

00

Динамика предельно коротких импульсов в примесных двухуровневых системах в рамках подхода Глаубера¹

© М.Б. Белоненко, Н.Н. Конобеева

Волгоградский государственный университет,
400062 Волгоград, Россия

e-mail: yana_nn@volsu.ru

Поступила в редакцию 27.06.2022 г.

В окончательной редакции 27.06.2022 г.

Принята к публикации 01.07.2022 г.

Исследованы особенности распространения предельно коротких оптических импульсов в двухуровневой системе на примере дейтрированного сегнетоэлектрика, содержащего углеродные нанотрубки. На основе уравнения движения Гейзенберга для средних значений операторов псевдоспина, а также на основе волнового уравнения для электрического поля проведено численное моделирование динамики электромагнитного импульса. Продемонстрирована эволюция системы для различных параметров задачи.

Ключевые слова: предельно короткий импульс, двухуровневая система, углеродные нанотрубки.

DOI: 10.21883/OS.2022.12.54091.47-22

Введение

Интерес исследователей к эффектам, возникающим в нелинейной среде при взаимодействии с полем лазерного излучения, обусловлен как недавними теоретическими, так и практическими достижениями [1–3]. Эти успехи в первую очередь связаны с получением устойчивых световых структур, которые локализируются в ограниченной области пространства [4]. При этом важным вопросом является исследование устойчивости световых импульсов [5], в том числе за счет поиска подходящей среды.

В настоящей работе мы предлагаем использовать дейтрированную сегнетоэлектрическую среду. Широко известно, что сегнетоэлектрики являются удобным средством изучения структурных фазовых переходов (ФП), испытывая ФП второго рода типа „порядок–беспорядок“ [6]. Это позволяет управлять их свойствами при помощи изменения температуры [7]. Отметим также, что двухуровневая система представляет собой простейшую квантовую модель, которая используется при изучении взаимодействия света с веществом. Она остается привлекательной до сих пор в области нелинейной оптики, в частности для определения условий генерации различных оптических солитонов [8].

Отметим, что для обеспечения устойчивого состояния оптических импульсов мы вводим в среду углеродные нанотрубки (УНТ) [9], которые хорошо зарекомендовали себя в этом вопросе [10,11], начиная еще с пионерской работы [12].

¹ XXXIII Всероссийская школа-семинар „Волновые явления: физика и применения“ имени А.П. Сухорукова („Волны-2022“), 5–10 июня 2022 г., Можайск, Московская обл.

Модель и основные уравнения

Считаем, что оси УНТ сонаправлены оси OZ , волновой вектор направлен вдоль оси OY . Динамические свойства рассматриваемой системы будем изучать в рамках подхода Глаубера [13]. Кинетическое уравнение для описания динамики псевдоспина можно записать [14] в виде

$$\langle \dot{S} \rangle = - \frac{\langle S \rangle - 0.5 \tanh(\beta(J\langle S \rangle + \Delta_{\perp}\langle S \rangle\alpha + \gamma\langle S \rangle_{zz} + \delta E))}{T_{\text{имп}}}, \quad (1)$$

где $T_{\text{имп}}$ — время релаксации, α, γ — константы, определяемые величиной обменного взаимодействия, J — энергия кулоновского взаимодействия, $\langle S \rangle$ — среднее значение 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 — электрическое поле вдоль оси УНТ.

Уравнения Максвелла на компоненту электрического поля, направленную вдоль осей нанотрубок, можно записать в следующем виде:

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

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

С учетом калибровки $\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A} / c \partial t$ и вида векторного потенциала $\mathbf{A} = (0, 0, A(x, z, t))$, а также плотности электрического тока $\mathbf{j} = (0, 0, j(x, z, t))$ уравнение (2) можно переписать следующим образом:

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

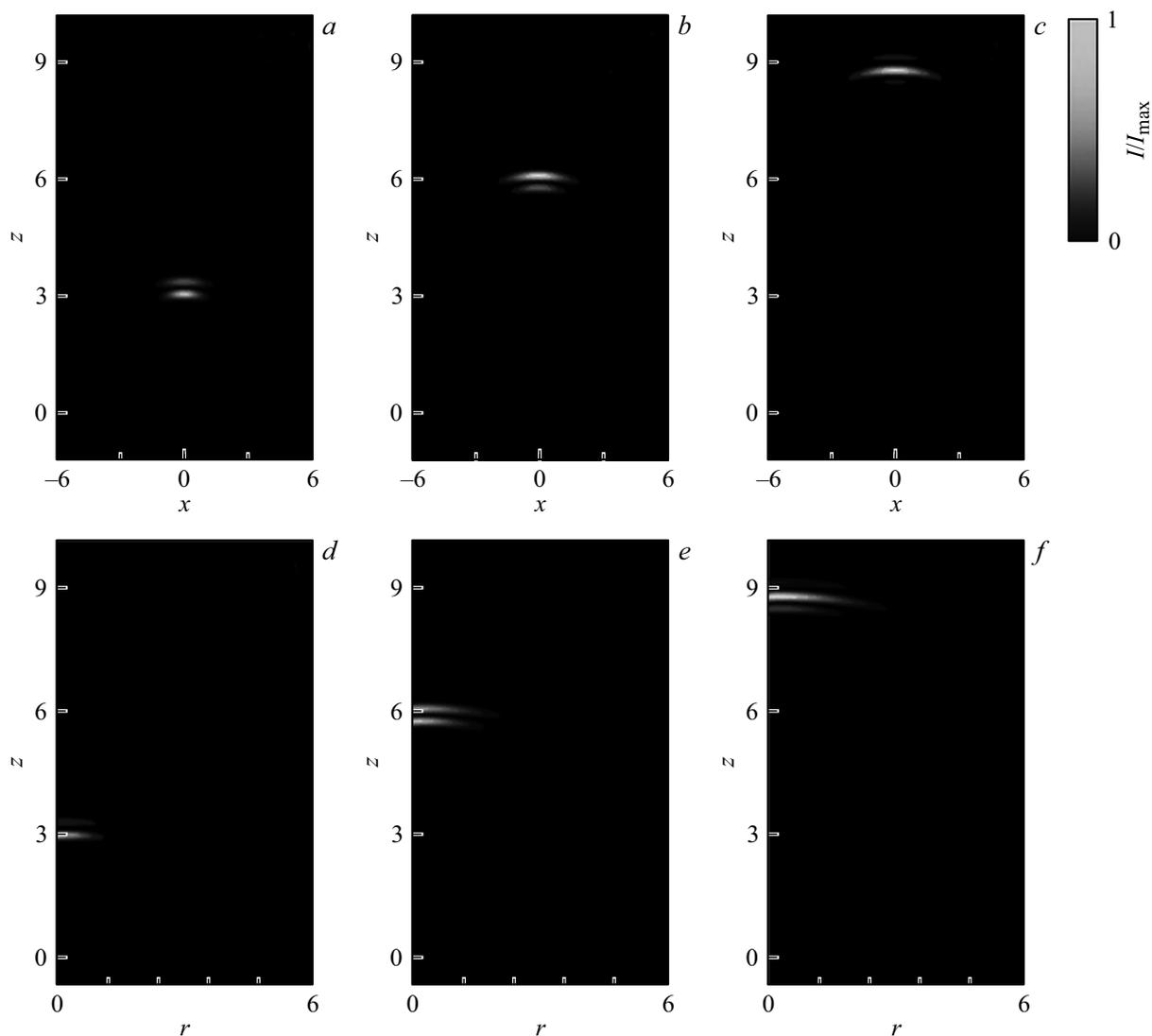


Рис. 1. Зависимость интенсивности импульса от координат в 2D(a-c)- и 3D(d-f)-случаях в различные моменты времени: (a, d) $t = 3.5$, (b, e) $t = 6.5$, (c, f) $t = 9.5$. Временная единица соответствует $3 \cdot 10^{-13}$ s, координатная единица (z и r) — 10^{-3} см. I_{\max} — максимальная интенсивность (отдельно для 2D- и 3D-случаев).

Отметим, что в трехмерном случае с учетом $\mathbf{A} = (0, 0, A(x, y, z, t))$ и перехода в цилиндрическую систему координат уравнение (3) примет вид

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \phi^2} \\ & = -\mu \frac{\partial \langle S \rangle}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j(A), \end{aligned} \quad (4)$$

r, z, ϕ — координаты в цилиндрической системе.

Запишем далее закон дисперсии электронов в УНТ [15], который позволит определить электрический ток, возникающий в УНТ:

$$\varepsilon_s(p) = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{ap}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \quad (5)$$

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

Плотность электрического тока вдоль оси УНТ может быть вычислена [9] по формуле

$$j = 2e \sum_{s=1}^m \int_{-\pi\hbar/a}^{\pi\hbar/a} v(ps) f(p, s) dp, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, p — компонента квазиимпульса электрона, v_{ps} — скорость электронов, $f(p, s)$ — функция распределения Ферми.

Производную по углу можно положить равной нулю в силу цилиндрической симметрии и малости величины накопленного заряда [16]. В этом случае уравнения (3)

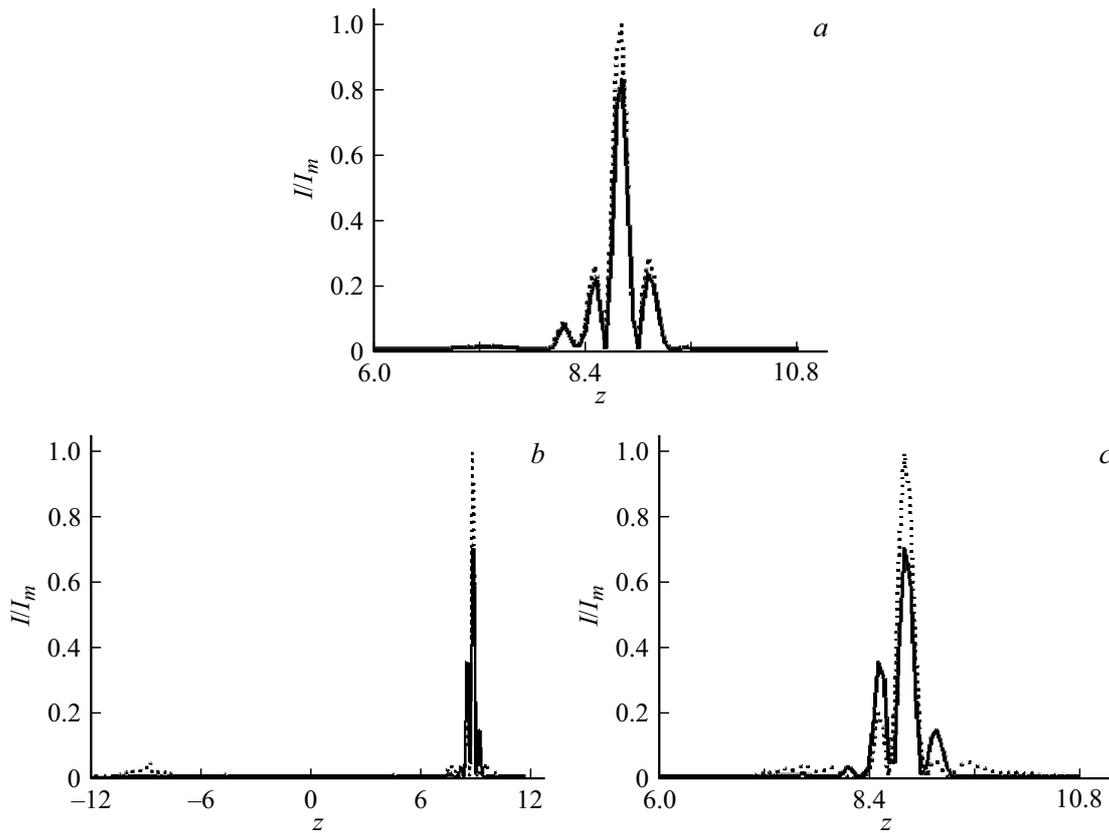


Рис. 2. Зависимость интенсивности электрического поля импульса от координат при разных значениях температуры (продольные срезы при $t = 9.5$). (a) 2D-случай, (b, c) 3D-случай, сплошная кривая — $T = 123$ К, точечная кривая — $T = 56$ К. Единица по координате $z \cdot 10^{-3}$ см. I_m — максимальное значение интенсивности для каждого рисунка в отдельности.

и (4) примут вид

$$\nabla^2 A + \frac{4\pi e \sigma \gamma_0 a}{c \hbar} \sum_{q=1}^{\infty} b_q \sin\left(q \frac{aeA}{c}\right) - \mu \frac{\partial \langle S \rangle}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{4\pi e \sigma \gamma_0 a}{c \hbar} \times \sum_{q=1}^{\infty} b_q \sin\left(a \frac{aeA}{c}\right) - \mu \frac{\partial \langle S \rangle}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (8)$$

σ — концентрация электронов,

$$b_q = -\frac{q}{\gamma_0}$$

$$\frac{\sum_s a_{s,q} \int_{-\pi \hbar/a}^{\pi \hbar/a} \cos\left(q \frac{ap}{\hbar}\right) \left(1 + \exp\left(\sum_{q=1}^{\infty} \frac{a_{s,q}}{k_B T} \cos\left(q \frac{ap}{\hbar}\right)\right)\right)^{-1} dp}{\sum_s \int_{-\pi \hbar/a}^{\pi \hbar/a} \left(1 + \exp\left(\sum_{q=1}^{\infty} \frac{a_{s,q}}{k_B T} \cos\left(q \frac{ap}{\hbar}\right)\right)\right)^{-1} dp}, \quad (9)$$

$a_{s,q}$ — коэффициенты разложения в ряд Фурье закона дисперсии (5).

Отметим, что при увеличении числа q наблюдается существенное уменьшение коэффициентов b_q , определяемых формулой (9). Это позволяет нам рассматривать только первые 10 слагаемых.

Система уравнений (1) и (7) (или (8) в трехмерном случае) приводилась к безразмерному виду и решена численно. Начальные условия на псевдоспин (10), а также на векторный потенциал для двумерной (11) и трехмерной задач (12) имеют следующий вид:

$$S = S_0, \quad \beta = \frac{\text{arth}(2S_0)}{JS_0}, \quad (10)$$

$$A = Q \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{l_x^2}\right),$$

$$\frac{dA}{dt} = \frac{2uQ}{l_z^2} \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{l_x^2}\right), \quad (11)$$

$$A = Q \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right),$$

$$\frac{dA}{dt} = \frac{2uQ}{l_z^2} \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right), \quad (12)$$

где Q — амплитуда электромагнитного импульса на входе в среду с УНТ, l_i ($i = x, y, z, r$) определяют

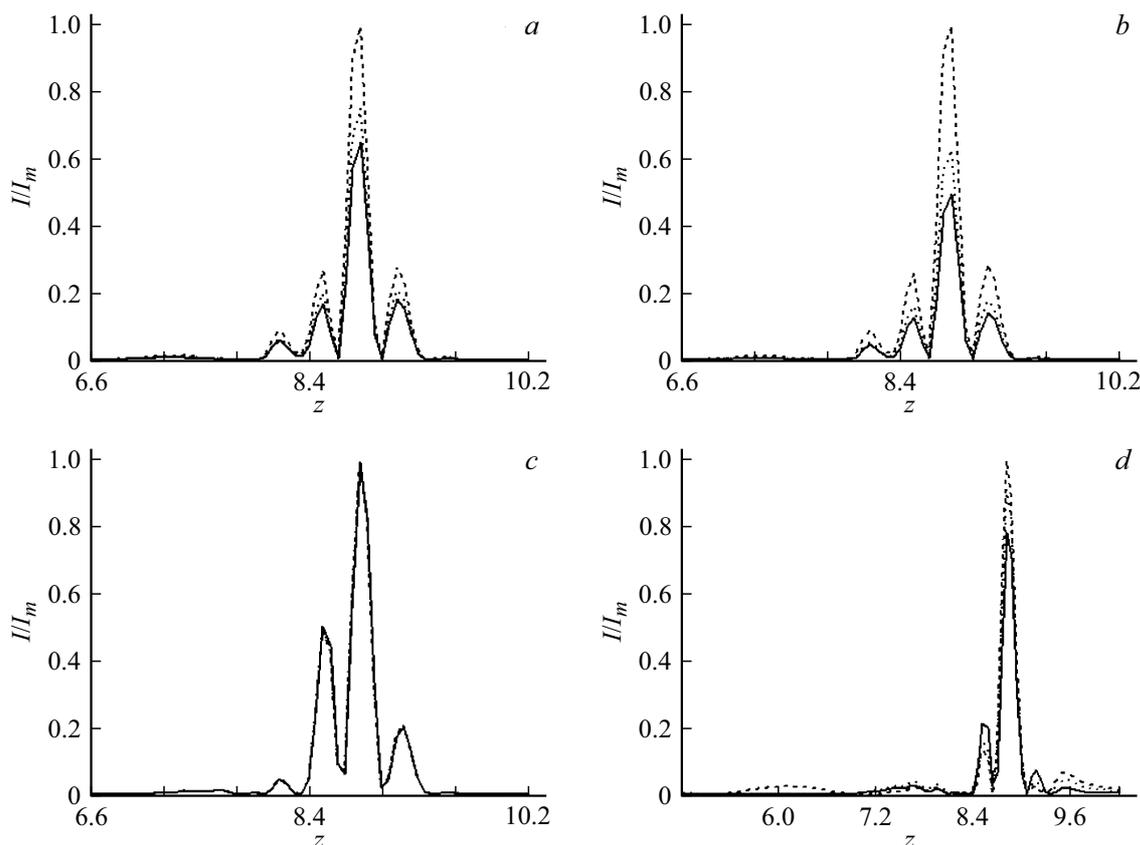


Рис. 3. Зависимость интенсивности электрического поля импульса от координат при разных значениях параметра μ (продольные срезы при $t = 9.5$). (a, b) 2D-случай, (c, d) 3D-случай, сплошная кривая — $\mu = 0.0125$, пунктирная кривая — $\mu = 0.025$, штриховая кривая — $\mu = 0.05$. Рисунки (a, c) соответствуют $T = 123$ К; (b, d) $T = 56$ К. Единица по координате $z \cdot 10^{-3}$ см. I_m — максимальное значение интенсивности для каждого рисунка в отдельности.

ширину импульса вдоль i -го направления, u — начальная скорость импульса вдоль оси распространения, S_0 — значение псевдоспина в начальный момент времени, которое позволяет определить температуру при $t = 0$.

Результаты моделирования

Как показали результаты выполненных расчетов, второе и третье слагаемые в аргументе гиперболического тангенса из уравнения (1) не оказывают влияния на динамику импульса, поэтому в дальнейшем мы их не учитываем. Возникающая эволюция электрического поля импульса для двумерного и трехмерного случаев представлена на рис. 1. Отметим, что интенсивность определяется по формуле $I = c^{-2}(\partial A/\partial t)^2$.

Рисунок 1 демонстрирует устойчивое распространение импульса в обоих случаях.

Влияние температуры на оптический импульс в сегнетоэлектрической среде с УНТ представлено на рис. 2.

На рис. 2, b представлен диапазон от -12 до 12 единиц, чтобы продемонстрировать образование „хвоста“, следующего за основным импульсом при $T = 56$ К. Рисунок 2, c построен в том же интервале, что и рис. 2, a,

для наглядного отображения влияния температуры. Видно, что в трехмерном случае фазовый переход сильнее влияет на форму и амплитуду импульса.

Влияние параметра μ на форму предельно короткого оптического импульса показано на рис. 3.

Параметр μ позволяет контролировать амплитуду импульса в двумерном случае при температуре, соответствующей двум фазовым состояниям. В трехмерном случае при $T = 56$ К поведение аналогичное, при $T = 123$ К никаких изменений для разных значений μ не наблюдается.

Также нами изучено поведение импульса в зависимости от дипольного момента δ . Выявлено, что в 2D-случае увеличение параметра δ приводит к усилению импульса, в 3D-случае его влияние крайне мало и проявляется в основном в увеличении „хвоста“.

Заключение

В результате проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

1. Получена система эффективных уравнений, описывающая эволюцию предельно короткого импульса в

сегнетоэлектрической среде с УНТ в рамках подхода Глаубера.

2. Проведено моделирование динамики импульса в примесной двухуровневой системе в двумерном и трехмерном случаях.

3. Показана возможность управления пространственными характеристиками импульса (формой и амплитудой) за счет изменения температуры.

4. Форма импульса также зависит от дипольного момента примесной псевдоспиновой системы.

5. Полученные результаты позволяют использовать спектроскопию при помощи предельно коротких импульсов для выявления фазовых переходов, обусловленных примесями.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект № 0633-2020-0003).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что конфликта интересов отсутствует.

Список литературы

- [1] A. Pukhov. Rep. Prog. Phys., **66**, 47 (2003). DOI: 10.1088/0034-4885/66/1/202
- [2] C. Guo, M. Xiao, M. Orenstein, S. Fan. Light Sci. Appl., **10**, 160 (2021). DOI: 10.1038/s41377-021-00595-6
- [3] V.A. Khalyapin, A.N. Bugay. Chaos, Solitons & Fractals, **156**, 111799 (2022). DOI: 10.1016/j.chaos.2022.111799
- [4] H. Leblond, D. Mihalache. J. Phys. A., **51**, 435202 (2018). DOI: 10.1088/1751-8121/aadfb9
- [5] E.G. Fedorov, A.V. Zhukov, R. Bouffanais, B.A. Malomed, H. Leblond, D. Mihalache, N.N. Rosanov, M.B. Belonenko, T.F. George. Optics Express, **27** (20), 27592 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.027592
- [6] R. Blinc. Ferroelectrics, **301** (1), 3 (2004). DOI: 10.1080/00150190490464845
- [7] C.X. Zhang, K.L. Yang, P. Jia, H.L. Lin, C.F. Li, L. Lin, Z.B. Yan, J.-M. Liu. J. Appl. Phys., **123**, 094102 (2018). DOI: 10.1063/1.5010063
- [8] S.V. Sazonov. Rom. Rep. Phys., **70**, 401 (2018).
- [9] A.V. Eletsii. Physics-Uspekhi, **40**(9), 899 (1997). DOI: 10.1070/PU1997v040n09ABEH000282
- [10] H. Leblond, D. Mihalache. Phys. Rev. A, **86**, 043832 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevA.86.043832
- [11] M. Chernysheva, A. Bednyakova, M. Al Araimi, R.C.T. Howe, G. Hu, T. Hasan, A. Gambetta, G. Galzerano, M. Rummeli, A. Rozhin. Sci. Rep., **7**, 44314 (2017). DOI: 10.1038/srep44314
- [12] M.B. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev. J. Russ. Laser Res., **27** (5), 457 (2006). DOI: 10.1007/s10946-006-0027-7
- [13] R.J. Glauber. J. Math. Phys., **4**, 294 (1963). DOI: 10.1063/1.1703954
- [14] М.Б. Белоненко, А.С. Сасов. ЖТФ, **77**(4), 131 (2007). [M.B. Belonenko, A.S. Sasov, Technical Physics, **52**(4), 524 (2007). DOI: 10.1134/S1063784207040214].
- [15] M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund. *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes* (Academic Press, San Diego, 1996).
- [16] A.V. Zhukov, R. Bouffanais, E.G. Fedorov, M.B. Belonenko. J. Appl. Phys., **114**, 143106 (2013). DOI: 10.1063/1.4824370