

ВЫПРЯМЛЕНИЕ ТОКА В КИРАЛЬНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ

С. С. Абукари^{a*}, *Р. Муса*^b, *М. Амекепу*^b, *С. И. Менса*^a,
Н. Г. Менса^c, *Р. Эдзиа*^a, *К. В. Аду*^{d,e}

^a *Department of Physics, Laser and Fibre Optics Centre, University of Cape Coast
00233, Cape Coast, Ghana*

^b *Department of Applied Physics, University for Development Studies
P.O.Box 24, Navrongo, Ghana*

^c *Department of Mathematics, University of Cape Coast
00233, Cape Coast, Ghana*

^d *Department of Physics, The Pennsylvania State University
16601, Altoona, USA*

^e *Materials Research Institute, The Pennsylvania State University
16802, University Park, USA*

Поступила в редакцию 26 ноября 2019 г.,
после переработки 8 февраля 2020 г.
Принята к публикации 5 марта 2020 г.

(Перевод с английского)

RECTIFICATION IN CHIRAL CARBON NANOTUBES WITH HOT ELECTRON INJECTION

S. S. Abukari, R. Musah, M. Amekpewu, S. Y. Mensah, N. G. Mensah, R. Edziah, K. W. Adu

Используя квазиклассическое кинетическое уравнение Больцмана с постоянным временем релаксации, теоретически исследован новый эффект генерации постоянного тока в углеродных нанотрубках при инжекции горячих электронов, возникающий вследствие облучения электромагнитными волнами соизмеримой частоты. Рассмотрено влияние нелинейности вольт-амперных характеристик и киральности. Отметим, что выпрямление тока происходит вследствие сильной непараболичности энергетического спектра углеродных нанотрубок в режиме блоховских осцилляций. Показано, что в полученном новом выражении для генерируемого выпрямленного тока имеется сильная зависимость от интенсивности инжекции горячих электронов, что вызывает осциллирующее поведение и смещение областей с абсолютной отрицательной проводимостью в сторону больших значений безразмерной амплитуды β с ростом интенсивности инжекции. Предсказано, что углеродные нанотрубки с инжекцией горячих электронов могут быть использованы для генерации постоянного тока.

DOI: 10.31857/S0044451020090102

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика электронов и нелинейные эффекты электронной проводимости углеродных нанотрубок

(УН) подробно изучались в работах [1–5]. Осциллирующие электрические свойства УН в относительно слабых полях обусловлены присущей им нелинейностью, которая вызвана сильной непараболичностью закона дисперсии [1–5], что приводит к наблюдению нелинейных явлений [1–5]. К интересным динамиче-

* E-mail: sulemana70@gmail.com

ским эффектам, которые наблюдались и детально изучались в электрически смещенных УН, относятся осцилляции Блоха, самопроизвольная прозрачность, отрицательная дифференциальная проводимость, абсолютная отрицательная проводимость [1–5] и др. Кроме того, в фокусе теоретических исследований находится сильная нелинейная динамика, включая перенос электронов в нелинейной среде под воздействием электромагнитного излучения [5–10]. В объемных полупроводниках эффект генерации на постоянном токе наблюдается при смешивании волн микроволнового диапазона [8, 9]. Как следует из работ [5–10], предсказание эффекта генерации на постоянном токе основано на теории волнового смешивания с решением уравнения Больцмана в терагерцевом диапазоне длин волн. Недавно эффекты выпрямления были исследованы в УН, облучаемых электромагнитными волнами соизмеримых частот [5]. Эффект выпрямления возникает, когда когерентные электромагнитные волны соизмеримых частот поглощаются нелинейной средой, и в результате имеется статическое (нулевой частоты) электрическое поле, зависящее от амплитуд, частот и фаз поглощаемых волн [6–10]. В частности, вызывают интерес исследования инжекции горячих электронов в УН [12–14]. Динамика инжекции горячих электронов в УН активно исследовалась в работах [12–14]. Инжекция горячих электронов в электрически смещенных УН приводит к множеству нелинейных эффектов [12–14]. Однако, насколько нам известно, до сих пор не было работ, в которых наблюдалась бы генерация постоянного тока в УН с инжекцией горячих электронов. Целью нашей работы является исследование влияния инжекции горячих электронов в минизоны на генерацию постоянного тока в УН, облучаемых электромагнитными волнами соизмеримых частот.

2. ТЕОРИЯ

Для описания динамики носителей заряда в киральных УН мы придерживаемся подхода, принятого в работах [1–11]. Мы рассматриваем электронный транспорт в квазиклассическом приближении в рамках кинетического уравнения Больцмана с постоянным временем релаксации. Электронный спектр в минизоне киральной УН в стандартном приближении сильной связи записывается в виде [1–4]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0 - \Delta_\xi \cos \frac{\mathbf{p}_\xi d_\xi}{\hbar} - \Delta_\gamma \cos \frac{\mathbf{p}_\gamma d_\gamma}{\hbar}, \quad (1)$$

где ε_0 — энергия электрона на внешней оболочке в изолированном атоме углерода, Δ_ξ и Δ_γ — ин-

тегралы перекрытия, отвечающие прыжкам вдоль соответствующих осей координат, \mathbf{p}_ξ и \mathbf{p}_γ — соответственно тангенциальная и продольная по отношению к базовой спирали нанотрубки компоненты импульса, \hbar — постоянная Планка, d_ξ и d_γ — расстояния соответственно вдоль спирали и оси.

С помощью разложения $\varepsilon(\mathbf{p})$ в ряд Фурье, с учетом периодичности этой функции в пространстве квазиимпульсов получается следующее выражение для компоненты квазиклассической скорости электрона $v(\mathbf{p}_\mu)$ [1–4]:

$$v(\mathbf{p}_\mu) = \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}_\mu} = \sum_{\kappa=-1}^1 i\kappa \varepsilon(k, p) e^{i\kappa \varphi_\mu}, \quad (2)$$

где $\varepsilon(k, p)$ — коэффициент разложения Фурье, $\varphi_\mu = = p_\mu d_\mu / \hbar$, κ — целое число, а индекс $\mu = \xi, \gamma$ применяется для обозначения соответственно оси цилиндра и базовой спирали.

Движение квазичастиц в присутствии внешнего поля в УН с источником горячих электронов $S(\mathbf{p})$ можно описать в рамках квазиклассического уравнения Больцмана с постоянным временем релаксации τ , которому удовлетворяет зависящая от времени функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$, определяющая макроскопические усредненные состояния электронов [11–14]:

$$\frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial t} + eE(t) \frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f(\mathbf{p}) - F(\mathbf{p})}{\tau} + S(\mathbf{p}), \quad (3)$$

где

$$S(\mathbf{p}) = Q\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}') - \frac{Q}{n_0} f(\mathbf{p}) - \frac{Q}{n_0} F(\mathbf{p}). \quad (4)$$

Здесь $f(\mathbf{p}, t)$ — функция распределения, $F(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения, \mathbf{p} — импульс электрона, $\tau = \nu^{-1}$ — время релаксации электронов, e — заряд электрона. Интеграл столкновений записывается в τ -приближении и в дальнейшем считается константой, Q/n_0 — частота накачки горячих электронов, Q — скорость инжектирования горячих электронов, \mathbf{p}' — инжектируемый импульс.

В присутствии источника горячих электронов уравнение (3) удовлетворяет следующему решению:

$$f(\mathbf{p}, t) = \int_0^t \exp\left(-\left[v + \frac{Q}{n_0}\right] t'\right) dt' \times \\ \times \left\{ \left[v + \frac{Q}{n_0} \right] F\left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}[\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t-t')]\right) + \right. \\ \left. + Q\delta\left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}[\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t-t')] - \mathbf{p}'\right) - \right. \\ \left. - \frac{Q}{n_0} F\left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}[\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t-t')]\right) \right\}. \quad (5)$$

Согласно работам [1–4], потоки электронов вдоль оси цилиндра и базовой спирали даются следующими выражениями соответственно:

$$\Pi_\xi = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^2} \iint v_\xi(p_\xi) f(\mathbf{p}, t) dp_\xi dp_\gamma, \quad (6a)$$

$$\Pi_\gamma = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^2} \iint v_\gamma(p_\gamma) f(\mathbf{p}, t) dp_\xi dp_\gamma. \quad (6b)$$

В этих выражениях интегрирование выполняется в пределах первой зоны Бриллюэна.

Зная оба потока, можно записать выражения для аксиальной и круговой компонент плотности тока в виде [1–4]

$$j_\xi = \Pi_\xi + \Pi_\gamma \sin \theta_h, \quad (7a)$$

$$j_\gamma = \Pi_\gamma \cos \theta_h, \quad (7b)$$

где θ_h — киральный угол.

Используя соотношение

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t + \varphi),$$

где $\omega_1 = \Omega$ и $\omega_2 = 2\Omega$, $\omega_2 = 2\Omega$, и подставляя уравнения (2) и (5) в уравнение (6), после выполнения замены $p \rightarrow p - eEd_i$ мы получаем следующие выражения для плотности постоянного тока на основе уравнений (7a), (7b):

$$j_\xi = j_{0\xi} E_{2\xi} \cos(\varphi) \chi_\xi + j_{0\gamma} E_{2\gamma} \cos(\varphi) \chi_\gamma \sin^2 \theta_h, \quad (8a)$$

$$j_\gamma = j_{0\gamma} E_{2\gamma} \cos(\varphi) \chi_\gamma \sin \theta_h \cos \theta_h. \quad (8b)$$

Здесь

$$\chi_\mu = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} \frac{\kappa J_\kappa(\beta_\mu) J_{\kappa-2}(\beta_\mu)}{1 + 2\eta\tau + (\eta\tau)^2 + (\kappa\Omega\tau)^2} \times \left[1 + \eta\tau \left(\frac{I_0\left(\frac{\Delta_\xi}{kT}\right)}{I_1\left(\frac{\Delta_\xi}{kT}\right)} e^{-i\kappa\varphi_\mu} + 1 \right) \right],$$

$$\varphi_\mu = \frac{p_\mu d_\mu}{\hbar}, \quad j_{0\mu} = \frac{n_0 e \Delta_\mu d_\mu}{\hbar} \frac{I_1\left(\frac{\Delta_\mu}{kT}\right)}{I_0\left(\frac{\Delta_\mu}{kT}\right)},$$

$$\eta = \frac{Q}{n_0}, \quad \beta_\mu = \frac{eE_{1\mu} d_\mu}{\hbar\omega},$$

$\mu = \xi, \gamma$ обозначает соответственно ось цилиндра и базовую спираль, I_1 — модифицированная функция Бесселя первого порядка, I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Для нахождения изотропной проводимости, следуя результатам работ [1–4], мы выбираем параметры φ_μ и Δ_μ для перехода от киральных УН к монослойной пленке графита, в этом случае уравнение (8) имеет вид

$$j_\xi = \Pi_\xi (1 + \sin^2 \theta_h), \quad (9a)$$

$$j_\gamma = \Pi_\gamma \sin \theta_h \cos \theta_h, \quad (9b)$$

где

$$\Pi_\xi = j_{0\xi} E_{2\xi} \cos(\varphi) \chi_\xi, \quad (10a)$$

$$\Pi_\gamma = j_{0\gamma} E_{2\gamma} \cos(\varphi) \chi_\gamma. \quad (10b)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим генерацию постоянного тока в киральных УН, возникающую благодаря инжекции горячих электронов и смешиванию облучающих когерентных электромагнитных волн соизмеримых частот ($\omega_1 = \Omega$, $\omega_2 = 2\Omega$). Объяснение этого эффекта основано на непараболичности энергетических зон и электронных свойствах, которыми обладают киральные УН. Исследование нелинейности выражений (9a) и (9b) выполнено с применением нормированной плотности постоянного тока (j_μ/j_0) как функции безразмерной амплитуды $\beta_{1\mu} = eE_{1\mu} d_\mu / \hbar\omega$.

Построены вольт-амперные характеристики, полученные на основе уравнений (9a) и (9b), для осевой (рис. 1a) и круговой (рис. 1б) частей нормированной плотности тока. Показано, что в случае сильного рассеяния ($\omega\tau \ll 1$) абсолютная отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) возникает при больших значениях безразмерной амплитуды ($\beta_{1\mu}$). В случае слабого рассеяния ($\omega\tau \gg 1$) пики нормированного постоянного тока монотонно уменьшаются и сдвигаются в сторону меньших значений $\beta_{1\mu}$. Отметим, что плотность постоянного тока демонстрирует хорошо выраженные осцилляции, что согласуется с эффектом генерации.

На рис. 2 показаны зависимости нормированной плотности постоянного тока от $\beta_{1\mu}$ при разных скоростях инжекции. В случае малых скоростей инжекции плотность постоянного тока сначала уменьшается, а потом растет, демонстрируя ОДП при малых значениях $\beta_{1\mu}$. При достаточно большой скорости инжекции плотность постоянного тока, характеризующая эффект выпрямления, проявляет выраженные осцилляции и ОДП смещается в сторону больших значений $\beta_{1\mu}$. Мы установили, что плотность аксиального постоянного тока в областях ОДП в

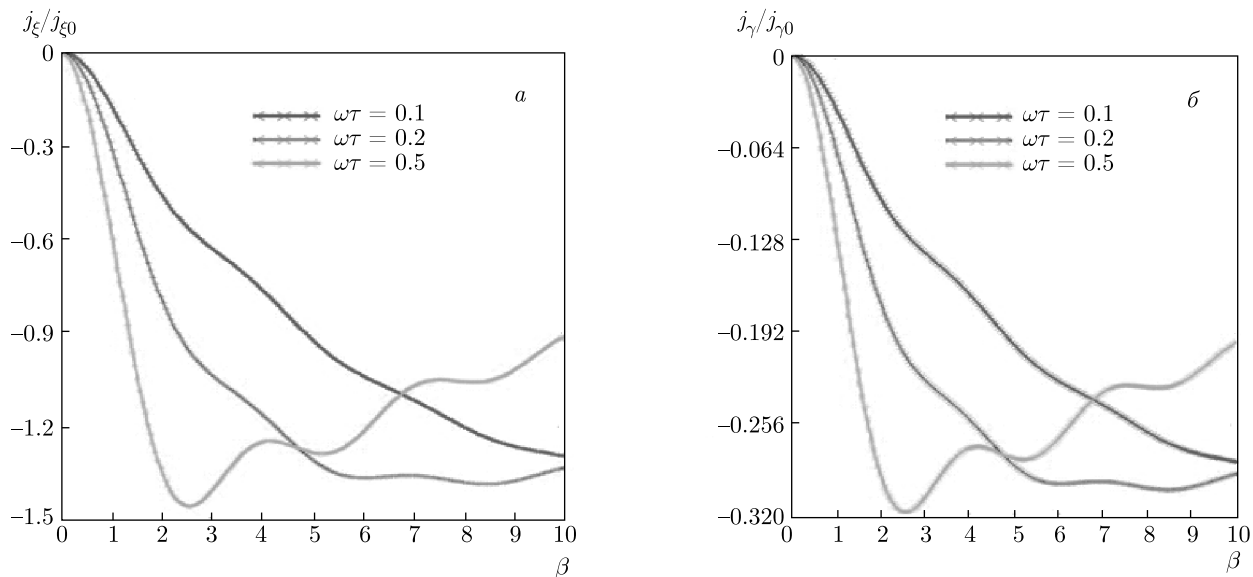


Рис. 1. Зависимости нормированной плотности постоянного тока (j_μ/j_0) от нормированной амплитуды переменного сигнала (β) для аксиальной (а) и кольцевой (б) компонент при $\eta = 0.072$, $\varphi = 0.9\pi$, $\Omega\tau = 0.3$ и различных значениях $\omega\tau$

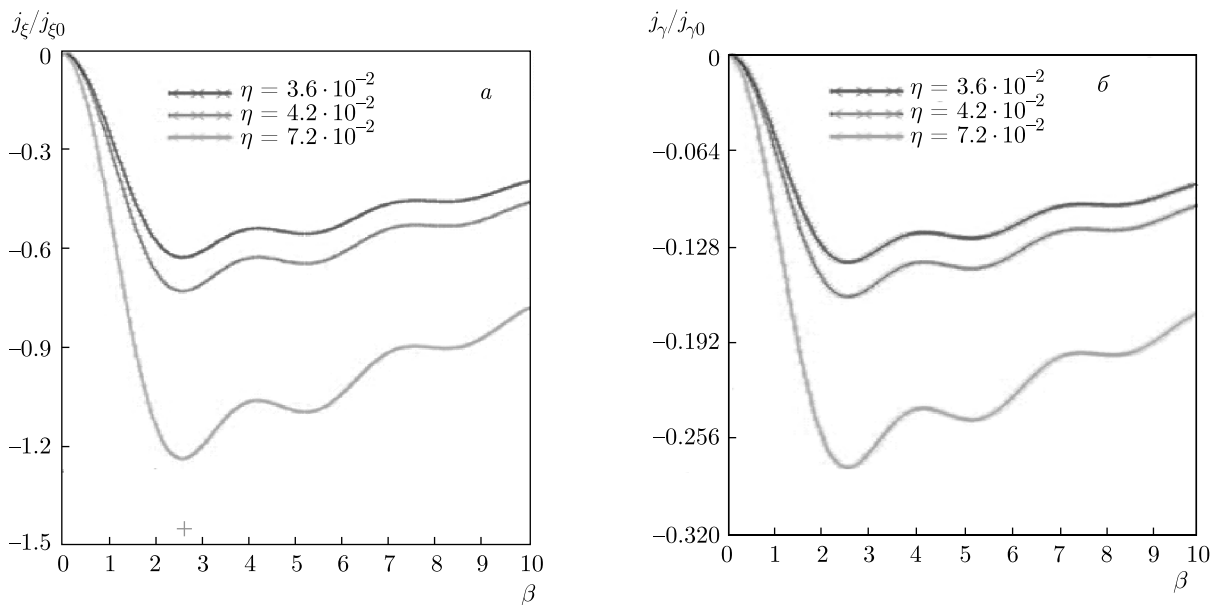


Рис. 2. Зависимости нормированной плотности постоянного тока (j_μ/j_0) от нормированной амплитуды переменного сигнала (β) для аксиальной (а) и кольцевой (б) компонент при $\varphi = 0.9\pi$, $\omega\tau = 2.0$ и различных значениях η

углеродных нанотрубках существенно превосходит аналогичную величину кольцевого тока.

Итак, мы получили выражение, описывающее генерацию постоянного тока, в рамках упрощенной модели сильной связи и квазиклассического кинетического уравнения переноса Больцмана в приближении постоянного времени релаксации. Получен-

ное новое выражение для генерации постоянного тока зависит от скорости инжекции горячих электронов, что приводит к сильно выраженным осцилляциям тока, а также к сдвигу областей абсолютной отрицательной проводимости от малых к большим значениям β с ростом скорости инжекции. Для того чтобы проиллюстрировать этот эффект, мы сравни-

ли поведение постоянного тока при разных скоростях инъекции и обнаружили изменение характера блоховских осцилляций, а также сдвиг областей абсолютной отрицательной проводимости от малых к большим значениям β с ростом скорости инъекции. Наш анализ показывает, что углеродные нанотрубки с инъекцией горячих электронов могут служить для генерации постоянного тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Ya. Slepyan, S. A. Maksimenko, V. P. Kalosha, A. V. Gusakov, and J. Herrmann, *Phys. Rev. A* **63**, 053808 (2001).
2. G. Ya. Slepyan, S. A. Maksimenko, A. Lakhtakia, O. M. Yevtushenko, and A. V. Gusakov, *Phys. Rev. B* **57**, 9485 (1998).
3. G. Ya. Slepyan, S. A. Maksimenko, A. Lakhtakia, O. M. Yevtushenko, and A. V. Gusakov, *Phys. Rev. B* **60**, 17136 (1999).
4. O. M. Yevtushenko, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1102 (1997).
5. S. S. Abukari, K. W. Adu, S. Y. Mensah, N. G. Mensah, M. Rabi, A. Twum, M. Amekpewu, and K. A. Dompreeh, *Eur. Phys. J. B* **86**, 106 (2013).
6. Yu. K. Pozhela and H. J. Karlin, *Proc. IEEE* **53**, 1788 (1965).
7. W. Schneider and K. Seeger, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 133 (1966).
8. K. N. Alekseev and F. V. Kusmartsev, *Phys. Lett. A* **305**, 281 (2002).
9. K. N. Alekseev, M. V. Erementchouk, and F. V. Kusmartsev, *Europhys. Lett.* **47**, 595 (1999).
10. S. Y. Mensah, G. M. Shmelev, and E. M. Epshtein, *Izv. Vuzov, Fizika* **6**, 112 (1988).
11. D. A. Ryndyk, N. V. Demarina, J. Keller, and E. Schomburg, *Phys. Rev. B* **67**, 033305 (2003).
12. M. Amekpewu, S. Y. Mensah, M. Rabi, N. G. Mensah, S. S. Abukari, and K. A. Dompreeh, *Physica B* **488**, 83 (2016).
13. M. Amekpewu, S. Y. Mensah, M. Rabi, N. G. Mensah, S. S. Abukari, and K. A. Dompreeh, *Physica E* **81**, 145 (2016).
14. M. Amekpewu, S. S. Abukari, K. W. Adu, S. Y. Mensah, and N. G. Mensah, *Eur. Phys. J. B* **88**, 43 (2016).