



DOI: <https://doi.org/10.15688/NBIT.jvolsu.2023.2.2>

УДК 535.3

ББК 22.343.4

ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ В СРЕДЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ 3 И 5 ПОРЯДКОВ¹

Илья Сергеевич Двужилов

Кандидат физико-математических наук, доцент,
кафедра судебной экспертизы и физического материаловедения,
Волгоградский государственный университет
dvuzhilov.ilya@volsu.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Юлия Владимировна Двужилова

Кандидат физико-математических наук, доцент,
кафедра судебной экспертизы и физического материаловедения,
Волгоградский государственный университет
nevzorova@volsu.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Михаил Борисович Белоненко

Доктор физико-математических наук, профессор,
кафедра судебной экспертизы и физического материаловедения,
Волгоградский государственный университет
belonenko.mikhail@volsu.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Аннотация. В работе проведено теоретическое исследование, а также численное моделирование взаимодействия трехмерных предельно коротких импульсов с неоднородным массивом ориентированных полупроводниковых углеродных нанотрубок, с нелинейности поляризации 3 и 5 порядков. Показаны результаты временной эволюции таких импульсов, зависимости напряженности импульса от параметров неоднородности массива ориентированных нанотрубок.

Ключевые слова: предельно короткие оптические импульсы, углеродные нанотрубки, нелинейная оптика, уравнения Максвелла.

Введение

Под предельно короткими импульсами (ПКИ) в данном случае подразумевают-

ся оптические импульсы большой интенсивности, содержащие 1–5 периодов электромагнитного поля длительностью до 100 пс [11; 14; 15]. Частота импульсов лежит в ближнем ИК-

диапазоне. Среди неопсоримых достоинств таких импульсов выделим следующие: их энергия остается локализованной в ограниченной области пространства; они обладают высокой направленностью их излучения, стабильностью формы и устойчивостью к возмущениям [3; 5; 16].

Необходимым условием устойчивого распространения предельно коротких импульсов является наличие нелинейных эффектов, которые позволили бы компенсировать их дисперсионное и дифракционное расплывание. Поэтому в качестве среды распространения ПКИ был выбран массив ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ), которые обладают нелинейными свойствами благодаря непараболичности закона дисперсии для электронов проводимости [2; 9; 10]. Заметим, что массивы ориентированных УНТ были экспериментально выращены на никелевых точках с помощью метода химического осаждения из паровой фазы [12; 13; 17].

Введение дополнительной нелинейности не только способствует дополнительной стабилизации коротковолнового импульса, но и отвечает за процессы вынужденного рассеяния света, многофотонного поглощения и фотоионизации УНТ [6]. Нелинейные оптические среды могут быть использованы для создания источников когерентного излучения, создания источников света с переменной частотой и т. д. [7].

Физическая модель и основные уравнения

Геометрия данной задачи предполагает, что ось УНТ направлена перпендикулярно оси распространения импульса, вдоль нее же имеется и пространственная неоднородность массива УНТ.

В рамках построения физической модели использовались следующие основные приближения: во-первых, используется приближение сплошной среды, оно справедливо, поскольку характерный пространственный размер УНТ много меньше пространственного размера импульса; во-вторых, не учитывается электрическое поле подложки.

Для описания распространения импульса берем уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} \right) + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} n(x) (\mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где \mathbf{A} – вектор-потенциал электрического поля ПКИ; $n(x)$ – феноменологический коэффициент, учитывающий неоднородное распределение УНТ в пространстве; c – скорость света; \mathbf{P} – поляризация; \mathbf{j}_1 – компонента плотности тока, описывающая внутризонные переходы; \mathbf{j}_2 – компонента плотности тока, описывающая межзонные переходы.

В условиях данной задачи межзонный ток принимался равным нулю, а компонента для внутризонного имеет следующий вид:

$$\mathbf{j}_1 = \frac{4e}{(2\pi\hbar)^2} \int_{ZB} \frac{\partial \varepsilon_s(\mathbf{p})}{\partial p_z} \rho(t, \mathbf{p}) d^2 \mathbf{p}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка; \mathbf{p} – квазиимпульс электрона; t – время; ZB – первая зона Бриллюэна; $c(t, \mathbf{p})$ – равновесная матрица плотности; $\varepsilon_s(\mathbf{p})$ представляет собой дисперсионное соотношение для π -электронов и имеет вид [8]:

$$\varepsilon_s(\mathbf{p}) = \pm \gamma_0 [1 + 4 \cos(ap) \cos(\pi s/m) + \cos^2(\pi s/m)]^{1/2}, \quad (3)$$

где γ_0 – интеграл перекрытия (≈ 2.7 эВ); a – постоянная решетки УНТ; m – количество гексагонов по периметру нанотрубки.

При учете нелинейности полагается, вектор поляризации состоит из двух слагаемых: линейного \mathbf{P}_l и нелинейного \mathbf{P}_{nl} :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_{nl}. \quad (4)$$

Для определения линейного слагаемого воспользуемся моделью гармонического осциллятора, тогда \mathbf{P}_l примет вид [4]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}_l}{\partial t^2} + \omega_0^2 \mathbf{P}_l = \chi \mathbf{P}_l, \quad (5)$$

где ω_0 – резонансная частота; χ – восприимчивость.

Для определения нелинейного слагаемого воспользуемся моделью, которая предполагает конкуренцию нелинейностей 3 и 5 порядков, тогда слагаемое \mathbf{P}_{nl} можно представить в следующем виде:

$$P_{nl} = \alpha |E|^2 E + \beta |E|^4 E, \quad (6)$$

где α и β – коэффициенты; E – напряженность электрического поля ПКИ. Следует заметить, что вектора поляризации и напряженности не имеют продольных компонент.

Начальное условие на вектор-потенциал электрического поля импульса выбиралось в виде Гаусса и имеет вид:

$$A_{t=0} = A_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{u_r^2}\right\} \exp\left\{-\frac{z^2}{u_z^2}\right\},$$

$$\frac{dA}{dt}\Big|_{t=0} = \frac{2Vz}{u_z^2} A_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{u_r^2}\right\} \exp\left\{-\frac{z^2}{u_z^2}\right\}, \quad (7)$$

где u_r, u_z – параметры; определяющие ширину импульса вдоль осей z и r соответственно; A_0 – начальная амплитуда импульса; V – скорость входа импульса в массив ориентированных УНТ.

Результаты

Эффективное уравнение на вектор-потенциал электрического поля ПКИ решалось численно, при помощи явной конечно-разностной схемы типа «крест», на равномерной сетке по времени и координате, со вторым порядком погрешности [1].

Временная эволюция ПКИ в массиве ориентированных УНТ представлена на рисунке 1.

Из приведенного рисунка 1 следует, что с течением времени форма огибающей импульса и амплитуда претерпевают несущественные изменения, а его энергия остается сосредоточенной в пространстве, то есть имеет место квазистабильное распространение ПКИ в неоднородном массиве ориентированных УНТ.

Далее была исследована зависимость напряженности поля ПКИ от скорости входа импульса в среду УНТ (рис. 2).

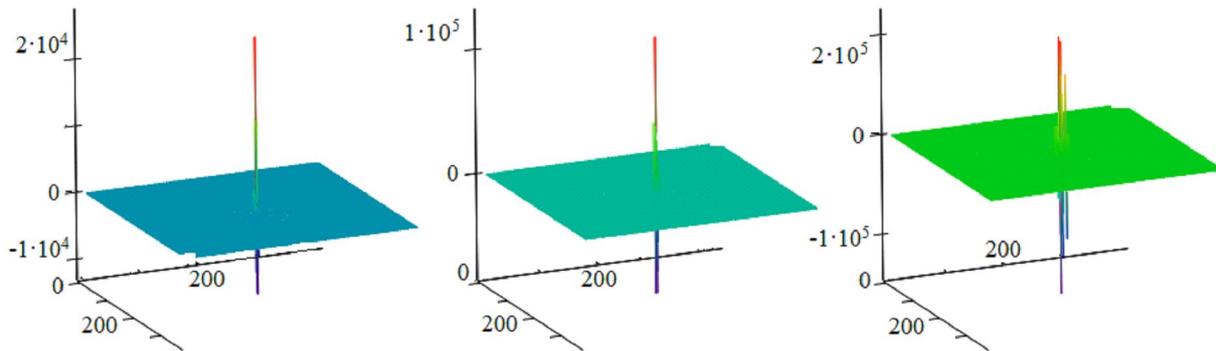


Рис. 1. Зависимость напряженности электрического поля ПКИ при его распространении в неоднородном массиве ориентированных УНТ в фиксированные моменты времени 3, 6, 9 пс. По горизонтальным осям отложены координаты в мкм, по вертикальной оси отложена напряженность в В/мкм

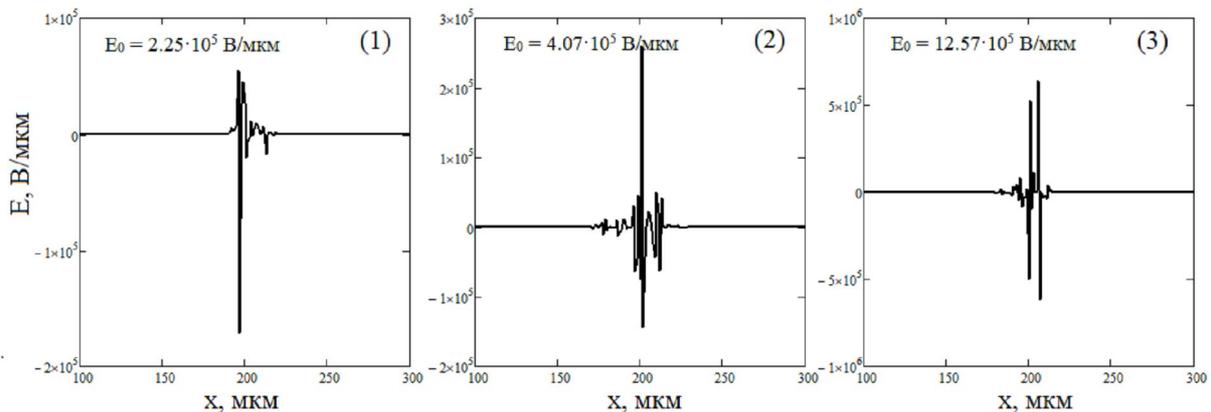


Рис. 2. Продольные срезы напряженности электрического поля ПКИ в зависимости от координаты при его распространении в неоднородном массиве ориентированных УНТ в момент времени 10 пс при различных значениях скорости входа импульса в среду V :

1 – 0.96 c; 2 – 0.97 c; 3 – 0.98 c

Исходя из представленных зависимостей можно сказать, что скорость входа ПКИ в неоднородную среду ориентированных УНТ оказывает существенное влияние на динамику импульсов. Изменению подвергается не только форма его огибающей, но и амплитуда, возрастая при увеличении скорости. Такое поведение можно объяснить тем, что с увеличением скорости взаимодействие с узлами массива нанотрубок становится более сжатым во времени, то есть более упругим, и энергия импульса не успевает рассеиваться.

Следующие результаты касаются зависимости свойств импульса от параметров неоднородности массива ориентированных УНТ, которая имеет следующий вид:

$$n(x) = 1 + \mu \cos\left\{\frac{2\pi}{\tau} x\right\}, \quad (8)$$

где μ – глубина модуляции неоднородности; τ – период неоднородности.

Характер изменения характеристик импульса в зависимости от периода неоднородности массива ориентированных УНТ показан на рисунке 3.

Влияние периода неоднородности сказывается сразу на нескольких параметрах импульса, а именно: форме огибающей, амплитуде и групповой скорости волнового пакета. Отметим, что влияние периода неоднородности на амплитуду носит нетривиальный характер. Особое внимание следует уделить тому, что с увеличением периода происходит сдвиг максимума напряженности вдоль оси

распространения, таким образом, справедливо будет сказать об увеличении групповой скорости волнового пакета. Такое поведение можно объяснить столкновением импульса с узлами неоднородности массива УНТ, то есть чем реже импульс «наталкивается» на узел, тем реже происходят процессы внутреннего отражения и, как следствие, возрастает скорость.

Изменение характеристик импульса в зависимости от глубины модуляции неоднородности массива ориентированных УНТ показан на рисунке 4.

Влияние глубины модуляции неоднородности массива ориентированных УНТ, как и в случае с периодом неоднородности, сводится к изменению групповой скорости волнового пакета импульса, что отражается в сдвиге максимума напряженности вдоль оси Ox . Также заметно изменение формы огибающей импульса. Однако, в отличие от периода неоднородности, глубина модуляции неоднородности не оказывает существенного влияния на амплитуду импульса, изменения которой не превышает 5–6 %.

Выводы

Из проведенного исследования динамики ПКИ в неоднородном массиве ориентированных УНТ на пикосекундной шкале времени можно сделать несколько выводов:

1. Распространение ПКИ является квазистабильным в неоднородном массиве ориентированных УНТ на временах до 10 пс.

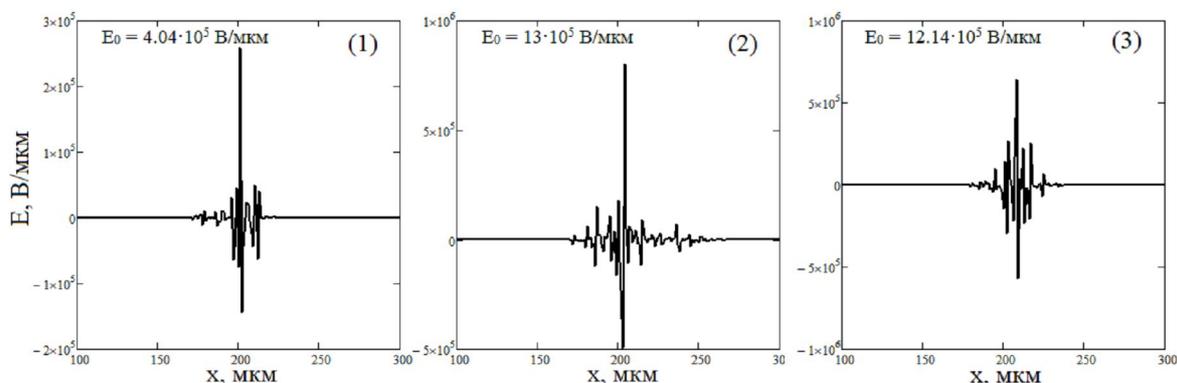


Рис. 3. Продольные срезы напряженности электрического поля ПКИ в зависимости от координаты при его распространении в неоднородном массиве ориентированных УНТ в момент времени 10 пс при различных значениях периода неоднородности τ :

1 – 10 мкм; 2 – 20 мкм; 3 – 30 мкм

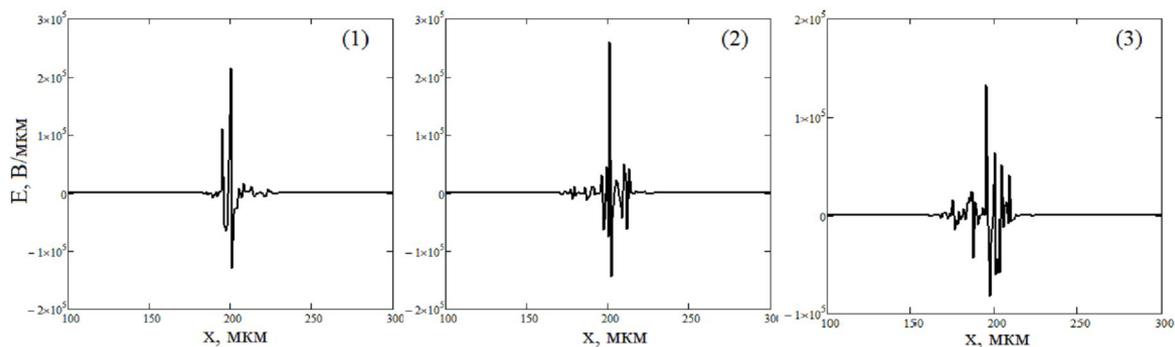


Рис. 4. Продольные срезы напряженности электрического поля ПКИ в зависимости от координаты при его распространении в неоднородном массиве ориентированных УНТ в момент времени 10 пс при различных значениях глубины модуляции неоднородности μ :

1 – 0.25; 2 – 0.5; 3 – 0.75

2. Скорость входа ПКИ в неоднородный массив ориентированных УНТ оказывает существенное влияние на амплитуду импульса, увеличивая ее.

3. Параметры модуляции неоднородности массива ориентированных УНТ позволяют контролировать форму огибающей и групповую скорость волнового пакета импульса.

ПРИМЕЧАНИЕ

¹ Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования и науки РФ (тема “FZUU-2023-0001”).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахвалов, Н. С. Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения) / Н. С. Бахвалов. – М. : Наука, 1975. – 632 с.
2. Белоненко, М. Б. Электромагнитные солитоны в пучках углеродных зигзагообразных нанотрубок / М. Б. Белоненко, Е. В. Демушкина, Н. Г. Лебедев // ФТТ. – 2008. – Т. 50, № 2. – С. 368.
3. Кившарь, Ю. С. Оптические солитоны. От световодов к фотонным кристаллам / Ю. С. Агравал, Г. П. Кившарь. – М. : Физматлит, 2005. – 648 с.
4. Козлов, С. Н. Колебания и волны. Волновая оптика / С. Н. Козлов, А. В. Зотеев. – М. : Хим. фак. МГУ им. М.В. Ломоносова, 2009. – 210 с.
5. Солитоны и нелинейные волновые уравнения / Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис. – М. : Мир, 1988. – 696 с.
6. Couairona, A. Femtosecond Filamentation in Transparent Media / A. Couairona, A. Mysyrowicz // Physics Reports. – 2007. – Vol. 441. – P. 47–189.

7. Dmitriev, V. G. Handbook of Nonlinear Optical Crystals / V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan. – Springer Berlin Heidelberg, 2014. – 224 p.

8. Dresselhaus, M. S. Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes / M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P. C. Eklund. – New York : Academic Press, 1996. – 965 p.

9. Dresselhaus, G. Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes / G. Dresselhaus, P. C. Eklund // Journal of the American Chemical Society. – 1996. – № 118. – P. 8987.

10. Eletsii, A. V. Carbon nanotubes / A. V. Eletsii // Physics-Uspekhi. – 1997. – № 40. – P. 899.

11. Fibich, G. Optical Light Bullets in a Pure Kerr Medium / G. Fibich, B. Ilan // Optics Letters. – 2004. – № 29. – P. 887–889.

12. Growth of Highly Oriented Carbon Nanotubes by Plasma-Enhanced hot Filament Chemical Vapor Deposition / Z. P. Huang, J. W. Xu, Z. F. Ren, J. H. Wang, M. P. Siegal, P. N. Provencio // Applied Physics Letters. – 1998. – Vol. 73, № 26. – P. 3845.

13. Growth of a Single Freestanding Multiwall Carbon Nanotube on Each Nanonickel Dot / Z. F. Ren, Z. P. Huang, D. Z. Wang, J. G. Wen, J. W. Xu, J. H. Wang, L. E. Calvet, J. Chen, J. F. Klemic, M. A. Reed // Applied Physics Letters. – 1999. – Vol. 75, № 8. – P. 1086.

14. Mihalache, D. Multidimensional Localized Structures in Optical and Matter-Wave Media: A Topical Survey of Recent Literature / D. Mihalache // Romanian Reports in Physics. – 2017. – № 69. – P. 403.

15. Mihalache, D. Localized Structures in Optical and Matter-Wave media: a Selection of Recent Studies / D. Mihalache // Romanian Reports in Physics. – 2021. – № 73. – P. 403.

16. Sazonov, S. V. Propagation of Few-Cycle Pulses in a Nonlinear Medium and an Integrable Generalization of the Sine-Gordon Equation /

S. V. Sazonov, N. V. Ustinov // *Physical Review A*. – 2018. – № 98. – P. 063803.

17. Synthesis of Large Arrays of Well-Aligned Carbon Nanotubes on Glass / Z. F. Ren, Z. P. Huang, J. W. Xu, J. H. Wang, P. Bush, M. P. Siegal, P. N. Provencio // *Science*. – 1998. – Vol. 282. – P. 1105.

REFERENCES

1. Bakhvalov N.S. *Chislennyye metody (analiz, algebra, obyknovennyye differentsyal'nyye uravneniya)* [Numerical Methods (Analysis, Algebra, Ordinary Differential Equations)]. Moscow, Nauka Publ., 1975. 632 p.

2. Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G. Elektromagnitnye solitony v puchkakh uglerodnykh zigzagoobraznykh nanotrubok [Electromagnetic Solitons in Beams of Carbon Zigzag Nanotubes]. *FTT*, 2008, vol. 50, no. 2, p. 368.

3. Kivshar G.P., Agrawal Yu.S. *Opticheskie solitony. Ot svetovodov k fotonnym kristallam* [Optical Solitons. From Light Guides to Photonic Crystals]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2005. 648 p.

4. Kozlov S.N., Zoteev A.V. *Kolebaniya i volny. Volnovaya optika* [Fluctuations and Waves. Wave Optics]. Moscow, Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, 2009. 210 p.

5. Dodd R., Aylbeck J., Gibbon J., Morris H. *Solitony i nelinejnyye volnovyye uravneniya* [Solitons and Nonlinear Wave Equations]. Moscow, Mir Publ., 1988. 696 p.

6. Couairona A., Mysyrowicz A. Femtosecond Filamentation in Transparent Media. *Physics Reports*, 2007, vol. 441, pp. 47-189.

7. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. 224 p.

8. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C. *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes*. New York, Academic Press, 1996. 965 p.

9. Dresselhaus G., Eklund P.C. *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes. Journal of the American Chemical Society*, 1996, no. 118, p. 8987.

10. Eletskii A.V. Carbon Nanotubes. *Physics-Uspokhi*, 1997, no. 40, p. 899.

11. Fibich G., Ilan B. Optical Light Bullets in a Pure Kerr Medium. *Optics Letters*, 2004, no. 29, pp. 887-889.

12. Huang Z.P., Xu J.W., Ren Z.F., Wang J. H., Siegal M.P., Provencio P.N. Growth of Highly Oriented Carbon Nanotubes by Plasma-Enhanced Hot Filament Chemical Vapor Deposition. *Applied Physics Letters*, 1998, vol. 73, no. 26, p. 3845.

13. Ren Z.F., Huang Z.P., Wang D.Z., Wen J.G., Xu J.W., Wang J.H., Calvet L.E., Chen J., Klemic J.F., Reed M.A. Growth of a Single Freestanding Multiwall Carbon Nanotube on Each Nanonickel Dot. *Applied Physics Letters*, 1999, vol. 75, no. 8, p. 1086.

14. Mihalache D. Multidimensional Localized Structures in Optical and Matter-Wave Media: A Topical Survey of Recent Literature. *Romanian Reports in Physics*, 2017, no. 69, p. 403.

15. Mihalache D. Localized Structures in Optical and Matter-Wave Media: A Selection of Recent Studies. *Romanian Reports in Physics*, 2021, no. 73, p. 403.

16. Sazonov S.V., Ustinov N.V. Propagation of Few-Cycle Pulses in a Nonlinear Medium and an Integrable Generalization of the Sine-Gordon Equation. *Physical Review A*, 2018, no. 98, p. 063803.

17. Ren Z.F., Huang Z.P., Xu J.W., Wang J.H., Bush P., Siegal M.P., Provencio P.N. Synthesis of Large Arrays of Well-Aligned Carbon Nanotubes on Glass. *Science*, 1998, vol. 282, p. 1105.

EXTREMELY SHORT OPTICAL PULSES IN A MEDIUM OF ORIENTED CARBON NANOTUBES WITH NONLINEARITIES OF ORDERS 3 AND 5

Ilya S. Dvuzhilov

Candidate of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor,
Department of Forensic Examination and Physical Materials Science,
Volgograd State University
dvuzhilov.ilya@volsu.ru
Prosp. Universitetskyy, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Yulia V. Dvuzhilova

Candidate of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor,
Department of Forensic Examination and Physical Materials Science,
Volgograd State University
nevzorova@volsu.ru
Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Mikhail B. Belonenko

Doctor of Sciences (Physics and Mathematics), Professor,
Department of Forensic Examination and Physical Materials Science,
Volgograd State University
belonenko.mikhail@volsu.ru
Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Abstract. In the work, a theoretical study was carried out as well as numerical simulation of the interaction of three-dimensional extremely short pulses with an inhomogeneous array of oriented semiconductor carbon nanotubes, with polarization nonlinearities of 3 and 5 orders. The results of the temporal evolution of such pulses and the dependence of the pulse strength on the parameters of the inhomogeneity of an array of oriented nanotubes are shown. Extremely short pulses (ESP), in this case, mean optical pulses of high intensity, containing one to five periods of the electromagnetic field, with a duration of up to 100 ps. The pulse frequency lies in the near-infrared range. A necessary condition for the stable propagation of extremely short pulses is the presence of nonlinear effects that would make it possible to compensate for their dispersion and diffraction spreading. Therefore, an array of oriented carbon nanotubes (CNTs), which have nonlinear properties, was chosen as the pulse propagation medium. The use of nonlinear optical media can be used to create coherent radiation sources, light sources with variable frequency, etc.

Key words: extremely short optical pulses, carbon nanotubes, nonlinear optics, Maxwell's equations.