

УДК 537.9

УПРАВЛЕНИЕ ПРОВОДИМОСТЬЮ ГРАФЕНА ПОПЕРЕЧНЫМИ СТАТИЧЕСКИМ И ПЕРЕМЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

© 2019 г. С. Ю. Глазов^{1, 2, *}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Волгоградский государственный социально-педагогический университет”, Волгоград, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Волгоградский государственный медицинский университет”, Волгоград, Россия

*E-mail: ser-glazov@yandex.ru

Исследована зависимость плотности тока в графене, энергетический спектр которого содержит запрещенную зону, от характеристик и ориентации приложенных статического и переменного электрических полей. Электронная система графена описана с помощью кинетического уравнения Больцмана в приближении постоянного времени релаксации. Выявлен эффект смены направления постоянного тока при определенных значениях напряженности поперечных постоянного и амплитуды колебаний переменного электрических полей.

DOI: 10.1134/S0367676519010083

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время особое внимание исследователей вызывает графен и структуры на его основе [1–10]. Необычный электронный спектр и высокая подвижность носителей в структурах на основе графена приводит к удивительным физическим свойствам, которые сейчас изучаются как теоретически, так и экспериментально. Несмотря на большое количество интересных эффектов, имеющих место в бесщелевом графене, для практической реализации многих электронных устройств наряду с высокой подвижностью носителей заряда необходимо наличие щели в энергетическом спектре образца. Такая запрещенная зона может возникать в графене, помещенном на подложку. В монослойном графене на подложке h -BN запрещенная зона составляет 53 мэВ [2], на подложке SiC ≈ 0.26 эВ [3]. К появлению запрещенной зоны также может привести наличие примесей и дефектов. В примесной структуре на основе графена – гидриде графена (графане) энергетическая щель по разным оценкам составляет 3.5–6.1 эВ [4], а в соединении фтора и графена (флюорографене) – 3.0–7.1 эВ [5].

В работе [6] изучено влияние статического и переменного электрических полей, поляризованных вдоль одной оси на проводимость графена,

энергетический спектр которого содержит запрещенную зону. Особенности энергетического спектра графена и структур на его основе, в частности, неаддитивность спектра, может приводить к интересным кинетическим явлениям [7–10]. В [7] предсказан эффект возникновения постоянной (перпендикулярно тянущему постоянному электрическому полю) составляющей тока, когда на графен нормально к его поверхности падает эллиптически поляризованная электромагнитная волна. В работах [8–10] показано, что в сверхрешетках на основе графена электрическое поле, приложенное поперек оси сверхрешетки, способно модифицировать продольную вольт-амперную характеристику этого материала. В настоящей работе рассматриваются эффекты, связанные с неаддитивностью энергетического спектра графена, а именно, изучается возможность управления плотностью тока графена электрическими полями, ориентированными перпендикулярно к изучаемому направлению протекания тока.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Энергетический спектр электронов в щелевой модификации графена в приближении сильной связи имеет вид [6]:

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \sqrt{\Delta^2 + t^2 [1 + 4 \cos(p_y a / \sqrt{3}) (\cos(p_x a) + \cos(p_y a / \sqrt{3}))]}, \quad (1)$$

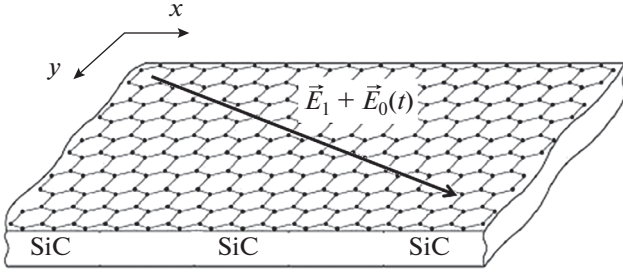


Рис. 1. Геометрия задачи.

где $t \approx 2.7$ эВ, $a = 3b/2$, $b = 0.142$ нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$, здесь и далее $\hbar = 1$. Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. Наличие запрещенной зоны в спектре (1) позволяет вести расчеты в однозонном приближении, накладывая условия на параметры внешних полей и температуру.

Рассмотрим отклик графена на действие постоянного и переменного электрических полей. $\vec{E} = (E_{1x} + E_{0x} \cos \omega t, E_{1y} + E_{0y} \cos \omega t)$ – суммарная напряженность электрического поля, E_1 – модуль напряженности постоянного электрического поля, E_0 и ω – амплитуда и частота переменного электрического поля. Геометрия задачи приведена на рис. 1. Плотность тока j_x , текущего вдоль оси x , определяется по формуле

$$j_x = e \sum_{\vec{p}} v_x(\vec{p}) f(\vec{p}), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $f(\vec{p})$ – неравновесная функция распределения носителей. Для нахождения функции распределения носителей использовано классическое уравнение Больцмана в приближении постоянного времени релаксации. Будем считать электронный газ невырожденным.

Скорость движения электронов вдоль оси x имеет вид:

$$v_x = - \frac{2at^2 \cos(p_y a / \sqrt{3}) \sin(p_x a)}{\sqrt{\Delta^2 + t^2 [1 + 4 \cos(p_y a / \sqrt{3}) (\cos(p_x a) + \cos(p_y a / \sqrt{3}))]}}. \quad (3)$$

Разложив скорость носителей в ряд Фурье по двум переменным p_x и p_y , подставив решение уравнения Больцмана в (2) после преобразований, получим окончательное выражение для плотности тока:

$$j_x = j_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} A_{0m} C_{0m} \sin \varphi_{km} J_k(m\alpha_x) \cos(m\alpha_x \sin \omega t - k\omega t - \varphi_{km}) + \right. \\ \left. + \sum_{n,m=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} [\sin \varphi_{knm}^+ J_k(m\alpha_x + n\alpha_y) \cos((m\alpha_x + n\alpha_y) \sin \omega t - k\omega t - \varphi_{knm}^+) + \right. \\ \left. + \sin \varphi_{knm}^- J_k(m\alpha_x - n\alpha_y) \cos((m\alpha_x - n\alpha_y) \sin \omega t - k\omega t - \varphi_{knm}^-) \right\}, \quad (4)$$

где $j_0 = eant/\pi^2$, n – концентрация электронов в зоне проводимости, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, ν – частота столкновений,

$$\Omega_x = eE_{1x}a, \quad \Omega_y = eE_{1y}a/\sqrt{3}, \quad \sin \varphi_{km} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x + k\omega)^2}}, \quad \sin \varphi_{knm}^{\pm} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (m\Omega_x \pm n\Omega_y + k\omega)^2}},$$

$$\alpha_x = eE_{0x}a/\omega, \quad \alpha_y = eE_{0y}a/\sqrt{3}\omega, \quad \delta = t/k_B T, \quad \gamma = (\Delta/t)^2,$$

$$C_{nm} = \frac{1}{C} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(mx) \cos(ny) \exp(-\delta \sqrt{\gamma + 1 + 4 \cos(y) (\cos(x) + \cos(y))}) dx dy,$$

$$C = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(-\delta \sqrt{\gamma + 1 + 4 \cos(y) (\cos(x) + \cos(y))}) dx dy,$$

$$A_{nm} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-\cos(y) \sin(x) \sin(mx) \cos(ny) dx dy}{\sqrt{\gamma + 1 + 4 \cos(y) (\cos(x) + \cos(y))}}.$$

После усреднения (4) по времени получено выражение для постоянной составляющей плотности тока

$$j_x = j_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} A_{0m} C_{0m} \sin \varphi_{km} \cos \varphi_{km} J_k^2(m\alpha_x) + \sum_{n,m=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} [\sin \varphi_{knm}^+ \cos \varphi_{knm}^+ J_k^2(m\alpha_x + n\alpha_y) + \sin \varphi_{knm}^- \cos \varphi_{knm}^- J_k^2(m\alpha_x - n\alpha_y)] \right\}. \quad (5)$$

Для случая сонаправленных постоянного и переменного электрических полей, ориентированных вдоль оси x , формула (5) переходит в формулу плотности тока из [6]. Так как этот случай уже исследован, рассмотрим случаи произвольной ориентации электрических полей.

Из формулы (5) видно, что постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , зависит не только от напряженности постоянного и амплитуды переменного электрических полей, ориентированных вдоль этой оси, но и от параметров полей, ориентированных перпендикулярно. Это следствие неаддитивности энергетического спектра графена (полная энергия электронов графена не является суммой ее компонент по двум взаимно перпендикулярным направлениям). Отметим, что неаддитивность энергетического спектра присуща не только структурам на основе графена, но и узкозонным полупроводникам и полупроводниковым сверхрешеткам [11].

Ключевую роль в рассматриваемых в этой работе эффектах играют столкновения электронов с решеткой. Интеграл столкновений выбран в данной задаче в приближении постоянного времени релаксации. Использование этого приближения, несмотря на свою простоту, дает результаты, которые хорошо согласуются с численным расчетом и экспериментом как для полупроводников и полупроводниковых сверхрешеток [12], так и для графеновых структур.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной задаче использовалось однозонное приближение, что соответствует выполнению

$$j_x = j_0 \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} A_{0m} C_{0m} \frac{v m \Omega_x}{v^2 + (m \Omega_x)^2} + \sum_{n,m=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} \left(\frac{v(m \Omega_x + n \Omega_y)}{v^2 + (m \Omega_x + n \Omega_y)^2} + \frac{v(m \Omega_x - n \Omega_y)}{v^2 + (m \Omega_x - n \Omega_y)^2} \right) \right\}. \quad (6)$$

На рис. 2 представлена зависимость плотности тока, протекающего вдоль оси x , от напряженности продольного постоянного электрического поля E_{1x} при разных значениях напряженности поперечного постоянного электрического поля E_{1y} . С увеличением напряженности поперечного постоянного электрического поля E_{1y} плотность тока, протекающего вдоль оси x , уменьшается

условий: $k_B T \ll 2\Delta$, $\omega \ll 2\Delta$. Также применялся квазиклассический подход, при котором выбран закон дисперсии носителей, полученный в результате квантовомеханического расчета, а вычисление электрического тока проведено с помощью классического кинетического уравнения. Такой подход правомерен, когда какая-либо характеристика электрического поля размерности частоты (частота переменного электрического поля, штарковские частоты, соответствующие напряженностям постоянного и переменного полей) много меньше ширины разрешенной зоны ω , aeE_0 , $aeE_1 \ll \epsilon_e$ [12].

Представим результаты для эпитаксиального графена на подложке SiC, энергетический спектр которого обладает запрещенной зоной $2\Delta \approx 0.26$ эВ, а ширина зоны проводимости $\epsilon_e \approx 3t$, $v \approx 10^{11}$ с⁻¹. Это приводит к условиям на параметры: $T \ll 3 \cdot 10^3$ К $\omega \ll 4 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, aeE_0/v , $aeE_1/v \ll 10^5$, E_0 , $E_1 \ll 10^7$ В · см⁻¹. Оказывается, все интересующие нас эффекты проявляются в щелевом графене при меньших значениях напряженностей электрических полей E_0 , $E_1 < 10^5$ В · см⁻¹. Численная оценка величины поля E при $aeE/v = 1$ составляет $3 \cdot 10^3$ В · см⁻¹, а $j_0 \approx 0.1$ А · см⁻¹. Были выбраны следующие параметры системы: $n \approx 10^{10}$ см⁻², $T \approx 70$ К.

В случае, когда амплитуда переменного поля равна нулю и на систему действует только постоянное поле $\vec{E} = (E_{1x}, E_{1y})$, все функции Бесселя 1-го рода n -го порядка обращаются в нуль, кроме $J_0(0) = 1$, и выражение (5) принимает следующий вид

(рис. 2а–2в), осцилляции становятся все более выраженными. График зависимости плотности тока от напряженности поля в данном случае содержит области отрицательной дифференциальной проводимости. При определенных значениях напряженности продольного и поперечного электрических полей можно наблюдать смену знака тока, протекающего в продольном направ-

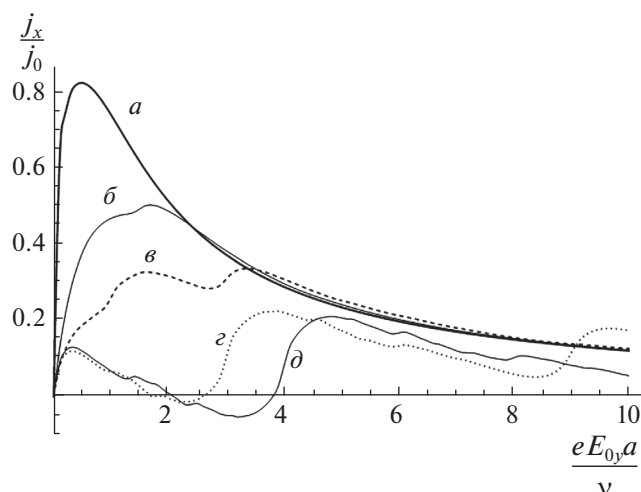


Рис. 2. Зависимости постоянной составляющей плотности тока от напряженности продольного постоянного электрического поля: *a* – $aeE_{1y}/v = 0$; *б* – $aeE_{1y}/v = 0.5$; *в* – $aeE_{1y}/v = 1.0$; *г* – $aeE_{1y}/v = 3.0$; *д* – $aeE_{1y}/v = 4.0$.

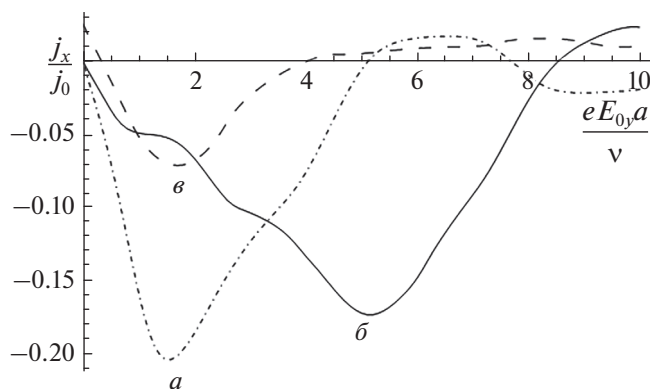


Рис. 3. Зависимости постоянной составляющей плотности тока от амплитуды поперечного переменного электрического поля при $\omega/v = 2.0$: *a* – $aeE_{0x}/v = 1.0$; $aeE_{1x}/v = 0.0$; $aeE_{1y}/v = 1.0$; *б* – $aeE_{0x}/v = 5.0$; $aeE_{1x}/v = 0.0$; $aeE_{1y}/v = 1.0$; *в* – $aeE_{0x}/v = 1.0$; $aeE_{1x}/v = 1.0$; $aeE_{1y}/v = 1.0$.

лении, явление абсолютной отрицательной проводимости (рис. 2г, 2д). Такое состояние возможно в сильном электрическом поле ($\Omega_x, \Omega_y \gg v$) благодаря штарковскому резонансу $\Omega_x \approx \Omega_y$, причем Ω_x должна быть чуть меньше Ω_y .

Численный анализ (5) показал, что постоянная составляющая плотности тока с ростом величины напряженности постоянного электрического поля, амплитуды и частоты переменного электрического поля испытывает сложные осцилляции. На рис. 3 представлены графики зави-

симости постоянной составляющей плотности тока от амплитуды поперечного переменного электрического поля для разных значений напряженности постоянного и частоты переменного электрических полей, ориентированных вдоль оси x . Даже при отсутствии постоянного электрического поля вдоль оси x возможно упорядоченное движение заряженных частиц вдоль этого направления. На рис. 3 (*a*, *б*) представлены такие случаи для разных значений амплитуды напряженности продольного переменного поля. Меняя амплитудное значение напряженности поперечного поля, можно менять знак тока, протекающего в продольном направлении.

В результате численного анализа была установлена возможность управления в достаточно широких пределах плотностью тока графена электрическими полями, ориентированными перпендикулярно к изучаемому направлению протекания тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем кратко основные результаты и выводы из проделанной работы:

1. Исследован отклик щелевой модификации графена на внешние постоянное и переменное электрические поля без использования низкоэнергетического приближения для энергии носителей заряда, что позволяет изучать эффекты в более широкой области параметров приложенных электрических полей.

2. Получено аналитическое выражение для нахождения плотности тока в графене на подложке в условиях воздействия во взаимно перпендикулярных направлениях постоянных и переменных электрических полей.

3. Выявлен осцилляционный характер зависимости постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля, амплитуды и частоты переменного электрического поля. Выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости.

4. Неаддитивность энергетического спектра графена приводит к взаимной зависимости движений носителей заряда вдоль перпендикулярных друг другу направлений. Постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , зависит не только от напряженности постоянного электрического поля, направленного вдоль этой оси, но и от параметров полей ориентированных перпендикулярно.

5. Выявлен эффект смены направления постоянного тока при определенных значениях напряженности поперечного постоянного и амплитуды колебаний поперечного переменного электрических полей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6 и РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-340005.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Castro Neto A.H., Guinea F., Peres N.M.R. et al.* // *Rev. Modern Phys.* 2009. V. 81. P. 109.
2. *Giovannetti G., Khomyakov P.A., Brocks G.* // *Phys. Rev. B.* 2007. № 76. 073103.
3. *Zhou S.Y., Gweon G.-H., Fedorov A.V.* // *Nature Mater.* 2007. V. 6. № 10. P. 770.
4. *Karlicky F., Zboril R., Otyepka M.* // *J. Chem. Phys.* 2012. V. 137. P. 034709.
5. *Nair R.R., Ren W., Jalil R. et al.* // *Small.* 2010. V. 6. P. 2877.
6. *Бадикова П.В., Глазов С.Ю.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. № 12. С. 1650.
7. *Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В.* // *Физика тв. тела.* 2009. Т. 51. В. 10. С. 2033.
8. *Крючков С.В., Кухарь Е.И., Яковенко В.А.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2010. Т. 74. № 12. С. 1759.
9. *Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В.* // *Физика тв. тела.* 2012. Т. 46. В. 1. С. 113.
10. *Крючков С.В., Кухарь Е.И.* // *ФТП.* 2016. Т. 50. В. 2. С. 218.
11. *Крючков С.В., Сыродоев Г.А.* // *Изв. ВУЗов СССР. Радиофизика.* 1990. № 6. С. 762.
12. *Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П.* *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками.* Москва: Наука, 1989. 286 с.