

УДК 535.3

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И НАКАЧКИ

© 2020 г. М. Б. Белоненко<sup>1</sup>, \*, Н. Н. Конобеева<sup>1</sup>

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

\*E-mail: mbelonenko@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Проанализировано влияние магнитного поля на распространение электромагнитных волн с учетом накачки и нелинейного поглощения, введенного феноменологически, в среде с зигзагообразными углеродными нанотрубками. Проанализирована зависимость формы импульса от величины магнитного поля и коэффициентов нелинейного поглощения.

DOI: 10.31857/S0367676520120078

### ВВЕДЕНИЕ

Популярным направлением исследований в современной оптике является взаимодействие электромагнитного излучения с веществом в силу прикладного значения [1–3]. Важным моментом здесь являются возможности современных технологий в формировании мощного электромагнитного излучения с заданными характеристиками, в том числе предельно коротких лазерных импульсов [4], которые содержат только несколько колебаний электромагнитного поля. С другой стороны, немаловажным вопросом является выбор среды, в которой будут стабильно распространяться такие импульсы. Привлекательными с этой точки зрения являются углеродные наноструктуры, обладающие высоким потенциалом для применения в области разработки оптоэлектронных приборов, основанных на распространении нелинейных электромагнитных волн [5], в особенности углеродные нанотрубки (УНТ) [6]. Начиная с первой работы [7], были систематически изучены возможности распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в массивах полупроводниковых углеродных нанотрубок с учетом влияния различных физических факторов [8–10]. Так в работе [11] исследовалось взаимодействие предельно короткого импульса со средой массива углеродных нанотрубок в условиях затухания, обусловленного пьезо-эффектом при колебаниях тяжелых ядер среды. В качестве способа компенсации диссипации и стабилизации импульса использовалось поле накачки. При этом важным вопросом остается изучение поведения импульса в среде под действием сильных внешних полей, в частности магнитного, чему и посвящена настоящая работа.

### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем исследовать распространение двумерных предельно коротких оптических импульсов в массиве углеродных нанотрубок типа “зиг-заг”. Для определенности положим, что электромагнитный импульс распространяется перпендикулярно оси нанотрубок (ось  $Oy$ ), а вектор его электрического поля коллинеарен оси  $Oz$ .

Векторный потенциал имеет вид:  $\vec{A} = (0, 0, A(x, y))$ , плотность электрического тока  $\vec{j} = (0, 0, j(x, y))$ .

Для компоненты электрического поля, направленной вдоль оси УНТ (с учетом:  $\vec{E} = -c^{-1} \partial \vec{A} / \partial t$ ), запишем двумерное волновое уравнение:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \Gamma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} + \frac{4\pi}{c} j(\vec{A}) - F_1 \left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)^3 - \frac{F_2 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}}{1 + \Delta \left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)^2} - \frac{4\pi \partial \vec{P}}{c \partial t}, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света, параметр  $\Gamma$  описывает накачку электрического поля (за вычетом линейного поглощения) [12] и, соответственно, его усиление. Отметим, что накачка здесь введена феноменологически и, в общем случае, зависит только от пространственных координат,  $F_1$ ,  $F_2$  – коэффициенты нелинейного поглощения [13], вид и значение которых берутся из экспериментальных работ. Для учета свойств среды мы дополнили уравнение (1) слагаемым с поляризацией среды  $P$ , направленной вдоль оси нанотрубок.

Запишем стандартное выражение для плотности тока [14]:

$$j = 2e \sum_{s=1}^m \int_{BZ} v_s(p) f(p, s) dp, \quad (2)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $p$  – компонента квазиимпульса электрона проводимости вдоль оси нанотрубки,  $v_s(p) = \partial \varepsilon_s(p) / \partial p$  – скорость электронов,  $f(p, s)$  – функция распределения Ферми,  $\varepsilon_s(p)$  – закон дисперсии, который описывает свойства электронов УНТ и имеет вид [6, 15]:

$$\varepsilon_s(p) = \gamma_0 \sqrt{1 + 4\cos\left(\frac{3b}{2\hbar} p\right) \cos\left(\frac{\pi}{m}\left(s + \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right) + 4\cos^2\left(\frac{\pi}{m}\left(s + \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right)}, \quad (3)$$

где  $s = 1, 2 \dots m$ , нанотрубка имеет тип  $(m, 0)$ ,  $\gamma_0 \approx 2.7$  эВ,  $b = 0.142$  нм – расстояние между соседними атомами углерода,  $\Phi$  – магнитный поток через поперечное сечение УНТ,  $\Phi_0 = \frac{\hbar c}{e}$  – квант магнитного потока [16].

В итоге получаем эффективное уравнение на одну компоненту векторного потенциала:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \\ & + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{4e^2 n_0 \gamma_0 r_k}{c^2} \sin\left(\frac{3bke(A + \eta)}{2\hbar c}\right) f(t) - F_1 \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^3 - \\ & - \frac{F_2 \frac{\partial A}{\partial t}}{1 + \Delta \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^2} + \Gamma \frac{\partial A}{\partial t} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$r_k = \sum_s a_{sk} \int_{BZ} dp \cos(pk) \frac{\exp(-\varepsilon_s(p)/k_B T)}{\exp(-\varepsilon_s(p)/k_B T) + 1}, \quad (5)$$

$n_0$  – концентрация электронов,  $\eta$  определяет вектор смещений среды,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $a_{sk}$  – коэффициенты в разложении закона дисперсии электронов (3) в ряд Фурье:

$$\varepsilon_s(p) = \frac{1}{2\pi} \sum_{s=1}^m \sum_{k=1}^{\infty} a_{sk} \cos(pk), \quad (6)$$

$$a_{sk} = \int_{BZ} dp \cos(pk) \varepsilon_s(p), \quad (7)$$

$$f(t) = \begin{cases} 0, & t < t_0(y) \\ \exp\left(-\frac{t}{t_{rel}}\right), & t \geq t_0(y) \end{cases}, \quad (8)$$

$t_0(y) \cong (y - y_0)/v$  – момент времени, в который интенсивность импульса на его переднем фронте, измеренная в точке с координатой  $y$ , в  $e$  раз меньше пиковой интенсивности импульса;  $y_0$  – начальная координата “центра масс” импульса в начальный момент времени  $t = 0$ ,  $v \cong c/\sqrt{k_0}$  – аппроксимация скорости импульса по порядку величины,  $k_0$  – усредненная относительная диэлектрическая проницаемость среды (массива на-

нотрубок),  $t_{rel}$  – время релаксации электронной подсистемы УНТ [11].

Отметим, что вследствие убывания коэффициентов  $r_k$  с ростом  $k$  в сумме можно ограничиться первыми несколькими не исчезающими слагаемыми [7], и получить широко применяемое в приложениях обобщенное уравнение sine–Gordon.

Величина  $\eta$  в (4) связана с ненулевой компонентой вектора смещений среды  $u$  как [17]:

$$\eta = -cd \int_{-\infty}^t \frac{\partial u(y, t')}{\partial y} dt', \quad (9)$$

где  $d$  – пьезомодуль. Здесь, мы рассматриваем самую простую модель, когда в среде возникает поляризация линейная по приложенному электрическому полю и направленная параллельно этому электрическому полю вследствие пьезоэффекта:  $P = d \partial u / \partial z$ .

Уравнение (9) в этом случае необходимо дополнить уравнением на ненулевую компоненту вектора смещений [18]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial u}{\partial t} + \omega_0^2 u = \chi \frac{\partial A}{\partial t}, \quad (10)$$

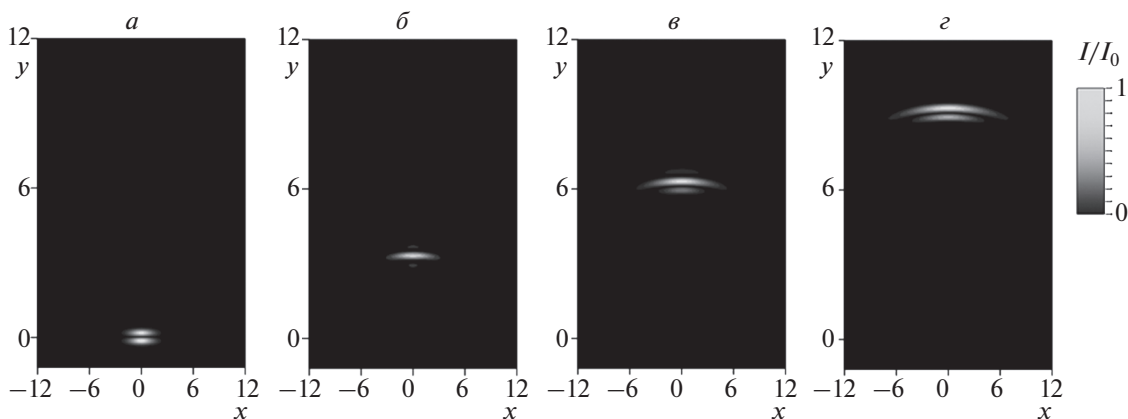
здесь  $\gamma$  – коэффициент поглощения на ядрах среды (тяжелых ионах),  $\omega_0$  – резонансная частота колебаний тяжелых ионов  $\chi$  – коэффициент восприимчивости [19].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследуемые уравнения (4), (10) решались численно. Начальные условия для импульса вычислялись следующим образом:

$$\begin{aligned} A(x, y, 0) &= Q \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{l_x^2}\right) \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{l_y^2}\right), \\ \frac{dA(x, y, 0)}{dt} &= \frac{2Qv(y - y_0)}{l_y^2} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{l_x^2}\right) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{l_y^2}\right), \quad u(x, y, 0) = 0, \quad \frac{du(x, y, 0)}{dt} = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $Q$  – начальная амплитуда импульса,  $v$  – начальная скорость импульса,  $l_x, l_y$  определяют ши-



**Рис. 1.** Эволюция импульса (интенсивность электромагнитного поля  $I = c^{-2} (\partial A / \partial t)^2$  в единицах  $I_0$ ,  $I_0$  – максимум интенсивности при  $t = 0$ ) при  $\Phi / \Phi_0 = m/2$ : а)  $t = 0$ ; б)  $t = 3.5 \cdot 10^{-14}$  с; в)  $t = 6.5 \cdot 10^{-14}$  с; г)  $t = 9.5 \cdot 10^{-14}$  с. Единица по осям  $x$  и  $y$  соответствует  $2 \cdot 10^{-5}$  м.

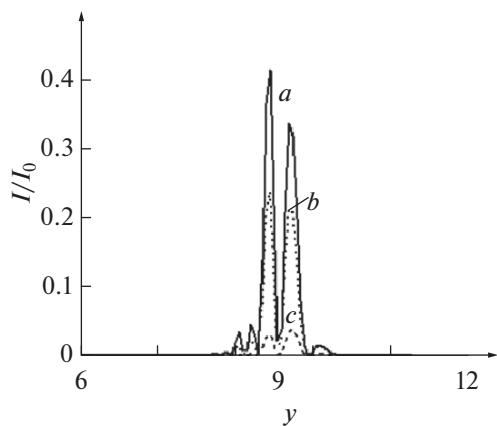
рину импульса вдоль направлений  $x$  и  $y$  соответственно,  $(x_0, y_0)$  – начальные координаты центра импульса.

Возникающая эволюция двумерного импульса при его распространении в массиве УНТ представлена на рис. 1. Импульс стабильно распространяется в среде с углеродными нанотрубками, испытывая незначительное уширение с течением времени.

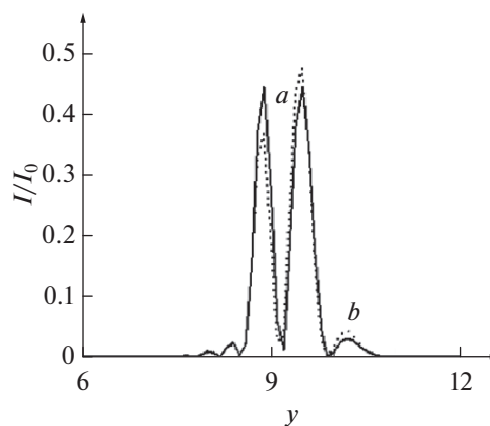
Зависимость формы импульса от коэффициентов нелинейного поглощения и нелинейного поглощения с насыщением приведена на рис. 2. Видно, что энергия импульса при  $F_1 \neq 0, F_2 \neq 0$

(кривые  $b$  и  $c$ ) существенно меньше, чем в случае, когда нелинейное поглощение отсутствует (кривая  $a$ ). При этом оба фактора (нелинейного  $F_1$  и насыщающегося поглощения  $F_2$  приводят к диссипации энергии, а также к сглаживанию “хвоста”, следующего за импульсом.

Влияние величины магнитного поля представлено на рис. 3. Из приведенных зависимостей видно, что влияние магнитного поля проявляется в перераспределении энергии импульса между двумя его основными пиками, область локализации импульса при этом сохраняется.



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности поля импульса  $I/I_0$ ,  $I_0$  – максимум интенсивности для разных значений коэффициентов нелинейного поглощения при  $t = 9.5 \cdot 10^{-14}$  с,  $\Phi / \Phi_0 = m/2$  (построены продольные срезы при  $x = 0$ ): (а)  $F_1 = 0, F_2 = 0$ ; (б)  $F_1 = 0.01, F_2 = 0.01$ ; (с)  $F_1 = 0.1, F_2 = 0.1$ . Единица по оси  $y$  соответствует  $2 \cdot 10^{-5}$  м.



**Рис. 3.** Зависимость интенсивности поля импульса  $I/I_0$ ,  $I_0$  – максимум интенсивности для разных значений величины магнитного потока при  $t = 9.5 \cdot 10^{-14}$  с,  $F_1 = 0.1, F_2 = 0.1$  (построены продольные срезы при  $x = 0$ ): (а)  $\Phi / \Phi_0 = 0$  (магнитное поле отсутствует); (б)  $\Phi / \Phi_0 = m/2$ . Единица по оси  $y$  соответствует  $2 \cdot 10^{-5}$  м.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продemonстрировано стабильное распространение импульса под действием внешнего магнитного поля с учетом нелинейного и насыщающегося поглощения в углеродных нанотрубках. Показано, что учет нелинейного поглощения позволяет установить возможность эффективной компенсации усиления и создать стабильные условия для распространения импульса.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания за поддержку численного моделирования и параллельных вычислений (проект № 0633-2020-0003).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Goorjian P.M.* Photonic switching devices using light bullets. US Patent № 5651079. 1997.
2. *Xu L., Nishimura K., Fu Y. et al.* // Opt. Expr. 2020. V. 28. № 10. Art. № 15138.
3. *Tsibidis G.D., Mouchliadis L., Pedio M. et al.* // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. Art. № 075207.
4. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М: Наука, 1988. 309 с.
5. *Island J.O., Kissin P., Schalch J. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. Art. № 161104.
6. *Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C.* Science of fullerenes and carbon nanotubes. San Diego: Academic Press, 1996. 965 p.
7. *Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G.* // J. Rus. Laser Res. 2006. V. 27. P. 457.
8. *Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Попов А.С.* // Письма в ЖЭТФ. Т. 91. № 9. С. 506; *Belonenko M.B., Lebedev N.G., Popov A.S.* // JETP Lett. 2010. V. 91. № 9. P. 461.
9. *Zhukov A.V., Bouffanais R., Malomed B. et al.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. Art. № 053823.
10. *Yanyushkina N.N., Belonenko M.B., Lebedev N.G. et al.* // Int. J. Mod. Phys. B. 2011. V. 25. P. 3401.
11. *Konobeeva N.N., Fedorov E.G., Rosanov N.N. et al.* // J. Appl. Phys. V. 126. Art. № 203103.
12. *Konobeeva N., Belonenko M.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 161. Art. № 02012.
13. *Kataraju N., Kumar S., Sood A.K.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. Art. № 251103.
14. *Zhukov A.V., Bouffanais R., Fedorov E.G. et al.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. Art. № 143106.
15. *Елецкий А.В.* // УФН. 1997. Т. 167. № 9. С. 945; *Eletsckii A.V.* // Phys. Usp. 1997. V. 40. № 9. P. 899.
16. *Овчинников А.А., Атражев В.В.* // ФТТ. 1998. Т. 40. № 10. С. 1950; *Ovchinnikov A.A., Atrazhev V.V.* // Phys. Sol. St. 1998. V. 40. P. 1769.
17. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
18. *Блинц Р., Жекиш Б.* Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М.: Мир, 1975. 398 с.
19. *Конобеева Н.Н., Белоненко М.Б.* // Опт. и спектроск. 2018. Т. 125. № 9. С. 391; *Konobeeva N.N., Belonenko M.B.* // Opt. Spectrosc. 2018. V. 125. № 9. P. 405.