, vol. 28, no. 4, pp. 282–284. DOI:10.1109/LED.2007.891668.
- Schwierz F. Graphene Transistors. *Nature Nanotechnology*, 2010, vol. 5, pp. 487–496. DOI: 10.1038/nnano.2010.89.
- Chen Z., Lin Yu-M., Rooks M. J., Avouris P. Graphene nano-ribbon electronics. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2007, vol. 40, no. 2, pp. 228–232. DOI: 10.1016/j.physe.2007.06.020.
- Han M. Y., Özyilmaz B., Zhang Y., Kim P. Energy Band-gap Engineering of Graphene Nanoribbons. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, vol. 98, no. 20, pp. 206805 (1–4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.206805.
- Svintsov D. A., Finches V. V., Lukichev V. F., Orlikovsky A. A., Burenkov A., Ochsner R. Tunnel'nye polevye tranzistory na osnove grafena [Tunneling field-effect transistors based on graphene]. *Physics and Technics of Semiconductors*, 2013, vol. 47, iss. 2, pp. 244–250 (in Russian).
- Liu G., Ahsan S., Khitun A.G., Lake R.K., Balandin A.A. Graphene-Based Non-Boolean Logic Circuits. *J. Appl. Phys.*, 2013, vol. 114, pp. 154310 (1–10). DOI: 10.1063/1.4824828.
- Rana F. Graphene Terahertz Plasmon Oscillators. *IEEE Trans. on Nanotechnology*, 2008, vol. 7, no. 1, pp. 91–99. DOI: 10.1109/TNANO.2007.910334.
- Ragheb T., Massoud Y. On the Modeling of Resistance in Graphene Nanoribbon (GNR) for Future Interconnect Applications. *Proc. IEEE/ACM Int. Conf. on Computer-Aided Design (ICCAD 2008)*, 2008, pp. 593–597. DOI: 10.1109/ICCAD.2008.4681637.
- Lundstrom M., Jeong C. *Near-Equilibrium Transport: Fundamentals and Applications*. Hackensack, New Jersey, World Scientific Publishing Company, 2013. 227 p.
- Kruglyak Yu. A. Obobshennaya model' elektronogo transporta Landauera–Datta–Lundstroma [Generalized Landauer–Datta–Lundstrom model of electron transport]. *Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies*, 2013, vol. 11, № 3, pp. 519–549 (in Russian).
- Kruglyak Yu. Landauer–Datta–Lundstrom Generalized Transport Model for Nanoelectronics. *Journal of Nanoscience*, 2014, vol. 2014, Article ID 725420, pp. 1–15. DOI: 10.1155/2014/725420.
- Kruglyak Yu. A. Nanoelektronika «snizu – vverkh»: vzniknovenie toka, obobshennyi zakon Oma, uprugii resistor, mody provodimosti, termoelectrichestvo [Nanoelectronics «from bottom to up»: the emergence of the current, the generalized Ohm's law, elastic resistor, conductivity modes, thermoelectricity]. *Scientific Journal «ScienceRise»*, 2015, vol. 7, no. 2 (12), pp. 76–100. DOI: 10.15587/2313-8416.2015.45700.



16. Kruglyak Yu. A. Grafen v transportnoi modeli Landauera-Datta-Lundstroma [Graphene in the Landauer-Datta-Lundstrom transport model]. *Scientific Journal «ScienceRise»*, 2015, vol. 2, no. 2 (7), pp. 93–106. DOI: 10.15587/2313-8416.2015.36443.
17. Slepchan G. Ya., Maksimenko S. A., Lakhtakia L., Yevtushenko O., Gusakov A. V. Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation. *Phys. Rev. B*, 1999, vol. 60, pp. 17136 (1–14).
18. Hanson G.W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene. *J. Appl. Phys.*, 2008, vol. 103, pp. 064302 (1–8). DOI: 10.1063/1.2891452.
19. Gusynin V. P., Sharapov S. G., Carbotte J. P. Magneto-optical conductivity in graphene. *J. Phys.: Condens. Matt.*, 2007, vol. 19, pp. 026222 (1–28). DOI: 10.1088/0953-8984/19/2/026222.
20. Falkovsky L.A., Pershoguba S.S. Optical far-infrared properties of graphene monolayer and multilayers. *Phys. Rev.*, 2007, vol. B 76, pp. 153410 (1-4). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.153410.
21. Falkovsky L.A., Varlamov A.A. Space-time dispersion of graphene conductivity. *Eur. Phys. J.*, 2007, vol. B 56, pp. 281–284. DOI: 10.1140/epjb/e2007-00142-3.
22. Lovat G., Hanson G.W., Araneo R., Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene. *Phys. Rev.*, 2013, vol. B 87, pp. 115429 (1–11). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.115429.

---

**Cite this article as:**

Davidovich M. V., Glukhova O. E., Slepchenkov M. M. The Graphene Based Terahertz Transistor. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 1, pp. 44–54 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-1-44-54.

---