

УДК 535.3

ПЛОТНОСТЬ ТОКА В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЕЗДИФРАКЦИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2023 г. Ю. В. Двужилова¹, И. С. Двужиллов¹, *, Н. Н. Конобеева¹, М. Б. Белоненко¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Волгоградский государственный университет”, Волгоград, Россия

*E-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 14.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

С использованием пространственного распределения напряженности электрического поля бездифракционных предельно коротких оптических импульсов Бесселя и Эйри–Бесселя построены картины временной эволюции плотности тока в нелинейном массиве полупроводниковых углеродных нанотрубок, имеющем пространственную модуляцию показателя преломления. Установлены зависимости максимального значения плотности тока от параметров модуляции показателя преломления среды.

DOI: 10.31857/S0367676523703027, EDN: VAMRKO

ВВЕДЕНИЕ

Импульсы Бесселя и Эйри привлекают внимание теоретиков и экспериментаторов благодаря уникальным свойствам бездифракционности, т.е. распространения с сохранением своей формы [1]. Такие импульсы могут формироваться в нелинейных средах, показатель преломления которых слабо меняется периодическим образом в зависимости от длины [2].

Для моделирования нелинейной среды был выбран массив упорядоченных углеродных нанотрубок (УНТ), обладающих непараболическим законом дисперсии для π -электронов [3–5]. Отметим, что упорядоченные массивы УНТ были получены экспериментально методами химического осаждения из паровой фазы [6], нанолитографии [7] и т.д.

Исследования динамики напряженности электрического поля бездифракционных предельно коротких импульсов (ПКИ) в среде УНТ, имеющей пространственную модуляцию показателя преломления, отражены в работах [8–11].

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для исследования мы использовали следующую геометрическую модель задачи: направление распространения бездифракционного импульса совпадает с осью, вдоль которой имеется модуляция показателя преломления (ось OZ), а возникающий в среде ток и электрическое поле

направлены вдоль оси УНТ, перпендикулярно оси OZ .

Ток появляется в среде благодаря взаимодействию электрического поля импульса и электронов, находящихся в зоне проводимости УНТ. Отметим, что в данной задаче можно считать, что ток распределен равномерно и использовать приближение сплошной среды.

Для определения плотности тока можно использовать полуклассическое приближение [12]. Следует заметить, что характерное время релаксации электронов в зоне проводимости УНТ $\tau \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ с, а временные размеры задач эволюции ПКИ $\sim 10^{-14}$ с, таким образом становится возможным описывать ансамбль электронов при помощи кинетического уравнения Больцмана [13], которое имеет следующий вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{F_0 - f}{\tau}, \quad (1)$$

здесь q – заряд; f – функция распределения, которая неявно зависит от пространственных координат, причем в начальный момент времени совпадает с равновесной функцией распределения Ферми F_0 :

$$F_0 = \frac{1}{1 + \exp\{\epsilon_s(\vec{p})/k_b T\}}, \quad (2)$$

здесь T – температура, k_b – постоянная Больцмана, $\varepsilon_s(\vec{p})$ – закон дисперсии π -электронов в полупроводниковых УНТ, описываемый выражением:

$$\varepsilon_s(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4\cos(a\vec{p})\cos(\pi s/m) + 4\cos^2(\pi s/m)}, \quad (3)$$

здесь γ – интеграл перекрытия (≈ 2.7 эВ); a – постоянная решетки ($a = 1.5b/\hbar$); b – расстояние между атомами углерода в УНТ (≈ 0.14 нм); $\vec{p}$ – квазиимпульс; $s = 1, 2, \dots, m$; m – количество гексагонов по периметру УНТ; знаки “ $\pm$ ” описывают зону проводимости и валентную зону спектра.

Вектор-потенциал электрического поля ПКИ описывается на основании уравнений Максвелла:

$$\Delta \vec{A} = \frac{n^2(x)}{c^2} \vec{A}_n - \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad n(x) = 1 + \alpha \cos(2\pi x/\chi), \quad (4)$$

здесь Δ – оператор Лапласа; $n(x)$ – пространственно переменный показатель преломления среды УНТ; α, χ – глубина и период модуляции показателя преломления; c – скорость света в среде УНТ. Таким образом выражение для плотности тока имеет вид:

$$j_z = \frac{q}{\pi} \sum_s \int v(p_z) f dp_z, \quad v(p_z) = \frac{\partial \varepsilon_s(p)}{\partial p}. \quad (5)$$

В выражении (5) определена групповая скорость электронов $v(p_z)$. Решая уравнение для плотности тока с помощью метода характеристик [14], можно получить:

$$j_z \frac{q}{\pi} \sum_s \int_{ZB} v \left[p_z - \frac{q}{c} A_z(t) \right] F_0(\vec{p}) \cdot dp_z, \quad (6)$$

где ZB – первая зона Бриллюэна.

Начальные условия на вектор-потенциал выбирались в виде функции Бесселя (7) и Эйри–Бесселя (8):

$$A|_{t=0} = A_0 \exp\left(-\left(\frac{z}{\gamma_z}\right)^2\right) J_0\left(\left|\frac{r-r_0}{\gamma_r}\right|\right) \times \exp(-\delta|r-r_0|), \quad \frac{dA}{dt}\Big|_{t=0} = \quad (7)$$

$$\begin{aligned} &= A_0 \frac{2uz}{\gamma_z^2} \exp\left(-\left(\frac{z}{\gamma_z}\right)^2\right) J_0\left(\left|\frac{r-r_0}{\gamma_r}\right|\right) \exp(-\delta|r-r_0|), \\ &A|_{t=0} = \\ &= A_0 R \left\{ \frac{z-z_0}{\gamma_z} + k \left(\frac{z-z_0}{\gamma_z} \right)^2 \right\} J_0\left(\left|\frac{r}{\gamma_r}\right|\right) \exp(-\delta r), \\ &\frac{dA}{dt}\Big|_{t=0} = \\ &= A_0 \frac{d}{dt} R \left\{ \frac{z-z_0-ut'}{\gamma_z} + k \left(\frac{z-z_0-ut'}{\gamma_z} \right)^2 \right\} \Big|_{t'=0} \times \\ &\times J_0\left(\left|\frac{r}{\gamma_r}\right|\right) \exp(-\delta r), \quad R(x) = \int_x^\infty Ai(y) dy; \end{aligned} \quad (8)$$

здесь A_0 – амплитуда импульса; γ_z, γ_r – ширины импульса в направлении z и r , соответственно; u – скорость входа импульса в нелинейную среду УНТ; δ – параметр обрезания бесселевой функции для получения конечной энергии пучка; k – параметр Эйри импульса; t' – длительность импульса; J_0 – функция Бесселя первого рода; Ai – функция Эйри первого рода.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В рамках численного моделирования использовались следующие параметры, характеризующие нелинейную среду УНТ и ПКИ: период модуляции показателя преломления: $\chi = 2.5$ мкм, глубина модуляции показателя преломления: $\alpha = 0.25$; количество гексагонов по периметру УНТ: $m = 13$; температура: $T = 293$ К; скорость входа импульса в нелинейную среду УНТ: $u = 0.97c$; время релаксации электронов в УНТ $\tau \approx 10^{-11}$ с; длительность импульса $\approx 10^{-14}$ с; ширины импульса: $\gamma_z = \gamma_r = \sqrt{1-u^2}$.

Временная эволюция плотности тока в нелинейной среде с пространственно переменным показателем преломления, содержащей массив упорядоченных УНТ, под действием бездифракционного импульса Бесселя, показана на рис. 1.

Далее показана эволюция плотности тока в нелинейной среде УНТ под действием бездифракционного импульса Эйри–Бесселя (рис. 2).

Плотность тока, как и в случае с импульсом Бесселя, образует кольцо при эволюции во времени. Однако, в отличие от импульса Бесселя под действием импульса Эйри–Бесселя, с течением времени, максимальная плотность тока концентрируется не только в месте расположения импульса, но в его модуляционной части. Такое поведение наблюдается из-за того, что импульс Эйри–Бесселя имеет сложную форму, с модуляцией вдоль оси распространения, следовательно, имеют место связанные с ней эффекты.

Графики зависимости максимального значения плотности тока от времени показан на рис. 3. Из представленной зависимости видно, что с течением времени максимальное значение плотности тока увеличивается до определенной величины, а затем перестает изменяться, выходя на плато, это происходит в силу периодичности закона дисперсии электронов.

Продольные срезы плотности тока при различных значениях параметров модуляции показателя преломления, в фиксированный момент времени 6 пкс, показаны на рис. 4.

Период модуляции показателя преломления нелинейной среды упорядоченных УНТ оказывает существенное влияние на распределение плот-

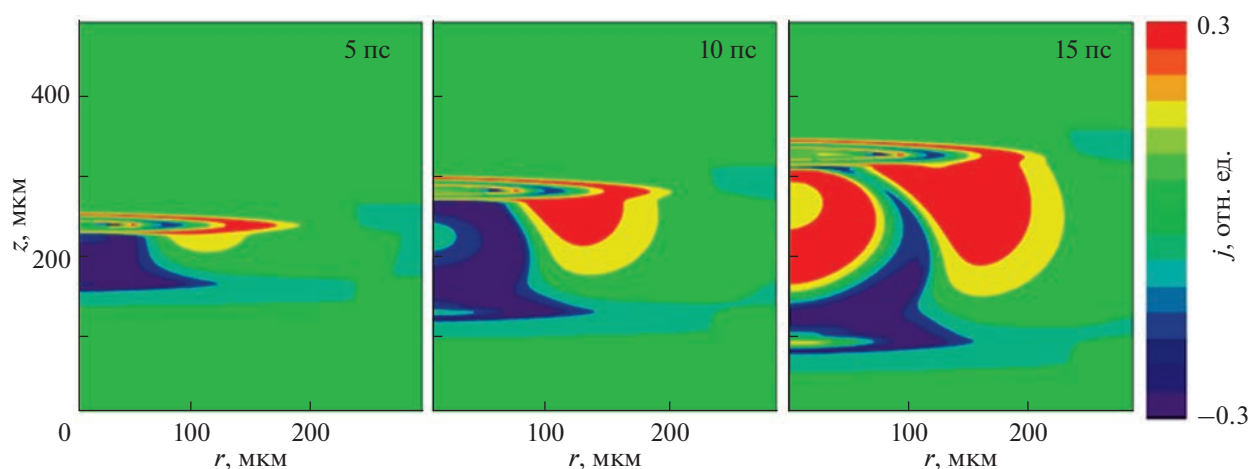


Рис. 1. Эволюция плотности тока в нелинейной среде с УНТ под действием импульса Бесселя в фиксированные моменты времени.

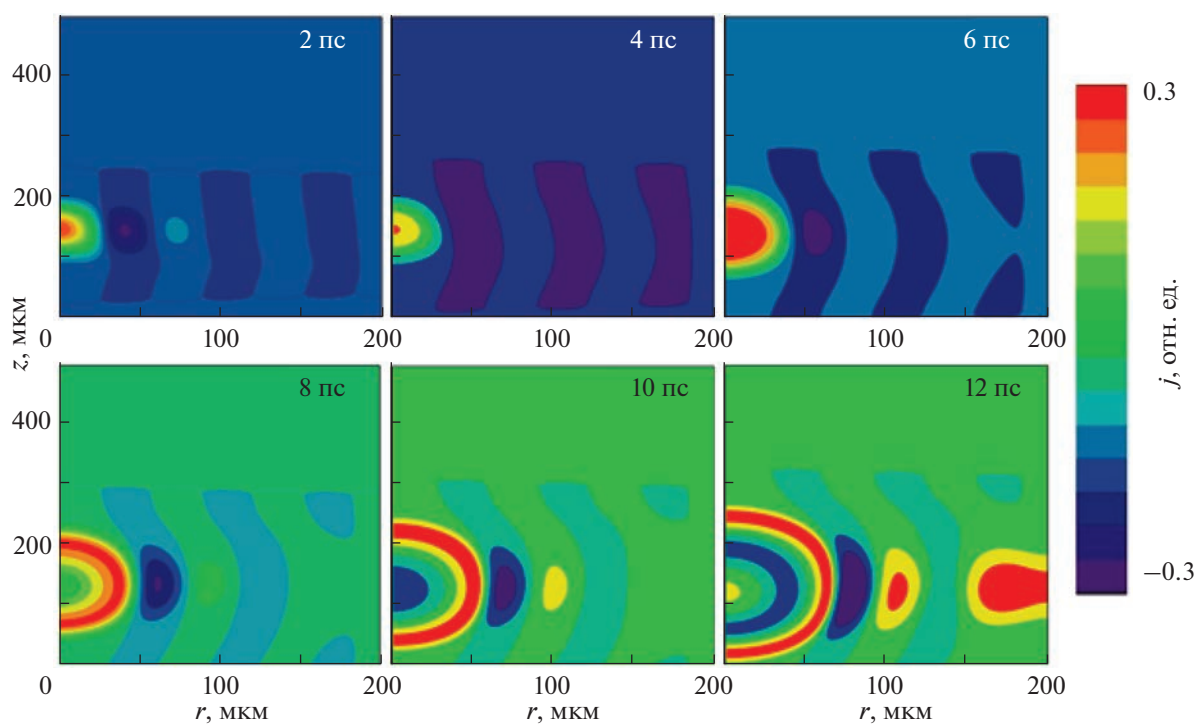


Рис. 2. Эволюция плотности тока в нелинейной среде УНТ под действием импульса Эйри–Бесселя в фиксированные моменты времени.

ности тока под действием бездифракционного импульса Эйри–Бесселя. В зависимости от него меняется не только максимальное значение плотности тока, но и ее пространственное распределение от круглой формы до кольцевой, т.е. варьируя период модуляции можно контролировать форму

и максимальное значение тока (рис. 4(1)). В свою очередь, глубина модуляции показателя преломления среды УНТ практически не влияет на максимальное значение плотности тока. Однако, наблюдается существенное ее влияние на площадь области в которой происходит распределение то-

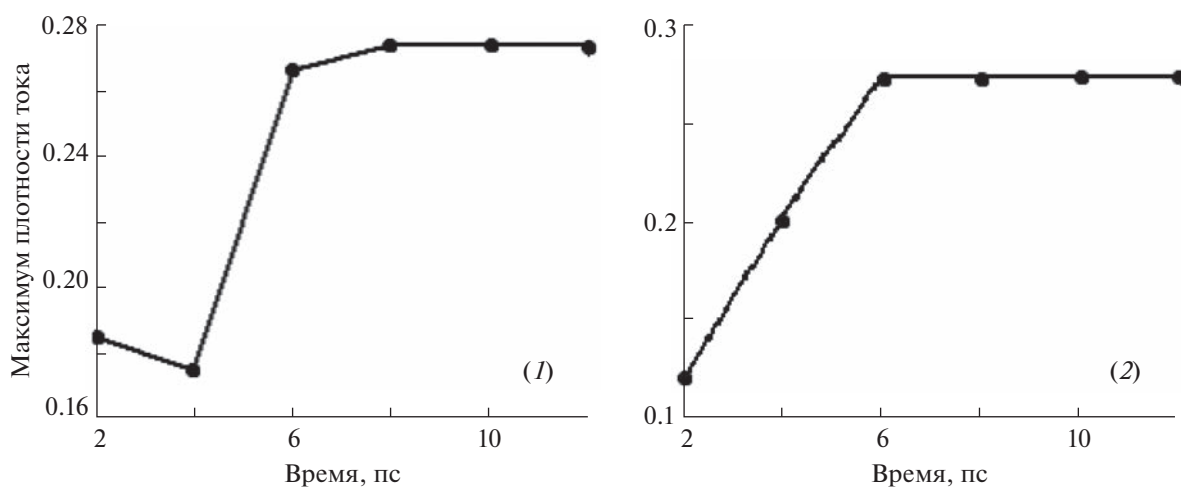


Рис. 3. Зависимость максимального значения плотности тока от времени в нелинейной среде УНТ под действием импульса: (1) Бесселя, (2) Эйри–Бесселя.

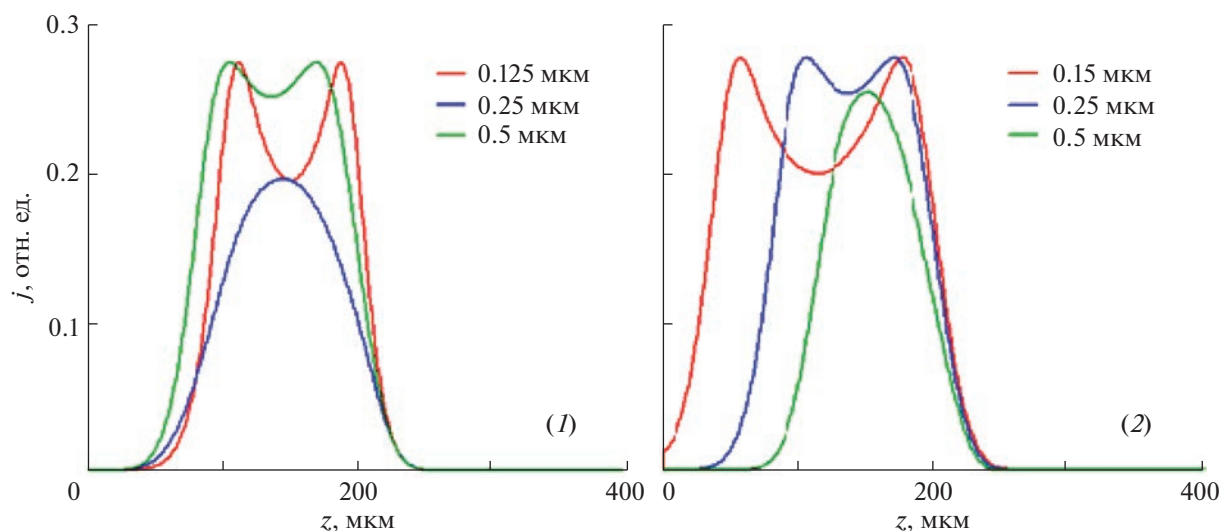


Рис. 4. Продольные срезы плотности тока в нелинейной среде УНТ под действием импульса Эйри–Бесселя от параметров модуляции показателя преломления: (1) периода модуляции, (2) глубины модуляции.

ка, т.е. с увеличением глубины модуляции область пространства на которой распределяется ток — уменьшается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом установлено, что максимальное значение плотности тока, возникающего под действием бездифракционных ПКИ Бесселя и Эйри–Бесселя, в нелинейной среде на основе массива упорядоченных УНТ, выходит на плато с течением времени. Параметры модуляции показателя преломления среды упорядоченных УНТ оказывают большое влияние на плотность тока в ней, позволяя контролировать максимальное

значение, размер и форму распределения плотности тока.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема FZUU-2023-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jarutis V., Matijošius A., Trapani P.D. // Opt. Lett. 2009. V. 34. P. 2129.
2. Matijošius A., Jarutis V., Piskarskas A. // Opt. Express. 2010. V. 18. P. 8767.
3. Елецкий А.В. // УФН. 1997. Т. 167. № 9. С. 945; Eletsii A.V. // Phys. Usp. 1997. V. 40. No. 9. P. 899.

4. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C. Science of fullerenes and carbon nanotubes. San Diego: Academic Press, 1996. 965 p.
5. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI в. М.: Техносфера. 2003. 336 с.
6. Tu Y., Huang Z.P., Wang D.Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. No. 21. P. 4018.
7. Teo K.B.K., Chhowalla M., Amaratunga G.A.J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. No. 10. P. 1534.
8. Belonenko M.B., Dvuzhilov I.S., Nevzorova Y.V. et al. // J. Nano. Electron. Phys. 2016. V. 8. No. 3. Art. No. 03042.
9. Белоненко М.Б., Двужиллов И.С., Невзорова Ю.В. // Опт. и спектроск. 2016. Т. 121. № 5. С. 789; Belonenko M.B., Dvuzhilov I.S., Nevzorova Y.V. // Opt. Spectrosc. 2016. V. 121. No. 5. P. 739.
10. Двужилова Ю.В., Белоненко А.М., Двужиллов И.С., Белоненко М.Б. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1743; Dvuzhilova Y.V., Belonenko A.M., Dvuzhilov I.S., Belonenko M.B. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 12. P. 1483.
11. Двужилова Ю.В., Двужиллов И.С., Челнынец И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 6. С. 797; Dvuzhilova Y.V., Dvuzhilov I.S., Chelnyntsev I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 6. P. 669.
12. Поляновский В.М. // Физ. и техн. полупровод. 1980. Т. 14. № 6. С. 1215.
13. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Физическая кинетика. М.: Физматлит. 1979. С. 275.
14. Волощенко Ю.И., Рыжов Ю.Н., Сотин В.Е. // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 902.

Current density in a nonlinear medium of carbon nanotubes under the action of diffraction free laser pulses

Yu. V. Dvuzhilova^a, I. S. Dvuzhilov^a, *, N. N. Konobeeva^a, M. B. Belonenko^a

^aVolgograd State University, Volgograd, 400062 Russia

*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Based on the spatial distribution of the electric field strength of diffraction-free extremely short Bessel and Airy–Bessel optical pulses, patterns of the temporal evolution of the current density in a nonlinear array of semiconductor carbon nanotubes with a spatial modulation of the refractive index are constructed. The dependences of the maximum value of the current density on the modulation parameters of the refractive index of the medium are established.