

Предельно короткие импульсы в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками с учетом поглощения на тяжелых ионах и поля накачки

Н.Н. Конобеева
 Волгоградский государственный
 университет
 Волгоград, Россия
 yana_nn@volsu.ru

Р.Р. Трофимов
 Волгоградский государственный
 университет
 Волгоград, Россия
 кухаркaps@yandex.ru

М.Б. Белоненко
 Волгоградский государственный
 университет
 Волгоград, Россия
 mbelonenko@yandex.ru

Аннотация — В настоящей работе моделируется распространение предельно короткого импульса в оптически анизотропной среде, в которую введены углеродные нанотрубки. Дополнительно учитывается накачка внешним полем для обеспечения баланса с затуханием импульса, возникающего вследствие колебаний тяжелых ионов среды.

Ключевые слова — оптический импульс, анизотропия, поле накачки, тяжелые ионы

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные лазерные импульсы, длительностью несколько оптических периодов [1] (предельно короткие), имеют широкий спектр применений, включая ускорение частиц, генерацию рентгеновского излучения, управление светом при помощи света и др. Причем чтобы получить импульсы пригодные для различного рода приложений необходимо обеспечить их ограниченность во времени и пространстве.

Отметим, что перспективными материалами являются углеродные нанотрубки (УНТ) [2], которые часто используются при разработке новых устройств современной оптоэлектроники.

Важно при этом учитывать и свойства среды, в том числе анизотропные [3]. В настоящей работе с целью поиска условий для стабилизации введем в систему усиление и затухание, комбинация которых в случае изотропной среды обеспечила локализованное распространение предельно короткого импульса [4]. Отметим, что диссипация импульса будет происходить вследствие колебаний тяжелых ядер среды [5].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим массив углеродных нанотрубок, погруженных в диэлектрическую анизотропную среду (кристалл). Оси координат сонаправлены осям кристалла. Ось нанотрубок параллельна плоскости XOY и образует с осью OX угол α (рис. 1).

Вектор потенциал имеет вид: $A=(A_1(x^2+y^2, z, t), A_2(x^2+y^2, z, t), 0)$, плотность электрического тока: $j=(j_1(x^2+y^2, z, t), j_2(x^2+y^2, z, t), 0)$.

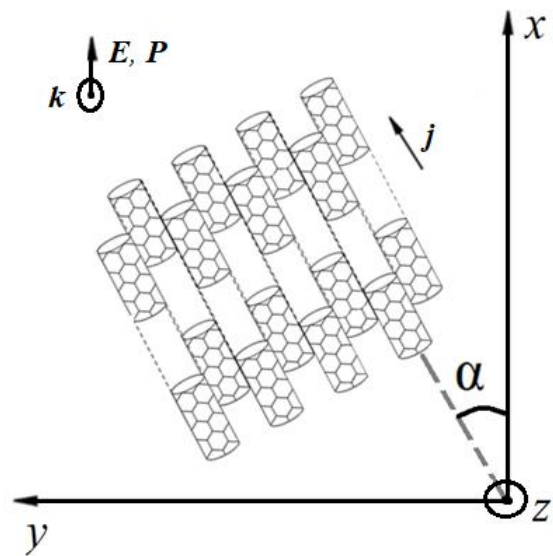


Рис. 1. Геометрия задачи

Система уравнений, описывающих распространение импульса в анизотропной среде, в цилиндрической системе координат и без учета неоднородности поля вдоль оси УНТ [6] имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{1}{V_e^2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P}{\partial t} - \Gamma \frac{\partial A_1}{\partial t} = \Delta A_1 + \frac{4\pi}{c} j_1(A_1, A_2); \\ \frac{1}{V_o^2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - \Gamma \frac{\partial A_2}{\partial t} = \Delta A_2 + \frac{4\pi}{c} j_2(A_1, A_2), \end{cases} \quad (1)$$

$$\Gamma(r) = Q_\Gamma \cdot \exp(-r^6/l_\Gamma^6),$$

здесь V_o , V_e – скорости обыкновенного и необыкновенного лучей в среде, Γ – описывает накачку электрического поля, Q_Γ – коэффициент усиления, l_Γ – ширина усиливающей среды в направлении перпендикулярном направлению распространения импульса электрического поля, Δ – лапласиан в цилиндрической системе координат ($\partial/\partial\phi \rightarrow 0$), P – поляризация среды.

Компоненты плотности электрического тока имеют вид:

$$\begin{aligned}
 j_1 &= \frac{4\pi e\sigma\gamma_0 a \cdot \cos\alpha}{c} \sum_{q=1}^{\infty} b_q f_1(A_1, A_2, q, \eta) \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_{rel}}\right), \\
 j_2 &= \frac{4\pi e\sigma\gamma_0 a \cdot \sin\alpha}{c} \sum_{q=1}^{\infty} b_q f_2(A_1, A_2, q) \cdot \exp\left(-\frac{t}{t_{rel}}\right), \\
 f_1(A_1, A_2, q, \eta) &= \sin\left(\frac{aeq(A_1 \cos\alpha + A_2 \sin\alpha + \eta)}{c}\right), \\
 f_2(A_1, A_2, q) &= \sin\left(\frac{aeq(A_1 \cos\alpha + A_2 \sin\alpha)}{c}\right).
 \end{aligned} \quad (2)$$

σ – концентрация электронов, $f(t)$ – учитывает затухание системы, t_{rel} – время релаксации, e – элементарный заряд, b_q – коэффициенты, появляющиеся при разложении закона дисперсии электронов УНТ в ряд Фурье, поправку η к векторному потенциалу можно определить с помощью вектора смещений тяжелых ионов u :

$$\eta = -cd \int_{-\infty}^t \frac{\partial u(z', t')}{\partial z'} dt', \quad (3)$$

здесь d – пьезомодуль.

Уравнение, описывающее колебания тяжелых ионов [7, 8]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial u}{\partial t} + \omega_0^2 u = \chi \frac{\partial A_1}{\partial t}, \quad (4)$$

γ – коэффициент поглощения на тяжелых ионах, χ – коэффициент восприимчивости, ω_0 – резонансная частота колебаний тяжелых ионов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Система уравнений (1)-(4) после обезразмеривания решалась численно с помощью явной конечно-разностной схемы (при соблюдении условия устойчивости Куранта) с начальными условиями:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= Q \cdot \exp\left(-\left(\frac{z}{l_z}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right), \\
 \frac{d}{dt} A_1 &= \frac{2V_z Q}{l_z^2} \cdot \exp\left(-\left(\frac{z}{l_z}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right), \\
 A_2 &= 0, \quad \frac{d}{dt} A_2 = 0, \quad u = 0, \quad \frac{du}{dt} = 0.
 \end{aligned} \quad (5)$$

здесь Q – амплитуда импульса, $l_{z,r}$ – ширина вдоль z и r , V_z – начальная скорость импульса вдоль z .

Основными параметрами моделирования являются интенсивность и размеры области локализации импульса. При этом к свободным параметрам относятся: γ , d и Q_r . Влияние параметра накачки на форму импульса представлено на рис. 2.

Полученное решение является устойчивым, поскольку выполняется закон сохранения энергии импульса.

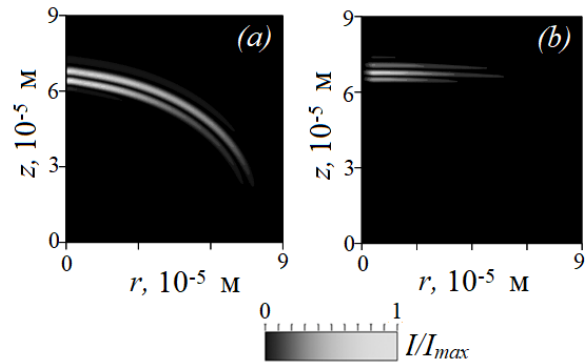


Рис. 2. Зависимость интенсивности для x компоненты электрического поля импульса от координат (при $t=9$): (a) $Q_r = 1,0$; (b) $Q_r = 2,0$. Единица по времени соответствует 10^{-13} с. I_{max} – максимальная интенсивность для случаев (a) и (b)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы из проведенного исследования:

1. Показано, что поглощение на тяжелых ионах среды оказывает сильное воздействие на импульс при его распространении в оптически анизотропном кристалле, что проявляется в ослаблении компоненты поля A_1 в 2,5 раза по сравнению со случаем без учета этого поглощения.

2. Учет накачки внешним полем позволяет компенсировать диссипацию поля импульса, возникающую в условиях пьезоэффекта вследствие колебаний тяжелых ядер среды, и сделать импульс более локализованным в пространстве.

БЛАГОДАРНОСТИ

Н.Н. Конобеева и Р.Р. Трофимов благодарят за поддержку исследования Министерство науки и высшего образования РФ, Совет по грантам Президента РФ, грант № МД-3173.2021.1.2.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications / edited by F.X. Kärtner. – Berlin: Springer, 2004. – P. 73-136. DOI: 10.1007/b88427.
- [2] Елецкий, А.В. Углеродные нанотрубки / А.В. Елецкий // УФН. – 1997. – Т. 167, №9. – С. 945–972. DOI: 10.3367/UFNr.0167.199709b.0945.
- [3] Konobeeva, N.N. Propagation of ultrashort optical pulses in anisotropic optical media with carbon nanotubes / N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko // Int. J. Mod. Phys. B. – 2021. – Vol. 35(19). – P. 2150197. DOI: 10.1142/S0217979221501976.
- [4] Konobeeva, N.N. Stabilization of ultrashort pulses by external pumping in an array of carbon nanotubes subject to piezoelectric effects / N.N. Konobeeva, E.G. Fedorov, N.N. Rosanov, A.V. Zhukov, R. Bouffanais, M.B. Belonenko // J. Appl. Phys. – 2019. – Vol. 126. – P. 203103. DOI: 10.1063/1.5128365.
- [5] Конобеева, Н.Н. Предельно короткие оптические импульсы в углеродных нанотрубках и поглощение на тяжелых ионах / Н.Н. Конобеева и М.Б. Белоненко // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 125, №3. – С. 391-394. DOI: 10.21883/OS.2018.09.46557.41-18.
- [6] Zhukov, A.V. Three-dimensional electromagnetic breathers in carbon nanotubes with the field inhomogeneity along their axes / A.V. Zhukov, R. Bouffanais, E.G. Fedorov, M.B. Belonenko // J. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 114. – P. 143106. DOI: 10.1063/1.4824370.
- [7] Ландау, Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1987. – 248 с.
- [8] Блинц, Р. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики / Р. Блинц и Б. Жекш. – М.: Мир, 1975 – 398 с.