

09

Предельно короткие импульсы в оптически анизотропной среде, содержащей углеродные нанотрубки с металлической проводимостью

© Л.Х. Дадашян, Р.Р. Трофимов, Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко

Волгоградский государственный университет,
400062 Волгоград, Россия
e-mail: yana_nn@volsu.ru

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.

В окончательной редакции 14.09.2022 г.

Принята к публикации 28.09.2022 г.

Изучены характеристики взаимодействия предельно коротких импульсов с нелинейной оптически анизотропной средой с углеродными нанотрубками (кресельного и зигзагообразного типа), обладающими металлической проводимостью. Проанализирована зависимость формы, ширины и интенсивности импульса от индексов хиральности нанотрубок. Обосновывается наиболее подходящий тип углеродных нанотрубок для обеспечения локализованного распространения электромагнитного поля в среде с анизотропными свойствами.

Ключевые слова: оптическая анизотропия, предельно короткий импульс, углеродные нанотрубки, металлическая проводимость.

DOI: 10.21883/OS.2022.12.54092.49-22

Введение

Одной из важных задач нелинейной оптики [1] является изучение процессов, которые связаны с взаимодействием световых полей большой интенсивности с различными материалами [2]. Хорошо известно, что лазерными импульсами можно управлять при помощи сильных внешних полей (магнитных [3], акустических [4], электрических [5]), а также с помощью самой среды, в которой распространяется импульс. Отметим, что в результате взаимодействия со светом изменяются не только исходные свойства вещества [6,7], но и характеристики самого электромагнитного импульса. Поэтому важно использовать те среды, свойства которых способны управлять данными характеристиками, в том числе оказывать стабилизирующее воздействие на импульс. С этой точки зрения подходящим кандидатом являются среды, содержащие углеродные нанотрубки (УНТ) [8].

Ранее авторами изучено распространение предельно коротких импульсов различного профиля (Гаусс, Бессель, Матъё) в нелинейной среде с УНТ полупроводникового типа [9–11]. Показана возможность управления областью локализации предельно короткого оптического импульса с помощью параметров как его начальной формы, так и параметров примеси. Также продемонстрировано существование режимов эффективной генерации высших гармоник, первоначально не присутствующих в импульсе [12]. В дальнейшем были учтены оптически анизотропные свойства среды [13]. При этом не был рассмотрен случай УНТ с металлической проводимостью, что является важным с точки зрения прикладного значе-

ния. Отметим, что УНТ такого типа не обладают щелью в энергетическом спектре электронов. Вследствие этого нет разделения на зоны проводимости и валентные зоны. В случае полупроводниковых УНТ „низкочастотная“ часть широкого спектра предельно короткого импульса вызывает только сдвиг функций распределения в валентной зоне (из-за изменения энергии электронов в валентной зоне вследствие ускорения электрическим полем импульса). Для металлических УНТ весь импульс влияет на все электроны с любым (а не только в валентной зоне) значением энергии.

Существующие методы синтеза однослойных УНТ не позволяют получать УНТ лишь определенной проводимости, но некоторые из них дают возможность увеличить выход заданного типа [14–16], в том числе и с металлической проводимостью [17]. Поскольку металлические УНТ не имеют запрещенной зоны, в них наблюдается высокая подвижность носителей заряда, как и в графеновых системах. Отметим, что получить УНТ с металлическими свойствами гораздо сложнее, чем с полупроводниковыми. Но ввиду их применения в области производства высокоэффективных соединительных проводов, прозрачных проводящих электродов, оптоволокон и т.д. важно осуществлять контролируемый рост УНТ данного типа.

Таким образом, целью настоящей работы является изучение влияния металлических свойств однослойных УНТ, помещенных в оптически анизотропную среду, на характеристики трехмерного электромагнитного импульса при его распространении в такой среде.

Модель и основные уравнения

Рассмотрим массив УНТ, погруженных в диэлектрическую анизотропную среду (кристалл). Оси кристалла сонаправлены с осями декартовой системы координат. Ось УНТ лежит в плоскости XOY и образует с осью OX угол α . Мы будем исследовать распространение трехмерных предельно коротких электромагнитных импульсов в массиве УНТ кресельного типа (когда $m = n$; m и n — индексы хиральности УНТ), которые обладают металлическими свойствами.

Векторный потенциал имеет вид $\mathbf{A} = (A_x(x, y, z, t), A_y(x, y, z, t), 0)$, плотность электрического тока $\mathbf{j} = (j_x(x, y, z, t), j_y(x, y, z, t), 0)$.

Для компонент электрического поля, отличных от нуля, запишем волновое уравнение с учетом перехода в цилиндрическую систему координат:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_x^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial \phi^2} \\ &+ \frac{4\pi}{c} j_x(A_x, A_y), \\ \frac{1}{v_y^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_y}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial \phi^2} \\ &+ \frac{4\pi}{c} j_y(A_x, A_y), \\ v_x &= c/n_x, \quad v_y = c/n_y. \end{aligned} \tag{1}$$

r, z, ϕ — координаты в цилиндрической системе, n_x, n_y — показатели преломления в направлении x и y соответственно, c — скорость света. Отметим, что в качестве диэлектрика мы выбрали положительный кристалл [18]. В нашей геометрии это означает выполнение условия $v_x > v_y$.

Далее пренебрегаем производной по углу в силу того, что накопление заряда для импульсов рассматриваемой длительности можно не учитывать [19] и, как следствие, говорить о сохранении цилиндрической симметрии распределения поля.

Для нанотрубок типа (n, m) можно записать следующие периодические условия на границе [20]:

$$\sqrt{3} n k_x a + m k_y a = C_h \mathbf{k} = 2\pi q, \tag{2}$$

где ta определяет операцию трансляции, $\sqrt{3}na$ — операцию вращения, a — постоянная решетки, q — целое число, k — волновой вектор, C_h — хиральный вектор.

Закон дисперсии электронов хиральных нанотрубок имеет вид [20]

$$\varepsilon_q(\mathbf{k}) = \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos \left(\frac{q\pi}{n} - \frac{mka}{2n} \right) \cos \left(\frac{\mathbf{k}a}{2} \right) + 4 \cos^2 \left(\frac{q\pi}{n} - \frac{mka}{2n} \right)}, \tag{3}$$

где $\gamma_0 = 2.7 \text{ eV}$, $\mathbf{k}a$ принадлежит диапазону $[-\pi, \pi]$, (n, m) определяется согласно уравнению (2), $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142 \text{ nm}$. Полагая $n = m$, получаем закон дисперсии для нанотрубок кресельного типа.

Отметим, что межзонные переходы мы не учитываем. Поэтому возникновение тока обуславливается лишь электронами, у которых наблюдается пересечение ветви зонной структуры с уровнем Ферми, что соответствует определенному значению q .

В пределе низких температур ток можно определить согласно формуле, вывод которой для одномерной задачи приведен в работе [21],

$$\mathbf{j} = e \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} d\mathbf{k} \frac{\partial \varepsilon_q(\mathbf{k} - \frac{e}{c} \mathbf{A})}{\partial \mathbf{k}},$$

$$\begin{cases} j_x(A_x, A_y) = e \cos \alpha \left(\varepsilon_q \left(\Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha) \right) - \varepsilon_q \left(-\Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha) \right) \right), \\ j_y(A_x, A_y) = e \sin \alpha \left(\varepsilon_q \left(\Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha) \right) - \varepsilon_q \left(-\Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha) \right) \right). \end{cases} \tag{4}$$

Область интегрирования по импульсам определяется из условия равенства числа частиц в ней и в первой зоне Бриллюэна. Причем $\Delta = n_0/2$, n_0 — концентрация электронов, e — заряд электрона.

Система уравнений (1) с учетом (4) решалась с использованием методов численного моделирования. Начальные условия выбирались в следующем виде:

$$\begin{aligned} A_x &= U_0 \exp \left(- \left(\frac{z}{l_z} \right)^2 \right) \exp \left(- \frac{x^2 + y^2}{l_r^2} \right), \\ \frac{d}{dt} A_x &= \frac{2v_0 U_0}{l_z^2} \exp \left(- \left(\frac{z}{l_z} \right)^2 \right) \exp \left(- \frac{x^2 + y^2}{l_r^2} \right), \end{aligned} \tag{5}$$

где U_0 — амплитуда импульса при $t = 0$, l_z, l_r определяют продольную и поперечную ширины импульса, v_0 — скорость импульса в начальный момент времени вдоль оси OZ .

Результаты и обсуждение

В дальнейшем мы будем рассчитывать интенсивность поля, которая для двух компонент определяется согласно формулам

$$I_x = \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial A_x}{\partial t} \right)^2, \quad I_y = \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial A_y}{\partial t} \right)^2. \tag{6}$$

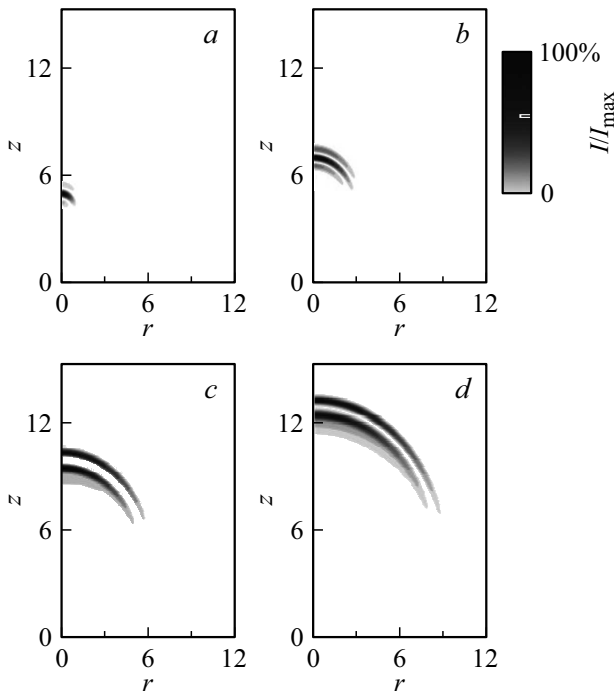


Рис. 1. Эволюция интенсивности x -компоненты импульса в среде с УНТ (6,6): (а) $t = 1.0$; (б) $t = 4.0$; (с) $t = 7.0$; (д) $t = 9.0$. Единица по осям r и z соответствует $2 \cdot 10^{-5}$ м, по времени — 10^{-14} с. I_{\max} — максимальная интенсивность поля.

Эволюционная картина в случае УНТ кресельного типа представлена на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что импульс испытывает дисперсионное распывание, которое связано с учетом второй компоненты поля. Отметим разделение основного импульса на несколько импульсов, сохраняющих область локализации.

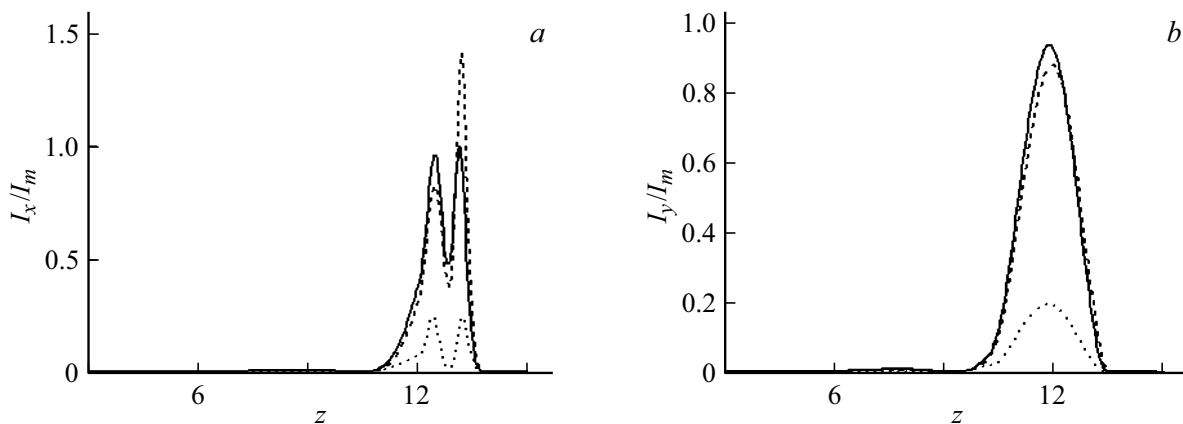


Рис. 2. Зависимость интенсивности электрического поля импульса от продольной координаты z ($t = 9.0$), представлены срезы при $r = 0$: (а) для x -компоненты поля, (б) для y -компоненты поля. Сплошная кривая соответствует УНТ (13,0), пунктир — УНТ (6,6), штриховая — УНТ (9,0). I_m — максимальное значение интенсивности x -компоненты поля для УН (13,0).

Далее проведем сравнение с рассмотренным ранее случаем для полупроводниковых УНТ типа zigzag [22], а также для трубок zigzag с металлической проводимостью ($n, 0$), когда n кратно 3 (рис. 2). Для сравнения металлических УНТ выберем трубки (6,6) и (9,0) с близкими по величине диаметрами.

Видно, что тип ахиральных УНТ (armchair или zigzag) оказывает влияние на величину поля для обеих компонент. Причем для зигзагообразных трубок (сплошная и штриховая линии) интенсивность в несколько раз выше, чем для кресельных. Что связано с тем, что УНТ zigzag при n кратном 3 имеют очень малую ширину запрещенной зоны и по сути являются полуметаллами [23], следовательно, обладают меньшей проводимостью по сравнению с нанотрубками armchair.

Несмотря на существенный рост y -компоненты, которая в начальный момент времени отсутствовала, она не превосходит соответствующую x -компоненту поля. Также из приведенных рисунков следует, что расплывание импульса в продольном направлении для УНТ кресельного типа меньше, чем для трубок zigzag, для которых также наблюдается появление „хвоста“ за основным импульсом. Таким образом, более предпочтительными с точки зрения сохранения области, в которой локализуется предельно короткий оптический импульс, являются УНТ типа armchair.

Зависимость поперечной ширины импульса L для компонент поля x и y представлена на рис. 3. За ширину мы принимаем расстояние, на котором интенсивность электромагнитного поля уменьшается в 2 раза.

Из рис. 3 видно, что возбуждаемая y -компонента уширяется сильнее (кривые 3 и 4), чем x -компонента (кривые 1 и 2). При этом тип УНТ не оказывает существенного влияния на поперечную ширину импульса.

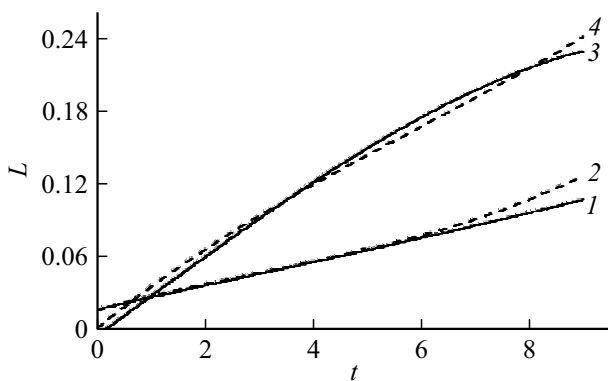


Рис. 3. Зависимость ширины импульса от времени: кривые 1 и 2 — для x -компоненты поля, кривые 3 и 4 — для y -компоненты поля. Сплошные кривые соответствуют УНТ типа armchair (6,6), штриховые кривые — УНТ типа zigzag (9,0). Единица по времени соответствует 10^{-14} с, по оси L — $2 \cdot 10^{-5}$ м.

Заключение

В результате выполненного исследования установлено следующее.

1. Интенсивность и ширина импульса позволяют судить о степени влияния свойств (металлических или полупроводниковых) УНТ, содержащихся в оптически анизотропной среде.

2. Использование УНТ определенного типа дает возможность управлять пространственными и энергетическими характеристиками предельно короткого импульса. В частности, использование УНТ типа armchair позволяет получить меньшую продольную ширину импульса.

3. Показано, что кресельные УНТ являются более перспективными, чем зигзагообразные, для локализованного распространения импульса в оптически анизотропной среде.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, Совета по грантам Президента РФ, грант № МД-3173.2021.1.2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что конфликт интересов не существует.

Список литературы

- [1] Г. Агравал. *Нелинейная волоконная оптика* (Мир, Москва, 1996).
- [2] E.G. Gamaly, A.V. Rode. *Progress in Quantum Electronics*, **37** (5), 215 (2013). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2013.05.001
- [3] T.C. Wilson, F.Y. Li, M. Weikum, Z.M. Sheng. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 065002 (2017). DOI: 10.1088/1361-6587/aa6941
- [4] N.N. Konobeeva, D.S. Skvortsov. *Mathematical Physics and Computer Simulation*, **23** (3), 36 (2020). DOI: 10.15688/mpcm.jvolsu.2020.3.4
- [5] S. Hirtle, P.N. Terekhin, M. Schäfer, Y. Kang, S. Ashok, J.A. L'huillier, B. Rethfeld. *Optical Engineering*, **61** (2), 021003 (2021). DOI: 10.1117/1.OE.61.2.021003
- [6] D. Kochuev, R. Chkalov, V. Prokoshev, K. Khorkov. *EPJ Web of Conferences*, **220**, 01010 (2019). DOI: 10.1051/epjconf/201922001010
- [7] S.A. Nouh, K. Benthami, M.ME. Barakat. *Radiation Effects and Defects in Solids*, **174** (7–8), 676 (2019). DOI: 10.1080/10420150.2019.1632854
- [8] N.R. Sadykov, E.T. Muratov, I.A. Pilipenko, A.V. Aporoski. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, **120**, 114071 (2020). DOI: 10.1016/j.physe.2020.114071
- [9] Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко. *Известия РАН. Серия физическая*, **86** (1), 63 (2022). [N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **86** (1), 42 (2022). DOI: 10.3103/S1062873822010051].
- [10] Ю.В. Двужилова, А.М. Белоненко, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко. *Известия РАН. Серия физическая*, **84** (12), 1743 (2020). [Y.V. Dvuzhilova, A.M. Belonenko, I.S. Dvuzhilov, M.B. Belonenko. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **84** (12), 1483 (2020). DOI: 10.3103/S1062873820120114].
- [11] Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко. *Известия РАН. Серия физическая*, **85** (12), 1701 (2021). [Y.V. Dvuzhilova, I.S. Dvuzhilov, M.B. Belonenko. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **85** (12), 1354 (2021). DOI: 10.3103/S1062873821120054].
- [12] Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко. *Опт. и спектр.*, **128** (4), 535 (2020). [N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko. *Opt. Spectrosc.*, **128** (4), 523 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X2004013X].
- [13] Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко. *Известия РАН. Серия физическая*, **85** (12), 1706 (2021). [N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **85** (12), 1352 (2021). DOI: 10.3103/S1062873821120121].
- [14] Y. Li, D. Mann, M. Rolandi, W. Kim, A. Ural, S. Hung, A. Javey, J. Cao, D. Wang, E. Yenilmez, Q. Wang, J.F. Gibbons, Y. Nishi, H. Dai. *Nano Lett.*, **4** (2), 317 (2004). DOI: 10.1021/nl035097c
- [15] C. Luo, C. Pan. *MRS Advances.*, **2** (2), 109 (2017). DOI: 10.1557/adv.2017.86
- [16] M. He, P.V. Fedotov, A. Chernov, E.D. Obraztsova, H. Jiang, N. Wei, H. Cui, J. Sainio, W. Zhang, H. Jin, M. Karppinen, E.I. Kauppinen, A. Loiseau. *Carbon*, **108**, 521 (2016). DOI: 10.1016/j.carbon.2016.07.048
- [17] X. Li, F. Zhang, L. Zhang, Z.-H. Ji, Y.-M. Zhao, Z.-W. Xu, Y. Wang, P.-X. Hou, M. Tian, H.-B. Zhao, S. Jiang, L.-Q. Ping, H.-M. Cheng, C. Liu. *ACS Nano*, **16** (1), 232 (2022). DOI: 10.1021/acsnano.1c05969
- [18] А.Н. Матвеев. *Оптика* (Высшая школа, Москва, 1985).
- [19] A.V. Zhukov, R. Bouffanais, E.G. Fedorov, M.B. Belonenko. *J. Appl. Phys.*, **114**, 143106 (2013). DOI: 10.1063/1.4824370
- [20] П. Харрис. *Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века* (Техносфера, Москва, 2003).

- [21] Н.Н. Конобеева, М.В. Белоненко. Известия вузов. Физика, **58** (2), 79 (2015). [N.N. Konobeeva, M.V. Belonenko. Russian Physics J., **58** (2), 228 (2015). DOI: 10.1007/s11182-015-0486-9].
- [22] N.N. Konobeeva, M.V. Belonenko. Int. J. Mod. Phys. B, **35** (19), 2150197 (2021). DOI: 10.1142/S0217979221501976
- [23] X. Zhao, Y. Liu, S. Inoue, T. Suzuki, R.O. Jones, Y. Ando. Phys. Rev. Lett., **92** (12), 125502 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.125502