

## ОПТИКА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

<b>Возбуждение населенностей связанных состояний частицы в прямоугольных квантовых ямах униполярными полуцикловыми импульсами</b>	
<i>Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, П.А. Белов, Н.Н. Розанов</i> .....	3
<b>Одноцикловые и униполярные полуцикловые световые импульсы</b>	
<i>Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов</i> .....	4
<b>Реализация униполярными импульсами одно- и двух- кубитных квантовых операций в трансмонных регистрах</b>	
<i>М.В. Бастракова, В.А. Вожаков, Н.В. Кленов, А.М. Сатанин, И.И. Соловьев</i> .....	6
<b>Динамика предельно коротких импульсов в примесных двухуровневых системах в рамках подхода Глаубера</b>	
<i>М.Б. Белоненко, Н.Н. Конобеева</i> .....	9
<b>Формирование униполярных терагерцовых сигналов в неравновесном плазменном канале, созданном УФ фемосекундным лазерным излучением</b>	
<i>А.В. Богацкая, Е.А. Волкова, А.М. Попов</i> .....	11
<b>Численное моделирование волоконного тулиевого лазера со скомпенсированной дисперсией третьего порядка</b>	
<i>А.И. Воронец, В.С. Воропаев, В.А. Лазарев, М.К. Тарабрин</i> .....	15
<b>Особенности фокусировки монополярного электромагнитного импульса цилиндрическим параболоидом</b>	
<i>В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин</i> .....	17
<b>Временное интегрирование и дифференцирование предельно коротких импульсов в тонких проводящих пленках</b>	
<i>А.В. Пахомов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов</i> .....	19
<b>Предельно короткие импульсы в напряженных углеродных нанотрубках с учетом многофотонного поглощения</b>	
<i>С.В. Белибихин, Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко</i> .....	22
<b>Предельно короткие импульсы в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками с металлическими свойствами</b>	
<i>Л.Х. Дадашян, Р.Р. Трофимов, Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко</i> .....	24

**Лазерные импульсы в фотонном кристалле с углеродными нанотрубками и полимером**

*Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко* ..... 26

**Формирование предельно коротких униполярных импульсов излучения движущимися электрическими зарядами**

*Н.Н. Розанов* ..... 28

**К нелинейной оптике предельно коротких импульсов**

*С.В. Сазонов*..... 30

## Возбуждение населенностей связанных состояний частицы в прямоугольных квантовых ямах униполярными полуцикловыми импульсами

Р.М. Архипов<sup>1,2</sup>, М.В. Архипов<sup>1</sup>, А.В. Пахомов<sup>1</sup>, П.А. Белов<sup>3</sup>, Н.Н. Розанов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>1</sup>Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе

<sup>3</sup>Лаборатория Оптики спина им. И. Н. Уральцева СПбГУ

[pavelbelov@gmail.com](mailto:pavelbelov@gmail.com)

В последнее время активно изучается возможность получения униполярных полуцикловых импульсов и их взаимодействие с веществом [1,2]. Такие импульсы, в отличие от обычных биполярных импульсов, содержат только одну полуволну поля, и, как следствие, обладают ненулевой электрической площадью, определяемой как интеграл от напряженности поля по времени в заданной точке пространства [3]. Если длительность униполярного импульса меньше кеплеровского периода оборота электрона по боровской орбите в основном состоянии  $T_g$ , то он способен более быстро и эффективно возбуждать квантовые системы, по сравнению с биполярными многоцикловыми импульсами. В этом случае, воздействие униполярных импульсов на атомные системы определяется электрической площадью импульса, а не его энергией [4,5].

В данном докладе рассматривается взаимодействие униполярных полупериодных аттосекундных импульсов с наноструктурами, которые моделируются на основе простейшей модели одномерной прямоугольной квантовой ямы. Такая модель, несмотря на свою простоту, используется для моделирования различных металлических наночастиц, полупроводниковых гетероструктур и т.д. [6,7]. Модель одномерной прямоугольной квантовой ямы с бесконечными барьерами допускает наглядное аналитическое решение и, тем самым, позволяет надежно оценивать изменение населенностей уровней в случае возбуждения импульсами различной формы.

В приближении внезапных возмущений получены аналитические выражения для населенностей связанных состояний частицы в яме, возбуждаемой униполярными импульсами. Когда длительность импульса возбуждения короче кеплеровского периода основного состояния  $T_g$ , значения населенностей, рассчитанные аналитически, согласуются с результатами, полученными на основе численного решения временного уравнения Шредингера методом конечных разностей. Также в докладе показывается возможность эффективного управления населенностями связанных состояний электрона в квантовой яме и их селективного заселения с помощью униполярных импульсов.

Проведенные исследования поддержаны грантом РФФИ 21-72-10028.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. № 9. С. 801.
2. R. Arkhipov et al. // Las. Phys. Lett. 2022. V. 19. No. 4. P. 043001.
3. Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, М. В. Архипов // УФН. 2018. Т. 188. No. 12. С. 1347.
4. N. Rosanov et al. // Physical Review A. 2021. V. 104. No. 6. P. 063101.
5. A. Pakhomov et al. // Physical Review A. 2022. V. 43103. No. 4. P. 043103.
6. L. Shi et al. // Laser & Photon. Rev. 2021. V. 15. P. 2000475.

## Одноцикловые и униполярные полумоноцикловые световые импульсы

Р.М. Архипов<sup>1,2</sup>, М.В. Архипов<sup>1</sup>, А.В. Пахомов<sup>1</sup>, Н.Н. Розанов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

[arkhipovrostislav@gmail.com](mailto:arkhipovrostislav@gmail.com)

Проблема сокращения длительности световых импульсов остается актуальной с момента появления первых лазеров вплоть до наших дней [1-3]. В настоящее время при сокращении длительности импульсов становится возможным получение так называемых одноцикловых импульсов, которые содержат практически один период колебаний напряженности поля [4]. Дальнейшее сокращение длительности таких импульсов возможно при переходе к униполярным импульсам (УИ), содержащим полуволну поля одной полярности. Униполярные импульсы обладают ненулевой электрической площадью [5-8]. Электрическая площадь УИ  $S_E$  определяется, как интеграл от напряженности электрического поля по времени в заданной точке [5]:

$$\mathbf{S}_E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(x, y, z, t) dt. \quad (1)$$

Для обычных биполярных многоцикловых электромагнитных импульсов величина электрической площади практически равна нулю. В случае же униполярных полупериодных импульсов она является их важной характеристикой. Например, если длительность УИ короче характерного периода осцилляций волнового пакета в атоме, то стандартные представления и теории взаимодействия с веществом, такие как теория фотоинициации Келдыша требуют пересмотра. Также по-иному происходит взаимодействие УИ импульсов с многоуровневыми атомными и молекулярными системами [9-11]. УИ вследствие однонаправленного воздействия способны более быстро и эффективно возбуждать квантовые микрообъекты, по сравнению с многоцикловыми импульсами. Это открывает многочисленные и интересные перспективы использования таких импульсов в сверхбыстрой оптике, для управления квантовыми системами и реализации квантовых алгоритмов, ускорения зарядов, голографии со сверхвысоким временным разрешением и др. приложений, см. обзоры [5-8] и цитируемую литературу. Их воздействие на свободные и связанные заряды определяется электрической площадью импульса, а не его энергией или пиковой амплитудой [9-11].

Электрическая площадь УИ, имеет безвихревую природу и в одномерном случае удовлетворяет нетривиальному на первый взгляд "правилу сохранения" в диссипативных средах [5,12]:

$$\frac{d}{dz} S_E = 0. \quad (2)$$

В области получения сверхкоротких импульсов имеется ряд проблем. Во-первых, существование УИ долгое время ставилось под сомнение, и возможность их получения практически не рассматривалась в литературе. Вопрос о регистрации униполярности и электрической площади также не поднимался и не рассматривался до настоящего времени [6].

Также в области получения биполярных сверхкоротких импульсов имеются следующие трудности. Дело в том, что имеющиеся на сегодняшний день схемы

компрессии коротких импульсов и схемы получения аттосекундных импульсов, основанные на методе генерации гармоник высокого, содержат крупногабаритные установки [1-4]. А в лазерах с пассивной синхронизацией мод, используемых для генерации ультракоротких импульсов оперирующих за счет некогерентного насыщения усиления и поглощения, длительность световых генерируемых импульсов не может быть короче времени релаксации поляризации  $T_2$  усилителя и поглотителя [13]. Снять указанные ограничения можно, если использовать когерентное взаимодействие света с веществом (когда длительность импульса короче времени  $T_2$ ), при котором происходит явление формирования  $2\pi$  импульсов самоиндуцированной прозрачности (СИП). Но и возможность применения явления СИП для генерации и компрессии одноцикловых импульсов долгое время вызывала сомнения из-за бытующего мнения о невозможности формирования и распространения малоцикловых импульсов в среде с узкими линиями поглощения [13].

В докладе представлен обзор оригинальных работ авторов по получению одноцикловых и униполярных полупериодных импульсов, управления их формой и их различного применения в сверхбыстрой оптике для управления квантовыми системами [5-11]. Показана ведущая роль электрической площади во взаимодействии, вводится новая физическая величина- атомная мера площади, являющаяся характерной мерой воздействия УИ на квантовые системы [9-11]. Обсуждаются результаты выполненных недавно экспериментов по регистрации униполярности ТГц излучения и измерению его электрической площади [14]. Представлены результаты последних работ по компрессии одноцикловых импульсов в тонких пленках и получению одноцикловых импульсов за счет явления СИП в лазерных схемах [13,15,16].

Проведенные исследования частично поддержаны грантом РФФИ 21-72-10028.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. Krausz and M. Ivanov // Rev. Mod. Phys. 2009. V. **81**. P. 163 (2009).
2. G. Mourou // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. No 3. P. 030501.
3. Е. А. Хазанов // Квантовая электроника. 2022. Т. 52. V. 3. P. 208.
4. K. Midorikawa // Nature Photonics. 2022. V.16. P.267.
5. Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, М. В. Архипов // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1347.
6. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. No 9. С. 801.
7. Р. М. Архипов // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 10. С.636.
8. R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, I. Babushkin, N. Rosanov // Las. Phys. Lett. 2022. V. 19. № 4. P. 043001.
9. R. Arkhipov et al. // Scientific Reports. 2021. V. 11. Article number: 1961.
10. N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov // Physical Review A. 2021. V. 104. № 6. P. 063101.
11. A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov // Physical Review A. 2022. V. 43103. № 4. P. 043103.
12. Н. Н. Розанов // Опт. Спектр. 2009. Т.107. С. 761.
13. Н. Н. Розанов и др. // Квантовая электроника. 2021. Т. 51. № 11. С. 959.
14. М. В. Архипов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. № 1. С. 3.
15. R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, I. Babushkin, N. Rosanov // Optics Express. 2021. V. 29. № 7. P. 10134.
16. R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, I. Babushkin, N. Rosanov // Physical Review A. 2022. V. 105. № 1. P. 013526.

## Реализация униполярными импульсами одно- и двух-кубитных квантовых операций в трансмонных регистрах

М.В. Бастракова<sup>1</sup>, В.А. Вожаков<sup>2</sup>, Н.В. Клёнов<sup>1,3</sup>, А.М. Сатанин<sup>4</sup>, И.И. Соловьев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физ. фак., Москва, Россия

<sup>4</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

[mar.denisenko@gmail.com](mailto:mar.denisenko@gmail.com)

В настоящее время созданы и активно исследуются сверхпроводниковые многокубитные процессоры [1]. При этом большинство регистров таких квантовых процессоров (IBM, Google) основываются на трансмон кубитах. С одной стороны, заметим, что у данных систем джозефсоновская энергия существенно превышает электростатическую и они отличаются высокой степенью когерентности (~400 мкс) и хорошей масштабируемостью. С другой стороны, значение параметра ангармонизма трансмона накладывает жесткие требования на длительность и амплитуду управляющих микроволновых импульсов [2], что ограничивает быстродействие трансмонных регистров в рамках традиционных спектроскопических методов. При этом время одно-кубитных операций с точностью 99.99% составляет ~ 40 нс для традиционной Раби-техники [3] и ~12 нс для модулированной адиабатической техники [4] (DRAG). Длительность же двух-кубитных операции составляет несколько 100 нс с точностью реализации ~99%, при этом наблюдается снижение точности при параллельном запуске кубитных гейтов за счет возникающих микроволновых и потоковых кросс-токов [1]. Следовательно, для увеличения быстродействия квантовых регистров и повышения точности операций разрабатываются альтернативные способы управления состояниями кубитов. Одним из них является использование длительных последовательностей управляющих импульсов с широким спектром – коротких (длительность ~ пс) униполярных импульсов (Single Flux Quantum, SFQ), генерируемых в цепях быстрой квантовой логики [5, 6]. Данный способ успешно зарекомендовал себя при управлении основных одно-кубитных операций [6], когда с помощью модифицированной последовательности униполярных импульсов SCALLOP удалось продемонстрировать реализацию операций на временах ~ 20 нс с той же точностью исполнения как и в микроволновой технике.

В настоящей работе предлагается использовать при управлении трансмонными регистрами последовательностей одноквантовых импульсов разной полярности. Полагается, что действующие униполярные импульсы на периоде собственной частоты кубита имеют положительную полярность, а на половине периода – отрицательную полярность. В результате численного моделирования показано, что удастся значительно сократить время типичных операций при сохранении точности их выполнения.

Нами рассматривается регистр из двух емкостно связанных трансмон кубитов. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = \sum_{j=1}^2 (\hbar\omega_j a_j^\dagger a_j - \frac{\hbar\alpha_j}{2} a_j^\dagger a_j (a_j^\dagger a_j - 1)) + \hbar g (a_1^\dagger a_2 + a_2^\dagger a_1) + \sum_{j=1}^2 \hbar \varepsilon_j(t) (a_j^\dagger + a_j), \quad (1)$$

где первое слагаемое соответствует гамильтонианам невзаимодействующих трансмонов в регистре (здесь введены  $\omega_j$  – это собственные частоты и  $\alpha_j$  – ангармонизм), записанное в представлении модели Бозе-Хаббарда через операторы рождения и уничтожения, второе слагаемое – это связь между кубитами с силой  $g$ , а третье слагаемое – это внешнее воздействие  $\varepsilon_j(t)$ . При этом мы полагаем, что на трансмон вида (1) подается последовательность из  $M$  коротких прямоугольных импульсов, которая описывается функцией  $\varepsilon_j(t)$ :

$$\varepsilon_j(t) = \begin{cases} A_j \sum_{i=1}^M \theta(t - (iT - \tau_c)) \theta(t - (iT + \tau_c)) \\ -A_j \sum_{i=1}^M \theta\left(t - \left(i\frac{T}{2} - \tau_c\right)\right) \theta\left(t - \left(i\frac{T}{2} + \tau_c\right)\right), \end{cases} \quad (2)$$

где  $T = 2\pi / \omega_j$  интервал действия импульсов,  $\tau = 2\tau_c$  – длительность импульса,  $\theta$  – функция Хэвисайда,  $A_j$  – амплитуда внешнего воздействия, которая отвечает за поляризацию импульса в последовательности,  $i$  и  $M$  – номер импульса в последовательности и общее количество импульсов.

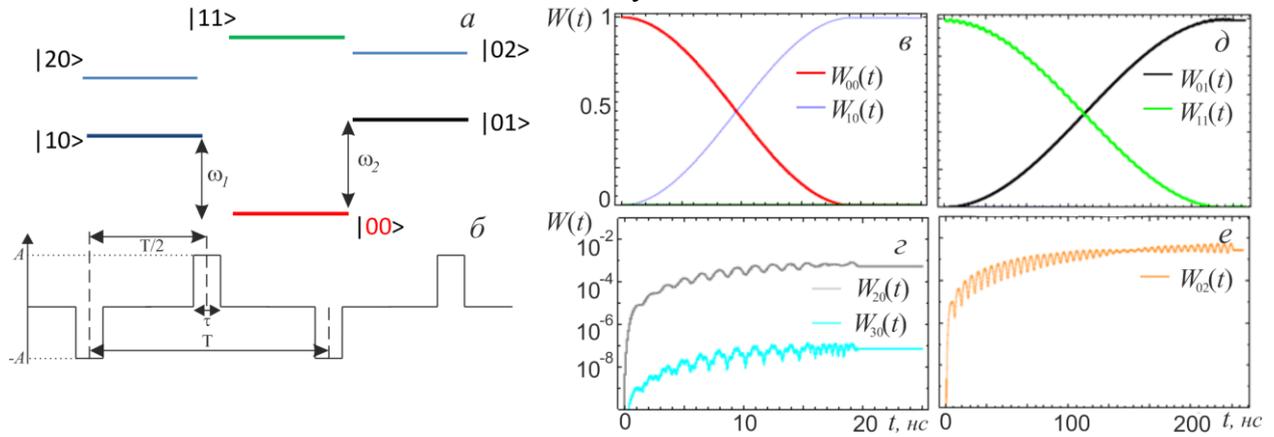


Рис. 1. Схематичное изображение уровней в двух-кубитной связанной системе (а), где обозначены состояния как  $|mk\rangle$ , где  $m$  – характеризует состояние первого кубита,  $k$  – второго кубита («0» – основное состояние, «1» – первое возбужденное и т.д.). Схема управляющих униполярных импульсов напряжения (б). Динамика населенностей базисных (в) и нескольких высоколежащих (г) уровней системы при операции NOT на первом кубите с частотой  $\omega_1$ , при инициализации системы в основном состоянии  $|00\rangle$ . Динамика населенностей базисных уровней (д) и доминирующей утечки в вышележащее состояние (е) при выполнении операции CNOT при инициализации обоих кубитов в возбужденном состоянии  $|11\rangle$ .

Параметры трансмон-кубитов и униполярных импульсов:  $\omega_1 / 2\pi = 5.12$  ГГц,  $\omega_2 / 2\pi = 5.35$  ГГц,  $\alpha_1 / 2\pi = 353$  МГц,  $\alpha_2 / 2\pi = 350$  МГц,  $g / 2\pi = 7$  МГц,  $\delta\omega / 2\pi = 200$  кГц,  $\tau = 4$  пс,  $A_1 / 2\pi = 125$  МГц.

Динамика состояний трансмона (1), изучалась на основе численного решения уравнения Шредингера, при учете пяти вышележащих уровней относительно кубитного подпространства состояний каждого из трансмонов. На рис. 1 (а) схематично приведена схема уровней в двух-кубитном регистре, где состояния  $|v\rangle = \{|00\rangle, |10\rangle, |01\rangle, |11\rangle\}$  – определяют вычислительный базис. Первоначально мы полагаем, что оба кубита были инициализированы в основное состояние  $|00\rangle$ . Для выполнения одно-кубитной операции, например над первым кубитом с  $\omega_1$ , мы подаем последовательность импульсов разной полярности (схематично изображенной на рис. 1 (б)) на первый кубит, в которой интервал действия импульсов определен как  $T = 2\pi / \omega_1$ .

В результате данного воздействия генерируется аналогичная Раби-динамике эволюция населенностей уровней  $W(t)$  в подпространстве первого кубита. При этом время квантовой операции NOT (рис. 1 (с)) составляет порядка 20 нс для типичных параметров трансмонов (см. подпись к рис. 1), а доминирующая утечка в вышележащие состояния (например,  $|20\rangle, |30\rangle$ ) при этом не превышает  $10^{-3}$ , см. рис. 4 (г). Заметим, предложенная последовательность униполярных импульсов разной полярности дает аналогичные времена, что и для подобранных SCALLOP последовательностей одной полярности [6].

Для реализации двух-кубитной операции нами была использована идея простейшего CR-протокола в микроволновой технике, в основе которой лежит перекрестный резонанс, и которая была впервые высказана в работе [7]. Мы рассматриваем операцию CNOT между управляющим кубитом  $\omega_2$  и целевым кубитом  $\omega_1$ . Импульс CR определяется как последовательность униполярных коротких импульсов (2), подаваемая на управляющий кубит с интервалом между импульсами  $T = 2\pi / \tilde{\omega}_1$  на частоте близкой к частоте целевого кубита,  $\tilde{\omega}_1 = \omega_1 + \delta\omega$ ,  $\delta\omega \ll \omega_1$ . Поскольку частоты трансмонов обычно различаются на 100 ~ 300 МГц, импульс CR представляет собой слегка нерезонансный импульс на управляющем кубите. На рис. 4 (д) приведена динамика населенностей уровней при учете того, что оба кубита в начальный момент времени инициализированы в возбужденном состоянии  $|11\rangle$ . В случае же, когда управляющий кубит был инициализирован в основном состоянии подаваемый слабрезонансный импульс не меняет населенности уровней связанных кубитов. Как видно из рис. 4 (д, е), длительность операции CNOT составляет ~200нс, при утечке из вычислительного базиса не превышающей  $10^{-3}$ .

Таким образом, в данной работе нами предлагается схема для реализации одно- и двух-кубитных квантовых операций в регистрах трансмон кубитов на основе воздействия последовательностей одноквантовых импульсов напряжений разной полярности.

Расчет динамики кубитов проводился в рамках гранта РФФИ № 20-07-00952, разработка метода генерации импульсов различной полярности поддержана грантом РФФИ №20-12-00130.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. Krantz et al. // Applied Physics Reviews. 2019. V. 6. P. 021318.
2. J. Koch et al. // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. 042319.
3. J. M. Gambetta et al. // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. P. 012308.
4. L. Theis et al. // EPL. 2018. V. 123. P. 60001.
5. R. McDermott, M. Vavilov // Phys. Rev. Appl. 2014. V. 2. P. 014007.
6. K. Li et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 12. P. 014044.
7. G. Paraoanu // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 140504

## Динамика предельно коротких импульсов в примесных двухуровневых системах в рамках подхода Глаубера

М.Б. Белоненко, Н.Н. Конобеева  
Волгоградский государственный университет  
[belonenko@volsu.ru](mailto:belonenko@volsu.ru)

В данной работе исследуются особенности распространения предельно коротких оптических импульсов (двумерных и трехмерных) в двухуровневой системе на примере дейтрированного сегнетоэлектрика, содержащего углеродные нанотрубки. Хорошо известно, что сегнетоэлектрики представляют собой удобное средство изучения структурных фазовых переходов [1].

Отметим также, что двухуровневая система представляет собой простейшую квантовую модель, которая используется при изучении взаимодействия света с веществом, а также является привлекательной в области нелинейной оптики, в частности для определения условий генерации различных оптических солитонов [2].

Для того, чтобы обеспечить устойчивое распространение оптических импульсов, в среду помещаются углеродные нанотрубки (УНТ) [3-5].

Динамические свойства рассматриваемой системы будем изучать в рамках подхода Глаубера [6], в котором кинетическое уравнение для описания динамики псевдоспина имеет вид [7]:

$$\frac{\partial \langle S \rangle}{\partial t} = - \frac{\langle S \rangle - 0.5 \cdot \tanh\left(\beta\left(J \cdot \langle S \rangle + \Delta_{\perp} \cdot \langle S \rangle \cdot \alpha + \gamma \langle S \rangle_{zz} + \delta \cdot E\right)\right)}{T_{imp}}, \quad (1)$$

где  $T_{imp}$  – время релаксации,  $\alpha$ ,  $\gamma$  – константы, определяемые величиной обменного взаимодействия,  $J$  – энергия кулоновского взаимодействия,  $\langle S \rangle$  – среднее значение псевдоспина,  $\Delta_{\perp}$  – Лапласиан в направлении перпендикулярном оси УНТ,  $\beta = 1/k_B T$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $\delta$  – дипольный момент,  $E$  – электрическое поле вдоль оси УНТ.

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

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

где  $c$  – скорость света,  $\mu$  – константа, связанная с поляризацией примесной системы.

С учетом калибровки:  $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ , и вида векторного потенциала в трехмерном случае  $\vec{A} = (0, 0, A(x, y, z, t))$ , и перехода в цилиндрическую систему координат уравнение (2) примет вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \phi^2} = -\mu \frac{\partial \langle S \rangle}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} j(A), \quad (3)$$

$r$ ,  $z$ ,  $\phi$  – координаты в цилиндрической системе.

Далее производную по углу можно положить равной нулю в силу цилиндрической симметрии и малости величины накопленного заряда [8].

Система уравнений (1) и (3) обезразмеривалась и решалась численно.

Возникающая эволюция электрического поля импульса в трехмерном случае представлена на рис. 1. Отметим, что интенсивность определяется по формуле:  $I = c^{-2} (\partial A / \partial t)^2$ .

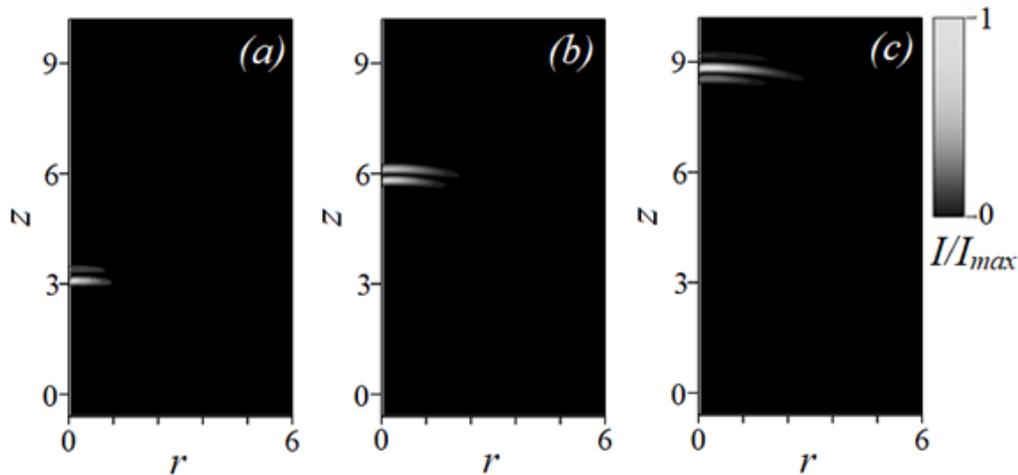


Рис. 1. Зависимость интенсивности импульса в 3D случае от координат в различные моменты времени: (a)  $t=3.5$ ; (b)  $t=6.5$ ; (c)  $t=9.5$ . Единица по времени соответствует  $3 \cdot 10^{-13}$  с, по координатам ( $z$  и  $r$ ) -  $10^{-3}$  см.  $I_{max}$  – максимальное значение интенсивности.

Проанализировано влияние температуры, величины дипольного момента  $\delta$  и константы, связанной с поляризацией примесной системы  $\mu$  на предельно короткий оптический импульс в сегнетоэлектрической среде с углеродными нанотрубками. Выявлены особенности распространения импульса при данных параметрах в двумерном и трехмерном случаях.

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

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Blinc, *Ferroelectrics*. 2004. V. 1. P. 3.
2. S.V. Sazonov, *Rom. Rep. in Phys.* 2018. V. 70. P. 401.
3. A.V. Eletsckii, *Physics-Uspckhi*. 1997. V. 40 (9). P. 899.
4. H. Leblond, D. Mihalache, *Phys. Rev. A*. 2012. V. 86. P. 043832.
5. M.B. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev, *J. Russ. Laser Res.* 2006. V. 27(5). P. 457.
6. R.J. Glauber, *J. Math. Phys.* 1963. V. 4. P. 294.
7. М.Б. Белоненко, А.С. Сасов, *Журнал технической физики*. 2007. Т. 77, Вып. 4. С. 131.
8. A.V. Zhukov et al., *J. Appl. Phys.* 2013. V. 114. P. 143106.

## Формирование униполярных терагерцовых сигналов в неравновесном плазменном канале, созданном УФ фемтосекундным лазерным излучением

А. В. Богацкая<sup>1,2</sup>, Е. А. Волкова<sup>3</sup>, А. М. Попов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Россия

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева, РАН, 119991, Москва, Россия

<sup>3</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ, 119991, Москва, Россия

annabogatskaya@gmail.com

Интерес к униполярным импульсам обусловлен их свойством оказывать однонаправленное воздействие на заряженные частицы, что открывает возможности их использования для управления динамикой волновых пакетов [1-3], включая управление кубитами [4], динамикой ридберговских атомов [5], и ускорение заряженных частиц [6]. На сегодняшний день высокоинтенсивные субцикловые квазиуниполярные импульсы могут генерироваться в оптическом, (среднем) инфракрасном [7] и терагерцовом диапазонах частот [8]. Существует ряд механизмов для достижения более высокой степени униполярности, среди них солитонное распространение малоцикловых ультракоротких лазеров в нелинейных асимметричных средах [9,10], облучение мишени из двойной фольги интенсивными малоцикловыми лазерными импульсами [11].

Здесь мы рассмотрим новый подход к формированию мощных терагерцовых импульсов высокой степени униполярности в плазме ксенона. Идея предлагаемого метода заключается в частичном искажении затравочного ультракороткого одноциклового ТГц-импульса при его усилении в фотоионизационной плазме ксенона по механизму, предложенному в [12]. В [12] было показано, что основным требованием для реализации эффекта усиления является наличие узкого пика многофотонной ионизации в газе с быстро растущим с энергией транспортным сечением рассеяния. Лучшими кандидатами являются инертные газы, такие как ксенон и криптон, поскольку они характеризуются минимумом Рамзауэра и, как следствие, растущим транспортным сечением в диапазоне энергий несколько эВ. Результаты самосогласованного моделирования кинетического уравнения Больцмана и волнового уравнения 2-го порядка показали, что если уровень усиления сигнала достаточно высок, усиливаемый ТГц импульс на коротких временах разрушает пиковую функцию распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в плазменном канале. Как следствие, положительный коэффициент усиления существует на временах порядка или даже меньше длительности одноциклового импульса, что может приводить к формированию униполярного импульса. В работе представлены результаты самосогласованного моделирования процесса неоднородного усиления одноцикловых ТГц импульсов в неравновесной плазме ксенона в рамках одномерной геометрии, выявлены условия формирования униполярности. В рамках 3х-мерного моделирования проведен предварительный анализ влияния дифракционной расходимости пучка на формирование униполярных сигналов, в частности определены пределы применимости широко используемого одномерного подхода к данной задаче.

Моделирование одномерной задачи основано на решении волнового уравнения второго порядка для распространения и усиления ультракоротких ТГц импульсов в неравновесном плазменном канале [13]:

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j(x,t)}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь  $E(x, t)$  – линейно поляризованное поле ТГц импульса,  $j(x, t)$  – плотность тока в плазме, определяемая асимметричной частью функции распределения электронов по

скоростям в рамках двухчленного приближения  $f(x, \vec{v}, t) = f_0(x, v, t) + \cos \vartheta f_1(x, v, t)$  ( $\vartheta$  – угол между вектором скорости и вектором напряженности электрического поля):

$$j(x, t) = -\frac{4\pi e N_e}{3} \int v^3 f_1(x, v, t) dv, \quad (2)$$

где  $N_e$  – плотность электронов. Для вычисления тока в плазме решалась система уравнений Больцмана для гармоник  $f_0$  и  $f_1$  в каждой пространственной точке канала [14]:

$$\frac{\partial f_0(x, v, t)}{\partial t} = \frac{eE(x, t)}{3mv^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^2 f_1(x, v, t)) + \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( v_{tr}(v) \left( v f_0 + \frac{T_g}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial f_1(x, v, t)}{\partial t} + v_{tr} f_1 = \frac{eE(x, t)}{m} \quad (4)$$

Здесь  $v_{tr}$  – транспортная частота столкновений,  $M$  – масса атома ксенона,  $T_g = 0.025$  eV – газовая температура.

Мы полагаем, что ионизирующий фемтосекундный УФ лазерный импульс распространяется в ксеноне вдоль оси  $x$  со скоростью света и создает за собой неравновесное распределение фотоэлектронов с изотропной ФРЭС, имеющей пиковую структуру. Для атомов ксенона (потенциал ионизации  $I_i \approx 12.13$  эВ) при ионизации излучением KrF лазера ( $\hbar\Omega = 5.0$  эВ) фотоионизационный пик характеризуется энергией  $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i \approx 2.87$  эВ. Как было показано в [12], такая плазма является средой для усиления ТГц излучения. Скорость релаксации ФРЭС определяет пространственную область, в которой возможно усиление ультракороткого терагерцового сигнала, распространяющегося вслед за УФ импульсом. Система отсчета выбрана так, что лидирующий УФ импульс находится в точке  $x = 0$ , соответственно ТГц сигнал находится в зоне отрицательных координат.

Эволюция пространственно-временной формы одноциклового импульса с начальной энергией  $1.5 \cdot 10^{-8}$  Дж/см<sup>2</sup> (это значение соответствует пиковой напряженности электрического поля  $E_0 = 2.7$  кВ/см) в процессе усиления в неравновесном плазменном канале показана на рис 1. Параметры начального импульса указаны на рисунке. Здесь мы полагали плотность газа  $N = 2.5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> и плотность

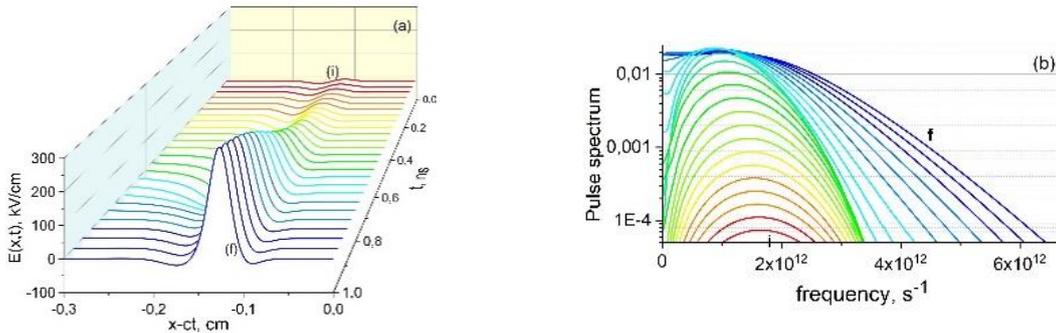


Рис.1. Пространственно-временная (а) и спектральная (б) эволюция начального импульса синусной формы с параметрами: длительность  $\tau = 6$  пс, спектр от 0 до 4 ТГц, усиливаемого в ксеноновой плазме. Длина усиления составляет 30 см или 1 нс. Кривая (i) на графиках соответствует начальной напряженности электрического поля импульса (а) и его начальному спектру (б), кривая (f) соответствует таковому после распространения 30 см в усиливающей среде.

электронов в плазме  $N_e = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Из рис.1а видно, что на ранних стадиях усиления (на временах менее 0,5 нс) импульс усиливается равномерно, поскольку ФРЭС сохраняет форму пика, близкую к гауссовой, в рассматриваемой пространственной точке [14]. С ростом интенсивности поле импульса начинает существенно перестраивать ФРЭС, в том числе на размерах длины импульса, что приводит к сильно неравномерному усилению

сигнала. Последнее приводит к усилению переднего фронта одноциклового импульса с одновременным поглощением заднего фронта противоположной полярности. В результате возникает импульс с ненулевым значением интеграла  $Q = \int E(x)dx$ . Эволюция спектра (рис. 1б) демонстрирует заметное уширение спектра импульса, в том числе возникновение плато в области нулевых частот, что делает такие униполярные импульсы полезными для целей зондирования и диагностики различных объектов в ТГц и суб-ТГц диапазоне частот.

Для характеристики эффективности преобразования начального одноциклового терагерцового импульса в униполярный мы вводим степень униполярности в соответствии с [15]:

$$U = \frac{\int E(x)dx}{\int |E(x)|dx} \quad (5)$$

где интеграл берется по всей длине импульса в процессе его распространения. На рис. 2 представлена степень униполярности для начального импульса синусоидальной формы, достигнутая на длине 30 см в плазменном канале, при различных начальных пиковых интенсивностях. Для данного импульса усиление небольшого отрицательного преимпульса, формирующего отрицательную полярность, приводит к снижению коэффициента униполярности. Из рисунка видно, что максимальное полученное значение  $U$ - фактора составляет около 0,8 для начальных значений пиковой интенсивности выше  $10^3$  Вт/см<sup>2</sup>. Как было отмечено ранее, при таких интенсивностях влияние поля ТГц сигнала на эволюцию ФРЭС приводит к неравномерному усилению сигнала в пределах его длины.

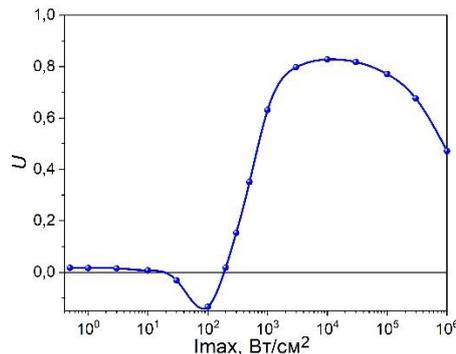


Рис.2. Степень униполярности терагерцового импульса синусоидальной формы в зависимости от начальной пиковой интенсивности, усиленного на длине 30 см в плазме ксенона.

Стоит отметить, что специфика 3х-мерного моделирования данной задачи заключается в учете дифракционной расходимости пучка, которая определяется его размером, а также спектральным составом импульса. Из Рис. 1 видно, что в результате неоднородного усиления формируются униполярные сигналы с предельно низкими спектральными компонентами. Как известно, такие частоты быстро дифрагируют из пучка, что может препятствовать формированию униполярности. Таким образом, идеи, предложенные в [14], применимы только для больших радиальных размеров распространяемого импульса. Действительно, можно пренебречь дифракционной расходимостью спектральных составляющих импульса при  $\omega > cL/\rho_0^2$ , где  $\rho_0$  – поперечный радиус пучка,  $L=30$  см. Так, при  $\rho_0=1.5$  см получаем  $\omega \geq 4 \times 10^{11}$  с<sup>-1</sup>, при  $\rho_0=0.5$  см -  $\omega \geq 4 \times 10^{12}$  с<sup>-1</sup>. В последнем случае весь спектральный состав рассматриваемого импульса (см. Рис. 1б) оказывается в зоне существенной дифракции, как следствие, анализ распространения и усиления на расстояниях  $\sim 30$  см в рамках 1D-модели (см. [14]) оказывается недостаточен. Что касается больших размеров канала ( $\rho_0 = 1.5$  см), предварительные расчеты, проведенные в рамках самосогласованного 3х-мерного

моделирования, показали, что большая дифракционная длина позволяет сформировать униполярный сигнал, что в хорошей степени согласуется с одномерной моделью [14].

Работа выполнена при поддержке Научно-образовательной школы «Фотоника и квантовые технологии. Цифровая медицина». Богацкая А.В. также благодарит за поддержку фонд развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 20-1-3-40-1).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Arkhipov et al // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 17020.
2. R. M. Arkhipov et al // Phys. Rev. A. 2020. V. 101, P. 043838.
3. X. Zhang and R. R. Jones // New J. Phys. 2009. V. 11. P. 105050.
4. M. V. Bastrakova et al // JETP. 2020. V. 131, P. 507.
5. A. Wetzels et al // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. No 27. P. 273003.
6. B.-S. Xie et al // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 011118.
7. W.-H. Huang et al // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 36527.
8. M. I. Bakunov et al // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 063817.
9. V. P. Kalosha and J. Herrmann // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 544.
10. X. Song et al // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. No 5. P. 053821.
11. H.-C. Wu and J. Meyer-ter-Vehn // Nat. Photonics. 2012. V. 6. P. 304.
12. A.V. Bogatskaya, and A.M. Popov // JETP Lett. 2013. V.97. No 7. P. 388.
13. A.V. Bogatskaya et al // Laser Phys. 2019. V. 29. P. 086002.
14. A. V. Bogatskaya et al // Plasma Sour. Sci. and Technol. 2021. V. 30 No 8. P. 085001.
15. A. Pakhomov et al // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 013804.

## Численное моделирование волоконного тулиевого лазера со скомпенсированной дисперсией третьего порядка

А.И. Воронец, В.С. Воропаев, В.А. Лазарев, М.К. Тарабрин

НОЦ «Фотоника и ИК-техника», МГТУ им. Н. Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1, г. Москва, 105005

[Andrew-voronec@yandex.ru](mailto:Andrew-voronec@yandex.ru)

Лазеры ультракоротких импульсов, излучающие на длинах волн около 2 мкм, имеют довольно обширную область возможных применений [1,2]. Важным направлением исследования тулиевых волоконных лазеров является улучшение таких показателей, как энергия импульса, длительность импульса, стабильность режима генерации. Было показано, что дисперсия третьего порядка (ДТП) может влиять на симметричность импульса во временной области и приводить к его искажению, что в свою очередь может влиять на предельные значения показателей импульса [3]. Таким образом разработка и исследование волоконного тулиевого лазера со скомпенсированной ДТП являются актуальной задачей.

Внутрирезонаторная компенсация ДТП возможна с помощью волоконных световодов с различными знаками ДТП. Варьируя содержание оксида германия в сердцевине и диаметр сердцевины можно управлять дисперсией групповых скоростей и, соответственно, ДТП [4,5]. В работе использованы световоды с высоким содержанием оксида германия ( $\approx 30\%$  вес), разработанные в НЦВО РАН. Нами были рассмотрены различные комбинации световодов для компенсации внутрирезонаторной ДТП и практически полной компенсации нормальной дисперсии групповой задержки (ДГЗ). Обобщённая схема резонатора для всех рассмотренных случаев представлена на рис. 1. В качестве накачки используется Er-Yb усилитель лазерного диода на длине волны 1,55 мкм.

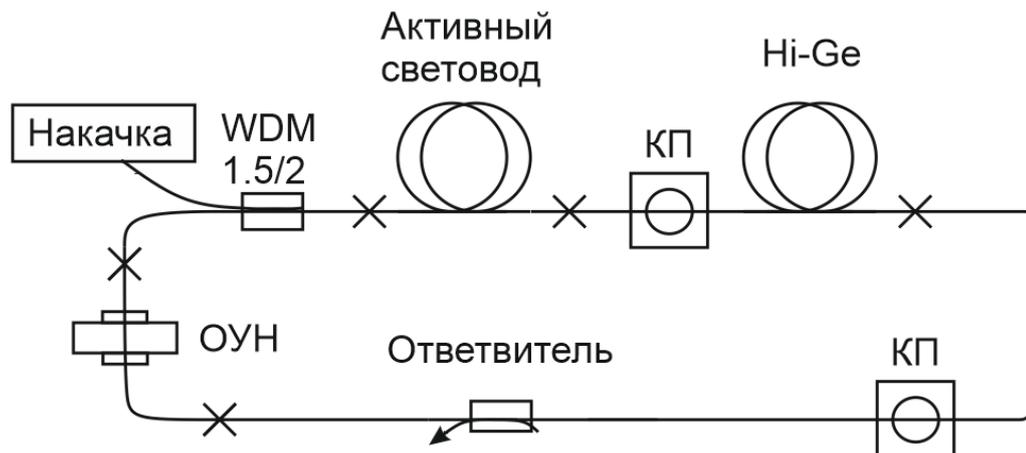


Рис. 1 – Обобщённая схема резонатора рассмотренных случаев. WDM – спектральный мультиплексор (1550/2000 нм); КП – контроллер поляризации; Hi-Ge – кварцевый световод с высоким содержанием оксида германия; ОУН – одностенные углеродные нанотрубки; Неуказанные световоды – SMF-28

Численная модель основана на решении обобщённого нелинейного уравнения Шрёдингера с помощью метода расщепления по физическим признакам (split-step Fourier method) и описана в [6]. Результаты численного моделирования трёх схем и параметры данных схем представлены в таблице 1. Как видно, во всех случаях получена нормальная внутрирезонаторная ДГЗ при почти полной компенсации ДТП.

Таблица 1 – Сравнение результатов численного моделирования двух схем.

Схема	№1	№2	№3
Частота повторения импульсов, МГц	50	63	20
Дисперсия групповой задержки, пс <sup>2</sup>	0,0270	0,0918	0,0034
Дисперсия третьего порядка, пс <sup>3</sup>	$-8,7 \cdot 10^{-10}$	$-6,2 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-9}$
Длительность импульса на полувысоте (FWHM), пс	3	5,1	5
Ширина спектра импульса на полувысоте (FWHM), нм	18	3,9	97
Центральная длина волны импульса, нм	1900	1831	1826
Средняя мощность излучения, мВт	1,7	0,8	1,6

На рис. 2 представлены временная и спектральные формы импульса, полученные в результате численного моделирования, а также параметры световодов, используемых в схеме №1. Как видно из рис. 2,б суммарная внутрирезонаторная ДГЗ практически является горизонтальной прямой, что свидетельствует о компенсации ДТП (производная от графика ДГЗ близка к нулю).

В работе показано численное исследование волоконных тулиевых лазеров с нормальной ДГЗ близкой к нулю и практически полностью скомпенсированной ДТП, получены режимы генерации импульсов с различными характеристиками.

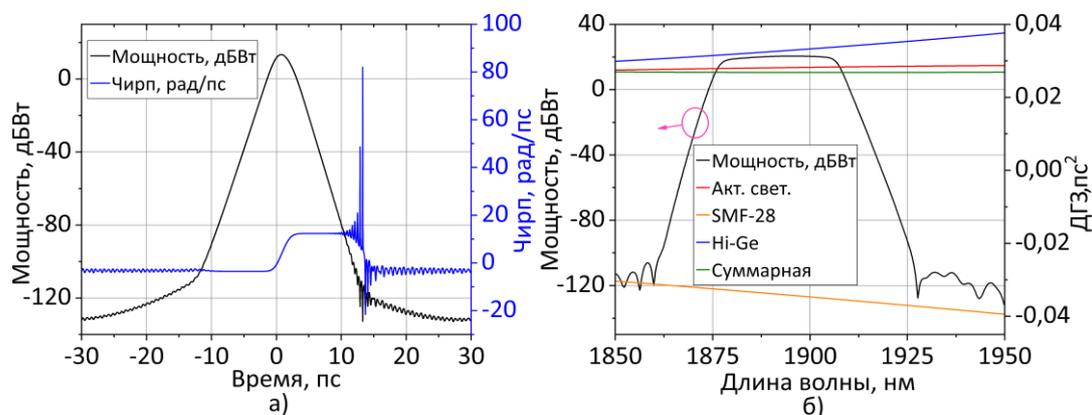


Рис. 2 – а) Временная форма импульса и чирп импульса; б) Спектральная форма импульса, ДГЗ световодов с учётом их длины (красный – активный тулиевый световод, оранжевый – SMF-28, синий – Ni-Ge световод, зелёный – суммарная ДГЗ резонатора)

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. S. Kopyeva et al. // CLEO/Eur. 2021. С. cl\_p\_2.
2. V. S. Voropaev et al. // Sci. Rep. 2021. 11.1, 1-9.
3. H. A. Haus, J. D. Moores, L. E. Nelson. // Opt. let. 1993. 18(1), 51-53.
4. D.V. Khudyakov et al. // Quantum Elec. 2019. 49.8, 768.
5. D.V. Khudyakov et al. // JOSA B. 2019. 36.11, 3066-3069.
6. A.I. Donodin et al. //Sci. Rep. 2020. Т. 10. №. 1. С. 1-9.

## Особенности фокусировки монополярного электромагнитного импульса цилиндрическим параболоидом

В.Н.Корниенко<sup>1</sup>, В.В.Кулагин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

<sup>2</sup>МГУ им. М.В.Ломоносова, ГАИШ МГУ  
[korn@cplire.ru](mailto:korn@cplire.ru)

В последнее время появился целый ряд научных работ, посвященных проблеме генерации сверхкоротких электромагнитных импульсов в различных частотных диапазонах. Длительность таких импульсов может быть меньше периода колебаний (см., например [1]). Речь идет о квазимонополярных и монополярных электромагнитных импульсах (МЭМИ). Эти два вида импульсов отличаются зависимостью электрической компоненты от времени в фиксированной точке пространства [2]. Для квазимонополярных импульсов характерно наличие временных интервалов, на которых поле имеет противоположный знак. У МЭМИ на протяжении всего времени наблюдения знак поля не изменяется.

К настоящему моменту описано несколько возможных способов генерации МЭМИ, длительность которых соответствует СВЧ-диапазону. Так, в [3] проведено теоретическое исследование структуры поля излучения, формируемого пространственно коротким локализованным током, временная зависимость которого имеет крутые передний и задний фронты.

Отдельно идет поиск решения проблемы управления параметрами распространения МЭМИ в свободном пространстве: изменение направления, фокусировка и т.д. В частности, рассмотрены задачи дифракции таких импульсов на простейших объектах: цилиндре, ленте и др.[4, 5]. Было показано, что для двумерного случая формируемое поле не всегда имеет монополярную пространственно-временную структуру. Ее вид зависит от поляризации МЭМИ.

В данной работе методами вычислительного эксперимента проведен анализ структуры поля при фокусировке монополярного импульса с плоским фронтом цилиндрическим параболическим зеркалом.

Рассматривалась следующая задача. Двумерная область  $G$  содержала идеально проводящую поверхность в виде параболы (зеркало), вершина которой находилась на продольной оси  $x$  декартовой системы координат. Зеркало было развернуто в сторону отрицательных значений  $x$ . Вдоль этой же оси (в положительном направлении) распространялся МЭМИ, который имел следующую зависимость поля от времени и пространственных координат:

$$E_y(x, y, t = 0) = \begin{cases} 0, & t - (x - x_0)/c < 0 \\ -\alpha_0(t - (x - x_0)/c)^2 \exp(-\beta(t - (x - x_0)/c)), & t - (x - x_0)/c \geq 0 \end{cases},$$

$$H_z = -E_y,$$

где  $\alpha_0$  - амплитуда МЭМИ,  $x_0$  - положение фронта импульса при  $t = 0$ ,  $\beta$  - коэффициент, определяющий длительность импульса. Выбранная зависимость соответствует  $TM$ -поляризации МЭМИ.

Для анализа структуры поля были использованы зависимости магнитной компоненты от продольной координаты в фиксированные моменты времени.

Был рассмотрен случай, когда глубина зеркала многократно превышала пространственную длину падающего МЭМИ. Это позволило отделить поле МЭМИ от поля цилиндрических волн, которые формируются за счет дифракции на краях апертуры зеркала.

На рис.1. изображены зависимости магнитного поля в два момента времени: когда падающий МЭМИ (кривая 1) еще не прошел точку фокуса параболы (заштрихованный круг 3), и когда импульс, отразившись полностью от поверхности зеркала, прошел точку фокуса (кривая 2).

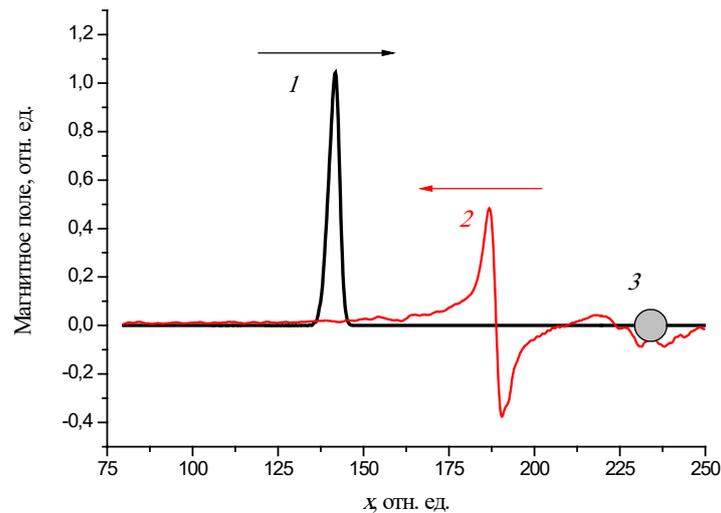


Рис. 1. Зависимость магнитного поля на оси системы в различные моменты времени.

Стрелками указано направления распространения импульсов.

Как видно из приведенных зависимостей, импульс 2 – биполярный. Более того, его форма полностью соответствует форме производной по времени падающего МЭМИ.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что двумерные (или квази-двумерные) фокусирующие системы приводят к изменению пространственно-временной структуры МЭМИ, превращая его в биполярный импульс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. You, R.R. Jones, P.H. Bucksbaum // Optics letters. 1993. V. 18. No 4. P. 290.
2. R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov // Quantum Electronics. 2020. V.50 No 9. P. 801
3. Корниенко В.Н., Румянцев Д.Р., Черепенин В.А. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. No. 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>.
4. V. N. Kornienko, V. V. Kulagin // Bull. of the Russ. Acad. of Sci: Physics. 2021. Vol. 85. No. 1. P. 50
5. V. N. Kornienko, V. V. Kulagin, and D. N. Gupta // J. of Communications Technology and Electronics. 2021. Vol. 66. No. 7. P. 818.

## Временное интегрирование и дифференцирование предельно коротких импульсов в тонких проводящих плёнках

А.В. Пахомов<sup>1</sup>, Р.М. Архипов<sup>1,2</sup>, М.В. Архипов<sup>1</sup>, Н.Н. Розанов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>2</sup>Физико-технический институт РАН им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург

[antpakhom@gmail.com](mailto:antpakhom@gmail.com)

Генерация предельно коротких импульсов представляет собой важную проблему в современной оптике, которая находит множество потенциальных областей применения [1]. Предельно короткие импульсы в оптическом диапазоне позволяют исследовать и контролировать различные сверхбыстрые процессы в веществе. В частности, значительное внимание привлекают униполярные полуволновые импульсы. Их униполярность, т.е. постоянство знака электрического поля в импульсе, позволяет эффективно передавать импульс свободным или даже связанным зарядам в атомах и молекулах, и, таким образом, униполярные импульсы могут обеспечивать управление волновыми пакетами в материи, например, ускорение свободных зарядов, возбуждение квантовых систем или ионизацию атомов [2]. При этом для осуществления эффективного когерентного управления с помощью предельно коротких импульсов нужны методы для управления их формой.

Эффективное управление формой предельно коротких импульсов представляет собой сложную проблему в сверхбыстрой оптике [3]. Был предложен ряд методов для синтеза сверхкоротких оптических импульсов [4]. Однако, требуемые для этого установки обычно громоздки и обладают низкой эффективностью преобразования энергии накачки в генерируемое поле. В качестве альтернативы для управления формой волны можно также использовать сильные нелинейные взаимодействия света и вещества.

Среди интересных преобразований ультракоротких импульсов можно выделить временные интегрирование и дифференцирование профиля импульса. Такие преобразования хорошо изучены для огибающей длинных многоцикловых импульсов [5,6]. Однако, насколько нам известно, такие временные преобразования непосредственно для временной зависимости напряженности электрического поля в предельно коротких импульсах до сих пор не рассматривались. Поэтому можно ожидать, что реализация этих операций для предельно коротких импульсов откроет новые возможности для управления формой сигналов в сверхбыстрой оптике.

В данной работе мы представляем простую схему, позволяющую выполнять временное интегрирование и дифференцирование предельно коротких и субцикловых импульсов, в том числе униполярных. В частности, мы показываем, что такие преобразования импульса могут быть получены при распространении импульса через тонкие проводящие плёнки в одномерном случае. Рассмотрим плоский слой проводящей среды, освещенный линейно поляризованным импульсом длительностью в несколько циклов, распространяющимся вдоль оси  $z$  перпендикулярно к плоскости слоя. В этом случае одномерное рассмотрение может быть оправдано, если продольное расстояние распространения импульса намного меньше, чем поперечные размеры установки. Оптический отклик среды описывается моделью Друде-Лоренца, в которой в качестве основных параметров, описывающих проводящую среду, выступают плазменная частота  $\omega_p$  и скорость затухания электронов  $\gamma$ .

Для такой системы легко получить передаточную функцию как для отражения, так и для прохождения, т.е. частотную зависимость амплитуд отраженной и прошедшей волн. Расчеты показывают, что в области поглощения среды, т.е. для частот

ниже плазменной, можно найти диапазон частот, где передаточная функция плёнки соответствует передаточной функции идеального временного интегратора в отражении или идеального временного дифференциатора в пропускании соответственно [7,8], т.е. имеют следующий вид зависимости от частоты:

$$F_{\text{differ}}(\omega) \sim \omega,$$

$$F_{\text{integr}}(\omega) \sim \frac{1}{\omega}.$$

Качество обоих преобразований оказывается сильно ограниченным скоростью затухания электронов  $\gamma$  в проводящей среде. Точнее говоря, если затухание становится значительным на промежутке времени порядка длительности падающего импульса, качество интегрирования/дифференциации значительно ухудшается. Кроме того, качество оказывается обратно пропорциональным амплитуде полученного импульса. В частности, качество интегрирования в отражении увеличивается с уменьшением толщины пленки, а качество дифференцирования в пропускании — с увеличением толщины пленки, что в обоих случаях сопровождается уменьшением амплитуды требуемого импульса.

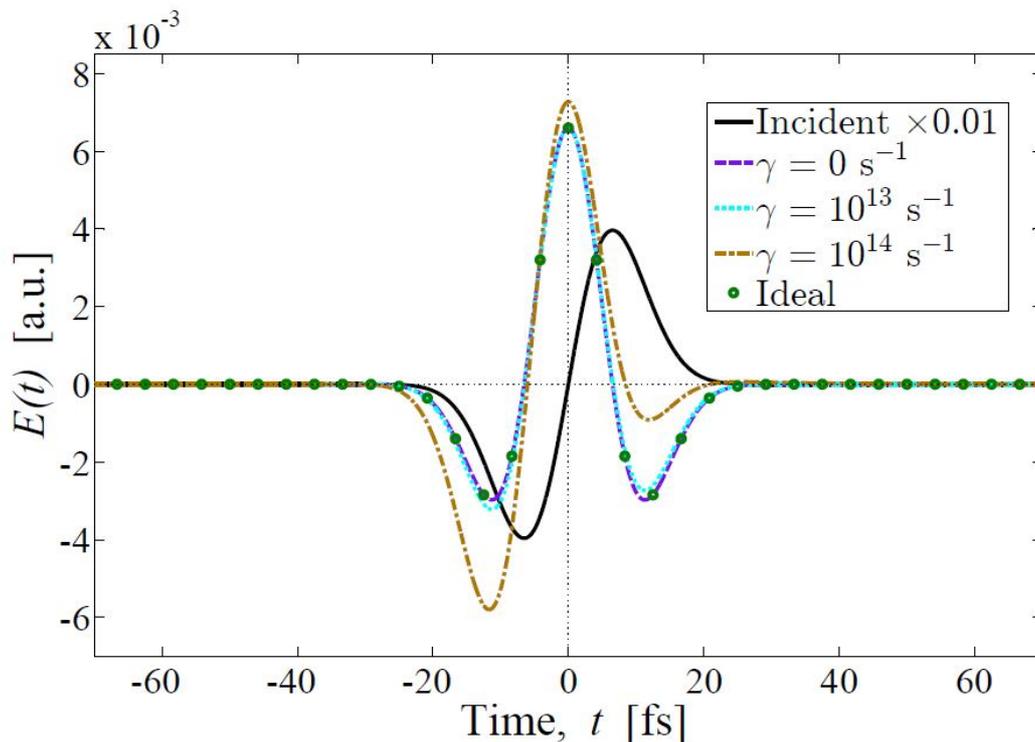


Рис. 1. Электрическое поле импульса, прошедшего через тонкую проводящую пленку, для нескольких значений скорости затухания электронов  $\gamma$  вместе с падающим импульсом и масштабированной точной производной по времени. Толщина проводящей пленки 50 нм, плазменная частота  $\omega_p = 10^{16}$  Гц, длительность падающего одноциклового импульса 10 фс.

Полученные результаты подтверждены прямым численным решением волнового уравнения для электрического поля  $E(z,t)$ , связанного с уравнением Друде-Лоренца для отклика среды. Пример на рис. 1 показывает временное дифференцирование падающего одноциклового фемтосекундного импульса проводящей пленкой толщиной 50 нм. Видно хорошее согласие с точной аналитически рассчитанной производной по времени при меньших скоростях затухания электронов, а также значительные

отклонения при больших значениях скорости затухания. Также стоит отметить, что полученные преобразования импульсов реализуются не только для импульсов длительностью в несколько циклов, но также и для униполярных субцикловых импульсов [9].

Важной величиной при исследовании распространения предельно коротких импульсов является так называемая электрическая площадь импульса, определяемая как интеграл по времени от вектора напряженности электрического поля в конкретной точке пространства [10]:

$$\bar{S}_E = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{E}(t) dt.$$

Как было недавно показано, электрическая площадь импульса подчиняется фундаментальному закону сохранения, непосредственно вытекающему из уравнений Максвелла [10]. Этот закон сохранения утверждает, что электрическая площадь импульса должна быть постоянной в пространстве, когда произвольный ультракороткий импульс распространяется в диссипативной среде в одномерной геометрии.

Применительно к рассматриваемой задаче этот закон требует, чтобы электрическая площадь прошедшего импульса была равна сумме электрических площадей падающего и отраженного импульсов. Это равенство означает, что электрические площади падающего и отраженного/прошедшего импульса могут сильно различаться. Например, падающий импульс с нулевой электрической площадью может быть преобразован в два униполярных импульса при условии, что электрические площади отраженного и прошедшего импульсов равны. И наоборот, падающий униполярный импульс может произвести биполярный импульс с нулевой электрической площадью в отражении или пропускании, если соответственно прошедший/отраженный импульс имеет такую же электрическую площадь, что и падающий. Эти рассуждения показывают, что взаимные преобразования биполярных и униполярных импульсов при взаимодействии с определенным слоем линейной или нелинейной среды не нарушают фундаментальный закон сохранения электрической площади импульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-10028).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Gallmann, C. Cirelli, and U. Keller // *Annu. Rev. Phys. Chem.* 2012. V. 63. P. 447.
2. N. Rosanov et al. // *Phys. Rev. A.* 2021. V. 104. P. 063101.
3. A. M. Weiner // *Optics Commun.* 2011. V. 284. P. 3669.
4. C. Manzoni et al. // *Laser Photonics Rev.* 2015. V. 9. P. 129.
5. R. Slavík et al. // *Opt. Express.* 2008. V. 16. P. 18202.
6. D. Bykov, L. Doskolovich, V. Soifer // *Opt. Lett.* 2011. V. 36. P. 3509.
7. M.V. Arkhipov et al. // *Opt. Lett.* 2017. V. 42. P. 2189.
8. A. Pakhomov et al. // *Opt. Lett.* 2021. V. 46. P. 2868.
9. А.В. Пахомов и др. // *Квантовая электроника.* 2021. Т. 51. № 11. С. 1000.
10. N.N. Rosanov et al. // *Phys.-Uspekhi.* 2018. V. 61. P. 1227.

## Предельно короткие импульсы в напряженных углеродных нанотрубках с учетом многофотонного поглощения

С.В. Белибихин, Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко  
Волгоградский государственный университет  
[yana\\_nn@volsu.ru](mailto:yana_nn@volsu.ru)

Предельно короткие импульсы остаются привлекательным объектом исследования уже несколько десятков лет благодаря широкому спектру их практического применения [1], в том числе позволяют изучать особенности взаимодействия высокоинтенсивного излучения с веществом.

При этом важную роль играют процессы, обусловленные многофотонным поглощением (МП). Под МП понимается квантово-механический процесс, при котором атом или молекула поглощает более одного фотона одновременно, что позволяет преодолеть энергетическую щель, превышающую по величине энергию одиночного фотона [2]. Появление лазеров дало возможность наблюдать многофотонное поглощение в оптическом диапазоне и получить новые результаты при изучении нелинейных процессов в различных материалах [3], в том числе и в углеродных нанотрубках (УНТ) [4]. Отметим, что УНТ являются привлекательной средой в силу своих уникальных свойств [5] и находят широкое применение при разработке приборов современной оптоэлектроники [6-7].

В данной работе мы исследуем динамику предельно короткого оптического импульса в нелинейной среде с напряженными углеродными нанотрубками. Решение такой задачи является важным, так как в общем случае УНТ испытывают случайное напряжение. Для этих целей мы будем использовать разработанную ранее модель, которая учитывает многофотонное поглощение [8].

Мы рассматриваем диэлектрическую среду с массивом УНТ (все сонаправлены), в которой распространяется трехмерный предельно короткий оптический импульс. Волновой вектор образует с осью нанотрубок угол  $90^\circ$ .

Закон дисперсии для полупроводниковых углеродных нанотрубок типа zig-zag  $(m,0)$  имеет вид [5]:

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

$s = 1, 2 \dots m$ ,  $p$  – компонента квазиимпульса электрона,  $\gamma$  – интеграл перескока,  $a = 3b/2\hbar$ ,  $b = 0.142$  нм - расстояние между соседними атомами углерода.

Далее на основании уравнений Максвелла получено эффективное уравнение на векторный потенциал электромагнитного поля:

$$\square A + \frac{4en_0\gamma_0 a}{c} \sum_{q=1}^{\infty} b_q \sin\left(\frac{aeqA}{c}\right) + \Gamma - K_p \left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)^{2n_p-1} = 0, \quad (2)$$

$e$  – заряд электрона,  $c$  – скорость света,  $n_0$  – концентрация электронов в углеродных нанотрубках,  $n_p$  – число фотонов,  $K_p$  – коэффициент поглощения фотонов [9],  $\square$  – оператор Даламбера,  $A$  – векторный потенциал электрического поля импульса,

$$b_q = \sum_s \frac{q}{\gamma_0} a_{sq} \int_{1Bz} dp' \cdot \cos(p'q) F(p', s) \int_{-U_0}^{U_0} \frac{\cos(qy)}{\sqrt{2\pi\Delta}} \exp\left(-\frac{(y-U_0)^2}{2\Delta^2}\right) dy, \quad (3)$$

$a_{sq}$  – коэффициенты в разложении закона дисперсии электронов (1) в ряд Фурье. Последний множитель здесь учитывает случайное напряжение с нормальным распределением.  $U_0$  – медиана,  $\Delta$  – дисперсия этого распределения.

Параметр  $\Gamma$  описывает накачку электрического поля:

$$\Gamma = Q_{\Gamma} \cdot \exp\left(-\frac{r^6}{l_{\Gamma}^6}\right), \quad (4)$$

здесь  $l_{\Gamma}$  – ширина усиливающей среды,  $Q_{\Gamma}$  – коэффициент усиления, зависящий от свойств среды.

Также в уравнении (2) учтена симметрия по углу ( $\partial/\partial\varphi \rightarrow 0$ ) в силу малости накапливаемого заряда из-за неоднородности поля [10].

Эффективное уравнение (2) после приведения к безразмерному виду решалось с использованием методов численного моделирования при учете следующих начальных условий для векторного потенциала поля:

$$A = B \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right), \quad (5)$$
$$\frac{dA}{dt} = \frac{2v_0 z B}{l_z^2} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{l_r^2}\right)$$

где  $B$  – амплитуда электромагнитного импульса в начальный момент времени,  $l_z$ ,  $l_r$  – ширина импульса вдоль соответствующих направлений,  $v_0$  – начальная скорость импульса вдоль оси  $z$ .

Была проанализирована зависимость интенсивности и ширины поля импульса от амплитуды импульса накачки, а также от числа фотонов.

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

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Маймистов // Квант, электрон. 2000. Т. 30. С. 287.
2. Y.R. Shen "The Principles of Nonlinear Optics" New York: Wiley, 1984.
3. D.Yu et al. // Scientific Reports. 2022. V. 12. Article number 110.
4. S. Uryu, H. Ajiki, T. Ando // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 115414.
5. А.В. Елецкий // УФН. 1997. Т. 167. С. 945.
6. M. Scarselli, P. Castrucci, M. De Crescenzi // J. Phys.: Condens. Matter. 2012. V. 24. P. 313202.
7. H. Kim et al. // ACS Nano. 2020. V. 14 (12). P. 17213.
8. Н. Н. Конобеева, С. В. Белибихин, М. Б. Белоненко // Оптика. 2022.
9. В.А. Халяпин, А.Н. Бугай // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 1. С. 29-34.
10. Zhukov A.V. et al. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. P. 143106.

## Предельно короткие импульсы в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками с металлическими свойствами

Л.Х. Дадашян, Р.Р. Трофимов, Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко  
Волгоградский государственный университет  
[yana\\_nn@volsu.ru](mailto:yana_nn@volsu.ru)

Взаимодействие электромагнитных волн большой интенсивности с материалом представляет собой одну из наиболее важных задач нелинейной оптики [1, 2]. При этом происходит изменение как свойств самого материала [3, 4], так и самого светового поля. Поэтому представляется достаточно важным рассматривать те среды, свойства которых позволяют осуществлять управление этими характеристиками, включая стабилизацию электромагнитного импульса. Одним из таких вариантов могут быть среды с углеродными нанотрубками [5].

Настоящая работа посвящена исследованию распространения трехмерного предельно короткого импульса [6] в оптически анизотропной среде, содержащей однослойные углеродные нанотрубки с металлической проводимостью. Отметим, что в металлических УНТ наблюдается высокая подвижность носителей заряда вследствие отсутствия запрещенной зоны, аналогично графеновым системам.

Для учета оптически анизотропных свойств среды будет введена вторая поляризация света, возникающая из-за того, что вектор электрического поля не параллелен оси УНТ. Данная модель была предложена авторами в работах [7, 8].

Считаем, что в диэлектрический кристалл помещены углеродные нанотрубки. Причем оси кристалла сонаправлены осям декартовой системы координат, а ось нанотрубок лежит в плоскости ХОУ, образуя угол  $\alpha$  с осью ОХ. Будем рассматривать углеродные нанотрубки кресельного типа [9], которые всегда проявляют металлические свойства.

Закон дисперсии электронов кресельных углеродных нанотрубок ( $n$ ,  $n$ ) можно записать в следующем виде [10]:

$$\varepsilon_q(k) = \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{q\pi}{n} - \frac{ka}{2}\right) \cos\left(\frac{ka}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{q\pi}{n} - \frac{ka}{2}\right)}, \quad (1)$$

где  $\gamma_0 = 2.7$  эВ,  $ka$  принадлежит диапазону  $[-\pi, \pi]$ ,  $k$  - волновой вектор,  $a = 3b/2\hbar$ ,  $b = 0.142$  нм - расстояние между соседними атомами углерода.

Отметим, что межзонными переходами мы пренебрегаем. Поэтому возникновение тока обусловлено только электронами с законом дисперсии для "ветки" (определенное число  $q$ ), которая пересекает уровень Ферми.

Для ненулевых компонент электрического поля, запишем трехмерное волновое уравнение в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_x^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} j_x(A_x, A_y) \\ \frac{1}{v_y^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_y}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} j_y(A_x, A_y), \end{aligned} \quad (2)$$

$$v_x = c/n_x, \quad v_y = c/n_y$$

$r$ ,  $z$ ,  $\phi$  – координаты в цилиндрической системе,  $c$  – скорость света,  $n_x$ ,  $n_y$  – показатели преломления в направлении  $x$  и  $y$  соответственно. Здесь мы выбираем положительный кристалл [11]. В нашей геометрии это означает выполнение условия:  $v_x > v_y$ .

В пределе низких температур ток можно определить согласно формуле, вывод которой для одномерной задачи приведен в работе [12]:

$$\vec{j} = e \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} d\vec{k} \frac{\partial \varepsilon_q \left( \vec{k} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)}{\partial \vec{k}},$$

$$\begin{cases} j_x(A_x, A_y) = e \cdot \cos\alpha \left( \varepsilon_q \left( \Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos\alpha + A_y \sin\alpha) \right) - \varepsilon_q \left( -\Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos\alpha + A_y \sin\alpha) \right) \right) \\ j_y(A_x, A_y) = e \cdot \sin\alpha \left( \varepsilon_q \left( \Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos\alpha + A_y \sin\alpha) \right) - \varepsilon_q \left( -\Delta - \frac{e}{c} (A_x \cos\alpha + A_y \sin\alpha) \right) \right) \end{cases} \quad (3)$$

Отметим, что область интегрирования по импульсам определяется из условия равенства числа частиц в ней и в первой зоне Бриллюэна. Причем  $\Delta = n_0/2$ ,  $n_0$  - концентрация электронов,  $e$  - заряд электрона.

Система уравнений (2) с учетом формул (3) решалась численно.

Проанализирована зависимость формы, ширины и интенсивности импульса от индексов хиральности нанотрубок. Обоснован наиболее подходящий тип углеродных нанотрубок для обеспечения локализованного распространения электромагнитного поля в среде с оптически анизотропными свойствами.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ, Совету по грантам Президента РФ за поддержку исследования в рамках гранта (№ МД-3173.2021.1.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Агравал «Нелинейная волоконная оптика» Москва: Мир, 1996.
2. E.G. Gamaly, A.V. Rode // Progress in Quantum Electronics. 2013. V. 37. Issue 5. P. 215.
3. D. Kochuev et al. // EPJ Web of Conferences. 2019. V. 220. P. 01010.
4. S.A. Nouh, K. Benthami, M.M.E. Barakat // Radiation Effects and Defects in Solids. 2019. V. 174. Issue 7-8. P. 676.
5. А.В. Елецкий // УФН. 1997. Т. 167. С. 945.
6. Th. Brabec, F. Krausz // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. № 2. P. 545.
7. Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 12. С. 1706.
8. N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko // International Journal of Modern Physics B. 2021. V. 35(19). P. 2150197.
9. Y. Tang et al. // Journal of Nanomaterials. 2017. V. 2017. Article number 7601869.
10. П. Харрис «Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века» Москва: Техносфера, 2003.
11. А.Н. Матвеев «Оптика» Москва: Высшая школа, 1985.
12. Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко // Известия вузов. Физика. 2015. Т. 58 № 2. С. 79.

## Лазерные импульсы в фотонном кристалле с углеродными нанотрубками и полимером

Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, М.Б. Белоненко  
Волгоградский государственный университет

[Dvuzhilov.ilya@volsu.ru](mailto:Dvuzhilov.ilya@volsu.ru)

В работе представлены результаты численного моделирования динамики мощного лазерного импульса, фемтосекундной длительности, в фотонном кристалле на основе полупроводниковых углеродных нанотрубок и полимера. Установлено квазиустойчивое распространение импульса в такой среде. Построены зависимости напряженности импульса от параметров модуляции показателя преломления фотонного кристалла, а также от концентрации полипропилена в нем.

Материалы, обладающие пространственно переменным показателем преломления, в частности, фотонные кристаллы, открывают большие перспективы исследования и управления лазерным излучением, проходящим сквозь него. Так, на основе фотонных кристаллов возможно создание пространственных модуляторов, переключателей, разветвителей, циркуляторов и т.д. [1]. Причем, пространственная модуляция показателя преломления фотонного кристалла, является уникальной средой, обладающей нелинейными свойствами, в которой возможно устойчивое распространение локализованных солитоноподобных импульсов [2].

Дополнительную нелинейность, необходимую для стабилизации предельно коротких лазерных импульсов, вносят полупроводниковые углеродные нанотрубки (УНТ), обладающие нелинейными свойствами в оптическом диапазоне [3]. Углеродные нанотрубки совместно с полимерами, не только улучшают механические свойства материала, но и, например, повышают электропроводность, теплопроводность, теплостойкость и придают нанокompозиту новые функциональные свойства. Отметим, что достаточно давно разработаны и запатентованы различные механизмы получения нанокompозитов допированных углеродными нанотрубками.

Исследуемая задача имеет следующую геометрию: направление распространения лазерного импульса и направление пространственной модуляции показателя преломления фотонного кристалла совпадают с осью OZ. Электрическое поле и ток, совпадают с осью нанотрубок и ориентированы вдоль оси OY. Отметим, что поскольку характерные пространственные длины нанотрубок много меньше типичного размера пространственной области, в которой локализован импульс, таким образом, можно использовать приближение сплошной среды и считать ток распределенным по объему.

Для описания эволюции трехмерного импульса в среде фотонного кристалла воспользуемся уравнениями Максвелла, с использованием Кулоновской калибровки ( $E = -\partial A / c \partial t$ ) [4]:

$$\Delta A - \frac{n^2(z)}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} j_{CNT}(A) + \frac{4\pi}{c} j_{Pol}(A) = 0, \quad (1)$$

здесь  $A = (0, A(x, y, z, t), 0)$  – вектор-потенциал электрического поля импульса;  $n(z) = 1 + \mu \cos(2\pi z / \chi)$  – пространственно модулированный показатель преломления среды, который задает фотонный кристалл ( $\mu$  – глубина модуляции показателя преломления,  $\chi$  – период модуляции показателя преломления);  $c$  – скорость света;  $j_{CNT}$  –

плотность электрического тока, связанного с углеродными нанотрубками;  $\mathbf{j}_{Pol}$  – плотность электрического тока, связанного с полимером.

Начальные условия на вектор-потенциал электрического поля предельно короткого лазерного импульса имеют Гауссову форму и выглядят следующим образом:

$$A_{t=0} = A_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\frac{(z-z_c)^2}{\beta^2}\right\},$$

$$\left.\frac{dA}{dt}\right|_{t=0} = \frac{2vz}{\gamma^2} A_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{\gamma^2}\right\} \exp\left\{-\frac{(z-z_c)^2}{\beta^2}\right\}.$$
(2)

где  $\beta, \gamma$  – параметры, определяющие ширину импульса вдоль осей  $z$  и  $r$ , соответственно;  $A_0$  – начальная амплитуда импульса;  $v$  – скорость входа импульса в фотонный кристалл;  $z_c$  – начальная координата.

Эволюция трехмерного предельно короткого лазерного импульса в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок и полимера показана на рисунке 1.

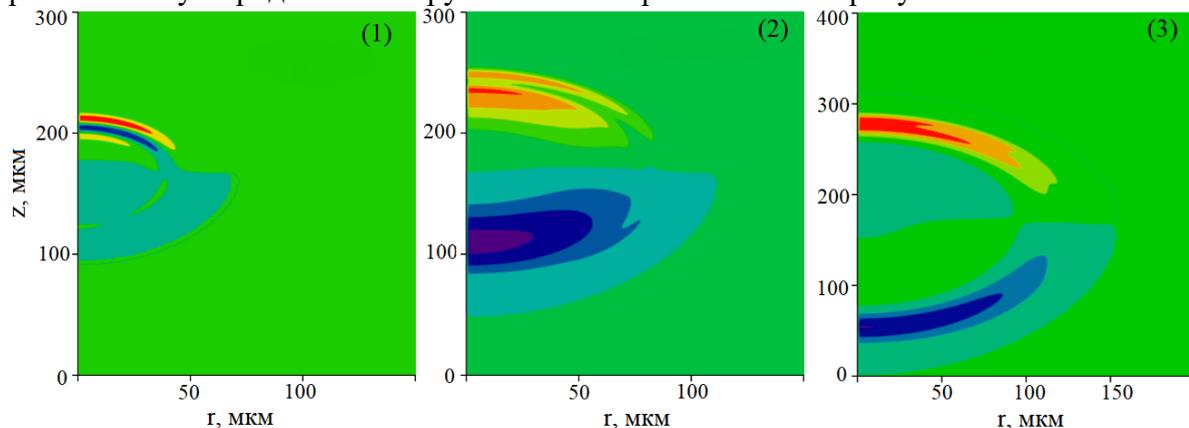


Рис. 1. Картины зависимости напряженности электрического поля предельно короткого лазерного импульса в фотонном кристалле с углеродными нанотрубками и полимером (в концентрации 1:1) в фиксированные моменты времени: 5 пс (1), 10 пс (2), 15 пс (3). Параметры модуляции показателя преломления: период – 5 мкм, глубина – 0.25. Цветом показана шкала напряженности поля.

На основании численного моделирования, проведенного в работе и представленного на рисунке 1, можно сказать, что трехмерный предельно короткий лазерный импульс стабильно распространяется в среде, имеющей пространственную модуляцию показателя преломления и содержащей углеродные нанотрубки и полимер. Импульс сохраняет свою энергию локализованной в ограниченной пространственной области, однако незначительному изменению подвергается его форма. После прохождения импульса в среде возникают электрические колебания. Таким образом, можно говорить об устойчивом распространении импульса. Дисперсионное расплывание вдоль оси образца компенсируется нелинейностью среды углеродных нанотрубок, за счет не параболичности закона дисперсии электронов, находящихся в зоне проводимости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Mito, et. al. // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 07E313.
2. Sazonov S.V., Ustinov N.V. // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 063803–1–063803–12.
3. Eletsii A.V. // Physics - Uspekhi. 1997. V. 40, P. 899.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. "Теория поля" М.: Наука, 1973.

## Формирование предельно коротких униполярных импульсов излучения движущимися электрическими зарядами

Н.Н. Розанов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
[nnrosanov@mail.ru](mailto:nnrosanov@mail.ru)

В большом числе работ было установлено, что эффективность воздействия предельно коротких импульсов излучения на микрообъекты определяется электрической площадью импульсов – нуль-частотной спектральной составляющей излучения. Это делает актуальным поиск способов генерации импульсов со значительной электрической площадью. Такие импульсы являются униполярными или квазиуниполярными. С другой стороны, в литературе до сих пор встречается выражение сомнений в возможности существования импульсов с ненулевой площадью и даже в совместимости такой возможности с уравнениями Максвелла.

В данном докладе на основе электродинамических уравнений Максвелла, прежде всего, представлены уравнение, позволяющее определить электрическую площадь импульса при произвольном виде движения зарядов в вакууме, и общее решение этого уравнения. Затем на конкретных примерах показана возможность генерации униполярных импульсов электромагнитного излучения, в том числе обладающих предельно короткой длительностью.

Электрическая площадь импульса излучения определяется соотношением

$$\mathbf{S}_E(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор и  $t$  – время. Как указано в [1,2], интегрирование по времени уравнения Максвелла  $\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ , где  $\mathbf{B}$  – магнитная индукция и  $c$  – скорость света в вакууме, приводит для локализованных (с конечной энергией) структур излучения к соотношению

$$\text{rot} \mathbf{S}_E = 0. \quad (2)$$

В одномерной (плосковолновой) геометрии отсюда следует сохранение электрической площади при распространении вдоль оси  $z$ :  $\frac{d\mathbf{S}_E}{dz} = 0$ .

Соотношение (2) является общим, справедливым для различных сред. Для получения замкнутого уравнения для определения электрической площади необходима конкретизация модели. Здесь мы рассматриваем электрические заряды с плотностью  $\rho$ , движущиеся произвольным образом. Интегрирование по времени уравнения Максвелла  $\text{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$  дает

$$\text{div} \mathbf{S}_E = 4\pi Q, \quad (3)$$

где  $Q(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}, t) dt$  – интегральная плотность заряда. Уравнения (2) и (3) достаточны для определения электрической площади по заданному распределению интегральной плотности заряда. Формально при замене переменных они совпадают с основными уравнениями электростатики, общее решение которых известно [3].

Применение такого подхода к задаче о временном разделении зарядов показало возможность достижения сколь угодно больших значений электрической площади, см.

[4] и приведенную там литературу. Ограничением подхода служит сложность детализации в нем временной формы импульса и характера его распространения, а также невозможность чисто электродинамического описания разделения и нейтрализации зарядов. Более полную информацию о генерируемых импульсах можно получить при рассмотрении движения одиночного заряда  $q$  с релятивистской скоростью. Распределение электрической напряженности при движении с постоянной скоростью  $V$  хорошо известно [3], оно осесимметрично. Воспользовавшись им, получим, что распределение электрической площади также осесимметрично и обладает только радиальной (в цилиндрической системе координат) составляющей

$$S_{E,\rho} = \frac{2q}{V\rho}. \quad (4)$$

Тем самым, электрическая площадь не зависит от продольной координаты  $z$  и убывает по величине обратно пропорционально расстоянию до траектории заряда  $\rho$ . Длительность импульса по уровню  $\frac{1}{2}$  от максимального значения радиальной составляющей электрической напряженности

$$\tau \approx 1.533 \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{V} \rho \quad (1)$$

монотонно убывает при возрастании скорости заряда  $V$  вплоть до нулевой длительности в пределе  $V/c \rightarrow 1$ . Сам импульс движется с той же (постоянной) скоростью, что и электрический заряд.

Отметим, что применительно к униполярным импульсам со значительной нуль-частотной составляющей спектра теряют смысл такие понятия классической электродинамики, как дальняя (волновая) и ближняя зоны, интерпретация вектора Пойнтинга как локальной плотности потока энергии и др. Это вызвано тем, что нулевая частота отвечает бесконечно большой длине волны. Применительно к воздействию на неподвижный микрообъект или детектор движение заряда является относительным, не устранимым преобразованием Лоренца.

Ввиду постоянства скорости движения заряда его торможение за счет излучения отсутствует. При наличии же в окрестности траектории заряда объектов, включая детекторы, происходит потеря энергии заряда. Для атомов это показывает опыт Франка и Герца [5], в котором наблюдалось пороговое возбуждение и свечение атомов ртути в разряде. В докладе приводятся оценки потери энергии, которые оказываются относительно малыми при релятивистских скоростях движения заряда. С учетом того, что при этом достижимы и предельно короткие импульсы чисто униполярного излучения, такой подход следует признать перспективным для повышения эффективности воздействия сверхсильных полей на микрообъекты.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Розанов // Опт. спектр. 2009. Т. 107. С. 761.
2. Н.Н. Розанов "Диссипативные оптические солитоны" М.: Физматлит, 2011.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц "Теория поля" М.: Физматлит, 1960.
4. Н.Н. Розанов "Диссипативные оптические и родственные солитоны" М.: Физматлит, 2011.
5. J. Franck, G. Hertz // Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. 1914. V. 16. P. 457.

## К нелинейной оптике предельно коротких импульсов

С.В. Сазонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

[sazonov.sergey@gmail.com](mailto:sazonov.sergey@gmail.com)

**Сделан краткий обзор теоретических работ и подходов, созданных в нелинейной оптике предельно коротких импульсов, начиная с 1970-х годов по настоящее время. Подчеркиваются важные особенности, отличающие нелинейную оптику предельно коротких импульсов от нелинейной оптики квазимонохроматических сигналов.**

Предельно короткими импульсами (ПКИ) принято называть сигналы, вмещающие в себя порядка одного периода электромагнитных колебаний [1, 2]. В англоязычной литературе за такими импульсами закрепился термин «few-cycle pulses» [3]. Важно отметить, что речь здесь идет не об абсолютных импульсных длительностях, а о длительностях по отношению к характерному периоду колебаний. Абсолютные значения ПКИ могут при этом составлять порядка атто-, фемто- и пикосекунд. В этих случаях рассматриваются соответственно ПКИ ультрафиолетового, видимого и терагерцового диапазонов.

Для ПКИ, в отличие от коротких и ультракоротких лазерных импульсов, невозможно ввести понятие огибающей. В этом состоит основная особенность ПКИ, вследствие которой подходы при теоретических исследованиях взаимодействия таких импульсов с веществом коренным образом отличаются от соответствующих подходов для коротких и ультракоротких сигналов. Во-первых, в волновых и материальных уравнениях в случаях ПКИ неприменимо приближение медленно меняющихся огибающих, за отсутствием таковых. Во-вторых, в силу широкого спектра ПКИ во взаимодействие с ними может одновременно вовлекаться большое число степеней свободы нелинейной среды. Поэтому встает вопрос о корректной записи материальных уравнений для нелинейного поляризационного отклика среды [4]. Здесь нет общего рецепта. В каждом конкретном случае, опираясь на физические соображения, приходится «конструировать» свои материальные уравнения. Например, могут быть использованы как квантовомеханические уравнения для матрицы плотности, учитывающей различные квантовые переходы между стационарными состояниями, так и феноменологические уравнения. В последнем случае от исследователя требуется хорошая физическая интуиция. Можно сказать, что здесь написание материальных уравнений является элементом искусства.

Из-за отмеченных выше особенностей нелинейного взаимодействия ПКИ с различными средами проявляются физические явления, не имеющие прямых аналогов с эффектами в нелинейной оптике коротких и ультракоротких импульсов. Это касается как солитонных режимов распространения, так и различных нелинейно-параметрических когерентных процессов, включая явления типа фотонного эха и генерации высших гармоник.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A. I. Maimistov // Quantum Electron. 2000. V. 30. No 4. P. 287.
2. С.А. Козлов, В.В. Самарцев “Основы фемтосекундной оптики” М.: Наука, 2009.
3. H. Leblond and D. Mihalache // Phys. Reports. 2013. V. 61. No 2. P. 523.
4. S.V. Sazonov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2011, V. 75. No 2. P. 157.