

ОПТИКА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Особенности излучения уединенного импульса поляризации, движущегося со световой и сверхсветовой скоростями <i>Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов</i>	1
Интерференция площадей предельно коротких импульсов: обобщения и следствия <i>О.О. Дьячкова, Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов</i>	2
Генерация оптико-терагерцовых солитонов малопериодным лазерным импульсом <i>А.А. Калинович, С.В. Сазонов</i>	5
О параметрических световых пучках с малым числом колебаний <i>К.В. Кошкин, С.В. Сазонов, А.А. Калинович, М.В. Комиссарова</i>	7
Перекрытие и интерференция вкладов фазовой самомодуляции и генерации утроенных частот в спектр однопериодного терагерцового импульса при его распространении в нелинейной среде <i>И.Р. Арцер, М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин, С.А. Козлов</i>	9
Формирование квазиуниполярных импульсов в неравновесных замагниченных плазменных каналах <i>А.В. Богацкая, Е.А. Волкова, А.М. Попов</i>	13
Оптимизация последовательностей униполярных импульсов разной полярности для реализации квантовых операций в кубитах <i>М.В. Бастракова, В.А. Вожаков, М.А. Сергеев, А.В. Линев, Д.С. Куландин, Н.В. Клёнов, И.И. Соловьев</i>	15
Генерация предельно коротких импульсов в лазере с когерентной синхронизацией мод <i>А.В. Пахомов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов</i>	17
Учет энергетического дисперсионного расплывания свободных носителей, индуцированных мощным фемтосекундным лазерным излучением в диэлектриках <i>К.В. Львов, С.Ю. Стремоухов</i>	19
Математическая модель двухфотонного резонансного взаимодействия терагерцовых волн из малого числа колебаний с колебательными модами диэлектрических сред <i>М.С. Гусельников</i>	23
Усиление и компрессия частотно модулированных импульсов в активном неоднородном световоде <i>А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, В.А. Лапин, П.П. Миронов, Д.И. Семенцов</i>	27

О влиянии вынужденного комбинационного саморассеяния на динамику импульсов в градиентном волноводе

В.А. Халятин, А.Н. Бугай.....30

Особенности излучения уединенного импульса поляризации, движущегося со световой и сверхсветовой скоростями

Р.М. Архипов^{1,2}, М.В. Архипов¹, А.В. Пахомов¹, Н.Н. Розанов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
arkhipovrostislav@gmail.com

Хорошо известно, что материальные объекты не могут перемещаться со скоростью, равной скорости света в вакууме c или превосходящей ее. Подобные движения запрещает специальная теория относительности. Однако, в оптике давно известны примеры искусственных объектов - световых зайчиков, эффективных зарядов, токов и пр., которые могут перемещаться с произвольной скоростью, в том числе и сверхсветовой [2]. Такие объекты обычно становятся источником когерентного электромагнитного излучения [2,3]. Излучение сверхсветовых источников и их возможные реализации довольно подробно изучались в середине прошлого столетия [1-3] и не прекращается в наши дни [4-7]. Другим примером подобного объекта, является так называемый импульс уединенной поляризации среды, который может перемещаться с произвольной скоростью, и излучение которого имеет ряд необычных особенностей. Объект может быть создан в резонансной среде, возбуждаемой парой ультракоротких световых импульсов, следующих с задержкой друг относительно друга. При этом первый импульс возбуждает колебания поляризации среды, второй останавливает их. Формируемый в этом случае импульс полуволны поляризации известен, как импульс остановленной поляризации (ИОП). По имеющимся у нас сведениям, такой объект впервые обсуждался в работе [8]. В данном докладе рассматриваются необычные особенности излучения ИОП, перемещающегося как со световой скоростью, так и сверхсветовой скоростью в резонансной среде [9-13]. К ним относятся, например, возможность излучения униполярных импульсов, как в терагерцовом, так и в оптическом диапазонах. Показано, что в неоднородной среде, концентрация частиц которой зависит от координаты, возможна генерация униполярных импульсов необычной формы – прямоугольной, треугольной и др. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 21-72-10028.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М. Болотовский, В.Л. Гинзбург // УФН. 1972. Т. 106. С. 577.
2. Б.М. Болотовский, В.П. Быков // УФН. 1990. Т. 160. С. 141.
3. Б.М. Болотовский, А.В. Серов // УФН. 2005. Т. 175. С. 943.
4. Б.М. Болотовский, Г.Б. Малькин // УФН. 2019. Т. 189. С. 1084.
5. А. П. Потылицын и др. // УФН. 2020. Т. 190. С. 329.
6. R.M. Arkhipov et al. // Laser Physics. 2017. V. 27. № 5. P. 053001.
7. A. Pakhomov, R. Arkhipov // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 033509.
8. Р.М. Архипов // Опт. Спектр. 2016. Т.120. №.5. С.802.
9. Р. М. Архипов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 6. С. 388.
10. A.V. Pakhomov et al. // Scientific reports. 2019. 9, Art. No. 7444. P. 1.
11. A.V. Pakhomov et al. // Phys. Rev. A. 2022. V. 106. № 5. P. 053506.
12. A.V. Pakhomov et al. arXiv preprint arXiv:2303.11116
13. Р.М. Архипов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т.117. № 8, в печати.

Интерференция площадей предельно коротких импульсов: обобщения и следствия

О.О. Дьячкова¹, Р.М. Архипов^{1,2}, М.В. Архипов^{1,2}, А.В. Пахомов¹, Н.Н. Розанов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

o.o.dyachkova@gmail.com

Несмотря на огромный прогресс, проблема сокращения длительности лазерных импульсов продолжает оставаться актуальной [1-3]. Униполярные и квазиуниполярные предельно короткие импульсы (ПКИ), содержащие полуволну напряженности поля одной полярности, являются пределом сокращения длительности импульса в соответствующем спектральном диапазоне [4]. Униполярные импульсы (УИ) обладают ненулевой электрической площадью, и ввиду наличия монополярного всплеска поля оказывают однонаправленное воздействие на заряженные частицы. Как следствие, униполярные и квазиуниполярные импульсы могут использоваться для более быстрого управления состояниями квантовых систем [5], при изучении сверхбыстрых процессов [6] и др. приложений. В последнее время поднимается вопрос генерации УИ негармонической (прямоугольной) формы напряженности электрического поля. Ранее подобные импульсы рассматривались только в радиотехнике, и лишь совсем недавно в ТГц диапазоне [7]. Новые способы их получения были недавно предложены для оптического диапазона [8].

Изучение ПКИ привело к пересмотру ряда традиционных представлений о взаимодействии света с веществом в нелинейной оптике. В отличие от биполярных многоцикловых импульсов, для которых резонансное взаимодействие с квантовыми переходами определяется площадью медленной огибающей импульса [9], для униполярных ПКИ воздействие на микрообъекты определяется *электрической площадью импульса* [10]. Исследование свойств субцикловых и униполярных ПКИ, их взаимодействия с резонансными средами привело к обнаружению закона сохранения электрической площади импульса [11, 12], было введено понятие атомной меры электрической площади импульса [13]. Теоретически сделаны предсказания новых нелинейных эффектов – самокомпрессии [14] и самоостановки ПКИ [15].

В случае ПКИ не имеет смысла говорить об интерференции импульсов в традиционном смысле: создание интерференционной картины невозможно ввиду малой области их перекрытия. Исследование когерентных взаимодействий вещества с суб- и одноцикловыми импульсами показывает возможность формирования светоиндуцированных поляризационных структур и решеток разности населенности в среде [16, 17]. Так, при когерентном воздействии ПКИ на среду, прошедший импульс, помимо изменения населенностей уровней, оставляет после себя бегущую в направлении распространения импульса волну поляризации, которая существует в среде в течение времени релаксации поляризации T_2 . Решетки разности населенностей возникают, если в среду ввести второй ПКИ. Затем каждый последующий импульс будет менять их структуру. Данные решетки возникают вследствие интерференции волны поляризации, созданной первым импульсом, со вторым падающим импульсом [17, 16] или за счет интерференции площадей импульсов [18, 19]. Возможные следствия из концепции интерференции площадей были изучены в публикациях [20-22].

Целью доклада является рассмотреть интерференцию площадей (электрической площади и площади огибающей) при воздействии ПКИ на атомные системы, уделяя особое внимание возможности создания периодических решеток разности населенностей в среде при когерентном взаимодействии двух и более ПКИ. В докладе

приводятся результаты оригинальных работ авторов, связанные с исследованием и возможными применениями понятия интерференции площадей. Представлено простое соотношение, показывающее, что для сравнения воздействия униполярных импульсов с биполярными на резонансные переходы, необходимо сравнивать электрическую площадь первых с площадью огибающей последних [20]; дана физическая интерпретация этого соотношения на основе концепции интерференции площадей.

Приведены оригинальные результаты теоретического исследования возможности формирования и последующего управления решеток разности населенности в многоуровневой резонансной среде с помощью пары неперекрывающихся аттосекундных УИ прямоугольной формы [21, 23]. Показано, что глубиной модуляции возникающей решетки на заданном переходе можно управлять, изменяя длительность импульсов, их амплитуды и время задержки между ними. Образование таких решеток можно объяснить на основе интерференции площадей импульсов и интерференции амплитуд связанных состояний [18, 19].

Обсуждается возможность создания решеток населенностей негармонической формы с помощью последовательности униполярных $\pi/2$ или 2π -подобных негармонических импульсов [23, 24]. Демонстрируется возможность индуцирования локальных «микрорезонаторов» негармонической прямоугольной формы – областей, в которых разность населенностей среды почти постоянна, а на краях наблюдается скачок. Показано, что с помощью последовательности импульсов можно управлять параметрами микрорезонатора, т.е. не только быстро индуцировать эти структуры, но и ликвидировать, а также изменять их параметры. Для 2π -импульсов микрорезонатор формируется только при одинаковой полярности импульсов; структура локализована в области столкновения импульсов, ее пространственная частота увеличивается с числом сталкивающихся пар импульсов.

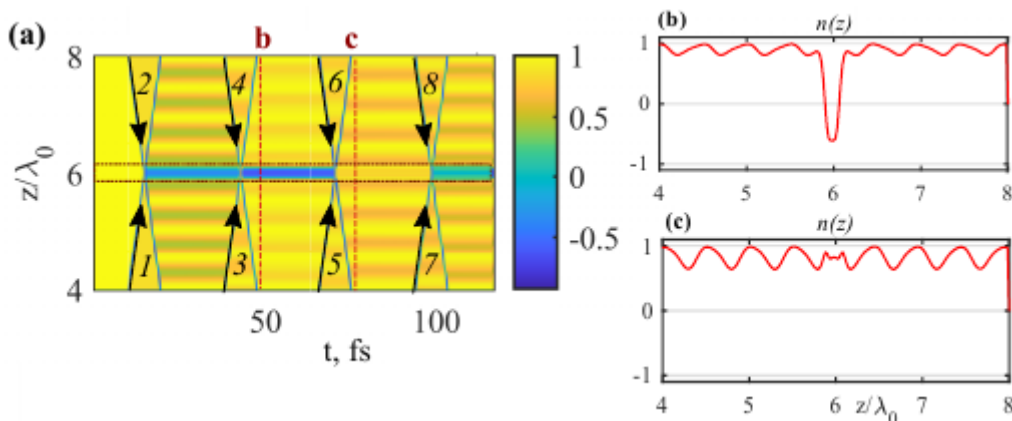


Рис. 1 а). Динамика разности населенностей $n(z,t)$ под действием сталкивающихся одноцикловых 1-фс импульсов, их направления показаны стрелками. Область среды, где формируется микрорезонатор, выделена пунктирным прямоугольником. Мгновенное значение разности населенностей $n(z)$ в зависимости от координаты z в фиксированный момент времени при (b) $t = 50$ фс; (c) $t = 83$ фс.

Для иллюстрации временная динамика такой решетки приведена на рис.1. Как видно, время столкновения импульсов 5 и 6 определяет “разрушение” микрорезонатора, т.е. когда среда станет из прозрачной поглощающей. Такие структуры могут найти множество применений в сверхбыстрой оптике, например, в роли стробоскопа лазерного излучения [24]. Т.к. для среды под воздействием ПКИ показатель преломления изменяется как в пространстве, так и во времени, их можно рассматривать как разновидность пространственно-временных фотонных кристаллов [25].

Как одно из следствий интерференции площадей УИ, в докладе описывается способ голографической записи со сверхвысоким временным разрешением в отсутствие взаимной когерентности между падающими пучками [26]. Так, проходя сквозь резонансную среду, УИ создает бегущую волну поляризации, сохраняющуюся на времени T_2 . Импульс выходит из среды, отражается от исследуемого объекта и возвращается в среду. В результате интерференции отражённого импульса с волной поляризации (или в результате интерференции площадей исходного и отраженного импульсов) возникает решётка атомных населённостей. Предложенный способ существенно отличается от эхо-голографии, где когерентность между опорной и предметной волной необходима [17].

Обсуждаются способы экспериментального определения электрической площади УИ. Приведен предложенный недавно в [22] способ, в основе которого лежит концепция интерференции площадей ПКИ. Так как воздействие импульсов на связанные состояния квантовой системы определяется интерференцией их площадей, зная задержку и характеристики одного из импульсов, по результирующей населённости состояний можно определить электрическую площадь другого.

Проведенные исследования поддержаны грантом РФФ 21-72-10028.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Krausz, M. Ivanov // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. No 1. P. 163.
2. Е.А. Хазанов // *Квант. электрон.* 2022. Т. 52. № 3. С. 208.
3. K. Midorikawa // *Nat. Photon.* 2022. V. 16. No 4. P. 267.
4. Р.М. Архипов и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2023. Т. 117. №1. С. 10.
5. A. Pakhomov et al. // *Phys. Rev. A.* 2022. V. 105 No 4. Art. No 043103.
6. M. T. Hassan et al. // *Nature* 2016. V. 530. P. 66.
7. I.E. Pyakov et al. // *Opt. Express* 2022. V. 30. No 9. P. 14978
8. Р.М. Архипов и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2023. Т. 117 №8. С. 580.
9. Л. Аллен, Дж. Эберли "Оптический резонанс и двухуровневые атомы" М.: Мир, 1978.
10. Р.М. Архипов и др. // *Квант. электроника.* 2020. Т. 50. No 9. С. 801.
11. Н.Н. Розанов // *Опт. и спектр.* 2009. Т. 107. № 5. С.761.
12. Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов // *УФН.* 2018. Т. 188. С. 1347.
13. Р.М. Архипов и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2021. Т. 114. №3. С. 156.
14. R. Arkhipov et al. // *Opt. Express.* 2021. V. 29. No 7. P. 10134.
15. M. Arkhipov et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2022. V. 128. P. 203901.
16. Р.М. Архипов // *Письма в ЖЭТФ.* 2021. Т. 113. №10. С. 636.
17. Е.И. Штырков // *Опт. и спектр.* 2013. Т. 114. С. 105.
18. Р.М. Архипов и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2021. Т. 114. №5. С. 298
19. R. Arkhipov et al. // *Laser Phys.* 2022. V.32. No. 6. Art. No 066002
20. Р. М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов // *Опт. и спектр.* 2022. Т. 130. №7. С. 1098.
21. O.O. Diachkova et al. // *Laser. Phys.* 2023. V. 33. No 4. Art. No 045102.
22. Р.М. Архипов и др. // *Изв. Вузов. Радиофиз.*, послано в печать.
23. O.O. Diachkova et al. // *Opt. Comm.* 2023. V. 538. P. 129475.
24. Р.М. Архипов и др. // *Опт. и спектр.* 2022. Т.130 №11. С.1707.
25. E. Galiffi et al. // *Advanced Photonics* 2022. V.4. Art. No 014002.
26. Р.М.Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов // *Письма в ЖЭТФ.* 2020. Т.111. С. 586.

Генерация оптико-терагерцовых солитонов малопериодным лазерным импульсом

А.А. Калинович¹, С.В. Сазонов^{2,3}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

³Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет)

kalinovich@gmail.com, sazonov.sergey@gmail.com

Рассмотрено формирование оптико-терагерцовых солитонов при воздействии на квадратично-нелинейную среду интенсивного малопериодного лазерного импульса. Показано, что нелинейная оптическая дисперсия и линейная дисперсия высших порядков способствуют эффективной генерации солитонов.

Для эффективной генерации терагерцового излучения используется мощный предельно короткий импульс лазерного излучения. В этом случае важен учет не только квадратичной, но и керровской нелинейности, а также дисперсии высоких порядков. В [1] исследовано формирование оптико-терагерцовых солитонов при учете керровской нелинейности. Увеличение интенсивности и уменьшение длительности входного оптического импульса побуждают учитывать дисперсию нелинейности оптического поля и самовоздействие терагерцового излучения.

Безразмерные уравнения для комплексной амплитуды оптического пучка $\bar{\psi}$ и терагерцового поля \bar{E}_T имеют вид [1,2,3]

$$i \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{z}} = -\frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}^2} + i \frac{k_3}{6} \frac{\partial^3 \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}^3} + a \bar{E}_T \bar{\psi} - i b \bar{\psi} \frac{\partial \bar{E}_T}{\partial \bar{\tau}} - i \mu \bar{E}_T \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}} + p |\bar{\psi}|^2 \bar{\psi} + h_1 |\bar{\psi}|^2 \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}} + h_2 \bar{\psi} \frac{\partial |\bar{\psi}|^2}{\partial \bar{\tau}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_T}{\partial \bar{z}} = \alpha \frac{\partial^3 \bar{E}_T}{\partial \bar{\tau}^3} - \gamma \int_{-\infty}^{\bar{\tau}} \bar{E}_T d\tau' - \beta \bar{E}_T \frac{\partial \bar{E}_T}{\partial \bar{\tau}} - \sigma \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} |\bar{\psi}|^2 + i q \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} \left(\bar{\psi}^* \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \bar{\tau}} - \bar{\psi} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial \bar{\tau}} \right).$$

Здесь учтены дисперсии оптической и терагерцовой компонент, комбинированные и собственные нелинейности обеих составляющих и дисперсия этих нелинейностей; амплитуды и «бегущее» время $\bar{\tau}$ нормированы на входные амплитуду и длительность оптического импульса, а координата \bar{z} - на оптическую дисперсионную длину.

Пусть на вход среды подается оптический гауссов импульс, терагерцовое излучение на входе отсутствует:

$$\bar{\psi}(z=0) = \frac{1}{2} \exp(-(\tau - \tau_0)^2), \quad \bar{E}_T(z=0) = 0. \quad (2)$$

Уравнение (1) с начальным условием (2) решалось численно разностным методом, аналогично тому, как это сделано в [4]. Была проведена серия численных экспериментов. На рис. 1 представлены соответствующие результаты в отсутствие низкочастотной терагерцовой дисперсии ($\gamma=0$). Пиковые интенсивности оптического и терагерцового сигналов (рис. 1 а) с расстоянием медленно убывают. Профили интенсивностей при $\bar{z}=50$ и $\bar{z}=100$ представлены на рис. 1 б, в. Слева наблюдается оптико-терагерцовый импульс, правее длительный терагерцовый сигнал, уже не взаимодействующий с оптическим. Интенсивности оптического и терагерцового сигналов медленно убывают с пройденной дистанцией. Из этого можно сделать вывод, что оптико-терагерцовый импульс не является солитоном в строгом смысле. Его можно назвать квазисолитоном, распространяющимся на большое, но конечное расстояние.

На рис. 2 показаны результаты с параметрами, аналогичными рис. 1, за исключением того, что теперь $\gamma=0.001$. На рис. 2 а показаны зависимости пиковых

интенсивностей от пройденной дистанции. Оптическая интенсивность вначале падает, терагерцовая растет, что обусловлено перекачкой энергии из оптического в терагерцовое излучение. Но затем они стабилизируются. Также и сравнение рис. 2 б и рис. 2 в показывает, что оптико-терагерцовый импульс практически не меняет форму между $\bar{z}=50$ и $\bar{z}=100$. Следовательно, можно говорить об оптико-терагерцовом солитоне. Различие в рис. 2 б и рис. 2 в состоит в разных профилях терагерцового сигнала, не взаимодействующего с оптическим.

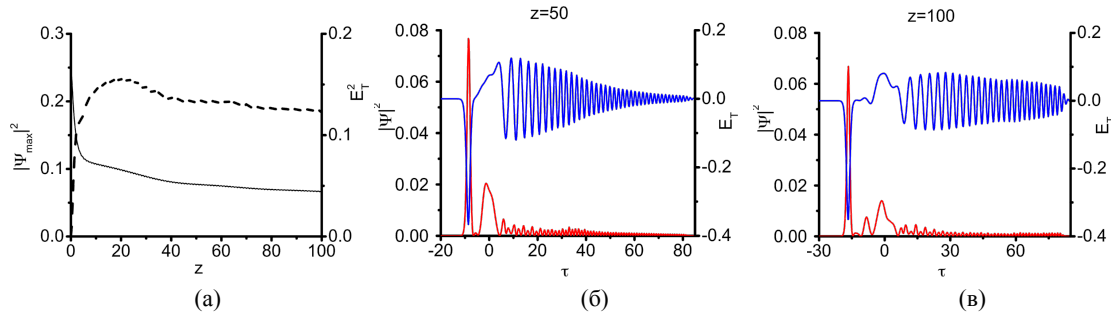


Рис. 1. Пиковые интенсивности оптического (сплошная линия) и терагерцового (штриховая линия) сигналов в зависимости от пройденного расстояния \bar{z} (а); распределения интенсивностей оптического (красный) и терагерцового (синий) излучений при $\bar{z}=50$ (б) и $\bar{z}=100$ (в); в обоих случаях $h_1 = -1$, $h_2 = -1$, $\gamma = 0$.

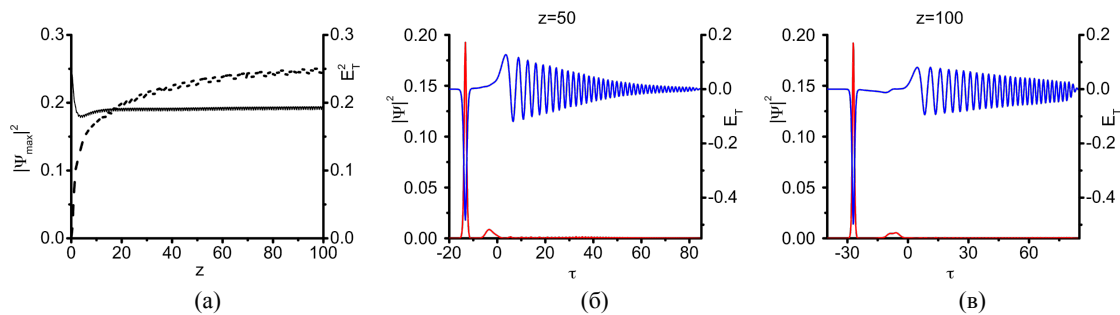


Рис. 2. Пиковые интенсивности оптического (сплошная линия) и терагерцового (штриховая линия) сигналов в зависимости от пройденного расстояния \bar{z} , распределения интенсивностей оптического (красный) и терагерцового (синий) излучений при $\bar{z}=50$ (б) и $\bar{z}=100$ (в); в обоих случаях $h_1 = -1$, $h_2 = -1$, $\gamma = 0$.

Сравнение данных расчетов показывает, что в средах с малой низкочастотной терагерцовой дисперсией возможно формирование оптико-терагерцовых солитонов, генерируемых мощным лазерным импульсом.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Калинович, И.Г. Захарова, С.В. Сазонов // Известия РАН. Сер. Физ. 2022. №12. Т. 86. С. 1678-1684.
2. S.V. Sazonov, A.P. Sukhorukov, and N.V. Ustinov // JETP Letters. 2014. V. 100 (10). P. 620-624.
3. S.V. Sazonov and A.P. Sukhorukov // JETP Letters. 2013. V. 98 № 12. P. 773.
4. A.A. Kalinovich, I.G. Zakharova, M.V. Komissarova, and S.V. Sazonov // Journal of Physics: Conference Series, IOP Publishing. 2021. V. 2090. P. 012040.

О параметрических световых пучках с малым числом колебаний

К.В. Кошкин¹, С.В. Сазонов^{2,3}, А.А. Калинович¹, М.В. Комиссарова¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

²Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт"

³Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) "

koshkin.kv19@physics.msu.ru

Световыми пучками называются волновые пакеты, локализованные в пространстве и во времени. Поперечный размер таких объектов может составлять всего лишь несколько микрометров, а длительность - сотню фемтосекунд. Квазимонохроматические параметрические световые пучки довольно подробно изучены в последние годы [1,2]. Например, были исследованы двухчастотные "дышащие" световые пучки, распространяющиеся в квадратично - нелинейной среде при различном знаке дисперсии групповых скоростей (ДГС) [2].

Предельно короткие световые импульсы, безусловно, интересны из-за развития технологий детектирования объектов, сканирующих систем (терагерцовые сканеры), систем передачи информации. По сравнению с квазимонохроматическими малопериодные световые пучки исследованы в меньшей степени. К известным теоретическим результатам можно отнести факт формирования малопериодных пучков при нормальной ДГС и фокусирующем волноводе [3].

В настоящей работе рассматривается возможность формирования малопериодных двухчастотных световых пучков в анизотропном одноосном кристалле с квадратичной нелинейностью при аномальной ДГС. Квазиоптические уравнения, описывающие генерацию второй гармоники (ГВГ), получены на основе феноменологических выражений для материального отклика среды и содержат дополнительные слагаемые, описывающие эффекты высших порядков (линейная дисперсия третьего порядка, дисперсия нелинейности и др.).

Нами изучено влияние уменьшения числа колебаний под огибающей волнового пакета N на возможность существования световых пучков. Безразмерная система уравнений для амплитуд первой ψ_1 и второй ψ_2 гармоник при выполнении условий фазового синхронизма выглядит следующим образом:

$$i \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial z} + D_\delta \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} \right) = \frac{-D_{\beta 1}}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} + \frac{i D_{\gamma 1}}{6} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial \tau^3} + \psi_1 \psi_2^* + i D_{b1} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi_1 \psi_2^*) + D_{c1} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} - i D_{c2} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2}; \quad (1)$$

$$i \left(\frac{\partial \psi_2}{\partial z} - D_\delta \frac{\partial \psi_2}{\partial \tau} \right) = \frac{-D_{\beta 2}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \tau^2} + \frac{i D_{\gamma 2}}{6} \frac{\partial^3 \psi_2}{\partial \tau^3} + \eta \psi_1^2 + i D_{b2} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi_1^2) + \frac{D_{c1}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} - i \frac{D_{c2}}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2}; \quad (2)$$

Коэффициенты, входящие в систему (1-2), являются безразмерными. Они введены таким образом, чтобы прослеживалась их зависимость от числа осцилляций N . Здесь продольная координата z отнормирована на нелинейную длину, время τ - на начальную длительность сигнала, η - это отношение коэффициентов нелинейности на основной и удвоенной частотах, которым соответствуют индексы "1" и "2". D_δ отвечает за

расстройку групповых скоростей, $D_{\beta_{1,2}}$ - за ДГС, $D_{\gamma_{1,2}} = \frac{D_{\beta_{1,2}}}{N}$ - за дисперсию третьего порядка, $D_{b_{1,2}}$ - за дисперсию нелинейности, $D_{c_1}, D_{c_2} = \frac{D_{c_1}}{N}$ - за дифракцию.

В работе исследуются два режима: нулевой и ненулевой сигнал на частоте второй гармоники. На входе в кристалл задаются компоненты с Гауссовой огибающей:

$$\psi_1 = E_1 \exp \left[-\frac{x^2}{r_{1x}^2} - \frac{\tau^2}{r_{1t}^2} \right], \quad \psi_2 = E_2 \exp \left[-\frac{x^2}{r_{2x}^2} - \frac{\tau^2}{r_{2t}^2} \right] \quad (3)$$

Дисперсия групповых скоростей в экспериментах всегда аномальна. Для решения безразмерной системы (1-2) используется нелинейная конечно-разностная схема, основанная на псевдоспектральном методе [4], сохраняющем интегралы движения.

Исследование существования световых пуль проводилось при следующих значениях N : 100, 10, 5, 3, 2. Результаты, полученные для $N=100$ и $N=10$, похожи на результаты работы [2], в которых система квазиоптических уравнений исследовалась без учета эффектов высших порядков. Заметные отличия зафиксированы при меньших N . Так, при $N=3$ и $N=2$, но остальных неизменных коэффициентах, "дышащий" двухчастотный солитон трансформируется в квазисолитон, временной радиус которого увеличивается на частоте второй гармоники. Однако, можно подобрать параметры таким образом, что квазирежим будет улучшен. В качестве примера на рис. 1 приведены длительности обеих гармоник при $N=10$ (рис. 1 а) и $N=3$ (рис. 1 б, рис. 1 с). Случай $N=3$ исследован при различных коэффициентах ДГС. Обратим внимание, что увеличивая ДГС, мы можем вернуть стабильное распространение световой пули (рис. 1 с).

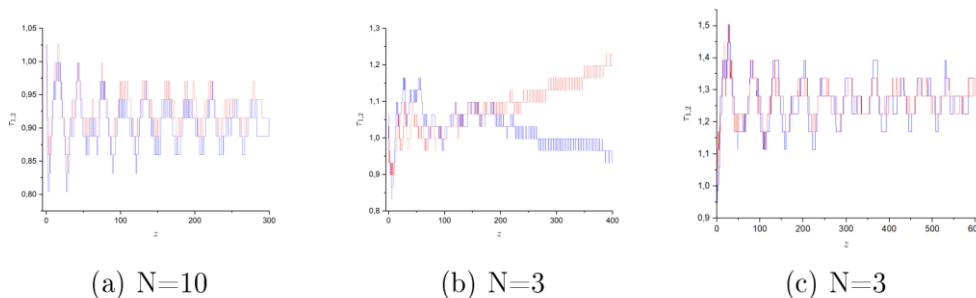


Рис. 1. Длительности гармоник для разных N . Синим цветом изображена основная гармоника, красным - вторая гармоника. $|D_{\beta_j}|$ на рисунке (с) больше, чем $|D_{\beta_j}|$ на рисунке (б).

ЛИТЕРАТУРА

1. N.C. Panoiu, R.M. Osgood, B.A. Malomed, F. Lederer, D. Mazilu, D.Mihalache, *Physical Review E*, 71(3), (2005).
2. S. V. Sazonov, A.A. Kalinovich, M. V. Komissarova, I.G. Zakharova, *Phys. Rev. A* 100, 033835, (2019).
3. M. V. Komissarova, S. V. Sazonov, A.A. Kalinovich, I. G. Zakharova, *Proceedings of SPIE 11026, Nonlinear Optics and Applications XI*, 110260L, (2019).
4. B. Shizgal: *Spectral Methods in Chemistry and Physics*. SC. Springer, Dordrecht, (2015).

Перекрытие и интерференция вкладов фазовой самомодуляции и генерации утроенных частот в спектр однопериодного терагерцового импульса при его распространении в нелинейной среде

И.Р. Арцер, М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин, С.А. Козлов

Университет ИТМО

artser_ilia@mail.ru

Аннотация. Уменьшение числа колебаний поля в терагерцовом (ТГц) импульсе на входе в нелинейную среду приводит при его распространении в среде к перекрытию спектра излучения, генерируемого на утроенных частотах, и спектра основного импульса, уширяемого вследствие эффекта фазовой самомодуляции. В данной работе показано, что степень перекрытия уширений спектра однопериодного импульса из-за генерации излучения утроенных частот и фазовой самомодуляции основного импульса составляет $s = -0.85$. Отрицательное значение величины означает, что эти нелинейные эффекты взаимно ослабляют друг друга. Наблюдаемый в эксперименте [1] сдвиг максимума спектра, генерируемого в нелинейной среде в поле однопериодных ТГц импульсов высокочастотного излучения на учетверённые частоты в данной работе объяснён неоднородностью по частоте взаимного ослабления эффектов генерации излучения утроенных частот и фазовой самомодуляции.

Параксиальное распространение линейно поляризованного импульсного ТГц излучения в изотропной нелинейной среде может быть описано с помощью полевого уравнения [2]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \cdot \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + g_2 E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1)$$

где E - напряжённость электрического поля, z - координата, вдоль которой происходит распространение излучения, c - скорость света в вакууме, N_0 и a - эмпирические постоянные, описывающие зависимость линейного показателя преломления от частоты ω в виде $n(\omega) = N_0 + ca\omega^2$, $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ - поперечный лапласиан, x и y - поперечные направлению распространения излучения координаты, $g_2 = 2n_2/c$ - коэффициент, характеризующий кубическую нелинейность среды, n_2 - её коэффициент нелинейного показателя преломления.

Для теоретического анализа удобно было выполнить нормировку, используя безразмерные переменные: $\tilde{E}(\tilde{t}, \tilde{z}) = E(t, z)/E_0$, $\tilde{z} = (zN_0)/(c\tau_0)$, $\tilde{t} = t/\tau_0$, $\tilde{x} = x/r_0$, $\tilde{y} = y/r_0$, где E_0 - амплитуда ТГц импульса, τ - характерное время нарастания поля импульса от нуля до максимума, r_0 - поперечный размер пучка. Тогда в новых переменных уравнение (1) примет следующий вид:

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{t}} - \mu_{disp} \frac{\partial^3 \tilde{E}}{\partial \tilde{t}^3} + \mu_{nl} \tilde{E}^2 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{t}} = \mu_{diff} \tilde{\Delta}_{\perp} \int_{-\infty}^{\tilde{t}} \tilde{E} d\tilde{t}', \quad (2)$$

где $\mu_{disp} = \frac{ca}{N_0\tau_0^2}$, $\mu_{diff} = \frac{c^2\tau_0^2}{2N_0^2r_0^2}$, $\mu_{nl} = \frac{4\Delta n_{nl}}{N_0}$, $\tilde{\Delta}_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{y}^2}$, $\Delta n_{nl} = \frac{1}{2} n_2 E_0^2 (CGC) = n_2 I (СИ)$, I - интенсивность ТГц импульса.

В настоящей работе рассмотрена ситуацию, когда дифракция и дисперсия оказывают на эволюцию поля импульса значительное меньшее влияние, чем

нелинейность среды, и ими можно пренебречь, т.е. $\mu_{nl} \gg \mu_{disp}, \mu_{diff}$. Такое приближение возможно для, например, этанола (C_2H_6O), кристалла кремния (Si) и ниобата лития ($LiNbO_3$). Выбор указанных сред обусловлен их большим значением коэффициента нелинейного показателя преломления n_2 в ТГц диапазоне частот: $6 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 / \text{Вм}$ [3], $3.5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 / \text{Вм}$ [4] и $7 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2 / \text{Вм}$ [5], соответственно. Параметры, описывающие дисперсию показателя преломления в ТГц диапазоне имеют значения: для этанола $N_0 = 1.7$, $a = -8 \cdot 10^{-36} \text{ см}^3 / \text{с}$, для кремния – $N_0 = 2.8$, $a = 1.5 \cdot 10^{-35} \text{ см}^3 / \text{с}$, для ниобата лития – $N_0 = 5.15$, $a = 1.8 \cdot 10^{-35} \text{ см}^3 / \text{с}$. Характерное время изменения поля импульса в ТГц диапазоне составляет $\tau = 1$ пс. Радиус пучка при проведении оценок полагали равным $r_0 = 10\lambda$, где $\lambda = 0.3$ мм – длина волны ТГц импульса. Рассчитанные величины $\mu_{disp}, \mu_{diff}, \mu_{nl}$ при заданных интенсивностях представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Значения коэффициентов, характеризующих вклад в эволюцию поля импульса в разных средах дисперсии, дифракции и нелинейной рефракции

Среда	μ_{disp}	μ_{diff}	μ_{nl}
C_2H_6O	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$ (для $I \sim 10^6 \text{ Вм} / \text{см}^2$)
Si	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$6.4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$ (для $I \sim 10^9 \text{ Вм} / \text{см}^2$)
$LiNbO_3$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$ (для $I \sim 10^8 \text{ Вм} / \text{см}^2$)

Из Таблицы 1 видно, что для всех трех сред дифракция и дисперсия оказывают на эволюцию поля импульса значительно меньшее влияние, чем нелинейность среды. Таким образом, ими можно пренебречь, и уравнение (2) может быть упрощено до следующего вида:

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{z}} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{t}} + \mu_{nl} \tilde{E}^2 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{t}} = 0. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) может быть представлено в виде разложения в ряд по малому параметру:

$$\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t}) = E^{(0)}(\tilde{z}, \tilde{t}) + \mu_{nl} E^{(1)}(\tilde{z}, \tilde{t}) + \mu_{nl}^2 E^{(2)}(\tilde{z}, \tilde{t}) + \dots, \quad (4)$$

где $E^{(i)}$ – i -ое приближение. Далее ограничимся только нулевым и первым слагаемыми приближения.

С помощью нормировки, представленной выше, поле однопериодного импульса принимает безразмерный вид:

$$\tilde{E}(\tilde{t}) = \tilde{t} \exp(-\tilde{t}^2), \quad (5)$$

а его спектр:

$$\tilde{G}(\tilde{\omega}) = -i\tilde{G}_0 \tilde{\omega} \exp(-\tilde{\omega}^2 / 4), \quad (6)$$

где $\tilde{G}_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$, $\tilde{\omega} = \omega \tau_0$.

При граничном условии вида однопериодной волны (5) (при $\tilde{z} = 0$) в нулевом приближении вид поля и его спектра сохраняются, а вклады изменения поля излучения из-за генерации излучения на утроенных частотах (ГУЧ) и фазовой самомодуляции (ФСМ), которые рассчитываются в следующем приближении, принимают вид:

$$\begin{cases} E_{TFG}^{(1)}(\tau, z) = \frac{1}{6} z (12\tau^4 - 12\tau^2 + 1) \cdot \exp(-3\tau^2), \\ E_{SPM}^{(1)}(\tau, z) = \frac{1}{6} z (6\tau^2 + 1) \cdot \exp(-3\tau^2), \end{cases} \quad (7)$$

а изменение спектральной плотности поля (6) из-за тех же эффектов - вид

$$\begin{cases} G_{TFG}^{(1)}(\omega, z) = \frac{\sqrt{\pi}}{648\sqrt{3}} \cdot \omega^4 \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2}{12}\right) \cdot z \cdot \exp(-i\omega z), \\ G_{SPM}^{(1)}(\omega, z) = -\frac{\sqrt{\pi}}{36\sqrt{3}} \cdot \omega^2 \cdot \exp\left(-\frac{\omega^2}{12}\right) \cdot z \cdot \exp(-i\omega z). \end{cases} \quad (8)$$

На рис. 1 иллюстрирован вид изменения поля (5) и амплитуды комплексного спектра (6) однопериодной волны из-за ГУЧ $E_{TFG}^{(1)}, G_{TFG}^{(1)}$ и из-за ФСМ волны $E_{SPM}^{(1)}, G_{SPM}^{(1)}$ (7), (8). При отображении вещественной амплитуды комплексного спектра $G_{TFG}^{(1)}, G_{SPM}^{(1)}$ учли, что $e^{i\pi} = -1$.

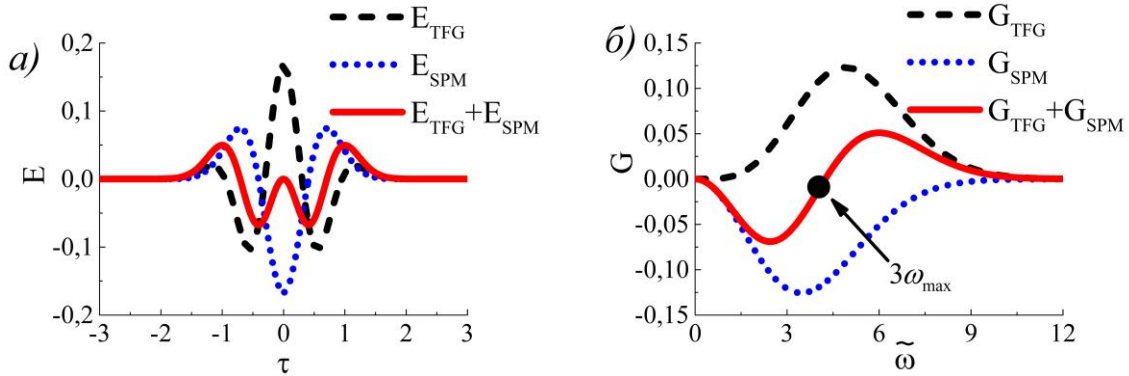


Рис. 1. Зависимость изменения поля однопериодного импульса из-за эффекта генерации излучения на утроенных частотах (штриховая линия) и фазовой самомодуляции (линия точками) от времени (а) и его спектра от частоты (б). Сплошные линии описывают результат интерференции.

Величина степени перекрытия:

$$s = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} E_{TFG}(t) \cdot E_{SPM}(t) dt}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} E_{TFG}^2(t) dt \cdot \int_{-\infty}^{\infty} E_{SPM}^2(t) dt}}. \quad (9)$$

для однопериодного импульса, как посчитано в данной работе, составляет -0.85 . Как видно из рис. 1, отрицательное значение этой величины означает, что нелинейные эффекты ГУЧ и ФСМ взаимно ослабляют друг друга, причем неоднородно по частоте. Степень перекрытия может принимать значения от -1 до 1 , где её равенство единице означает полное совпадение вкладов возникающих эффектов, -1 – их полное противопоставление, а при равенстве данной величины нулю указанные вклады будут полностью независимы. Полученное значение достаточно близко к -1 , что означает значительную степень взаимозависимости возникающих явлений и их влияния на изменение спектра, возникающего из-за нелинейности среды.

На рис. 2 приведен спектр однопериодного ТГц импульса в нелинейной среде на расстоянии $\mu_{nl} \cdot z = 1$.

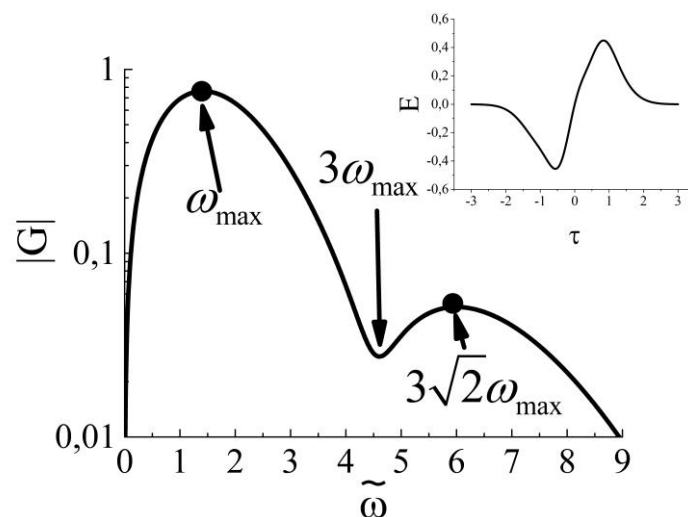


Рис. 2. Зависимость модуля нормированного спектра G однопериодного импульса в нелинейной среде от нормированной частоты $\tilde{\omega}$ при $\mu_{nl} \cdot z = 1$. На вставке приведена зависимость в нелинейной среде нормированного поля \tilde{E} от “запаздывающего времени” τ .

Как видно из рис. 2, неоднородность ослабления ГУЧ и ФСМ по частоте приводит к сдвигу максимума спектра генерируемого в нелинейной среде высокочастотного излучения на учетверённые частоты.

В заключение отметим, что рассмотренный необычный нелинейный эффект - перекрытие и интерференция спектров ГУЧ и ФСМ, – вследствие которого происходит сдвиг частот генерируемого в изотропных средах излучения с утроенных на учетверенные, – характерны для однопериодного излучения, но отсутствуют для квазимонохроматического излучения. Это означает, что для волн из малого числа колебаний мы получаем дополнительные возможности управления эффективностью и характером протекания нелинейных процессов, что перспективно для разработки сверхбыстрых безынерционных устройств ТГц фотоники.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Artser et al // Scientific Reports. 2022. V. 12. No. 1. P. 9019.
2. S.A. Kozlov, S.V. Sazonov // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1997. V. 84. Pp. 221-228.
3. A.N. Tsypkin et. al // Physical Review Applied. 2021. V. 15. No. 5. P. 054009.
4. A. Woldegeorgis et. al // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2018. V. 39. No. 7. Pp. 667-680.
5. M. O. Zhukova et. al // Photonics. 2020. V. 7. No. 4. P. 98.

Формирование квазиуниполярных импульсов в неравновесных замагниченных плазменных каналах

А.В. Богацкая^{1,2}, Е.А. Волкова³, А.М. Попов^{1,2}

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

²Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

³Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова
alexander.m.popov@gmail.com

Мы развиваем предложенный в [1,2] способ управления спектральными и поляризационными характеристиками ТГц импульса, распространяющегося в канале неравновесной азотной (воздушной) замагниченной плазмы, создаваемой фемтосекундным УФ лазерным импульсом. Основная идея основана на возможности усиления ТГц сигнала в плазме с сильно неравновесной функцией распределения электронов по скоростям (ФРЭС) с пиковой структурой, если положение этого пика находится в области растущего с энергией транспортного сечения [3,4]. Как и в [1,2], благодаря циклотронному резонансу плазменный канал действует как усилитель ТГц излучения для угловых частот ω , близких к циклотронной $\Omega_B = eB_0/mc$ (здесь B_0 – индукция внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси плазменного канала). Следовательно, варьируя индукцию внешнего магнитного поля и длину плазменного канала, можно изменять состояние поляризации импульса и его спектральный состав. Азотная (воздушная) плазма характеризуется большей величиной усиления ТГц поля, но при этом гораздо более быстрой релаксацией первоначально сильно неравновесной ФРЭС по сравнению с инертными газами. В результате, замена инертного газа (ксенона) на азот (или воздух) в качестве активной среды позволяет эффективно управлять спектральной шириной ТГц импульсов широком диапазоне частот, а также получать достаточно экзотические состояния поляризации ТГц импульсов.

В работе мы используем модель распространения ТГц импульса в неравновесной намагниченной плазме, предложенную ранее в [2], для случая замагниченной плазмы в ксеноне. Она основана на самосогласованном решении волнового уравнения второго порядка для напряженности электрического поля ТГц импульса в цилиндрической геометрии совместно с системой кинетических уравнений Больцмана в двучленном приближении для эволюции ФРЭС в различных пространственных точках канала. Мы проводим анализ эволюции ТГц импульса во время его распространения в канале в зависимости от отстройки центральной частоты импульса от циклотронной и для различных пиковых интенсивностей семенного импульса. Моделирование демонстрирует эффективное усиление начального ТГц импульса вблизи резонанса $\omega \approx \Omega_B$ и преобразование линейной поляризации в почти круговую. Обратное влияние усиливаемого поля дает возможность получить выходящие ТГц импульсы со значительно отличающимися центральными частотами и почти одинаковой пиковой интенсивностью. По сравнению с инертными газами колебательное возбуждение молекул азота приводит к быстрой релаксации пика фотоэлектронов [4,5]. В этом случае обнаруживается генерация (квази)униполярных импульсов с ненулевой площадью электрического поля [6] и специфическим состоянием поляризации.

Моделирование проводилось для плазменного канала в воздухе атмосферного давления и концентрации электронов $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для квази одноциклового ТГц затравочного импульса с центральной частотой $2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Такой импульс характеризуется широкой спектральной полосой. Именно этот факт позволяет перестраивать частоту сигнала в широком диапазоне. Мы рассматриваем значения индукции магнитного поля $B_0 = 0 \div 4 \cdot 10^5 \text{ Г}$, что соответствует диапазону циклотронных частот до $\Omega_B = 7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Во всех исследуемых случаях в процессе распространения

происходит трансформация от линейной поляризации к почти круговой. Эта трансформация сопровождается значительным усилением энергии импульса. Также варьируя индукцию магнитного поля, можно эффективно настраивать несущую частоту ТГц импульса.

Механизм формирования квазиуниполярных импульсов при распространении ТГц импульса в канале азотной (воздушной) плазмы основан на быстрой релаксации ФРЭС, в результате которой усиление переднего фронта импульса доминирует над задним фронтом [2,4]. Формирование квазиуниполярных импульсов в присутствии внешнего магнитного поля может стать еще более эффективным. Действительно, если выбрать циклотронную частоту ниже несущей частоты, то спектральные компоненты усиленного импульса будут смещены в область меньших частот. Это означает, что при той же длительности импульса число колебаний в нем уменьшается до единицы и менее. В такой ситуации даже слабая пространственная неоднородность усиления приводит к формированию униполярности импульса.

Состояние поляризации квазиуниполярного импульса, сформированного в канале замагниченной плазмы для различных отношений циклотронной и несущей частот Ω_B/ω приведено рис. 1. Степень униполярности увеличивается с ростом интенсивности затравочного импульса и уменьшением отношения Ω_B/ω . Важно, что состояние поляризации такого импульса не может быть охарактеризовано такими понятиями, как линейная, круговая или эллиптическая поляризация. В данном случае вектор электрического поля рисует в пространстве довольно сложную кривую, которая демонстрирует действие электрической силы в изменяющемся направлении, что обеспечивает толчок для поступательного и вращательного движения электрона в молекулах. Мы предполагаем, что такие импульсы будут представлять особый интерес для спектроскопии макромолекул и хиральных структур.

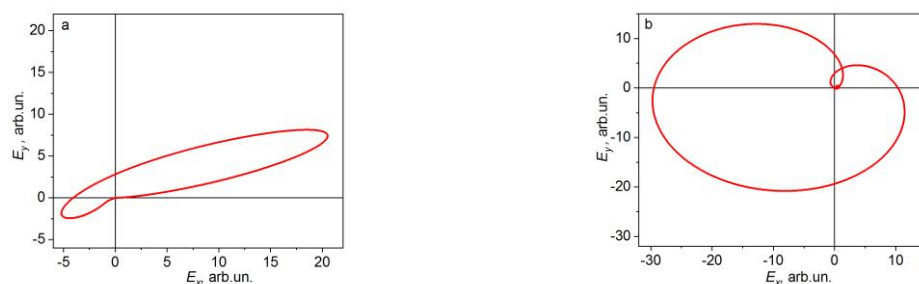


Рис. 1. Примеры возникающих поляризационных состояний поля с после распространения ТГц импульса в замагниченном плазменном канале 30 см: $\Omega_B = 5e10 \text{ c}^{-1}$ (a), $\Omega_B = 5e11 \text{ c}^{-1}$ (b), Несущая частота ТГц импульса $\omega_0 = 2 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Вектор поля вращается против часовой стрелки.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Bogatskaya, N.E. Gnezdovskaia, A.M. Popov // Phys. Rev. E 2020. V. 102. No 4. 043202
2. A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31, No 9. 095009
3. A.V. Bogatskaya, A.M. Popov // JETP Lett. 2013. V. 97 No 7. P. 388
4. A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov // J. Phys. D 2014. V. 47. No 18. 185202
5. A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov // Photonics 2023. V. 10. P. 113
6. R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov // Quantum Electronics 2020. V.50. No 9. P. 801 – 815

Оптимизация последовательностей униполярных импульсов разной полярности для реализации квантовых операций в кубитах

М.В. Бастракова^{1,2}, В.А. Вожаков^{1,3}, М.А. Сергеев¹, А.В. Линева¹, Д.С. Куландин¹,
Н.В. Клёнов⁴, И.И. Соловьев³

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия

²Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия

⁴Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физ. фак., Москва, Россия

bastrakova@phys.unn.ru

Одним из многих возможных вариантов реализации протоколов управления для трансмона [1] (сверхпроводящего зарядового кубита особого типа) является схема цифрового сверхпроводникового управления на основе быстрой одноквантовой логики. Данный метод управления основан на использовании длинных последовательностей управляющих униполярных импульсов с широким спектром, длительностью порядка нескольких пс. Подобный способ управления в отличие от традиционного микроволнового подхода является энергоэффективным и позволит снизить требования к огромному числу дорогостоящих устройств СВЧ электроники необходимых для индексированного управления каждым кубитом в регистре и тем самым минимизировать каналы декогеренции. Цифровой метод управления зарекомендовал себя при реализации однокубитных операций [2, 3], используя как регулярные последовательности униполярных импульсов [2], так и модифицированные SCALLOP последовательности [3]. Показано, что точность операций и длительность сопоставима с микроволновой техникой Раби и составляет ~ 20 нс для трансмон-кубитов [1].

В данной работе представлена модификация униполярной схемы управления, которая включает в себя возможность использования импульсов разной полярности, позволяющих ускорить однокубитные операции до 6 нс. Для этого были рассмотрены возможные подходы к решению задачи оптимизации управления кубитами. Известно, что подавляющее большинство алгоритмов оптимизации квантовой динамики основаны на эвристических или чисто стохастических подходах (например, метод координатного спуска или генетические алгоритмы). Для таких алгоритмов существенным ограничением является сильная зависимость конечной точности от исходных допущений (гиперпараметров), а также необходимость полного повторного применения алгоритма даже при небольшом изменении параметров системы. В свою очередь, машинное обучение с использованием нейронных сетей и алгоритмов обучения с подкреплением, одним из которых является AlphaZero [4], позволяет достичь высокого качества результатов и, в то же время, обладает способностью достигать такие результаты при изменении параметров системы, даже не требуя полной переподготовки.

После длительного периода первоначального обучения с использованием алгоритма Alpha Zero были получены семейства последовательностей импульсов для квантовой операции $Y_{\pi/2}$ с учетом критерия по точности квантовой операции (F , fidelity) так что $1-F < 10^{-4}$, а утечка за пределы вычислительного базиса кубитов минимальна. Мы использовали набор входных параметров трансмон-кубитов, которые были взяты из типичных экспериментальных работ, например, частота кубита 3-7 ГГц, нелинейность 200-400 МГц.

Кроме того, нами был предложен аналог простейшего микроволнового кросс-резонансного CR0-протокола [5], но при использовании последовательностей

униполярных импульсов. В качестве примера, мы провели моделирование операции CNOT между управляющим кубитом ω_2 и целевым кубитом ω_1 . При этом управляющее поле представляло собой последовательность биполярных немодулированных импульсов, подаваемых на управляющий контрольный (*control*) кубит с интервалом между импульсами $T = 2\pi/\omega_1$ на частоте близкой к частоте целевого (*target*) кубита, $\omega_t = \omega_1 + \delta\omega$, $\delta\omega \ll \omega_1$. Поскольку частоты трансмонов обычно различаются на $100 \sim 300$ МГц, импульс CRO представляет собой слегка нерезонансный импульс на управляющем кубите. Нами численно проведена калибровка системы и вычислены временно-частотные зависимости населенностей уровней двух взаимодействующих кубитов, что показано цветом на рис. 1. Видно, что существует оптимальная частота на которой необходимо подавать последовательность биполярных импульсов, чтобы совершить желаемую операцию CNOT, при которой состояние целевого кубита остается неизменным, а контрольный кубит совершил полный поворот состояний, что показано черной линией на рис. 1.

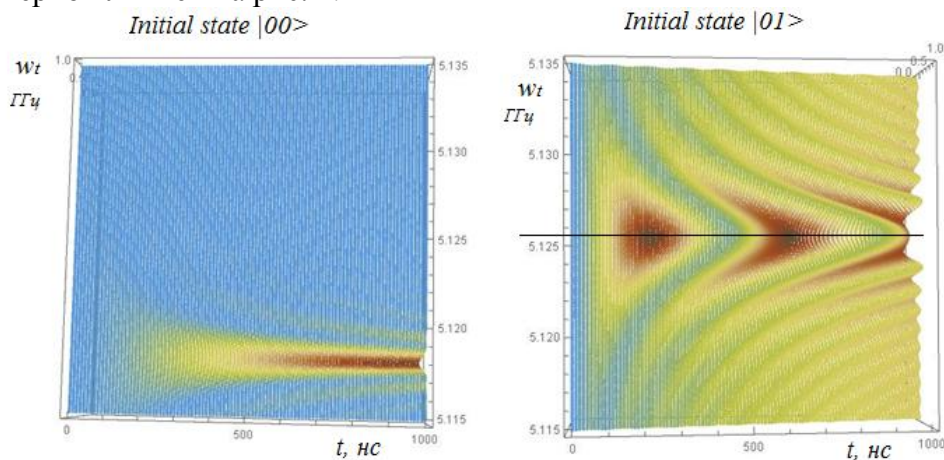


Рис. 1 Цветом показана временная развертка двух-кубитных осцилляций населенностей $|00\rangle$ и $|01\rangle$ уровней при изменении частоты ω_t воздействия биполярной последовательности на пару емкостно связанных трансмон-кубитов при их инициализации в начальный момент времени $t=0$: (а) в состоянии $|00\rangle$ и (б) в состоянии $|01\rangle$.

Таким образом, в данной работе нами предлагается схема и её оптимизация для реализации одно- и двух-кубитных квантовых операций в регистрах трансмон кубитов на основе воздействия последовательностей одноквантовых импульсов напряжений разной полярности. Использование алгоритма машинного обучения Alpha Zero позволяет получить требуемую последовательность импульсов для выполнения заданной квантовой операции и для любого набора входных параметров кубита (частота, нелинейность, тактовая частота генератора, амплитуда) с минимальной утечкой в высоколежащие состояния.

Расчет динамики кубитов проводился в рамках гранта РФФ № 22-72-10075.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Krantz et al. // Phys. Rev. Applied. 2020. V. 6. P. 021318.
2. R. McDermott and M. G. Vavilov // Phys. Rev. Applied. 2014. V. 2. P. 014007.
3. E. Leonard et al. // Phys. Rev. Applied. 2019. V. 11. P. 014009.
4. M. Dalgaard et al. // npj Quantum Inf. 2020. V. 6. P. 6.
5. G. Paraoanu // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 140504.

Генерация предельно коротких импульсов в лазере с когерентной синхронизацией мод

А.В. Пахомов¹, М.В. Архипов¹, Н.Н. Розанов^{1,2}, Р.М. Архипов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет

²Физико-технический институт РАН им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург

antpakhom@gmail.com

Когерентное взаимодействие света с веществом реализуется, если длительность светового импульса много меньше, чем время релаксации поляризации / когерентности T_2 в резонансной среде. Такое взаимодействие лежит в основе явления самоиндуцированной прозрачности (СИП), когда световой импульс может распространяться в резонансной среде без изменения своей формы [1]. Поглощающая двухуровневая среда при воздействии импульса СИП совершает один период Раби-осцилляций, т.е. на переднем фронте импульса среда возбуждается, а на заднем фронте импульса среда возвращается в основное состояние, что приводит к распространению импульса практически без потерь.

Явление СИП наблюдалось в различных средах и было предложено для использования в некоторых приложениях, таких как, например, сжатие ультракоротких импульсов. Однако наиболее перспективным представляется его использование для синхронизации мод в лазерах. Такой механизм синхронизации мод, называемый когерентной синхронизацией мод (КСМ) [2], основан на формировании солитона СИП в активной среде и позволяет получить импульсы с гораздо меньшей длительностью по сравнению с лазерами со стандартной пассивной синхронизацией мод. В то время как в стандартных лазерах с пассивной синхронизацией мод на основе некогерентного насыщения поглотителя достигаемая длительность импульса ограничена временем фазовой релаксацией T_2 в активной среде [3], с помощью когерентной синхронизации мод можно получить импульсы намного меньшей длительности [4-7]. Поскольку при когерентной синхронизации мод ширина линии усиления среды уже не накладывает никаких видимых ограничений на длительность получаемых импульсов, возникает вопрос о том, могут ли в таких лазерах быть получены предельно короткие импульсы.

В данном докладе мы представляем, каким образом в лазере с когерентной синхронизацией мод возможно получение последовательности предельно коротких импульсов (ПКИ) вплоть до одноциклового длительности. Мы показываем, что генерация предельно коротких импульсов происходит в лазерах со сверхкоротким резонатором и достаточно малыми временами релаксации в активной среде [5].

Общая схема рассматриваемой конфигурации лазера показана на рисунке 1а. Мы рассматриваем двухсекционный лазер с линейным резонатором, длина которого не превышает десяти микрон [5]. Для моделирования данной системы численно решались одномерное волновое уравнение и уравнения Блоха для двухуровневой среды в усилителе и поглотителе без приближений вращающейся волны и медленно меняющихся огибающих, а также уравнения Друде-Лоренца для металлических зеркал.

На рисунке 1б показан пример полученной временной зависимости выходного излучения лазера. Использовались следующие параметры лазера и активных сред: длина резонатора 7 мкм, длины усилителя и поглотителя 2.5 мкм, длина волны резонансного перехода в обеих средах $\lambda_{12} = 700$ нм, времена релаксации усилителя $T_{1,g} = 500$ фс, $T_{2,g} = 10$ фс, дипольный момент перехода $d_{12,g} = 5$ Д, времена релаксации поглотителя $T_{1,a} = 100$ фс, $T_{2,a} = 10$ фс, дипольный момент перехода $d_{12,a} = 10$ Д. Как видно из рисунка 1б, в системе возникает устойчивый режим когерентной синхронизации мод с длительностью получаемых импульсов порядка нескольких фс.

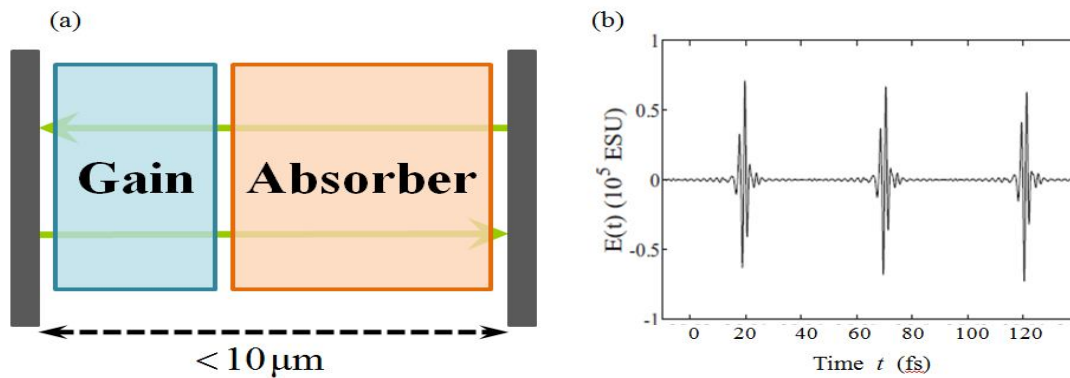


Рис. 1. (а) Общая схема рассматриваемого двухсекционного лазера со сверхкоротким резонатором; (б) пример численно полученной временной зависимости выходного электрического поля, соответствующий генерации предельно коротких импульсов.

Важно отметить, что полученный режим является самостартующим, т.е. не требует инъекции внешнего импульса в резонатор, что важно для экспериментальной реализации подобного режима. Также стоит обратить внимание на очень высокие достигаемые значения частоты повторения импульсов. Так, для примера на рисунке 1b частота следования импульсов составляет около 20 ТГц, что значительно превышает типичные значения в стандартных лазерах с пассивной синхронизацией мод.

Как показывают проведённые расчёты, устойчивая когерентная синхронизация мод в лазере со сверхкоротким резонатором возможна лишь при определённых ограничениях на параметры активных сред [5]. Во-первых, необходимы очень малые значения времени релаксации $T_{2,a}$ в поглотителе порядка времени обхода резонатора, т.е. нужно $T_{2,a} < 100$ фс. Во-вторых, релаксация инверсии в поглотителе должна быть достаточно быстрой с типичными значениями $T_{1,a} < 1$ пс. Наконец, оптический отклик среды должен удовлетворительно описываться в рамках двух- или мало-уровневого приближения. Такие условия могут быть выполнены, например, в полупроводниковых квантовых точках или активных средах квантово-каскадных лазеров. При этом соотношение дипольных моментов резонансного перехода в усилителе и поглотителе может варьироваться в достаточно широких пределах без потери устойчивости режима КСМ, включая и случай равных дипольных моментов (т.е. одной и той же активной среды в обеих секциях лазера) [7].

Кроме того, нами были также получены ряд правил подобия для рассматриваемых уравнений, которые показывают возможность получения еще более коротких импульсов при соответствующем масштабировании параметров системы [6-7]. Мы полагаем, что полученные результаты могут способствовать созданию сверхкомпактных лазерных источников предельно коротких импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-10028 (генерация ПКИ) и Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (анализ устойчивости режима КСМ в зависимости от параметров сред).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. L. McCall and E. L. Hahn // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 908.
2. V. V. Kozlov // *Phys. Rev. A.* 1997. V. 56. P. 1607.
3. E. Rafailov, M. Cataluna, and W. Sibbett // *Nat. Photon.* 2007. V. 1. P. 395.
4. V. V. Kozlov et al. // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 84. P. 053810.
5. R. Arkhipov et al. // *Phys. Rev. A.* 2022. V. 105. P. 013526.
6. R. M. Arkhipov et al. // *Sci. Rep.* 2021. V. 11. P. 1147.
7. A. Pakhomov et al. // *Phys. Rev. A.* 2023. V. 107. P. 013510.

Учет энергетического дисперсионного расплывания свободных носителей, индуцированных мощным фемтосекундным лазерным излучением в диэлектриках

К.В. Львов¹, С.Ю. Стремоухов^{1,2}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

²НИЦ «Курчатовский институт»

lvov.kv14@physics.msu.ru

Одним из механизмов генерации гармоник в диэлектриках при воздействии на них мощного фемтосекундного лазерного излучения является динамика свободных носителей в зоне проводимости, возбуждаемых лазерным излучением [1]. Возбуждение в среде определенной плотности свободных носителей также определяет поглощение лазерной энергии и дефокусировку лазерного пучка при его распространении через нелинейную среду. В связи с этим, моделирование взаимодействия мощного лазерного излучения с диэлектриками невозможно без использования определенной модели динамики свободных носителей в зоне проводимости.

Наиболее корректными с физической точки зрения моделями являются статистические модели, основанные на уравнении Больцмана [2], либо его упрощении – уравнении Фоккера-Планка [3, 4], которое справедливо, если характерное время между столкновениями носителей во много раз меньше характерного времени, необходимого для существенного изменения энергии носителей. При лазерных полях вплоть до значений, соответствующих лазерному пробое, это приближение, как правило, выполняется [3]. Согласно уравнению Фоккера-Планка, динамика плотности распределения носителей $f(\varepsilon, t)$ в зоне проводимости описывается уравнением:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{1}{3} \sigma(\varepsilon) E^2(t) f(\varepsilon, t) \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} \left(\frac{4}{3} \varepsilon \sigma(\varepsilon) E^2(t) f(\varepsilon, t) \right), \quad (1)$$

где $E(t)$ – напряженность лазерного поля, ε – кинетическая энергия носителей,

$\sigma(\varepsilon) = \frac{e^2 v(\varepsilon)}{m^* (v^2(\varepsilon) + \omega^2)}$ – проводимость носителей, e – заряд электрона, m^* –

эффективная масса носителей, $v(\varepsilon)$ – частота столкновений носителей, ω – частота лазерного поля.

Однако, применение модели Фоккера-Планка в задаче распространения лазерного излучения через нелинейную среду выглядит плохо реализуемым из-за трудоемкости вычислений и необходимости решать уравнение в каждой точке пространства.

Альтернативой статистическим моделям служат скоростные модели динамики носителей, описывающих их распределение по конечному числу дискретных уровней энергии в зоне проводимости: SRE (Single Rate Equation) [5], MRE (Multiple Rate Equation) [6] и другие модификации этих моделей [7], учитывающих все более тонкие эффекты. Так, например, в улучшенной модели MRE (EMRE) [8] учитываются столкновения электронов между собой и с нейтральными атомами, вводится усредненный уровень, учитывающий наличие носителей выше верхнего энергетического уровня, а также рассматривается ударная ионизация по модели Келдыша [9]. Ключевой особенностью всех существующих скоростных моделей является их учет только первого слагаемого в правой части уравнения (1), описывающего нагрев носителей под действием лазерного излучения.

В данной работе рассматривается второе слагаемое в правой части уравнения (1), описывающее дисперсию носителей по зоне проводимости. Дисперсионное слагаемое включается в модель EMRE [8] и анализируется его влияние на плотность

индуцированных носителей и их среднюю кинетическую энергию по окончании действия мощного фемтосекундного лазерного излучения на диэлектрическую среду.

Для включения дисперсионного слагаемого в модель EMRE, уравнение (1) было проинтегрировано по интервалам $[\varepsilon_{k-1/2}, \varepsilon_{k+1/2}]$, в результате чего получена система обыкновенных дифференциальных уравнений относительно населенностей ρ_k уровней энергии ε_k , разделенных между собой энергией фотона $\Delta\varepsilon$:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} = \frac{E^2(t)}{3\Delta\varepsilon} \cdot \left(\left(\frac{1}{2} + \frac{2\varepsilon_{k-1}}{\Delta\varepsilon} \right) \sigma(\varepsilon_k - \Delta\varepsilon) \rho_{k-1} + \frac{4\varepsilon_k}{\Delta\varepsilon} \sigma(\varepsilon_k) \rho_k + \left(-\frac{1}{2} + \frac{2\varepsilon_{k+1}}{\Delta\varepsilon} \right) \sigma(\varepsilon_k + \Delta\varepsilon) \rho_{k+1} \right). \quad (2)$$

Совершенно аналогично модернизируется скоростное уравнение для усредненного уровня и его энергии. При этом делается предположение об экспоненциальном затухании плотности распределения при энергиях выше критического уровня, что подтверждается результатами моделирования при решении исходного уравнения Фоккера-Планка (1). Тогда для населенности ρ_a и полной энергии u_a усредненного уровня скоростное уравнение будет следующим:

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} = E^2(t) \sigma(\varepsilon_{cr}) \frac{\rho_a^2}{u_a - \varepsilon_{cr} \rho_a} - \frac{2}{3} E^2(t) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon_{cr} \sigma(\varepsilon_{cr}) f(\varepsilon_{cr})), \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} = E^2(t) \rho_a \left(\sigma(\varepsilon_{cr}) \frac{\varepsilon_{cr} \rho_a}{u_a - \varepsilon_{cr} \rho_a} + \sigma \left(\frac{u_a}{\rho_a} \right) \right) + \frac{2}{3} E^2(t) \left(\varepsilon_{cr} \sigma(\varepsilon_{cr}) f(\varepsilon_{cr}) - \varepsilon_{cr} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon_{cr} \sigma(\varepsilon_{cr}) f(\varepsilon_{cr})) \right). \quad (4)$$

Поскольку в уравнении (1) рассматриваются также области энергии, значительно большие критического уровня энергии, выше которого носители участвуют в ударной ионизации, то использование выражения для скорости ударной ионизации, предложенное Келдышем в работе [9], невозможно, т.к. в ней рассматриваются только области энергии вблизи критического уровня. Поэтому для скорости ударной ионизации использовалось выражение, полученное в [10]:

$$\alpha_{imp}(\varepsilon) = \rho_{at} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m^*}} \cdot 4\pi a_0^2 \left(\frac{Ry}{E_g} \right)^2 \cdot \frac{\varepsilon_{cr}}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_{cr}}{\varepsilon + \varepsilon_{cr}} \right)^{3/2} \cdot \left(1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{\varepsilon_{cr}}{2\varepsilon} \right) \ln \left(2.7 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{cr}} - 1} \right) \right), \quad (5)$$

где ρ_{at} – плотность атомов, a_0 – боровский радиус, Ry – постоянная Ридберга.

Динамика свободных носителей моделировалась в диэлектрике CaF_2 , на который падает мощное фемтосекундное лазерное излучение с длиной волны 4.4 мкм, длительностью 170 фс и флюенсом до 8 Дж/см². Для определения влияния дисперсионного слагаемого в уравнении (1) динамика носителей была рассчитана: 1) в рамках модели EMRE [8] (без учета дисперсионного слагаемого), 2) в рамках модели EMRE [8], но с изменениями согласно формулам (2-5), 3) в рамках модели Фоккера-Планка (1).

На рис. 1а показаны различные степени возбуждения свободных носителей при различных флюенсах падающего лазерного излучения для трех разных моделей. Прослеживается практически полное совпадение данных, полученных в рамках модели Фоккера-Планка и EMRE с учетом дисперсионного слагаемого (отличие составляет 1.7% для флюенса 8 Дж/см²). Однако время вычислений в рамках этих двух моделей отличается существенно: расчеты по модели EMRE примерно в 20 раз быстрее аналогичных по модели Фоккера-Планка (при флюенсе 8 Дж/см²).

Исключение из рассмотрения дисперсионного слагаемого, как показывает рис. 1а, приводит к изменению плотности индуцированных свободных носителей в 1.9 раза при флюенсе 2 Дж/см² (нижние кривые) и в 3.2 раза при флюенсе 2 Дж/см² (верхние кривые). Поскольку экспериментальные методы оптической диагностики твердых тел (например, оценка среднего времени между столкновениями носителей) опираются

целиком на рассчитываемую по модели Друде плотность индуцированных свободных носителей, то отличие в несколько раз этой плотности может привести к существенному изменению значений оцениваемых параметров. Поэтому учет дисперсионного слагаемого при моделировании динамики свободных носителей оказывается важным.

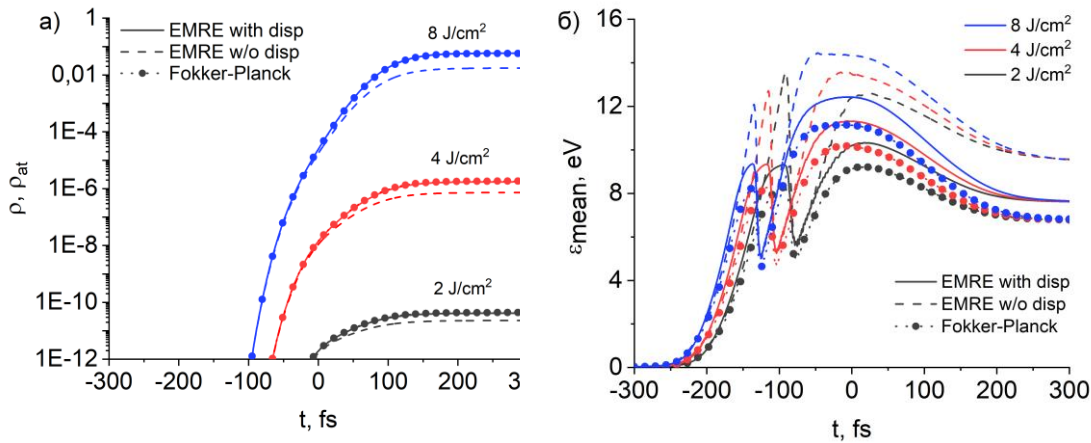


Рис. 1. а) Плотность индуцированных свободных носителей и б) их средняя кинетическая энергия при воздействии лазерного излучения с длиной волны 4.4 мкм и длительностью 170 фс.

На рис. 1б изображено изменение средней кинетической энергии свободных носителей во время действия лазерного излучения. Резкий провал в момент времени около -100 фс обусловлен достижением значительной части индуцированных носителей критической энергии и активным действием ударной ионизации, в результате чего снижается среднее значение кинетической энергии свободных носителей. Примечателен тот факт, что пренебрежение дисперсионным слагаемым увеличивает среднюю кинетическую энергию носителей (на 2.9 эВ относительно модели Фоккера-Планка). Другими словами, без учета дисперсионного слагаемого носители преимущественно располагаются на высоких энергетических уровнях, куда они были доставлены благодаря нагреву мощным лазерным полем (первое слагаемое в правой части уравнения (1)). Дисперсионное же слагаемое отвечает за движение носителей «вниз по энергии» в зоне проводимости, уменьшая среднюю кинетическую энергию носителей.

В заключение отметим, что пренебрежение дисперсионным слагаемым в скоростных моделях приводит к занижению в 1.5 – 3 раза плотности генерируемых носителей и завышению их средней кинетической энергии на 2-4 эВ. При этом скоростные модели позволяют проводить расчеты в несколько раз быстрее по сравнению со статистическими моделями, а с учетом дисперсионного слагаемого еще и без существенного снижения точности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-29-12030). К.В. Львов является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Goulielmakis, T. Brabec // Nature Photonics. 2022. V. 16. P. 411.
2. A.S. Epifanov, A.A. Manenkov, A.M. Prokhorov // JETP. 1976. V. 70. P. 728–737.
3. L.H. Holway // J. of Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 677.

4. B.C. Stuart et al. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. No 4. P. 1749-1761.
5. B.C. Stuart et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 2248.
6. B. Rethfeld // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 18740.
7. N. Medvedev, B. Rethfeld // J. of Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 103112.
8. K.V. Lvov, F.V. Potemkin, S.Yu. Stremoukhov // Mat. Today Comm. 2023. V. 35. P. 105594.
9. L.V. Keldysh // JETP. 1960. V. 10. P. 509.
10. M. Gryziński // Phys. Rev. 1965. V. 138. P. A336.

Математическая модель двухфотонного резонансного взаимодействия терагерцовых волн из малого числа колебаний с колебательными модами диэлектрических сред

М.С. Гусельников
Университет ИТМО
msguselnikov@itmo.ru

Аннотация. Представлена аналитическая модель для описания двухфотонного резонансного взаимодействия предельно коротких терагерцовых импульсов с изотропными диэлектрическими средами колебательной природы. Показано, что в терагерцовом диапазоне нелинейное изменение спектра определяется вкладом квадратичного ангармонизма локальных молекулярных колебаний в кубический макроскопический нелинейный отклик. Представлено решение данной модели для однопериодного терагерцового импульса.

Введение. Недавнее распространение источников сверхмощного импульсного терагерцового (ТГц) излучения открыло широкие возможности для изучения оптических эффектов, возникающих в поле высокоинтенсивных ТГц импульсов. На данный момент особое внимание ученых приковано к исследованию предельно коротких импульсов (ПКИ), состоящих из одного или нескольких периодов колебаний поля. Именно такие импульсы характерны для существующих источников ТГц излучения. При взаимодействии со средой ПКИ демонстрируют принципиально новые эффекты, которые быстро исчезают при увеличении числа колебаний в импульсе. В частности, было показано, что для ПКИ классическое явление самофокусировки может не наблюдаться даже при значительном превышении пороговой мощности излучения [1]. Также оказалось, что излучение, генерируемое на утроенных частотах при распространении однопериодного ТГц импульса в среде с нерезонансной кубической нелинейностью, сдвигается в область учетверенных частот [2].

Еще на заре изучения ПКИ для описания динамики их электрического поля при взаимодействии с диэлектрической средой, была предложена аналитическая модель, базирующаяся на осцилляторной модели ДUFFинга. Однако, как оказалось, данная теория не дает удовлетворительного описания всех эффектов, возникающих в поле ТГц излучения. В частности, она плохо описывает экспериментальный закон дисперсии нелинейного показателя преломления и не позволяет решить задачу о резонансном взаимодействии излучения с веществом [3]. Для решения первой проблемы чуть позднее была предложена полуэмпирическая модель, содержащая два нелинейно-связанных осциллятора, которая достаточно неплохо описывает дисперсию нелинейного показателя преломления в нерезонансном случае, однако она все еще не позволяет решить, например, задачу о двухфотонном резонансе. Решение данной задачи важно для ТГц фотоники с той точки зрения, что при двухфотонном резонансе, (в отличие от однофотонного, когда большая часть импульса попадет на полосу фундаментального поглощения) возможно экспериментальное наблюдение принципиально новых явлений, которые могут быть практически реализованы в ТГц устройствах фотоники.

В 2015 году в работе [4] впервые была предложена теория, описывающая нелинейность в ТГц диапазоне спектра. Эта теория основывается на гипотезе, согласно которой в ТГц диапазоне основным механизмом нелинейности выступают ангармонические колебания атомов в молекулах вещества. Данная модель, в частности, предсказала наличие гигантской нелинейности у ряда материала в ТГц области спектра, что позже было подтверждено в ряде экспериментальных работ [5-6]. Например,

коэффициент нелинейного показателя преломления жидкой воды в ТГц диапазоне спектра оказался в миллион раз большим, чем в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Разработка и последующее подтверждение теории колебательной нелинейности в ТГц диапазоне позволило получить аналитическую модель, описывающую как линейный, так и нелинейный отклик среды на поле импульсного ТГц излучения с учетом резонансного взаимодействия [7].

В настоящей работе из уравнений Максвелла и модели колебательного поляризационного отклика вещества на поле ТГц излучения получена строгая аналитическая модель, позволяющая описывать динамику предельно коротких ТГц импульсов при их двухфотонном резонансном взаимодействии с колебательными модами изотропных диэлектрических сред. Показано, что в таком случае нелинейное изменение исходного импульса обуславливается квадратичным и кубическим ангармонизмом локальных молекулярных колебаний, которые определяют кубический макроскопический нелинейный отклик изотропной среды. Продемонстрировано, что основной вклад в нелинейное изменение спектра вносит именно квадратичный ангармонизм локальных молекулярных колебаний несмотря на то, что на макроскопическом уровне в изотропной среде квадратичная нелинейность отсутствует. Приведено решение данной модели для однопериодного ТГц импульса.

Основная часть.

Из уравнений Максвелла следует, что при наличии у электромагнитной волны только поперечной компоненты динамика ее электрического поля E в диэлектрической немагнитной среде при распространении вдоль координаты z описывается скалярным волновым уравнением [8]

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме, t – время, P_L и P_{NL} – линейная и нелинейная части поляризованности среды, соответственно.

В работе [7] было показано, что поляризационный отклик изотропной среды колебательной природы (в которой доминирует колебательный тип нелинейности) на электрическое поле возбуждающего ТГц излучения описывается системой параметрически связанных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial P_L}{\partial t} + \omega_0^2 P_L &= qN\alpha E, \\ \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial P_{NL}}{\partial t} + \omega_0^2 P_{NL} &= RP_L - \frac{b}{(qN)^2} P_L^3, \\ \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial R}{\partial t} + \omega_0^2 R &= \frac{2a^2}{(qN)^2} P_L^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ – коэффициент затухания колебаний молекулярного осциллятора; ω_0 – частота его свободных колебаний (отождествляется с частотой валентных колебаний в фундаментальном спектре поглощения вещества); q – эффективный заряд колебательной моды; N – концентрация молекулярных осцилляторов в веществе; α – коэффициент поляризации среды; R – функционал, описывающий вклад квадратичного ангармонизма локальных молекулярных колебаний в макроскопический кубический поляризационный отклик среды; b и a – коэффициенты, характеризующие

кубический и квадратичный ангармонизм молекулярных колебаний в уравнении для ангармонического молекулярного осциллятора.

Совокупность уравнений (1) – (2) целесообразно решать в частотной области в безразмерных переменных. В таком случае выражение (1) примет вид неоднородного линейного дифференциального уравнения второго порядка в частных производных относительно переменной \tilde{z}

$$\frac{\partial^2 \tilde{G}}{\partial \tilde{z}^2} - \tilde{\omega}^2 \tilde{n}^2 \tilde{G} + \mu_a \frac{\tilde{\omega}^2}{(\tilde{\omega}_0^2 - \tilde{\omega}^2 - i\tilde{\gamma}\tilde{\omega})} F_a(\tilde{G}, \tilde{\omega}) + \mu_b \frac{\tilde{\omega}^2}{(\tilde{\omega}_0^2 - \tilde{\omega}^2 - i\tilde{\gamma}\tilde{\omega})} F_b(\tilde{G}, \tilde{\omega}) = 0, \quad (3)$$

где $\tilde{z} = z/z_0$, $z_0 = c\tau_p/n_0$, τ_p – длительность входного импульса, $n_0^2 = 1 + 4\pi\chi_L$, $\chi_L = qN\alpha/\omega_0^2$; $\tilde{\omega} = \omega\tau_p$; $\tilde{n}^2 = (1 + 4\pi qN\alpha/(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega))/n_0^2$; $\tilde{\omega}_0 = \omega_0\tau_p$; $\tilde{\gamma} = \gamma\tau_p$ и

$$\tilde{G} \equiv \tilde{G}(\tilde{z}, \tilde{\omega}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t}) e^{i\tilde{\omega}\tilde{t}} d\tilde{t} \quad (4)$$

– фурье-образ напряженности электрического поля ТГц импульса, $\tilde{E}(\tilde{z}, \tilde{t}) = E(z, t)/E_0$, E_0 – амплитуда электрического поля импульса, μ_a – малый параметр, характеризующий вклад квадратичного ангармонизма локальных молекулярных колебаний в макроскопический кубический нелинейный отклик среды,

$$F_a(\tilde{G}, \tilde{\omega}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(2\pi)^{-1} \tilde{G}(\tilde{z}, \tilde{\omega} - y) dy}{[\tilde{\omega}_0^2 - y^2 - i\tilde{\gamma}y]} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{G}(\tilde{z}, x) \tilde{G}(\tilde{z}, y - x) dx}{[\tilde{\omega}_0^2 - x^2 - i\tilde{\gamma}x][\tilde{\omega}_0^2 - (y - x)^2 - i\tilde{\gamma}(y - x)]} \quad (5)$$

– спектральный функционал, описывающий этот вклад, μ_b – малый параметр, характеризующий вклад кубического ангармонизма локальных молекулярных колебаний в макроскопический кубический нелинейный отклик среды,

$$F_b(\tilde{G}, \tilde{\omega}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{G}(\tilde{z}, \tilde{\omega} - y)}{[\tilde{\omega}_0^2 - (\tilde{\omega} - y)^2 - i\tilde{\gamma}(\tilde{\omega} - y)]} dy \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{G}(\tilde{z}, x) \tilde{G}(\tilde{z}, y - x)}{[\tilde{\omega}_0^2 - x^2 - i\tilde{\gamma}x][\tilde{\omega}_0^2 - (y - x)^2 - i\tilde{\gamma}(y - x)]} dx \quad (6)$$

– спектральный функционал, описывающий этот вклад.

Волновое уравнение (3), в отличие от предлагавшихся ранее, учитывает резонансное взаимодействие излучения с веществом, а также вклад квадратичного ангармонизма локальных молекулярных колебаний в макроскопический кубический отклик среды, который, в частности, ответственен за возникновение гигантской нелинейности в ТГц диапазоне. В случае, когда толщина материала сравнима с длиной волны (то есть при взаимодействии ТГц излучения с субмиллиметровыми средами), решение уравнения (3) можно искать с помощью разложения в ряд по малому параметру

$$\tilde{G}(\tilde{\omega}, \tilde{z}) = \tilde{G}^{(0)}(\tilde{\omega}, \tilde{z}) + \mu_a \tilde{G}^{(a)}(\tilde{\omega}, \tilde{z}) + \mu_b \tilde{G}^{(b)}(\tilde{\omega}, \tilde{z}), \quad (7)$$

где $\tilde{G}^{(a)}(\tilde{\omega}, \tilde{z})$ и $\tilde{G}^{(b)}(\tilde{\omega}, \tilde{z})$ – спектральные вклады, обусловленные квадратичным и кубическим ангармонизмом локальных молекулярных колебаний, соответственно.

Особенные эффекты, сопровождающие взаимодействие ПКИ с веществом, заметнее всего проявляются при использовании однопериодных импульсов. На входе в среду однопериодный импульс задается выражением

$$E(t, z = 0) = E_0 \frac{t}{\tau_p} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_p^2}\right). \quad (8)$$

Для него решение уравнения (3) при условии однонаправленного распространения выглядит как

$$\begin{aligned}\tilde{G}^{(0)}(\omega, z) &= \frac{i}{2\sqrt{2}} \tilde{\omega} \exp\left(-\frac{\tilde{\omega}^2}{4}\right) \exp(i\tilde{\omega}\tilde{n}\tilde{z}), \\ \tilde{G}^{(a)} &= \frac{1}{64\sqrt{2}\pi\tilde{n}} \frac{\tilde{\omega}\tilde{z}}{(\tilde{\omega}_0^2 - \tilde{\omega}^2 - i\tilde{\gamma}\tilde{\omega})} f_a(\tilde{\omega}) e^{-\frac{\tilde{\omega}^2}{4}} e^{i\tilde{\omega}\tilde{n}\tilde{z}}, \\ \tilde{G}^{(b)} &= \frac{1}{64\sqrt{2}\pi\tilde{n}} \frac{\tilde{\omega}\tilde{z}}{(\tilde{\omega}_0^2 - \tilde{\omega}^2 - i\tilde{\gamma}\tilde{\omega})} f_b(\tilde{\omega}) e^{-\frac{\tilde{\omega}^2}{4}} e^{i\tilde{\omega}\tilde{n}\tilde{z}},\end{aligned}\quad (12)$$

где

$$f_a(\tilde{\omega}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\tilde{\omega}_0^2 - y^2 - i\tilde{\gamma}y]^{-1} (\tilde{\omega} - y) e^{\frac{\tilde{\omega}y}{2}} e^{-\frac{y^2}{2}} dy}{[\tilde{\omega}_0^2 - (\tilde{\omega} - y)^2 - i\tilde{\gamma}(\tilde{\omega} - y)]} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\tilde{\omega}_0^2 - x^2 - i\tilde{\gamma}x]^{-1} x(y-x) e^{\frac{xy}{2}} e^{-\frac{x^2}{4}} dx}{[\tilde{\omega}_0^2 - (y-x)^2 - i\tilde{\gamma}(y-x)]} \quad (13)$$

$$f_b(\tilde{\omega}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\tilde{\omega} - y) e^{\frac{\tilde{\omega}y}{2}} e^{-\frac{y^2}{2}} dy}{[\tilde{\omega}_0^2 - (\tilde{\omega} - y)^2 - i\tilde{\gamma}(\tilde{\omega} - y)]} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[\tilde{\omega}_0^2 - x^2 - i\tilde{\gamma}x]^{-1} x(y-x) e^{\frac{xy}{2}} e^{-\frac{x^2}{4}} dx}{[\tilde{\omega}_0^2 - (y-x)^2 - i\tilde{\gamma}(y-x)]}. \quad (14)$$

Случай двухфотонного резонанса, то есть, когда центральная частота ТГц импульса близка к половине резонансной частоты фундаментальных валентных колебаний вещества, является наиболее интересным для рассмотрения с точки зрения практического применения ТГц импульсов, так как эффекты, наблюдаемые в таком случае, в отличие от случая однофотонного резонанса, могут быть реализованы на практике. Для однопериодного импульса при двухфотонном резонансе на длительность импульса налагается условие $\tau_p = \sqrt{2}/\omega_{\max}$, где ω_{\max} – центральная частота ТГц импульса. Отсюда следует, что $\tilde{\omega}_0 = 2\sqrt{2}$. Учет данного условия позволяет получить решение (12) в приближении двухфотонного резонанса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда поддержки молодых ученых имени Геннадия Комиссарова, Молодые ученые 2.0.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kozlov et al. // JOSA B. 2019. V. 36. No 10. P. G68–G77.
2. I. Artser et al. // Sci. Rep. 2022. V. 12. No 1. P. 1.
3. С. Сазонов // Опт. и Спектр. 2022. Т. 130. No 12. С. 1846.
4. K. Dolgaleva et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. No 2. P. 023809.
5. A.N. Tsupkin et al. // Opt. Express. 2019. V. 27. No 8. P. 10419.
6. F. Novelli et al. // Appl. Sci. 2020. V. 10. No 15. P. 5290.
7. M. Guselnikov, M. Zhukova, S. Kozlov // J. Opt. Technol. 2022. V. 89. No 7. P. 371.
8. С.А. Козлов, В.В. Самарцев “Основы фемтосекундной оптики” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.

Усиление и компрессия частотно модулированных импульсов в активном неоднородном световоде

А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, В.А. Лапин, П.П. Миронов, Д.И. Семенцов
Ульяновский государственный университет

aleksei_abramov@mail.ru; rafzol14@mail.ru; lva2013@yandex.ru; museum73@rambler.ru;
sementsovdi@mail.ru

Одной из важнейших задач современной лазерной физики является разработка генераторов ультракоротких импульсов (УКИ), обеспечивающих высокую пиковую мощность излучения [1]. Высокая концентрация энергии, широкополосный оптический спектр и чрезвычайно короткое время светового излучения, присущие таким импульсам [2] делают их очень интересными для многих приложений, таких как обработка и модификация материалов, лазерная микро- и наноструктурирование материалов, ядерные и ускорительные технологии и др. [1, 3, 4].

В работе рассматривается методика усиления и временной компрессии частотно модулированных импульсов в активном световоде с профилем зависимости дисперсии от длины подобранном таким образом, что бы обеспечивать максимальные степени сжатия импульсов с заданным начальным чирпом при заданном усилении световода.

Динамика временной огибающей ВП описывается уравнением для амплитуды огибающей вида НУШ [2, 5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = gA, \quad (1)$$

где $\tau = t - z/v_g$ – время в бегущей системе координат, $d_2 = (d^2\beta/d\omega^2)$ – параметр дисперсии групповых скоростей второго порядка (ДГС), R – параметр нелинейности, g – коэффициент усиления в волокне.

При этом в работе выбиралась зависимость дисперсии вида [6]:

$$d_2(z) = -|d_{20}| \exp\left[-\frac{\alpha_0 |d_{20}|}{g_0} (\exp(2gz) - 1) + 2gz\right], \quad (2)$$

где α_0 – начальный чирп импульса, вводимого в исследуемый волоконный световод.

В работе рассматривался частотно модулированный импульс вида:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(\tau/\tau_0) \exp(i\alpha_0 \tau^2) \quad (3)$$

На **рис. 1** приводятся зависимости нормированной ДГС (**1, а**) и пиковой мощности (**2, а**) от продольной координаты z , профили импульса на входе (**1, б**), в точке максимума модуля дисперсии (**2, б**), на выходе из световода (**3, б**) длиной $L = 1.5z_0$, где z_0 – точка максимума модуля дисперсии. Приведенные зависимости получены путем численного решения уравнения (1) методом SSF (Фурье расщепления по физическим факторам) [2, 7]. Для расчетов выбирались следующие значения параметров импульса: начальная длительность $\tau_0 = 10^{-11}$ с, мощность $P_0 = 0.01$ Вт, чирп $\alpha_0 = 10^{24}$ с⁻²; и световода: ДГС $d_2 = -10^{-27}$ с²/м, параметр нелинейности $R = 10^{-3}$ (Вт·м)⁻¹, усиления: $g = 0.1$ м⁻¹.

Из приведенных зависимостей можно видеть, как по мере распространения частотно-модулированного импульса по участку волокна с возрастающей дисперсией и постоянным усилением наблюдается его значительное усиление при практическом

отсутствии временного сжатия, как сопровождающееся, значительным (более чем в 100 раз) увеличением его пиковой мощности. После чего, на участке световода с убывающей дисперсией осуществляется сжатие усиленного частотно-модулированного импульса. Это происходит за счет убывания резкого убывания дисперсии по модулю практически до первоначальных значений, что позволяет предотвратить процесс обратного дисперсионного уширения импульса.

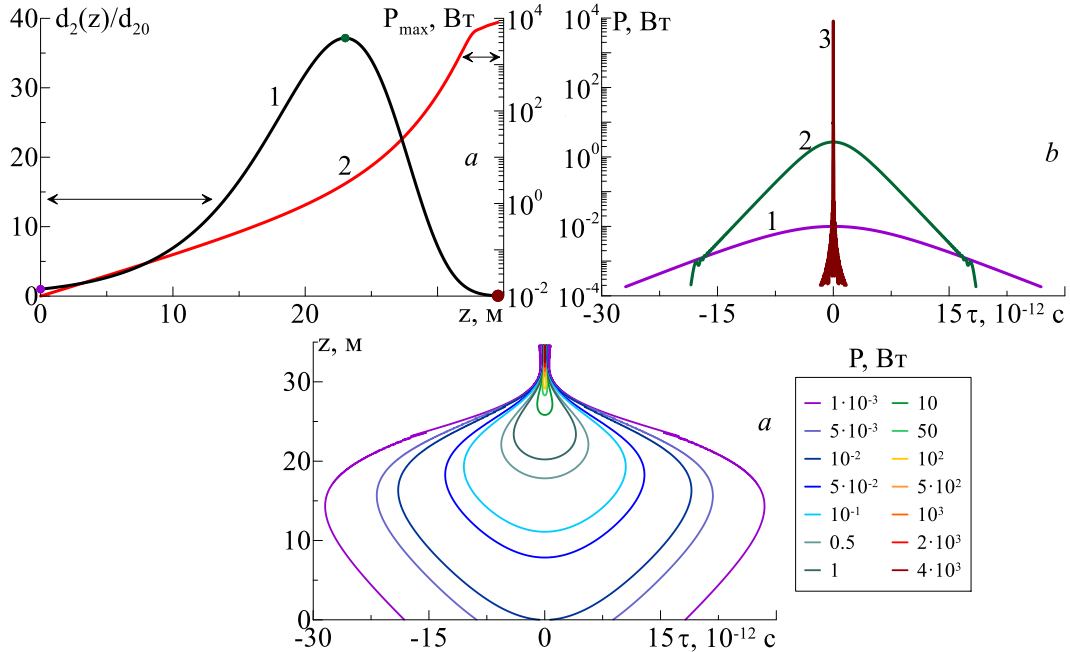


Рис. 1. Динамика ДГС(1, а), пиковой мощности(2, а) и профили импульса на входе (1, b), в точке максимума модуля дисперсии (2, b), на выходе из световода (3, b), линии уровня временного профиля импульса в световоде.

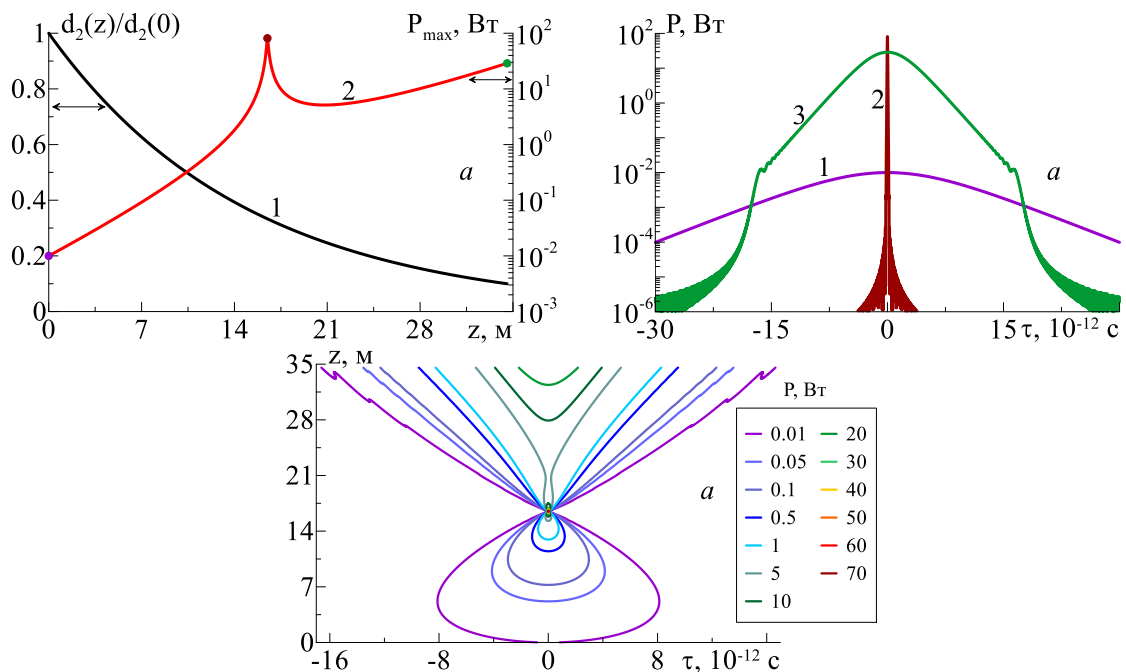


Рис. 2. Динамика ДГС(1, а), пиковой мощности(2, а) и профили импульса на входе (1, b), в точке максимума модуля дисперсии (2, b), на выходе из световода (3, b), линии уровня временного профиля импульса в световоде.

Для сравнения на **рис.2** приводятся аналогичные зависимости для случая когда дисперсия в волоконном световоде никак не зависит от усиления световода и начального chirpa импульса и определяется только длиной волокна по формуле:

$$d_2(z) = d_{20} \exp[-bz]. \quad (4)$$

При этом значения всех остальных расчетных параметров выбраны теми же самыми, что и для **рис. 1**. Как можно видеть в этом случае процесс временного сжатия импульса начинается значительно раньше, почти в самом начале исследуемого световода, из-за чего импульс не успевает усилиться, в результате чего достигаются значительно меньшие показатели пиковой мощности выходного импульса.

Таким образом, из приведенных зависимостей можно сделать вывод, что подбор профиля зависимости дисперсии с учетом значений chirpa вводимого импульса и показателя усиления световода позволяет получить значительное (до 100 раз) увеличение пиковой мощности сжимаемого импульса.

*Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта
№ 23-22-00412 и стипендии президента РФ СП-4058.2021.5.*

ЛИТЕРАТУРА

1. Reid D.T., Heyl C.M., Thomson R.R., Trebino R., Steinmeyer G., Fielding H.H., Holzwarth R., Zhang Z., Del'Haye P., Südmeyer T., Mourou G., Tajima T., Faccio D., Harren F.J.M., Cerullo G. J. Opt. 18 (9), 093006 (2016).
2. Agrawal G.P. "Nonlinear Fiber Optics" (Elsevier, 2013).
3. Kalaycioglu H., Elahi P., Akcaalan O., Ilday F.O. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 24 (3), 1 (2018).
4. Veisz L., Schmid K., Tavella F., Benavides S., Tautz R., Herrmann D., Buck A., Hidding B., Marcinkevicius A., Schramm U., Geissler M., Meyer-ter-Vehn J., Habs D., Krausz F. Comptes Rendus Phys. 10 (2–3), 140 (2009).
5. Zolotovskii I.O., Lapin V.A., Sementsov D.I., Fotiadi A.A., Popov S.V. Opt. Commun. 426, 333 (2018).
6. Abramov A., Zolotovskii I., Lapin V., Mironov P., Yavtushenko M., Svetukhin V., Fotiadi A. Photonics 9 (3), 160 (2022).
7. Mahboub M. Appl. Math. Sci. 6 (117), 5841 (2012).

О влиянии вынужденного комбинационного саморассеяния на динамику импульсов в градиентном волноводе.

А.Н. Бугай¹, В.А. Халяпин²

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,

²ФГБОУ ВПО «Калининградский государственный технический университет»

slavasxi@gmail.com

Хорошо известно, что одномерное решение нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) устойчиво [1], а учет влияния вынужденного комбинационного рассеяния (ВКС) на такие импульсы приводит к красному сдвигу спектра импульса и росту его длительности. В работе [2] была получена аналитическая формула, описывающая линейный сдвиг спектра сигнала на начальной стадии динамики. Авторами работы [3] была обобщена формула Гордона [2] и было аналитически показано, что по мере распространения сигнала происходит замедления красного сдвига спектра импульса и его продольного уширения.

В настоящей работе мы исследуем влияние ВКС на пространственно-временные импульсы. Известно, что такие импульсы не устойчивы при их распространении в однородной объемной среде [1]. Для их стабилизации были предложены такие механизмы как насыщающая нелинейность, дифракция или дисперсия более высокого порядка. Другую возможность для формирования пространственно-временных импульсов способна преподнести линейная рефракция в неоднородной среде. Роль такой среды может играть градиентный волновод [1,4,5].

Распространение продольно-поперечного импульса в градиентном волноводе можно описать с помощью уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} + \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi |\psi|^2) - i\gamma(1-\alpha)\psi |\psi|^2 + \\ + i\gamma\alpha\psi \int_0^\infty R(\tau') |\psi(\tau-\tau')|^2 d\tau' + iq\psi - \frac{i\mu}{2} \Delta_\perp \psi = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ψ – медленно меняющаяся огибающая, ω – центральная частота сигнала, Δ_\perp – оператор Лапласа, z – координата, вдоль которой распространяется сигнал, $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость на частоте ω , $\mu = c/n_0\omega = 1/n_0k_0$, n_0 – показатель преломления на частоте ω , k_0 – волновое число в вакууме, $k = n_0k_0$, β_2 – коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС) (β_2 положителен, если центральная частота импульса лежит в области нормальной ДГС, и отрицателен в противоположном случае), β_3 – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка, γ – коэффициент кубической нелинейности, α представляет долю комбинационного рассеяния из-за ядерного движения, $R(t) = \Omega_R^2 \exp(-\beta t) \sin(\omega_R t) / \omega_R$ – функция отклика комбинационного рассеяния, β и ω_R представляют, соответственно, обратное время затухания и частоту колебаний, выбираемые из наилучшего соответствия реальному спектру комбинационного усиления, $\Omega_R^2 = \omega_r^2 + \beta^2$, коэффициент $q(r)$ определяет линейную рефракцию волновода [4,5]:

$$q(r) = \eta \frac{r^2}{a^2}. \quad (2)$$

Здесь $\eta = \omega_0(n_0^2 - 1)/2n_0c$, r – поперечная координата, a – поперечный радиус волновода.

Анализ динамики параметров импульса проводился на основе метода моментов [6]. Пробное решение выбиралось в виде

$$\psi = B \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 + i \left(\phi + \Omega(\tau - T) - C \frac{(\tau - T)^2}{2\tau_p^2} - \frac{\varepsilon r^2}{2R^2} \right) \right], \quad (3)$$

где B – амплитуда сигнала, τ_p – величина, пропорциональная длительности импульса $2\tau_p$, C – параметр, определяющий частотную модуляцию, ϕ – фаза, R – параметр, пропорциональный радиусу сигнала, Ω – сдвиг частоты импульса, T – добавка к групповой скорости, ε – описывает кривизну волновых поверхностей. Все параметры зависят от координаты z . Введем моменты импульса, соответствующие пробному решению (3)

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} |\psi|^2 2\pi r dr d\tau, \quad (4)$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \tau |\psi|^2 2\pi r dr d\tau, \quad (5)$$

$$\Omega = -\frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) 2\pi r dr d\tau, \quad (6)$$

$$\tau_p^2 = \frac{2}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} (\tau - T)^2 |\psi|^2 2\pi r dr d\tau, \quad C = \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} (\tau - T) \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) 2\pi r dr d\tau, \quad (7)$$

$$R^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} |\psi|^2 2\pi r^3 dr d\tau, \quad \varepsilon = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} (\psi^* \nabla_{\perp} \psi - \psi \nabla_{\perp} \psi^*) 2\pi r^2 dr d\tau, \quad (8)$$

Используя метод моментов [6], можно получить систему уравнений для параметров сигнала. Анализ этой системы позволяет найти зависимость параметров импульса от сдвига частоты, вызванного ВКС, и обобщить результаты работ [2,3] на случай трехмерных сигналов.

Работа Халяпина В. А. выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ No. 075-02-2023-934.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам” Физматлит, М. 2005. [Yu.S. Kivshar and G.P. Agrawal, Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals, Academic Press, N.Y. (2003)].
2. E.N. Tsoy, C.M. de Sterke // Phys Rev A. 2007. V. 76. P. 043804.
3. J.P. Gordon // Opt Lett. 1986. V.11. P.662.
4. С.В. Сазонов // Оптика и спектроскопия. 2020. Т.128. № 9. С.1296.
5. S.V. Sazonov // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. P. 043828.
6. J. Santhanam et al. // Opt.Comm. A. 2001. V. 222. P. 413.