

УДК 535.5:538.9

ДИНАМИКА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С ПРИМЕСНЫМИ ДВУХУРОВНЕВЫМИ СИСТЕМАМИ В РАМКАХ ПОДХОДА ГЛАУБЕРА

© 2022 г. М. Б. Белоненко¹, *, Н. Н. Конобеева¹

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

*E-mail: yana_nn@volsu.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 15.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Изучены особенности распространения предельно коротких оптических импульсов в примесной двухуровневой системе с углеродными нанотрубками, обладающей анизотропными оптическими свойствами. На основании уравнений Максвелла, а также кинетических уравнений для средних значений операторов псевдоспина, полученных с помощью метода Глаубера, выведена система эффективных уравнений для расчета векторного потенциала электромагнитного поля и псевдоспина. Проанализировано влияние параметров системы (температуры и угла наклона вектора поляризации к оси УНТ) на пространственные характеристики предельно короткого импульса.

DOI: 10.31857/S0367676522120079

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе мы продолжаем исследование распространения предельно коротких импульсов [1, 2] в оптически анизотропных средах, когда учитывается не только вторая поляризация поля, но и разные величины компонент скорости [3, 4]. В качестве анизотропной среды выступает примесный сегнетоэлектрический кристалл (т.е. его сегнетоэлектрические свойства определяются примесями) со спонтанной поляризацией в определенном интервале температур. Сегнетоэлектрики представляют собой один из наиболее удобных инструментов при изучении конфигурационных фазовых переходов. Как известно, такие кристаллы испытывают фазовый переход второго рода типа “порядок–беспорядок” [5]. Это дает возможность изменять их свойства с помощью температуры, что важно с практической точки зрения [6].

При этом мы учитываем, что сегнетоэлектрическая среда содержит двухуровневую примесь. Эти примеси мы будем описывать в дальнейшем в рамках псевдоспинового формализма [7]. В этом формализме z компонента псевдоспина задает различные (противоположные) направления поляризации примеси. Так собственное значение $+1/2$ соответствует поляризации вдоль полярной оси, а $-1/2$ – в противоположном направлении. Ненулевое среднее значение псевдоспина в равновесном состоянии будет соответствовать фазовому переходу. Отметим, что в оптике двухуров-

невая система играет важную роль, подобную роли гармонического осциллятора в классической физике. А именно, данная модель используется при описании взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Введение в сегнетоэлектрический кристалл углеродных нанотрубок (УНТ) [8] обусловлено тем, что они способствуют стабильному распространению импульса.

МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим примесный сегнетоэлектрик с оптически анизотропными свойствами, в который помещены углеродные нанотрубки, оси которых сонаправлены и находятся под углом θ к оси OX . Полярная ось сегнетоэлектрика направлена под углом ψ к оси OX (рис. 1). Оси OX , OY и OZ показаны на рис. 1 [9]. Считаем, что в начальный момент времени электрическое поле направлено вдоль оси OX . Под действием этого поля в УНТ начинает течь ток и возникает поле вдоль оси OY .

Ранее при изучении фазовых переходов мы использовали феноменологический подход для записи уравнения движения [10]. В данной работе динамические свойства рассматриваемой системы будем изучать в рамках метода Глаубера [11].

Поскольку поляризация пропорциональна псевдоспину, то кинетическое уравнение для описания динамики псевдоспина можно записать в виде [12]:

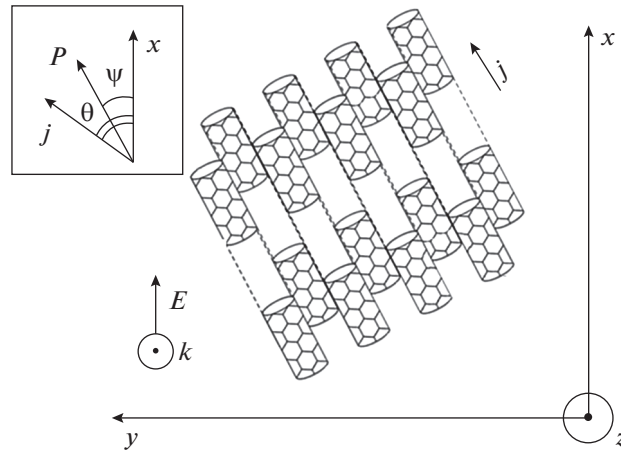


Рис. 1. Геометрия задачи.

$$\begin{aligned} \langle \dot{S}_x \rangle &= -\frac{\langle S_x \rangle - 0.5\text{th}(\beta(J\langle S_x \rangle + \Delta_{\perp}\langle S_x \rangle\alpha + \gamma\langle S_x \rangle_{zz} + \delta E_x))}{T_{imp}}, \\ \langle \dot{S}_y \rangle &= -\frac{\langle S_y \rangle - 0.5\text{th}(\beta(J\langle S_y \rangle + \Delta_{\perp}\langle S_y \rangle\alpha + \gamma\langle S_y \rangle_{zz} + \delta E_y))}{T_{imp}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где T_{imp} – время релаксации примеси, α, γ – константы, определяемые величиной обменного взаимодействия (J), $\langle S_i \rangle$, $i = (x, y)$ – среднее значение x и y компонент псевдоспина, точкой здесь обозначается производная по времени, Δ_{\perp} – Лапласиан в направлении перпендикулярном оси УНТ, $\beta = 1/(k_B T)$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, δ – дипольный момент, (E_x, E_y) – компоненты электрического поля вдоль осей OX и OY соответственно.

Уравнения Максвелла можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{E} = -\mu \cdot \langle \ddot{\vec{S}} \rangle + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}, \quad (2)$$

где c – скорость света, μ – константа, связанная с поляризацией примесной системы.

С учетом калибровки: $\vec{E} = -c^{-1} \partial \vec{A} / \partial t$, и вида векторного потенциала $\vec{A} = (A_x(x, y, z, t), A_y(x, y, z, t), 0)$, а также плотности электрического тока $\vec{j} = (j_x(x, y, z, t), j_y(x, y, z, t), 0)$, уравнение (2) примет вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{A} = -\mu \cdot \langle \dot{\vec{S}} \rangle + \frac{4\pi}{c} \vec{j}(\vec{A}). \quad (3)$$

Далее перейдем в цилиндрическую систему координат и перепишем уравнение (3) на две компоненты векторного потенциала:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_e^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) - \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial \phi^2} &= \\ &= -\mu \cos \psi \frac{\partial \langle S_x \rangle}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_x(A_x, A_y), \\ \frac{1}{V_o^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_y}{\partial r} \right) - \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial \phi^2} &= \\ &= -\mu \sin \psi \frac{\partial \langle S_y \rangle}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j_y(A_x, A_y), \\ V_o &= c/n_o, \quad V_e = c/n_e \end{aligned} \quad (4)$$

r, z, ϕ – координаты в цилиндрической системе, n_e, n_o – показатели преломления в направлении x и y соответственно.

Запишем стандартное выражение для плотности тока вдоль оси УНТ [8]:

$$j = 2e \sum_{s=1}^m \int v_s(p) f(p, s) dp, \quad (5)$$

где e – заряд электрона, интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна, p – компонента квазиимпульса электрона, $v_s(p) = \partial \epsilon_s(p) / \partial p$ – скорость электронов, $f(p, s)$ – функция распределения Ферми, $\epsilon_s(p)$ – закон дисперсии электронов УНТ [13]:

$$\epsilon_s(p) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4\cos(ap) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4\cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \quad (6)$$

где $s = 1, 2, \dots, m$, нанотрубка имеет тип $(m, 0)$, $\gamma_0 \approx 2.7$ эВ, $a = 3b/2\hbar$, b – расстояние между соседними атомами углерода

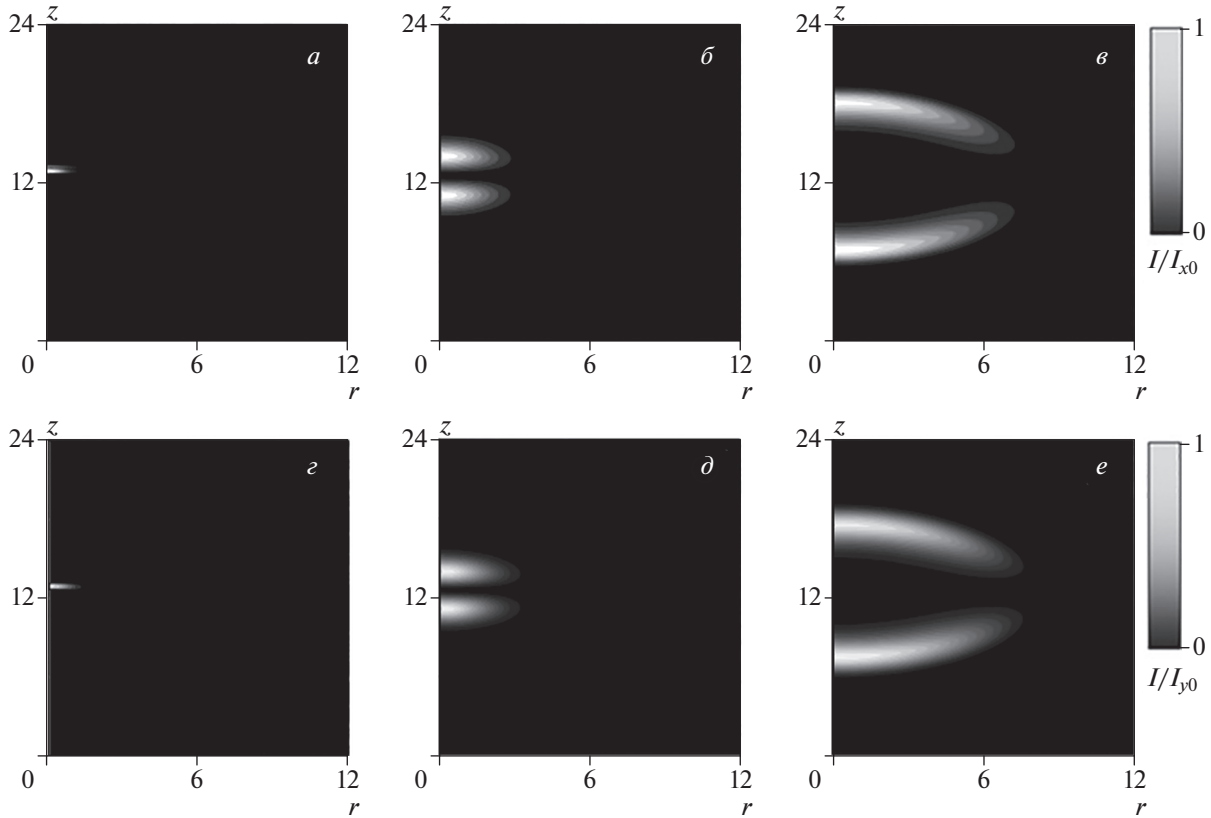


Рис. 2. Зависимость интенсивности для компонент электрического поля E_x (а-в) и E_y (г-е) от координат в различные моменты времени: (а, г) $t = 1$; (б, д) $t = 5$; (в, е) $t = 9$. Единица по времени соответствует 10^{-13} с, по координатам (z и r) – $2 \cdot 10^{-5}$ м. I_{x0}, I_{y0} – максимальная интенсивность для x и y компонент.

Согласно выполненным в работе [14] расчетам можно утверждать, что эффект накопления заряда, возникающий из-за неоднородности поля, для импульсов рассматриваемой нами длительности можно не учитывать. Это позволяет положить производную по углу равной нулю. В этом случае систему уравнений (4) можно переписать в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} & \Delta A_x + \frac{4e\sigma\gamma_0 a \cos\theta}{c} \times \\ & \times \sum_{q=1}^{\infty} b_q \sin\left(\frac{aeq(A_x \cos\theta + A_y \sin\theta)}{c}\right) - \\ & - \mu \cos\psi \frac{\partial \langle S_x \rangle}{\partial t} = \frac{1}{V_e^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2}, \\ & \Delta A_y + \frac{4e\sigma\gamma_0 a \sin\theta}{c} \times \\ & \times \sum_{q=1}^{\infty} b_q \sin\left(\frac{aeq(A_x \cos\theta + A_y \sin\theta)}{c}\right) - \\ & - \mu \sin\psi \frac{\partial \langle S_y \rangle}{\partial t} = \frac{1}{V_0^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2}, \\ & \Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{aligned} \right. \quad (7)$$

σ – концентрация электронов,

$$b_q = \sum_s \frac{q}{\gamma_0} a_{sq} \int_{ZB} dp' \cos(p'q) \frac{\exp(-\epsilon_s(p')/k_B T)}{1 + \exp(-\epsilon_s(p')/k_B T)}, \quad (8)$$

a_{sq} – коэффициенты в разложении закона дисперсии электронов (6) в ряд Фурье.

Отметим, что вследствие убывания коэффициентов b_q с ростом q в сумме можно ограничиться первыми 10 слагаемыми.

Система уравнений (1) и (7) после обезразмеривания решалась численно с начальными условиями следующего вида:

$$\left\{ \begin{aligned} A_x &= Q \exp\left(-\left(\frac{z}{l_z}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l_r^2}\right), \\ \frac{d}{dt} A_x &= \frac{2uQ}{l_z^2} \exp\left(-\left(\frac{z}{l_z}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l_r^2}\right), \\ A_y &= 0, \quad \frac{d}{dt} A_y = 0, \quad S_x = S_0, \\ S_y &= 0, \quad \beta = \frac{atg(2S_0)}{JS_0}, \end{aligned} \right. \quad (9)$$

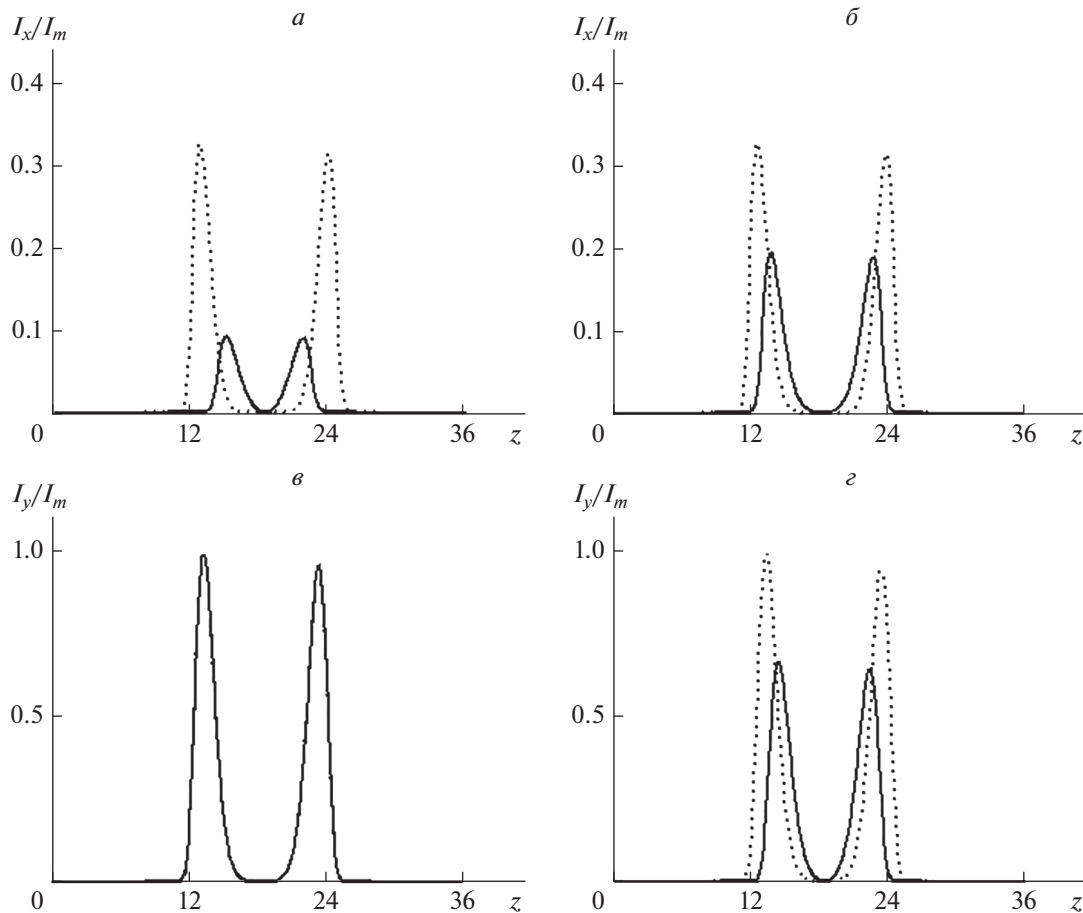


Рис. 3. Зависимость интенсивности для компонент электрического поля E_x (верхний ряд рисунков) и E_y (нижний ряд рисунков) от координат ($t = 9$): (а, в) $S_0 = 0$; (б, г) $S_0 = 0.25$. Точечная кривая – $\theta \neq \psi$; сплошная кривая – $\theta = \psi$. Единица по координатам (z и r) – $2 \cdot 10^{-5}$ м. I_m – максимальная интенсивность для всех случаев.

где Q – амплитуда электромагнитного импульса на входе в среду с УНТ, I_z, I_r – определяют ширину импульса вдоль направлений z и r соответственно, u – начальная скорость импульса вдоль оси z , S_0 – величина псевдоспина в начальный момент времени, которая позволяет определить обратную температуру β при $t = 0$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как показали результаты вычислений, пространственные производные от псевдоспина в уравнении (1) не оказывают влияния на динамику импульса. Это позволяет пренебречь ими в последующих расчетах.

Возникающая эволюция x и y компоненты электрического поля импульса представлена на рис. 2. При этом мы рассматриваем фазу, которой соответствует значение $S_0 = 0$. Отметим, что $I_x \propto E_x^2$, $I_y \propto E_y^2$.

Рисунок 2 иллюстрирует сильное расплывание импульса, причем также наблюдается существенное возрастание интенсивности для обеих компонент поля. Это можно объяснить дополнительной поляризацией примесей под действием импульса переменного электрического поля

Далее проанализируем влияние углов θ и ψ на форму предельно короткого импульса (рис. 3). Мы будем сравнивать два случая: когда поляризация сонаправлена с осью УНТ и нет, т.е. когда $\theta \neq \psi$.

Согласно рис. 3 можно заключить, что угол, который составляет вектор поляризации с осью УНТ, не играет никакой роли для второй компоненты поля при $S_0 = 0$, что соответствует температуре в наших расчетах $T = 123$ К. Для второго фазового состояния ($T = 56$ К) величины углов оказывают влияние как на амплитуду поля импульса, так и на его пространственную локализацию.

Влияние температуры на характеристики предельно короткого импульса в сегнетоэлектрической среде с углеродными нанотрубками в случае, когда $\theta \neq \psi$ представлено на рис. 4.

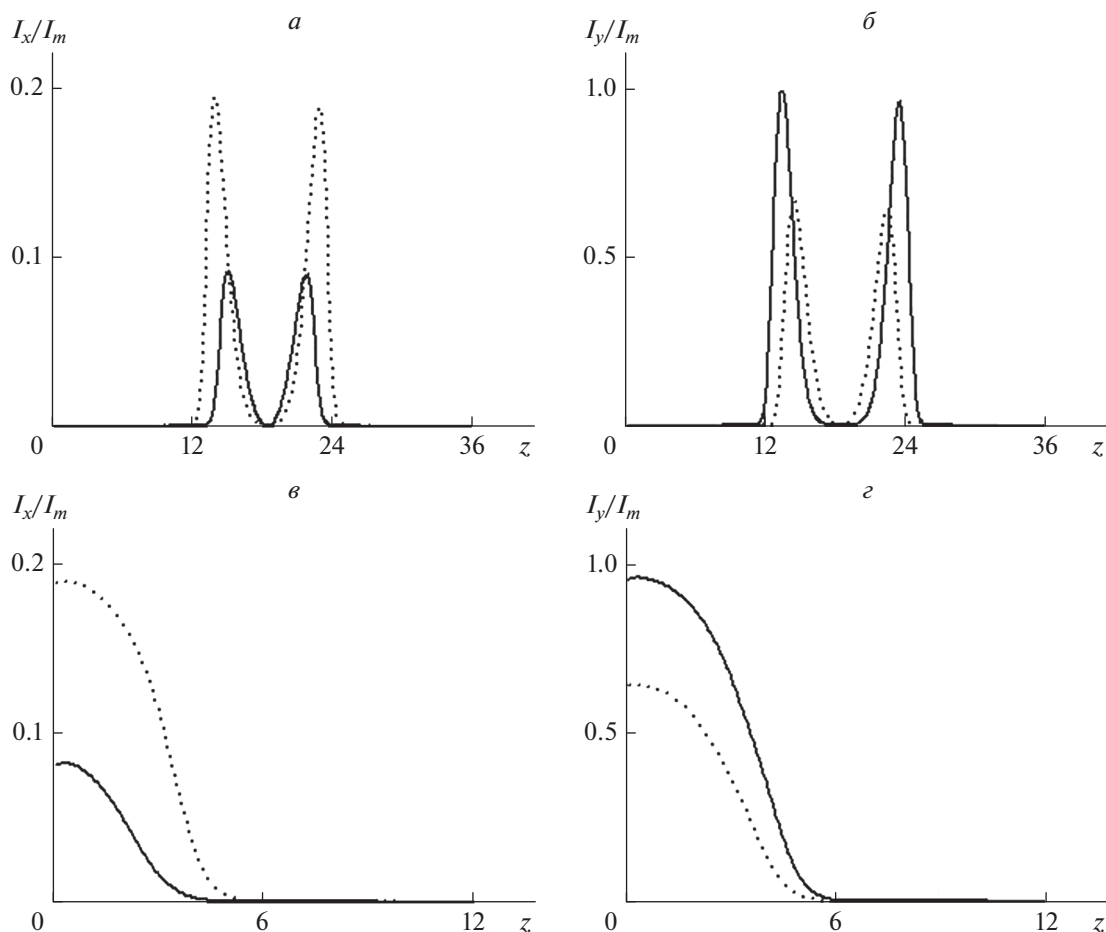


Рис. 4. Зависимость интенсивности для компонент электрического поля E_x (а, в) и E_y (б, г) от координат ($t = 9$, $\theta \neq \psi$): верхний ряд рисунков – продольные срезы (при $r = 0$), нижний ряд рисунков – поперечные срезы интенсивности по максимуму интенсивности. Сплошная линия соответствует $T = 123$ К, точечная – $T = 56$ К. Единица по координатам (z и r) – $2 \cdot 10^{-5}$ м. I_{x0} , I_{y0} – максимальная интенсивность для x и y компонент.

Построенные зависимости позволяют сделать вывод, что температура оказывает существенное влияние не только на амплитуду предельно короткого оптического импульса, но и на величину его продольного и поперечного расплывания. Таким образом, по ширине и амплитуде импульса можно определить фазовое состояние, в котором находится система.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, построена модель, описывающая динамику предельно короткого импульса в сегнетоэлектрической среде с оптически анизотропными свойствами в присутствии углеродных нанотрубок, в рамках подхода Глаубера. Установлено, что угол, который составляет вектор поляризации с осью УНТ, влияет на амплитуду электромагнитного импульса. Показано, что температура позволяет управлять пространственными

характеристиками импульса (амплитудой и шириной).

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки РФ и Совета по грантам Президента РФ (проект № МД-3173.2021.1.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kärtner F.X.* Few-cycle laser pulse generation and its applications. Berlin: Springer, 2004. 448 p.
2. *Krausz F., Ivanov M.* // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. No. 1. P. 163.
3. *Konobeeva N.N., Belonenko M.B.* // *Int. J. Mod. Phys. B.* 2021. V. 35. No. 19. Art. No. 2150197.
4. *Konobeeva N.N., Belonenko M.B.* // *Nanosyst. Phys. Chem. Math.* 2021. V. 12. No. 4. P. 430.
5. *Blinc R.* // *Ferroelectrics.* 2010. V. 2004. No. 1. P. 3.
6. *Zhang C.X., Yang K.L., Ji P. et al.* // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 123. Art. No. 094102.

7. Блиц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и анти-сегнетоэлектрики. Динамика решетки. М.: Мир, 1975. 402 с.
8. Елецкий А.В. // УФН. 1997. Т. 167. С. 945; *Eletsckii A.V.* // Phys. Usp. 1997. V. 40. No. 9. P. 899.
9. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа, 1985. 351 с.
10. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982. 381 с.
11. *Glauber R.J.* // J. Math. Phys. 1963. V. 4. P. 294.
12. *Белоненко М.Б., Сасов А.С.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 4. С. 131; *Belonenko M.B., Sasov A.S.* // Tech. Phys. 2007. V. 52. No. 4. P. 524.
13. *Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C.* Science of fullerenes and carbon nanotubes. Oxford: Academic Press, 1996. 965 p.
14. *Zhukov A.V., Bouffanais R., Fedorov E.G., Belonenko M.B.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. Art. No. 143106.

Dynamics of extremely short pulses in an anisotropic optical medium with two-level impurity systems in the framework of Glauber approach

М. В. Белоненко^{a,*}, N. N. Konobeeva^a

^a *Volgograd State University, Volgograd, 400062 Russia*

^{*}*e-mail: yana_nn@volsu.ru*

We studied the propagation of extremely short optical pulses in an impurity two-level system with carbon nanotubes. This system has anisotropic optical properties. Based on the Maxwell equations, as well as the kinetic equations for the average values of the pseudospin operators obtained using the Glauber method, a system of effective equations for the vector potential of the electromagnetic field and the pseudospin is derived.