

## Туннельные полевые транзисторы на основе графена

© Д.А. Свинцов, В.В. Вьюрков<sup>¶</sup>, В.Ф. Лукичёв, А.А. Орликовский,  
А. Буренков\*, Р. Охснер\*

Физико-технологический институт Российской академии наук,  
117218 Москва, Россия

\* Институт интегральных схем общества Фраунгофера,  
91058 Эрланген, Германия

(Получена 17 июля 2012 г. Принята к печати 17 июля 2012 г.)

Отсутствие закрытого состояния в транзисторах на основе графена является основным препятствием на пути к их использованию в цифровых схемах. Недавно было сообщено о создании туннельного транзистора на графене с низким током закрытого состояния; однако управление проводимостью канала с помощью затвора в данном приборе было неэффективным. Мы предлагаем новую конструкцию туннельного транзистора на графене, в которой ток экспоненциально зависит от напряжения на затворе, а подпороговая крутизна приближается к термоэмиссионному пределу. Особенностью транзистора является наличие полупроводникового (или диэлектрического) туннельного зазора в канале. Характеристики транзистора наследуют низкий ток закрытого состояния, свойственный полупроводниковым каналам, и высокий ток открытого состояния, свойственный графену.

### Введение

Полевые транзисторы на основе графена обладают уникальными высокочастотными свойствами благодаря большой подвижности носителей заряда. Использование таких транзисторов в логических схемах, однако, невозможно из-за низкого отношения токов открытого и закрытого состояний. В свою очередь отсутствие закрытого состояния обусловлено особенностями электронного спектра в графене. Графен является бесщелевым полупроводником с линейной зависимостью энергии квазичастиц  $\epsilon$  от квазиимпульса  $p$  в окрестности экстремумов энергетической зоны:

$$\epsilon = \pm v_F p, \quad (1)$$

где  $v_F = 10^6$  м/с — характерная скорость электронов в графене, знаки плюс и минус относятся соответственно к зоне проводимости и валентной зоне.

Именно отсутствие запрещенной зоны в однослойном графене и малая (порядка 0.1 эВ [1,2]) величина запрещенной зоны в двухслойном графене, узких полосках графена и полупроводниковых нанотрубках приводят к малому отношению токов открытого и закрытого состояний в полевых транзисторах на их основе.

Одним из возможных решений проблемы является добавление туннельного контакта в канал транзистора. При этом проводимость канала может изменяться при варьировании напряжения на затворе по двум причинам: во-первых, благодаря изменению прозрачности туннельного барьера, во-вторых, благодаря изменению энергии Ферми в графене, ведущей к изменению плотности состояний туннелирующих электронов.

Впервые туннельный транзистор на основе графена был предложен в работе [3]. Вертикальная конструкция представляла собой два параллельных листа графена

(сток и исток), разделенных туннельно прозрачной диэлектрической прослойкой из нитрида бора. И высота туннельного барьера, и концентрация электронов в контактах регулировались нижним затвором. Влияние затвора на проводимость канала в данном устройстве, как показали измеренные характеристики, было слабым (неэкспоненциальным), и отношение токов открытого и закрытого состояния достигало лишь 50.

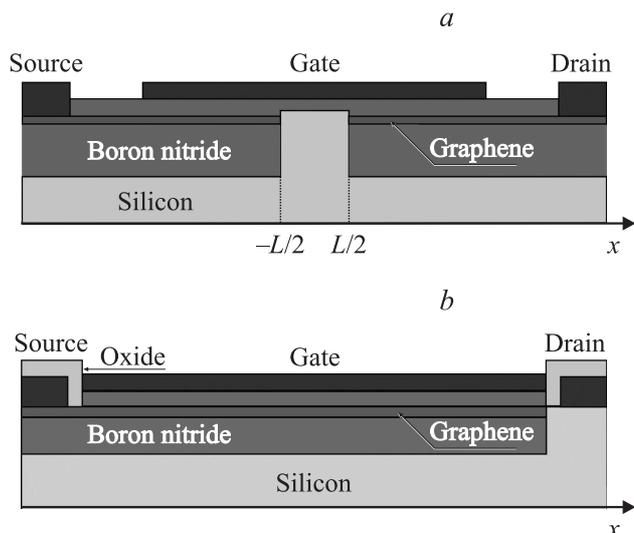
В данной статье мы предлагаем новую конструкцию туннельного полевого транзистора на основе графена. Зависимость тока от напряжения на затворе в предлагаемой структуре является экспоненциальной, а обратная крутизна подпороговой характеристики приближается к  $(60 \text{ мВ/дек})^{-1}$  при комнатной температуре. Мы рассматриваем одновременное влияние туннельного и термоэмиссионного тока на характеристики прибора и показываем, что предельное значение крутизны для данного транзистора, а также для любого туннельного транзистора с контактом Шоттки составляет  $(60 \text{ мВ/дек})^{-1}$ .

В первом разделе данной статьи описываются возможные конструкции приборов. Во втором разделе рассматривается распределение электрического потенциала вдоль канала транзистора. Третий раздел посвящен вычислению тока транзистора. В последнем, четвертом разделе, произведено обсуждение полученных результатов. Доказательство утверждения о предельной крутизне транзистора вынесено в *Приложение*.

### 1. Предлагаемая конструкция прибора

Туннельный контакт в предлагаемых вариантах транзистора представляет собой контакт листа графена с диэлектриком (полупроводником). Для обеспечения большого тока открытого состояния туннельная прозрачность барьера должна быть достаточно высокой, а значит, барьер должен быть либо узким, либо низким (т.е. работа выхода из графена в материал тун-

<sup>¶</sup> E-mail: vyurkov@ftian.ru



**Рис. 1.** Схематическое изображение предлагаемых транзисторных структур: *a* — туннельный контакт внутри канала; *b* — туннельный контакт у стока.

нельного контакта должна быть небольшой). Высота барьера  $\Phi$  определяется материалом туннельного контакта, она сравнительно высока для диэлектрических материалов. В работе [4] сообщалось, что на границе „графен–гексагональный нитрид бора“ эта высота составляет 1.5 эВ для дырок и 4 эВ для электронов. Для уменьшения работы выхода в качестве туннельного контакта можно использовать полупроводниковый материал (например, кремний). В этом случае высота барьера приблизительно равна половине ширины запрещенной зоны полупроводника.

Две предлагаемые конструкции туннельных полевых транзисторов с графеновыми каналами схематически изображены на рис. 1 в поперечном разрезе.

На рис. 1, *a* кремниевая вставка шириной  $L$  помещена в центр проводящего канала, а лист графена окружен диэлектриком. Для обеспечения высокой подвижности и малого наведенного заряда в канале может быть использован гексагональный нитрид бора [5]. Проводимость канала управляется верхним затвором, находящимся на расстоянии  $d$  от листа графена.

На рис. 1, *b* кремниевый туннельный контакт расположен около стока, причем контакты стока и затвора разделены диэлектрическим спейсером, который может быть сформирован, например, при окислении металлического электрода. Структура может управляться как верхним, так и нижним затвором.

## 2. Зонные диаграммы и распределение потенциала в канале транзистора

Для расчета характеристик предполагаемого транзистора необходимо знать распределение локального

электрического потенциала в канале транзистора  $\varphi$  как функцию напряжения на затворе  $V_G$  и туннельную прозрачность барьера  $D$ .

Вдали от туннельного контакта и электродов стока и истока локальный потенциал в канале (по отношению к заземленному истоку) не зависит от координаты и равен  $\varphi_0$ . Это значение может быть найдено из модели плоского конденсатора [6], дающей локальную связь плотности заряда и напряжения:

$$\frac{\kappa\kappa_0}{d}(V_G - \varphi_0) = e[n_e(\varphi_0) - n_h(\varphi_0)], \quad (2)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость подзатворного диэлектрика ( $\kappa = 5.04$  для гексагонального нитрида бора [7]),  $\kappa_0$  — электрическая постоянная,  $e > 0$  — элементарный заряд,  $n_e$  и  $n_h$  — концентрации электронов и дырок, рассчитанные на единицу площади.

Предполагая, что уровень Ферми в графене у контактов истока и стока расположен точно между зоной проводимости и валентной зоной (т. е. в так называемой дираковской точке), можно рассчитать концентрации электронов и дырок в канале. Так как  $e\varphi_0$  есть локальная энергия Ферми, при низких температурах ( $kT \ll e\varphi_0$ ) и положительном потенциале затвора для концентрации электронов получается следующее простое выражение:

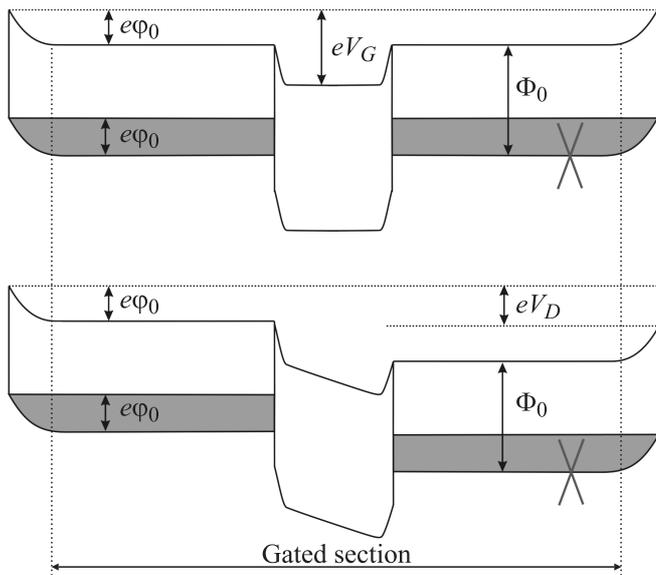
$$n_e = \frac{e^2\varphi_0^2}{\pi\hbar^2v_F^2}. \quad (3)$$

Соответственно локальный потенциал в канале дается выражением

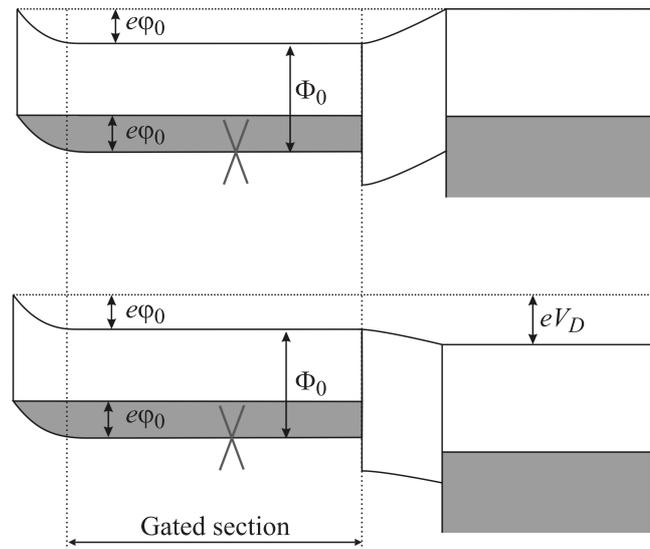
$$\varphi_0 = \frac{\pi v_F^2 \kappa \kappa_0 \hbar^2}{2de^3} \left( \sqrt{\frac{4de^3 V_G}{\pi v_F^2 \kappa \kappa_0 \hbar^2} + 1} - 1 \right). \quad (4)$$

Потенциал в туннельном контакте, определяющий высоту барьера для туннелирующих электронов, для структур с барьером в центре канала существенно зависит от отношения  $L/d$ . Разумно предположить, что для длинных барьеров при  $L \gg d$  потенциал внутри барьера равен  $V_G$  почти везде, кроме области вблизи границ. При  $L \ll d$  потенциал затвора, наоборот, практически не „проникает“ в туннельный зазор. В этом случае высота барьера (отсчитанная от дираковской точки) не зависит от напряжения на затворе, и роль последнего сводится к регулированию концентрации носителей заряда в графене. Аналогичная ситуация имеет место на рис. 1, *b*, где туннельный контакт расположен вне подзатворной области и потенциал затвора практически не влияет на высоту барьера.

В дальнейшем мы рассмотрим два характерных профиля потенциала вдоль канала транзистора. Первый соответствует относительно длинным туннельным зазорам в центре канала (как на рис. 1, *a*), соответствующая зонная диаграмма представлена на рис. 2. Второй тип распределения соответствует транзистору с туннельным



**Рис. 2.** Зонные диаграммы для транзистора на основе графѳна с туннельным контактом внутри канала ( $L \gg d$ ) при нулевом напряжении на стоке (сверху) и при положительном напряжении на стоке  $V_D$ . Положение дираковской точки показано крестом.



**Рис. 3.** Зонные диаграммы для транзистора на основе графѳна с туннельным контактом около стока при нулевом напряжении на стоке (сверху) и при положительном напряжении на стоке  $V_D$ . Положение дираковской точки показано крестом.

контактом вне подзатворной области (как на рис. 1, *b*), соответствующая зонная диаграмма представлена на рис. 3. Предположим также, что приложенное между стоком и истоком напряжение целиком падает на туннельном контакте. Это оправдано, если сопротивление туннельного контакта превышает сопротивление листа графѳна. В обоих случаях (рис. 2 и 3) туннельный барьер будет считаться трапециевидным.

### 3. Расчет туннельного тока

Туннелирование через запрещенную зону полупроводников изучалось в работах Кейна [8] и Келдыша [9] в середине прошлого века, однако обобщение этих работ, учитывающее точную зонную структуру кремния, появилось сравнительно недавно [10]. Насколько известно авторам работы, теоретическая модель туннелирования через запрещенную зону в системе „графѳен–кремний“ еще не разработана, и она заслуживает отдельного исследования. В дальнейших расчетах мы применим упрощенную модель, достаточную для предварительных оценок характеристик транзистора. Модель основана на квазиклассическом описании туннелирования:

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} |p_x(x)| dx\right), \quad (5)$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — классические точки поворота, а проекция импульса  $p_x$  в области барьера может быть найдена из условия сохранения энергии и поперечной (к оси  $x$ ) компоненты импульса:

$$\varepsilon = \varepsilon_c(x) + \frac{p_x^2}{2m_x} + \frac{p_\perp^2}{2m_\perp}. \quad (6)$$

В данном выражении  $\varepsilon_c(x)$  есть энергия дна зоны проводимости в туннельном контакте,  $m_x$  — эффективная масса туннелирования, которая фактически является подгоночным параметром при сравнении теоретических расчетов с экспериментальными измерениями [11,12], и  $m_\perp$  — поперечная эффективная масса; вообще говоря, указанные массы могут быть разными.

Вычисление прозрачности для трапециевидного барьера дает следующий результат:

$$D(\varepsilon, p_\perp) = \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_x}}{3eF\hbar} \left\{ \left(\Phi + \frac{p_\perp^2}{2m_\perp} - \varepsilon\right)^{3/2} - \left(\Phi - eV_D + \frac{p_\perp^2}{2m_\perp} - \varepsilon\right)^{3/2} \right\}\right]$$

$$\text{при } \varepsilon - p_\perp^2/2m_\perp < \Phi - eV_D;$$

$$D(\varepsilon, p_\perp) = \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_x}}{3eF\hbar} \left(\Phi + \frac{p_\perp^2}{2m_\perp} - \varepsilon\right)^{3/2}\right]$$

$$\text{при } \Phi - eV_D < \varepsilon - p_\perp^2/2m_\perp < \Phi, \quad (7)$$

где  $\Phi$  — эффективная высота барьера для структур с длинным туннельным зазором ( $L \gg d$ ) в центре канала (рис. 1, *a*). Она эффективно управляется напряжением на затворе:

$$\Phi_A = \Phi_0 + e(\varphi_0 - V_G). \quad (8)$$

В структурах же с коротким туннельным зазором около стока (рис. 1, *b*, зонная диаграмма на рис. 3) эффектив-

ная высота барьера от напряжения на затворе не зависит:  $\Phi = \Phi_0$ . В данных выражениях  $\Phi_0$  есть работа выхода из графена в материал туннельного контакта при нулевом напряжении на затворе, отсчитанная от дираковской точки в графене. Величина  $F$  в уравнении (7) означает напряженность поля в зазоре. Выражения для этой величины различны для двух предлагаемых структур (соответственно для структуры на рис. 1, *a* и *b*):

$$F_A = e \frac{V_D}{L}, \quad (9)$$

$$F_B = e \frac{V_D - \varphi_0}{L}. \quad (10)$$

Авторы работы [13] предложили использовать в качестве  $m_x$  „легкую“ массу зоны проводимости, так как туннельная прозрачность барьера для легких носителей наибольшая, и соответственно они дают основной вклад в ток. В дальнейших вычислениях мы используем следующие параметры зонной структуры:  $m_x = 0.19m_e$ ,  $m_t = 0.98m_e$ , где  $m_e$  — масса свободного электрона,  $\Phi_0 = \Delta/2 = 0.56$  эВ, где  $\Delta = 1.12$  эВ — ширина запрещенной зоны в кремнии.

Зная распределение потенциала и туннельную прозрачность барьера, мы можем применить известную „баллистическую“ формулу для расчета тока туннельного транзистора. Для уменьшения количества уравнений в промежуточных расчетах мы не будем отдельно рассматривать туннельный и термоэмиссионный токи и положим прозрачность туннельного барьера равной единице при  $\varepsilon - p_{\perp}^2/2m_{\perp} > \Phi$ . В данных обозначениях выражение для плотности тока между стоком и истоком принимает вид

$$j = \frac{eg}{(2\pi\hbar)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon [f_S(\varepsilon) - f_D(\varepsilon)] \int_0^{p_{\perp\max}} D(\varepsilon, p_{\perp}) dp_{\perp}, \quad (11)$$

где  $g = 4$  — электронный фактор вырождения в графене,  $f_S$  и  $f_D$  — функции распределения Ферми в контактах истока и стока соответственно. Если начало отсчета энергии расположено в дираковской точке, то эти функции имеют вид

$$f_S(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - e\varphi_0}{kT}\right)}, \quad f_D(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - e\varphi_0 + eV_D}{kT}\right)}. \quad (12)$$

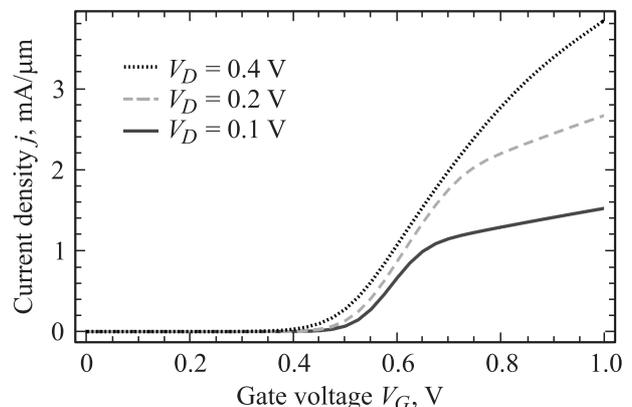
Интегрирование по поперечной компоненте импульса проводится от нуля до максимального значения при заданной энергии  $p_{\perp\max} = \varepsilon/v_F$ , а интегрирование по энергии может быть распространено на весь интервал  $(-\infty, +\infty)$ , так как функция Ферми (при больших энергиях) и прозрачность барьера (при малых энергиях) спадают экспоненциально быстро. Следует отметить, что состояния с отрицательными энергиями заняты электронами валентной зоны графена, которые также могут давать вклад в туннельный ток.

## 4. Обсуждение результатов

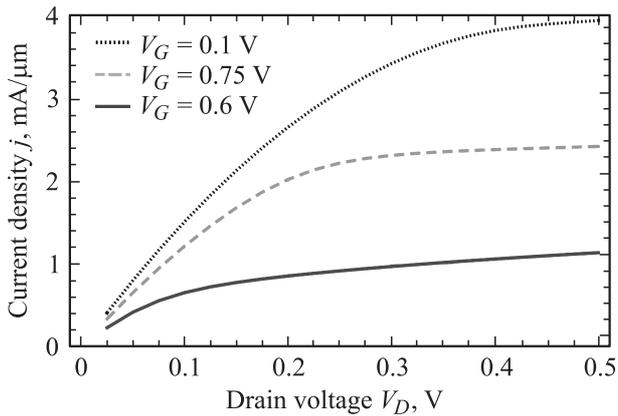
Рассчитанные зависимости тока транзистора, включающего туннельную и термоэмиссионную компоненты, от напряжений на стоке и затворе представлены на рис. 4–7 для двух типов предложенных структур. Еще не проводя вычислений, можно предположить, что транзистор с длинным туннельным зазором в центре канала будет эффективнее управляться затвором по сравнению с транзистором с зазором у стока.

Действительно, плотность тока в транзисторе с туннельным контактом в центре канала спадает экспоненциально при напряжениях на затворе, меньших работы выхода из графена в полупроводник ( $eV_G < \Phi_0$ ). Подпороговая крутизна характеристики, рассчитанная при  $d = 1$  нм и  $L = 5$  нм (рис. 4), равна  $kT/e$ , что говорит о преобладании термоэмиссионной компоненты тока над туннельной. Такое соотношение между двумя компонентами тока характерно также для туннельных транзисторов с контактом Шоттки и высокой прозрачностью туннельного барьера, на что было указано в работе [14]. В отличие от классических кремниевых МОП транзисторов на объемной подложке, изменение проводимости в предлагаемой структуре обусловлено не только снижением высоты барьера, но и изменением энергии Ферми  $e\varphi_0$  в графеновых контактах. Последний эффект особенно важен в случае тонких диэлектриков. Подстановка значений  $V_G = 2$  В,  $d = 1$  нм и  $\kappa = 5.06$  в уравнение (4) дает энергию Ферми в контакте стока, равную 0.7 эВ, что превышает высоту барьера на границе раздела графен–кремний. Говоря образно, при столь высоких напряжениях на затворе электроны могут беспрепятственно „выливаться“ из истока в сток.

Зависимости тока транзистора от напряжения на стоке, выходящие на насыщение (рис. 5), схожи с аналогичными зависимостями для классических МОП транзисторов на объемной подложке. Слабая зависимость тока насыщения от напряжения на стоке обусловлена именно



**Рис. 4.** Зависимости плотности тока от напряжения на затворе для транзистора с туннельным контактом в центре канала. Ширина барьера  $L = 5$  нм, толщина подзатворного диэлектрика  $d = 1$  нм, температура  $T = 300$  К.



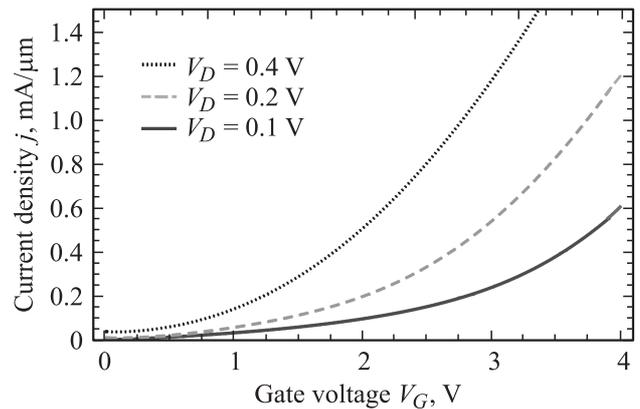
**Рис. 5.** Зависимости плотности тока от напряжения на стоке для транзистора с туннельным контактом в центре канала. Ширина барьера  $L = 5$  нм, толщина подзатворного диэлектрика  $d = 1$  нм, температура  $T = 300$  К.

туннельным током, так как увеличение напряжения на стоке приводит к увеличению напряженности поля в зазоре и, следовательно, к увеличению прозрачности барьера. Ток включенного состояния предлагаемого транзистора довольно высок по сравнению с током кремниевых транзисторов, что является следствием высокой инжекционной способности графенового контакта. Кремниевая вставка в канале не ограничивает максимальный ток транзистора, так как движение электрона в туннельном кремниевом контакте при  $L = 5$  нм является баллистическим.

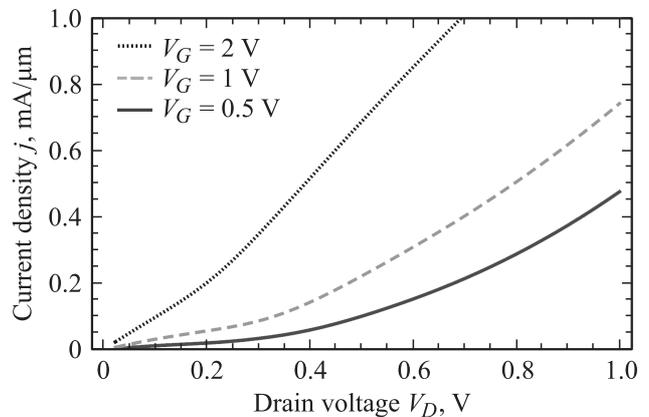
Характеристики туннельного транзистора на графене с коротким туннельным зазором вблизи стока (рис. 6, 7) ведут себя совершенно иным образом. Некоторые особенности характеристик, такие как неэкспоненциальное убывание тока при малых напряжениях на затворе, отсутствие насыщения, схожи с представленными в работе [3] для транзистора с вертикальным туннелированием. Ранее уже было упомянуто, что степенная зависимость тока от напряжения на затворе наблюдается, если затвор влияет только на плотность состояний туннелирующих электронов, но не на высоту барьера. В двумерных системах с линейным спектром туннельная плотность состояний пропорциональна энергии Ферми  $e\phi_0$ , которая в свою очередь зависит квадратично от напряжения на затворе. В структурах с коротким туннельным зазором ( $L = 1$  нм,  $d = 5$  нм для характеристик на рис. 6 и 7) основная компонента тока — туннельная, и поэтому высокие токи включенного состояния, предсказанные для предыдущей конструкции, здесь недостижимы. Несмотря на то что основная доля тока в структурах с коротким туннельным зазором обусловлена туннелированием, подпороговая крутизна характеристики данного транзистора по-прежнему ограничена термоэмиссионным пределом  $kT/e$ . Известно, что крутизна зависимости туннельного тока от напряжения на затворе может принимать любое значение. Однако при

высокой крутизне туннельного тока сам туннельный ток мал (по сравнению с термоэмиссионным), и наоборот. Более строгое доказательство, касающееся ограничения крутизны данного транзистора (а также любого транзистора с барьером Шоттки), приведено в *Приложении*.

Полученные значения плотности тока являются лишь грубыми оценками. Существует несколько неучтенных факторов, которые могут изменить эту оценку в лучшую или в худшую сторону. Во-первых, пространственный заряд в туннельном зазоре может ограничить рост тока при высоких напряжениях на затворе. Во-вторых, отражение электронов на границе раздела графен-кремний может значительно уменьшить значение прозрачности барьера. В-третьих, локальное значение энергии Ферми в графене в непосредственной близости от туннельного контакта превосходит  $e\phi_0$ . Этот факт, опущенный в предыдущих вычислениях, напротив, приведет к более высокой оценке плотности тока.



**Рис. 6.** Зависимости плотности тока от напряжения на затворе для транзистора с туннельным контактом около стока. Ширина барьера  $L = 1$  нм, толщина подзатворного диэлектрика  $d = 5$  нм, температура  $T = 300$  К.



**Рис. 7.** Зависимости плотности тока от напряжения на стоке для транзистора с туннельным контактом около стока. Ширина барьера  $L = 1$  нм, толщина подзатворного диэлектрика  $d = 5$  нм, температура  $T = 300$  К.

## Приложение

### Предельная подпороговая крутизна транзистора с барьером Шоттки

В данном *Приложении* мы рассмотрим подпороговую крутизну для предложенных туннельных транзисторов на основе графена, а также для любых транзисторов с контактом Шоттки. Форма потенциального барьера  $U(x, V_G)$ , через который происходит туннелирование, предполагается произвольной. Все последующие вычисления выполняются с точностью до главного экспоненциального множителя. Этого достаточно для оценки подпороговой крутизны.

Инжекционный ток из контакта истока пропорционален произведению функции Ферми  $f_S(\varepsilon)$ , прозрачности барьера  $D(\varepsilon, V_G)$  и, возможно, некоторой степенной функции энергии, происходящей из плотности состояний (в дальнейшем она рассматриваться не будет). Функция Ферми спадает экспоненциально при  $\varepsilon > \mu$ , где  $\mu$  — энергия Ферми в контакте истока. Прозрачность барьера, наоборот, экспоненциально растет при увеличении энергии. Два данных факта позволяют нам применить метод перевала для оценки интеграла, выражающего плотность тока инжекции. Вводя обозначение

$$g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{kT} + \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x, V_G) - \varepsilon]} dx, \quad (\text{П.1})$$

мы приходим к следующему выражению для инжекционного тока в подпороговом режиме:

$$j_{\text{sub}} \propto \int \exp[-g(\varepsilon)] d\varepsilon \approx \int \exp\left[-g(\varepsilon_0) - \frac{g''(\varepsilon_0)}{2} (\varepsilon - \varepsilon_0)^2\right] d\varepsilon = A(V_G) \exp[-g(\varepsilon_0)], \quad (\text{П.2})$$

где функция  $A$  слабо (неэкспоненциально) зависит от напряжения на затворе.

Точка перевала  $\varepsilon_0$  определяется из условия максимума для функции  $g(\varepsilon)$ :

$$\frac{1}{kT} + \frac{2}{\hbar} \frac{d}{d\varepsilon} \left[ \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x, V_G) - \varepsilon]} dx \right] \Bigg|_{\varepsilon=\varepsilon_0} = 0. \quad (\text{П.3})$$

По определению, крутизна подпороговой характеристики есть

$$\begin{aligned} \frac{d \ln j_{\text{sub}}}{dV_G} &\approx -\frac{dg(\varepsilon_0)}{dV_G} \\ &\approx -\frac{2}{\hbar} \frac{d}{dV_G} \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x, V_G) - \varepsilon]} dx \right\} \\ &= -\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d}{dU} \left\{ \sqrt{2m[U(x, V_G) - \varepsilon]} \right\} \frac{dU}{dV_G} dx. \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

Изменение потенциальной энергии в канале транзистора не может по модулю превосходить  $eV_G$ , иначе говоря,  $|\partial U(x, V_G)/\partial V_G| \leq 1$ , поэтому

$$\begin{aligned} \frac{d \ln j_{\text{sub}}}{dV_G} &\leq \frac{2e}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d}{dU} \left\{ \sqrt{2m[U(x, V_G) - \varepsilon_0]} \right\} dx \\ &= -\frac{2e}{\hbar} \frac{d}{d\varepsilon_0} \left[ \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[U(x, V_G) - \varepsilon]} dx \right] \Bigg|_{\varepsilon=\varepsilon_0} = \frac{e}{kT}. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Мы показали, что предельная крутизна транзистора с барьером Шоттки не может быть выше  $(60 \text{ мВ/дек})^{-1}$ . Следует отметить, что крутизна, рассчитанная по туннельному току, может принимать любое значение, однако одновременный учет туннельного и термоэмиссионного токов приводит к качественно новому результату.

Выведенное ограничение неприменимо к туннельным транзисторам с управляемым  $p$ - $n$ -переходом, в которых происходит туннелирование между валентной зоной и зоной проводимости в полупроводнике. Ток в данном типе транзисторов ограничен краем зоны, и поэтому обратная крутизна подпороговой характеристики может быть меньше  $60 \text{ мВ/дек}$ , что было показано теоретически (в частности, для транзисторов на основе узких полосок графена в работе [15]) и экспериментально [16].

Работа поддержана грантами РФФИ (11-07-00464) и EU-RUNET (<http://eu-ru.net/>).

## Список литературы

- [1] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 109 (2009).
- [2] E. McCann, V.I. Fal'ko. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 086 805 (2006).
- [3] L. Britnell et al. *Science*, **335**, 947 (2012).
- [4] N. Kharche, S.K. Nayak. *Nano Lett.*, **11**, 5274 (2011).
- [5] K. Kim et al. *Nature*, **479**, 7373 (2011).
- [6] M. Shur. *Physics of semiconductor devices* (Pentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1990).
- [7] R. Geick, C.H. Perry, G. Rupprecht. *Phys. Rev.*, **146**, 543 (1966).
- [8] E.O. Kane. *J. Appl. Phys.*, **32**, 83 (1961).
- [9] L.V. Keldysh. *Sov. Phys. JETP*, **6**, 33 (1958).
- [10] A. Schenk. *Sol. St. Electron.*, **36**, 1 (1993).
- [11] L.F. Mao, J.L. Wei, Ch.H. Tan, M. Zh. Xu. *Sol. St. Commun.*, **114**, 383 (2000).
- [12] J. Shannon, K. Nieuwestee. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1815 (1993).
- [13] S. Xiong, T. King, J. Bokor. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **52**, 8 (2005).
- [14] R.A. Vega. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **53**, 7 (2006).
- [15] Q. Zhang, T. Fang, H. Xing, A. Seabaugh, D. Jena. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **54**, 10 (2008).
- [16] A.C. Seabaugh, Q. Zhang. *Proc. IEEE*, **98**, 12 (2010).

Редактор Т.А. Полянская

## **Tunnel field-effect transistors with graphene channels**

*D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Lukichev, A. Orlikovsky,  
A. Burenkov\*, R. Oechsner\**

Institute of Physics and Technology,  
Russian Academy of Sciences,  
117218 Moscow, Russia

\* Fraunhofer Institute of Integrated Systems  
and Device Technology,  
91058 Erlangen, Germany

**Abstract** The absence of off-state has been the main obstacle to the implementation of graphene-based transistors to digital circuits. Recently graphene tunneling field-effect transistors with low off-state current were reported, however, they exhibited relatively weak effect of gate voltage on channel conductivity. We propose a novel tunneling graphene transistor with channel conductivity effectively controlled by gate voltage and subthreshold slope approaching a thermoemission limit. The proposed transistor has a semiconductor (dielectric) tunneling gap operated by gate and exhibits both high on-state current inherent to graphene channels and low off-state current inherent to semiconductor channels.