

КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Голография при отсутствии взаимной когерентности между опорным и предметным пучками	
<i>Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов</i>	3
Оптические вихри в квадратично-нелинейных средах при нелинейном поглощении	
<i>Б.С. Брянцев, А.А. Калинович, И.Г. Захарова</i>	7
Об устойчивости интенсивных импульсов, распространяющихся в фотонно-кристаллическом оптическом волокне	
<i>А.Н. Бугай, В.А. Халяпин</i>	11
Стабилизация частоты диодного лазера затянутого на резонатор с модами шепчущей галереи	
<i>Р.Р. Галиев, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, И.А. Биленко</i>	14
Экспериментальная оценка дисперсии интегральных микрорезонаторов	
<i>Н.Ю. Дмитриев, С.Е. Агафонова, А.С. Волошин, Н.М. Кондратьев, И.А. Биленко</i>	18
Управление дифракцией пучков света с орбитальным угловым моментом	
<i>Д.А. Иконников, А.М. Вьюнышев</i>	21
Статистика энергий импульсов в твердотельном ВКР-лазере с импульсной накачкой	
<i>О.П. Корожан, В.А. Орлович и Р.В. Чулков</i>	25
Стимулированное рамановское рассеяние квазиоднофотонных импульсов в одномодовом оптоволокне с накачкой	
<i>В.Г. Попов, В.Г. Криштон, И.И. Корель</i>	29
Особенности комплексного представления диффрактивных волновых структур	
<i>П.В. Короленко, А.Ю. Мишин, Р.Т. Кубанов</i>	31
Генерация терагерцевого излучения кильватерной волной мощного лазерного импульса	
<i>В.В. Кулагин, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин, Д.Н. Гупта</i>	35

Двухчастотные платиконы в квадратично-нелинейных оптических микрорезонаторах

В.Е. Лобанов, Н.М. Кондратьев, А.Е. Шитиков, Р.Р. Галиев, И.А. Биленко 37

Нелинейная локализация электромагнитных волн в дискретных средах фотоники

А.И. Маймистов 41

Пространственное и спектральное разделение каналов генерации излучения в мощных лазерных диодах

А.Г. Ржанов 44

Динамика эффективности дифракции Брэгга на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в $MgO:LiNbO_3$ в приложенном постоянном электрическом поле

Е.Н. Савченков, А.В. Дубиков, А.Е. Шараева, Н.И. Буримов, С.М. Шандаров, А.А. Есин, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур..... 48

Изгибная и модуляционная неустойчивости при оптической генерации терагерцовых волн

С.В. Сазонов..... 51

Самоиндуцированная прозрачность малопериодных терагерцовых солитонов

С.В. Сазонов, Н.В. Устинов 53

Регулярные структуры в фоторефрактивных и сегнетоэлектрических кристаллах: формирование, физика волновых взаимодействий и приложения

С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, Е.Н. Савченков, К.М. Мамбетова, В.В. Шепелевич.. 56

Моделирование дисперсии в кристаллических микрорезонаторах с модами шепчущей галереи

Н.М. Лебедев, И.А. Биленко..... 57

Голография при отсутствии взаимной когерентности между опорным и предметным пучками

Р.М. Архипов^{1,2,3}, М.В. Архипов^{1,2}, Н.Н. Розанов^{2,3}

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

² Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
arkhipovrostislav@gmail.com

Интерференция двух взаимнокогерентных пучков монохроматического или импульсного квазимонохроматического лазерного излучения, один из которых прошел или отразился от объекта, может создавать в специальной фоточувствительной среде пространственные решетки коэффициента поглощения и показателя преломления. Если фиксировать решетки в среде в течение длительного времени, то в зафиксированной интерференционной картине будет храниться информация о волне, содержащей изображение объекта. Данная идея лежит в основе голографии (“полная запись”) – метода записи изображений различных объектов, основанного на интерференции волн [1-2]. Решетки могут быть как стационарными, так и нестационарными, возникающими при нелинейном воздействии света на вещество и исчезающими после окончания воздействия света [3].

Однако, существует и иной вариант создания решеток заселенностей в отсутствие одномоментного перекрытия лазерных пучков в среде. Для этого необходимо использовать короткие лазерные импульсы, длительность которых и интервал времени между их приходом в среду, значительно меньше времени релаксации поляризации T_2 среды. Напомним, что в такой ситуации взаимодействие импульсов со средой будет когерентным. Возможность создания решеток в отсутствие перекрытия лазерных импульсов в среде была продемонстрирована уже в первых экспериментах по наблюдению фотонного эха после появления лазеров с использованием длинных наносекундных импульсов [4,5]. Впоследствии данный способ создания решеток было предложено использовать в эхо-голографии – методе записи и восстановления волновых фронтов, когда объектный, опорный и сигнальный лучи проходят через среду с неоднородным уширением, но одномоментно не перекрываются в ней [6].

Поясним кратко физический механизм создания решеток, когда импульсы одномоментно не пересекаются в среде, см. рис. 1 [7-10].

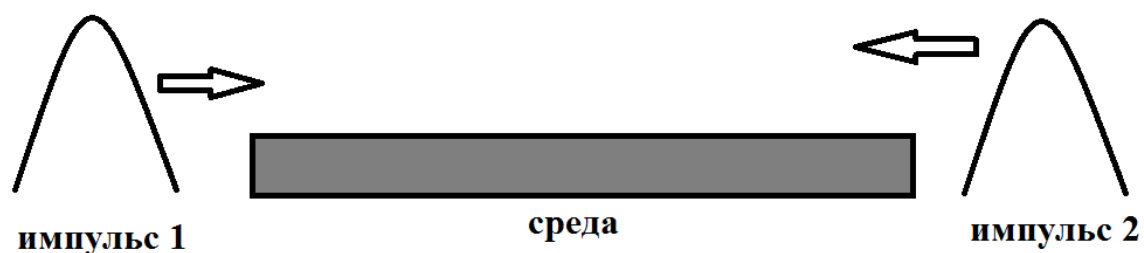


Рис. 1. Схема создания решеток заселенностей в среде с помощью пары коротких импульсов, одномоментно не перекрывающихся в среде.

Если при одновременном присутствии двух взаимнокогерентных монохроматических лазерных пучков в среде решетки возникают из-за того, что вследствие интерференции интенсивность света в разных точках среды различна, то в нашем случае при условии когерентного взаимодействия он связан с взаимодействием падающего импульса с волной макроскопической поляризации среды, наведенной в среде предыдущим

импульсом [7-10]. Действительно, представим себе, что короткий импульс 1 распространяется в двухуровневой резонансной среде (рис. 1) слева направо. Такой импульс наведет после себя волну макроскопической поляризации, которая будет распространяться слева направо и существовать в течение времени T_2 . Если теперь, после того, как первый импульс покинул среду, в течение интервала, короче T_2 , пустить в среду второй импульс 2, распространяющийся справа налево, то в результате интерференции падающего импульса с бегущей ему навстречу волной поляризации, в среде возникнет решетка заселенностей [7-10]. Данный подход открывает новые возможности получения информации об исследуемом объекте с предельным временным разрешением в интерферометрических и голографических экспериментах, фактически в отсутствие в общепринятом взаимной когерентности между опорной и предметной волной [11].

Для иллюстрации данной возможности рассмотрим схему записи волнового поля во встречных пучках. На рис. 2 показана среда, где будет фиксироваться картина интерференции опорного и предметного импульса, объект, плоская волна в виде монохроматического излучения, многоциклового лазерного импульса и униполярного субциклового импульса. Если объект освещать плоской монохроматической волной, то необходимо, чтобы он был неподвижен, иначе интерференционная картина будет размываться.

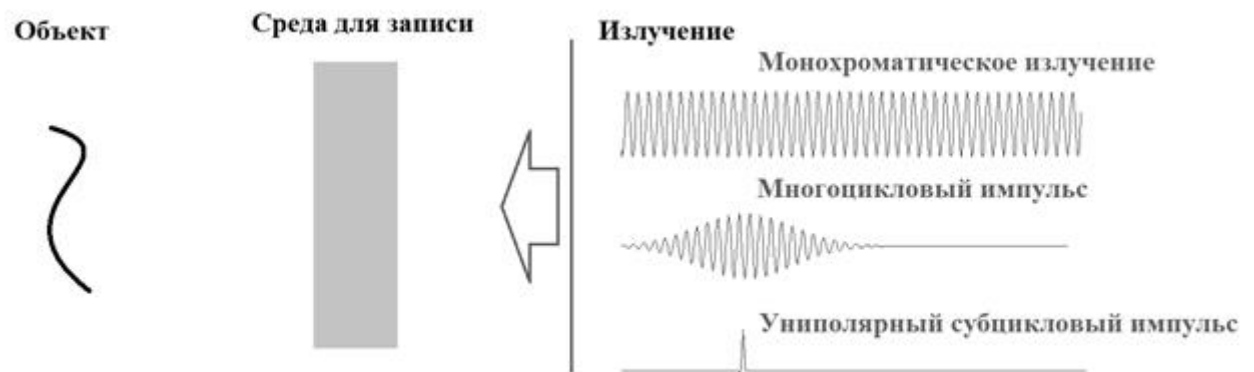


Рис. 2. Схема записи голограммы при использовании монохроматической волны, многоциклового импульса и униполярного субциклового импульса

Рассмотрим второй случай, когда объект освещается коротким многоцикловым световым импульсом, содержащим много циклов колебаний. В этом случае требование перекрытия импульсов в среде накладывает дополнительное ограничение на удаленность объекта и «глубину сцены» объекта. Однако, для очень коротких импульсов ограничения на длительность импульсов пропадают, если обойтись без одномоментного присутствия опорного и предметного пучков в регистрирующей среде. Но при этом объект должен быть неподвижен, иначе его смещение за время экспозиции приведет к смещению частоты излучения и смещению положения полос интерференции. Для решения указанной проблемы в работе [11] было предложено использовать предельно короткие импульсы вплоть до одноциклового, субциклового и униполярных импульсов. В этом случае удастся разрешить противоречие, существующее в обычной интерферометрии и голографии. Оно заключается в том, что для высокого контраста полос и большой глубины сцены необходимо иметь монохроматический свет. А для высокого временного разрешения нужны короткие некогерентные импульсы с широким спектром. Данное противоречие может быть решено, если, как описано было выше, уйти от прямой интерференции световых

пучков и использовать интерференцию пучков с волнами поляризации среды (рис.1). При этом пучки не перекрываются одномоментно в среде и поэтому длительность импульса уже не важна. Необходимая высокая монохроматичность фактически остается и передается в волну поляризации среды, которая осциллирует на собственной частоте резонансного перехода среды в течение времени фазовой памяти среды T_2 . И с данной волной поляризации уже может взаимодействовать очень короткий импульс. Причем чем короче длительность воздействующего импульса, тем «точнее» будет его действие. Т.о., применение интерференции субцикловых униполярных импульсов с волнами поляризации среды позволяет, по нашему мнению, достичь предельного временного разрешения в голографических и интерферометрических схемах.

Также следует отметить, что применение униполярных импульсов позволяет также снять ограничения, связанные со скоростью движения отражающей поверхности объекта. При отражении от объекта униполярный импульс лишь изменит свою полярность и длительность за счет эффекта Доплера. Отметим, что для субцикловых импульсов понятие когерентности теряет смысл, поэтому фактически использование таких импульсов в голографии позволяет осуществить запись в отсутствие когерентности между опорной и предметной волной, поскольку само понятие взаимной когерентности в привычном понимании к таким импульсам неприменимо.

Для реализации указанных выше идей интерферометрических и голографических схем требуется проработка, как вопросов получения униполярных импульсов (см. обзоры [12-13] и цитируемую литературу), так и изучение их взаимодействия с веществом. В данном докладе будет представлен анализ этих проблем, проведенный в работах [7-10, 12-13], и обсуждается возможность голографической записи с использованием униполярных субцикловых импульсов, то есть при отсутствии взаимной когерентности между опорным и предметным пучками [11].

Отметим, что упоминаемый цикл работ авторов был удостоен первой премии в ежегодном конкурсе на присуждение премии имени Ю.И. Островского за лучшие научные работы в области оптической голографии и интерферометрии в 2020 году [14] и вызвал реакцию в СМИ, см., например, [15-17].

Исследование создания решеток населенностей в резонансной среде с помощью субцикловых импульсов выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 19-72-00012). Проблема получения униполярных импульсов света и их применение в голографии поддержана грантом РФФИ (проект № 20-32-70049).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.И. Островский «Голография», Наука, Л., 1970.
2. Ю.И. Островский, М.М. Бутусов, Г.В. Островская, «Голографическая интерферометрия» М.: Наука, 1977.
3. H.J. Eichler, P. Günter, D.W. Pohl «Laser-Induced Dynamic Gratings» Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo: Springer-Verlag, 1981.
4. I.D. Abella, N.A. Kurnit, S.R. Hartmann // Phys. Rev. 1966. V. 141. P. 391.
5. Е.И. Штырков, В.С. Лобков, Н.Г. Ярмухаметов // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 685.
6. Е.И. Штырков // Опт. Спектр. 2013. Т. 114. С. 105.
7. R.M. Arkhipov et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4983.
8. R.M. Arkhipov et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 12467.
9. Р.М. Архипов и др. // Квант. Электрон. 2019. Т. 49. No 10. С. 958.
10. R. Arkhipov et al. // Opt. Express. 2020. V. 28. No 11. P. 17020.

11. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. No 9. С. 586.
12. Р. М. Архипов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. No 6. С. 388.
13. Р. М. Архипов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. V. 110. No 1. С. 9.
14. Электронный ресурс: <http://ostrovsky-award.ru/novosti/>
15. Электронный ресурс: <https://rscf.ru/news/release/uchenye-oprovergli-fakt-togo-cto-dlya-golograficheskoy-zapisi-neobkhodima-soglasovannost-volnovykh-/>
16. Электронный ресурс: <https://www.poisknews.ru/themes/physics/doloj-uslovnosti-najden-sposob-sozdaniya-bystro-menyayushhihsya-gologramm/>
17. Электронный ресурс: https://www.gazeta.ru/science/news/2020/06/23/n_14585311.shtml

Оптические вихри в квадратично-нелинейных средах при нелинейном поглощении

Б.С. Брянцев, А.А. Калинович, И.Г. Захарова
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
brisyantsev@mail.ru, kalinovich@gmail.com, zaharova@physics.msu.ru

Световые пучки с фазовыми особенностями много десятилетий изучаются в нелинейной оптике. Однако наблюдать в эксперименте образование устойчивых многомерных вихревых солитонов очень сложно. Известно, что в консервативных однородных нелинейных средах азимутальная неустойчивость является характерной особенностью вихрей [1, 2]. За последние двадцать лет появилось большое количество работ, исследующих различные механизмы, которые могли бы сохранить вихревую структуру и повысить устойчивость многомерных оптических солитонов с фазовыми сингулярностями. Основное внимание было сосредоточено на вихревых солитонах в средах с кубической нелинейностью. Например, устойчивость вихрей в среде с нелинейностью Керра показана при наличии дополнительного усиления, локализованного в кольцевой структуре [3]. Кроме того, наблюдались устойчивые вихри как для фокусирующей, так и для дефокусирующей нелинейности. Коллапса и азимутальной неустойчивости вихрей в среде с нелинейностью Керра можно избежать за счет нелокальности среды [4, 5]. В качестве примера нелокальной нелинейной среды, в которой экспериментально наблюдались устойчивые вихревые солитоны, следует упомянуть нематические жидкие кристаллы [6]. Неоднородность существенно изменяет характер распространения волны с фазовой сингулярностью. Выявлены устойчивые вихревые структуры в неоднородных средах с дефокусирующей кубической нелинейностью [7]. Стабильные оптические вихри также наблюдаются в фотонных решетках [8] и в структурах с РТ-симметрией [9]. Параметрическое взаимодействие волн усложняет рассматриваемые процессы. В [10] рассматривают линейные и нелинейные волноводы, индуцированные парой вихрей с одинаковой частотой, но разной поляризацией.

Обзор современного состояния исследований оптических вихревых структур приведен в статьях [11-13]. В частности, в данных работах обсуждаются многомерные вихревые солитоны в диссипативных средах.

Наше исследование посвящено распространению пространственно-временных импульсных пучков в присутствии генерации второй гармоники. Такая задача может быть сведена к решению известной системы квазиоптических уравнений параболического типа. Аналогичные задачи решались аналитически путем обобщения известной комбинации метода усредненного Лагранжа и голографического метода [14-16]. В работе [17] рассматривается формирование параметрических солитонов с вихревой структурой при наличии таких физических эффектов, как волноводная структура, линейная и двухфотонная диссипация или усиление, а также дисперсия групповых скоростей. При квадратичной нелинейности вышеуказанные эффекты, как ожидается, будут способствовать образованию вихревых пульс.

Мы описываем распространение электромагнитного импульса с использованием квазиоптического приближения в случае фазового синхронизма [15]. Безразмерные уравнения выглядят следующим образом:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + D_{\tau 1} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} = A_1^* A_2 - i \alpha_1 |A_1|^2 A_1 + D_{q1} h(x, y) A_1 + D_1 \Delta_{\perp} A_1, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + D_{\tau 2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = \gamma A_1^2 - i \alpha_2 |A_2|^2 A_2 + D_{q2} h(x, y) A_2 + D_2 \Delta_{\perp} A_2, \quad (2)$$

где $A_{1,2}$ – безразмерные комплексные амплитуды огибающей импульса первой и второй гармоник, x, y, z – безразмерные координаты, $\tau = t - z/c$ – безразмерное местное время, $D_{1,2}, D_{\tau 1,2}, D_{q1,2}$ – безразмерные коэффициенты дифракции, дисперсии и волновода соответственно, γ описывает нелинейность, соответствует нелинейному поглощению $h(x, y)$ – безразмерная функция, описывающая поперечный профиль

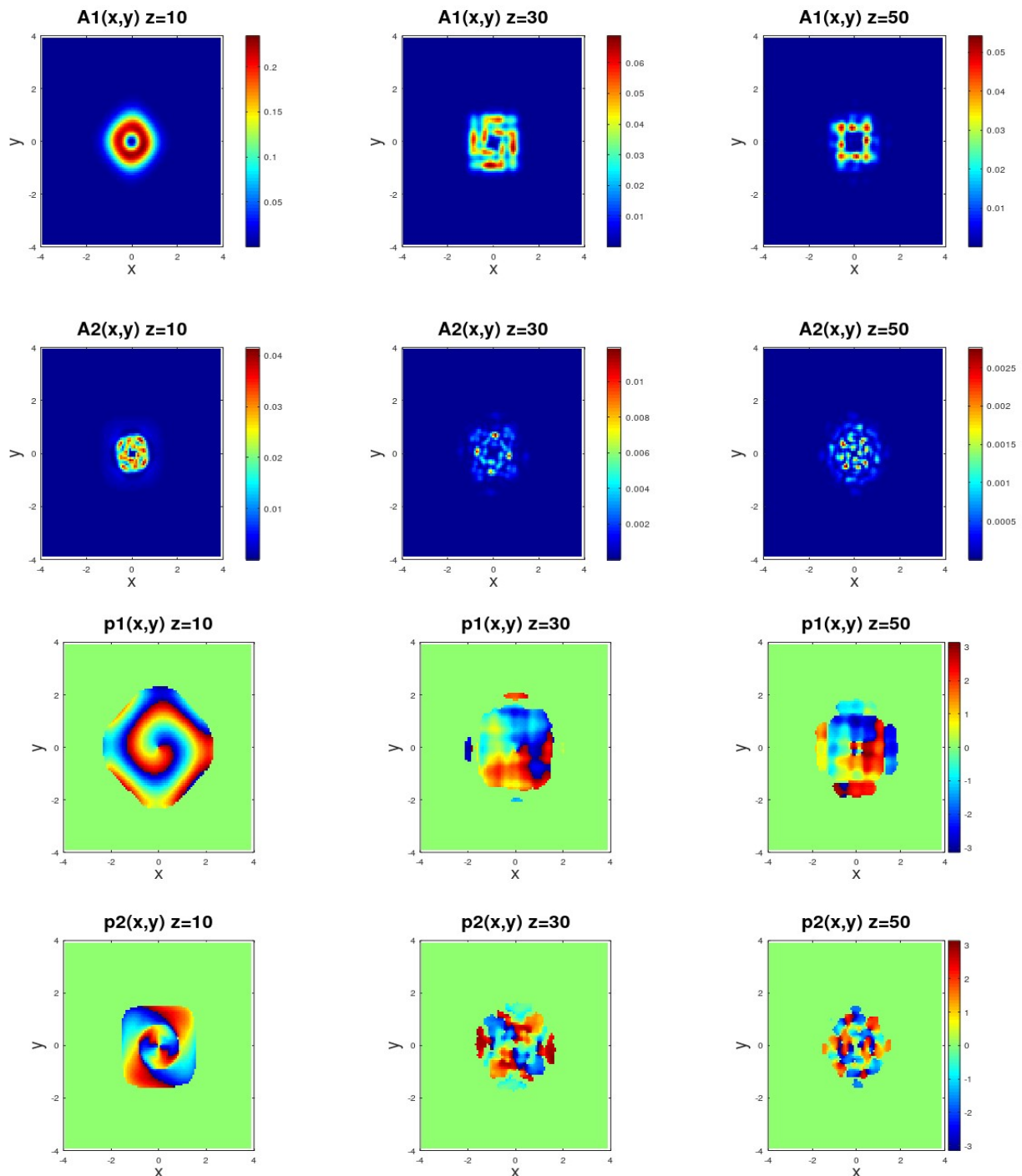


Рис. 1. Распределение амплитуды и фазы пучков первой и второй гармоник при $D_1=0.1, D_2=0.05, D_{\tau 1}=0.02, D_{\tau 2}=0.04, D_{q1,2}=-10, \alpha_1=0.5, \alpha_2=0$ на расстояниях $z = 10, 30, 50 L_{nl}$.

волновода. В настоящей работе в качестве потенциала гармонического осциллятора выбран профиль волновода $h(x,y) = (x^2 + y^2)$. Уравнения (1,2) решаются численно с использованием консервативной нелинейной разностной схемы с эффективным многоступенчатым итерационным алгоритмом [14].

Начальные условия для вихревого пучка имеют вид:

$$A_{1,2}(x,y,\tau)|_{z=0} = A_{10,20} \exp(\rho^2 + \tau^2 + i\varphi_{1,2})\rho, \quad (3)$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\varphi_1 = \arg(x + iy)$, $\varphi_2 = 2\varphi_1$ и $A_{10,20}$ - константы, определяющие начальные амплитуды импульсов.

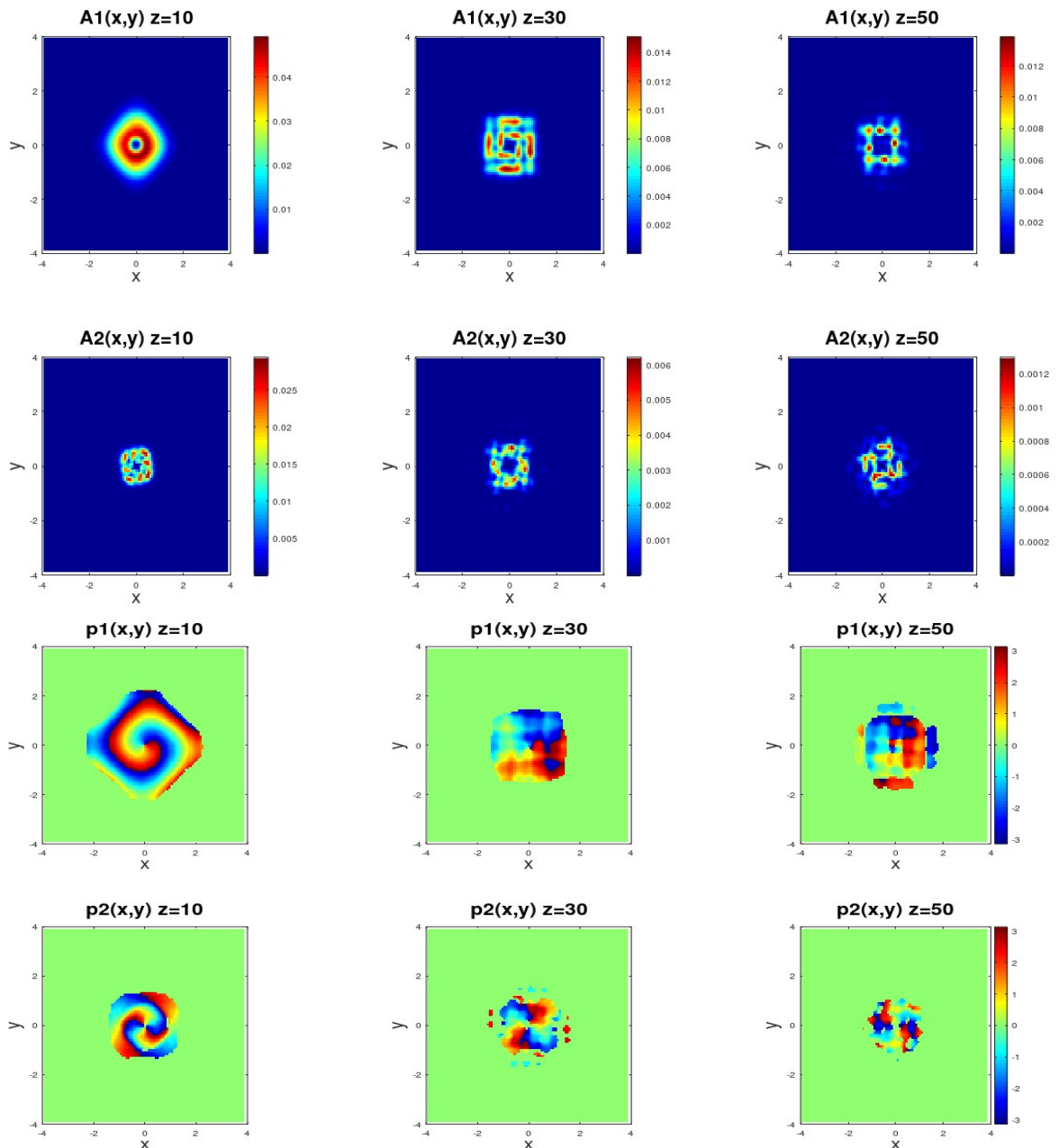


Рис. 2. Распределение амплитуды и фазы пучков первой и второй гармоник при $D_1=0.1$, $D_2=0.05$, $D_{\tau i}=0.02$, $D_{\tau z}=0.04$, $D_{q1,2}=-10$, $\alpha_1=2.5$, $\alpha_2=0$ на расстояниях $z = 10, 30, 50 L_{nl}$.

Мы предполагаем, что, в частности, нелинейное поглощение может быть использовано для стабилизации вихревого солитона. В этом случае возникающие возмущения вихревой структуры, имеющие большую амплитуду, сильно затухают. В результате разрушение вихревого солитона должно происходить на большем расстоянии вдоль продольной координаты z .

На рисунке 1 показано распределение амплитуды и фазы на разных расстояниях при наличии нелинейного поглощения $\alpha_1 = 0.5$ на первой частоте. Пучок распадается на несколько невихревых солитонов уже при $z = 30$, вихревая структура у него при этом отсутствует. Нелинейное поглощение более выражено в местах с максимальной интенсивностью. В связи с этим мы ожидаем, что при большем его значении, распад на отдельные солитоны будет происходить на более длинных расстояниях. На рисунке 2 показано распределение амплитуды и фазы при $\alpha_1 = 2.5$. В этом случае можно сказать, что вихревая структура пучка все еще сохраняется на трассе $z = 30$. Даже при $z = 50$ вихревая структура частично наблюдается. Таким образом, можно сделать вывод, что нелинейное поглощение способствует устойчивости вихревых пучков.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.S. Kivshar, G.P. Agrawal, "Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals" Academic Press, Amsterdam, (2003).
2. A.S. Desyatnikov, L. Torner, Yu. Kivshar // *Progr. in Opt.* 2005. V. 47. P. 291.
3. C. Huang, et al. // *Opt. Lett.* 2013. V. 38. № 13. P. 2177.
4. Y.V. Kartashov, V.A. Vysloukh, L. Torner // *Opt. Exp.* 2007. V. 15 № 15 P. 9378.
5. F. Ye et al. // *Opt. Lett.* 2010. V. 35. № 5. P. 6288.
6. Y. Izdebskaya, G. Assanto, W. Krolikowski // *Opt. Lett.* 2015. V. 40. № 17. P. 4182.
7. Y.V. Kartashov et al. // *Opt. Lett.* 2017. V. 42 № 3. P. 446.
8. X. Yao, X. Liu // *Opt. Lett.* 2018. V. 43 № 23. P. 5749.
9. C. Huang, L. Dong // *Opt. Lett.* 2016. V. 41 № 22. P. 5194.
10. A.H. Carlsson et al. // *Opt. Lett.* 2000. V. 25 № 9. P. 660.
11. B. A. Malomed // *Physica D.* 2019. V. 399. P. 108.
12. S. V. Fedorov, N. A. Veretenov, N. N. Rosanov // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. P. 023903.
13. T. Mayteevarunyoo, B.A. Malomed, D.V. Skryabin // *New J. Phys.* 2018. V. 20. P. 113019.
14. S.V. Sazonov et al. // *Phys. Rev. E.* 2017. V. 96. P. 022208.
15. A.A. Kalinovich et al. // *PLoS ONE.* 2019. V. 14 № 8. P. e0220840.
16. S.V. Sazonov et al. // *Phys. Rev. A.* 2019. V. 100. № 3. P. 033835.
17. A.A. Kalinovich et al. // *Proceedings of SPIE.* 2019. V. 11026. P. 110260M.

Об устойчивости интенсивных импульсов, распространяющихся в фотонно-кристаллическом оптическом волокне

А.Н. Бугай¹, В.А. Халяпин²

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,

²ФГБОУ ВПО «Калининградский государственный технический университет», БФУ им. И. Канта

bugay_aleksandr@mail.ru

В настоящей работе рассматривается вопрос устойчивости динамики импульсов, распространяющихся в среде при учете вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) и туннельной ионизации. Соответствующее уравнение получено в работах [1,2]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - i\gamma \psi |\psi|^2 + \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi |\psi|^2) + i\gamma T_R \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \tau} + i\eta \psi \int_{-\infty}^{\tau} \delta \Theta(\delta) d\tau = 0. \quad (1)$$

Здесь ψ – медленно меняющаяся огибающая, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал, $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса на его центральной частоте ω , η – коэффициент, характеризующий туннельную ионизацию, $\delta = |\psi|^2 - |\psi|_{th}^2$, Θ – функция Хевисайда, $|\psi|_{th}^2$ – величина, пропорциональная пороговой интенсивности туннельной ионизации, α_1 – характеризует поглощение волновода, β – описывает нелинейное поглощение, сопровождающее ионизацию, β_2 – коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС), β_3 – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка γ – коэффициент кубической нелинейности, T_R – характеризует вклад вынужденного комбинационного рассеяния. Коэффициент β_2 положителен, если центральная частота импульса лежит в области нормальной дисперсии групповой скорости и отрицателен в противоположном случае.

Анализ динамики параметров импульса проводился на основе метода моментов [3]. В работе рассматривался случай солитонного распространения, когда огибающая импульса сохраняет форму гиперболического секанса

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

где B – амплитуда сигнала, τ_p – его длительность, C – параметр, определяющий частотную модуляцию, T – временное запаздывание, ϕ – фаза и Ω – смещение центральной частоты сигнала. Все параметры зависят от координаты z .

С помощью метода моментов с учетом (2) получаем систему уравнений для параметров импульса

$$E = 2\tau_p B^2 = \text{const}, \quad (3)$$

$$\frac{d\Omega}{dz} = \frac{4\gamma E}{15\tau_p^3} \left(T_R - \frac{5C}{4\omega} \right) - \frac{\eta E}{3\tau_p} \left(1 - \frac{\psi_{th}^2}{B^2} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

$$\frac{d\Gamma}{dz} = -\beta_2\Omega + \frac{\beta_3}{2} \left(\frac{(1 + \pi^2 C^2 / 4)}{3\tau_p^2} + \Omega^2 \right) + \frac{\gamma E}{2\omega\tau_p}, \quad (5)$$

$$\frac{d\tau_p^2}{dz} = 2C(\beta_2 - \beta_3\Omega). \quad (6)$$

$$\frac{dC}{dz} = (\beta_2 - \beta_3\Omega) \left(\frac{4/\pi^2 + C^2}{\tau_p^2} \right) + \frac{2\gamma E}{\pi^2\tau_p} \left(1 - \frac{\Omega}{\omega} \right). \quad (7)$$

Здесь E – параметр, пропорциональный числу фотонов.

Будем искать эволюцию параметров τ_p и Ω с помощью метода последовательных приближений. Используя (6) и полагая производную от C нулю, получаем из (7)

$$\Omega = \frac{|\beta_2|}{\beta_3} \left(\frac{\gamma\tau_p E}{2|\beta_2|} - 1 \right). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (5), находим уравнение на длительность импульса

$$\frac{d\tau_p}{dz} = \frac{8\beta_3 T_R}{15\tau_p^3} - \frac{2\beta_3\eta}{3\gamma\tau_p} \left(1 - \frac{2\tau_p\psi_{th}^2}{E} \right)^{3/2}. \quad (9)$$

Из (8) следует, что на входе в среду должно выполняться условие

$$E = \frac{2|\beta_2|}{\gamma\tau_0}, \quad (10)$$

где τ_0 – начальная длительность импульса. Введем безразмерную длительность $\nu = \tau_p / \tau_s$, $\nu_0 = \tau_0 / \tau_s$, $b = \tau_s / \tau_{th}$ и перепишем (9) с учетом (10) в виде

$$\frac{d\nu}{dz} = \frac{2\beta_3\eta}{3\nu^3\gamma} \left(\frac{m}{b^2} - \nu^2 (1 - \nu\nu_0 b^2)^{3/2} \right), \quad (11)$$

где $m = 4\gamma T_R / 5\eta\tau_{th}^2$, $\tau_{th} = \sqrt{|\beta_2| / \gamma\psi_{th}^2}$. В стационарной точке правая часть (11) должна быть равна нулю и $\nu = \nu_0 = 1$

$$m = b^2 (1 - b^2)^{3/2}. \quad (12)$$

Выражение (12) имеет один корень $b_1 = \sqrt{2/5}$, если $m = m_c = 2 \cdot 3^{3/2} / 5^{5/2}$. В случае, когда $m < m_c$ мы имеем два корня, для которых можно получить приближенные выражения, воспользовавшись методом последовательных приближений

$$b_2 \approx \frac{\sqrt{m}}{(1-m)^{3/4}}, \quad (13)$$

$$b_3 \approx \sqrt{1 - \left(\frac{m}{1-m^{2/3}} \right)^{2/3}}. \quad (14)$$

Если $m > m_c$, то (12) не имеет корней.

Анализ системы (4)-(7) показал, что обе стационарные точки неустойчивы по Ляпунову. При этом в случае стационарного решения, определяемого b_2 , инкремент нарастания возмущений в два раза меньше, чем для стационарного решения, определяемого b_3 . Непосредственное численное решение уравнений для параметров импульса подтверждает данный вывод (Рис.1). В первом случае режим происходит более

медленный рост длительности, чирпа и сдвига частоты. Во втором случае более заметный сдвиг частоты сопровождается стабилизацией длительности и чирпа. Поскольку характерная длина нарастания возмущений обратно пропорциональна числу колебаний импульса и на несколько порядков превосходит характерную длину дисперсионного расплывания, то указанные режимы распространения на практике вполне можно считать квазистационарными и доступными для экспериментального наблюдения.

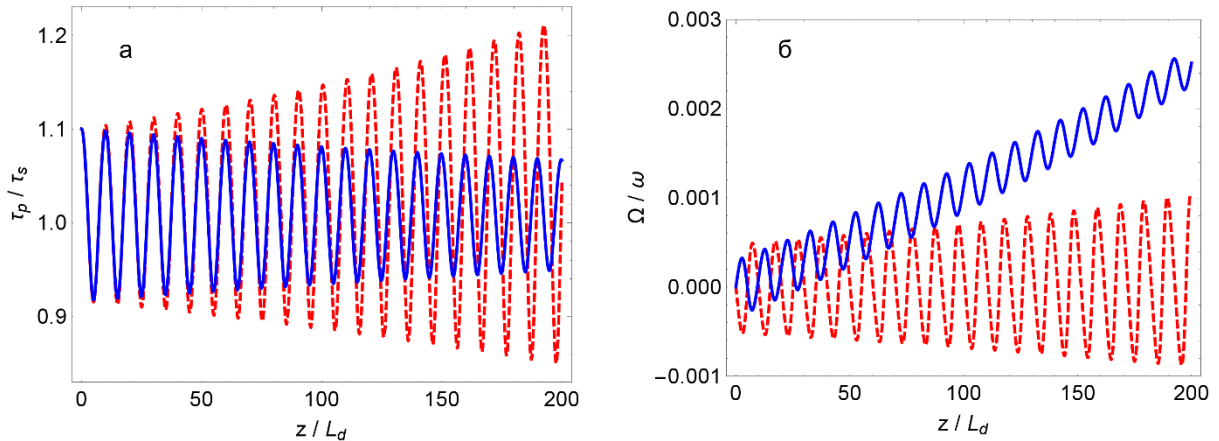


Рис. 1. Динамика длительности (а) и сдвига частоты (б) импульсов, при отклонении их начальных параметров от стационарных значений, определяемых величинами b_2 (красный пунктир) и b_3 (синий сплошной).

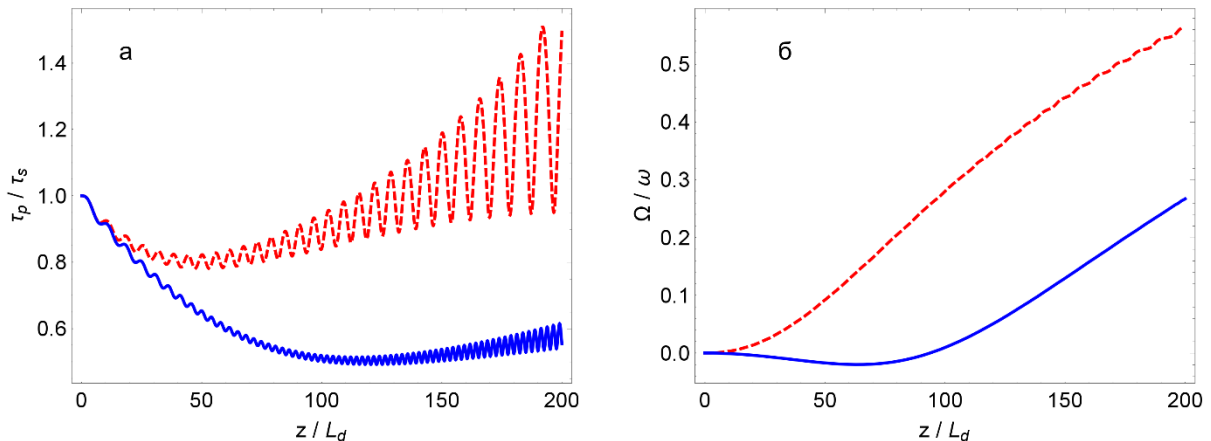


Рис. 2. Динамика длительности (а) и сдвига частоты (б) импульсов, при отклонении их начальных параметров от стационарных значений, определяемых величинами b_2 (красный пунктир) и b_3 (синий сплошной).

В случае медленного изменения величины нелинейности вдоль оси волновода, например, путем создания градиента давления [4], выявлена динамика сигнала, сопровождающаяся компрессией или расплыванием импульса, центральная частота которого непрерывно смещается в красную область спектра (Рис.2).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19 – 02 – 00234а.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Hölzer et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 203902.
2. P. Hölzer et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 203901.
3. J. Santhanam, G. Agrawal // Opt. Commun. 2003. V. 222. P. 413.
4. A. Laegsgaard, P.J. Roberts // Opt. Lett. 2009. V. 34. № 23. P. 3710.

Стабилизация частоты диодного лазера затянутого на резонатор с модами шепчущей галереи.

Р.Р. Галиев^{1,2}, Н.М. Кондратьев¹, В.Е. Лобанов¹ и И.А. Биленко^{1,2}

¹Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

²Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
ramzil.galiev@gmail.com

Для многих актуальных практических приложений необходимы компактные источники лазерного излучения с высокой стабильностью [1]. Недавние работы продемонстрировали возможность применения высокодобротных оптических резонаторов на модах шепчущей галереи (МШГ) для пассивной стабилизации полупроводниковых лазеров до субкилогерцовой ширины линии [2-4]. Размер МШГ резонаторов может достигать 100 мкм, поэтому представленная схема стабилизации лазера обладает высокой компактностью. В схеме лазер стабилизируется за счет резонансного рэлеевского рассеяния на внутренних и поверхностных неоднородностях, когда часть входящего излучения отражается обратно в лазер, что приводит к известному в радиофизике эффекту затягивания. Известно, что если к одноконтурному радиочастотному генератору подключается резонансная нагрузка с добротностью выше, чем у генератора, то стабильность результирующей частоты генерации будет выше. Коэффициент стабилизации при этом может составлять много порядков и связан с отношением добротности высокодобротного резонатора к добротности генератора. При связи лазера с микрорезонатором этот эффект обеспечивает быструю частотно-селективную оптическую обратную связь и может привести к значительному уменьшению ширины линии лазера. Впервые продемонстрированный с микросферами из плавленого кварца этот метод теперь активно применяется для стабилизации частоты, различных лазерных источников. В данной работе детально исследуется эффективность стабилизации лазерного источника, работающего в режиме затягивания, модой высокодобротного микрорезонатора МШГ, кристаллического или интегрального, для широкого диапазона величин рэлеевского рассеяния.

Для анализа воспользуемся формулой для коэффициента отражения от резонатора МШГ, полученной в работе [5]:

$$\Gamma(\Omega - \omega_m) = - \frac{i 2 \delta_c \gamma}{(\delta_0 + \delta_c)^2 + \gamma^2 - (\Omega - \omega_m)^2 - i 2 (\Omega - \omega_m)(\delta_0 + \delta_c)} \times e^{i \phi_m}, \quad (1)$$

где Ω – частота излучения лазера, ω_m – частота моды «m» резонатора, δ_0 – коэффициент поверхностных и внутренних потерь излучения в резонаторе, γ – коэффициент обратного рассеяния в резонаторе, δ_c – коэффициент связи резонатора с волноводом, $e^{i \phi_m}$ – набег фаз между лазером и резонатором. Эффективность стабилизации лазера определяется крутизной склона резонансной обратной связи $\frac{\partial \Im(\Gamma)}{\partial \Omega}$, где \Im – мнимая часть [6-7]. Резонатор принято характеризовать добротностью $Q_0 = \frac{\Omega}{2\delta_0}$, однако, в схеме затягивания помимо добротности резонатора важно учесть отношение коэффициентов обратного рассеяния и внутренних потерь резонатора $\mu = \frac{\gamma}{\delta_0}$.

В эксперименте максимальный коэффициент стабилизации достигается подбором мод с оптимальным набегом фаз ϕ_m и с оптимальной связью $\eta = \frac{\delta_c}{\delta_c + \delta_0}$, а также отстройкой частоты излучения лазера от резонанса $\zeta = \frac{\Omega - \omega_0}{\delta_0}$. Нами были численно

получены зависимости оптимальных значений ϕ_m , η , ζ от параметра резонатора μ (см. Рис. 1 и Рис. 2). На Рис.1 можно выделить характерную точку перехода $\mu \approx 1.5$, которая соответствует резкому усилению отклонению формы резонансной кривой от лоренцевской формы. При значениях параметра $\mu > 1.5$ необходимо подстраивать отстройку ζ и фазу ϕ_m (Рис. 1). Кривая оптимальной связи η также обладает характерным переходом в данной точке, а кривая $\frac{\partial \mathfrak{S}(\Gamma)}{\partial \zeta}$ ($\frac{\partial \mathfrak{S}(\Gamma)}{\partial \Omega} = \frac{1}{\delta_0} \frac{\partial \mathfrak{S}(\Gamma)}{\partial \zeta}$) демонстрирует насыщение в области расщепления (Рис.2а).

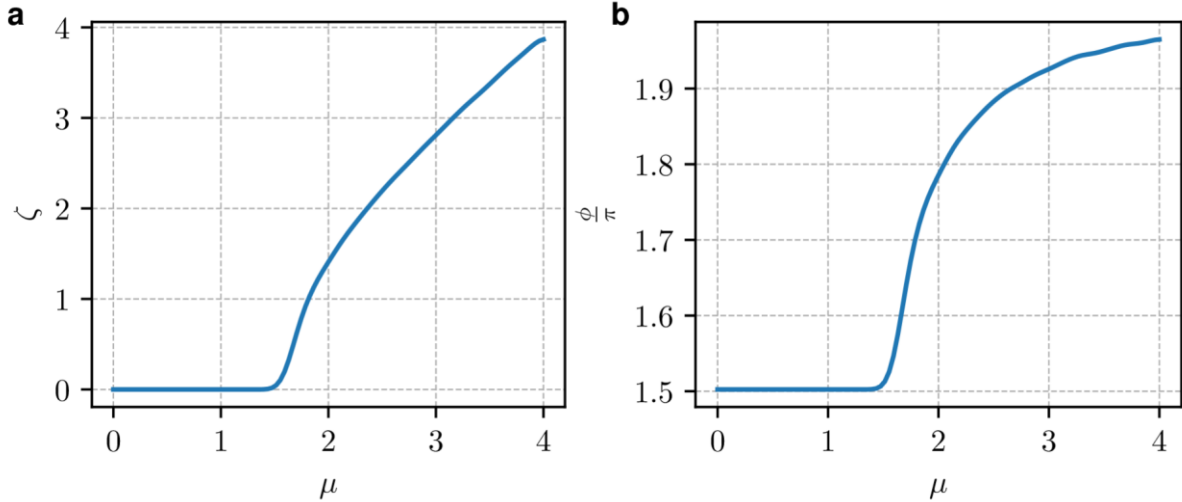


Рис.1. а) Оптимальная отстройка частоты излучения лазера; б) Оптимальный набег фаз между лазером и резонатором.

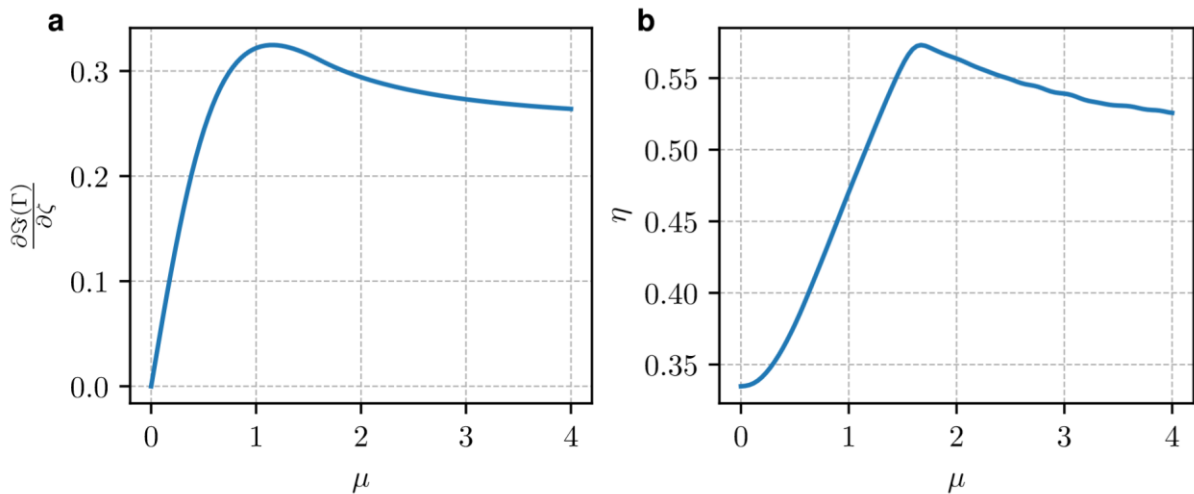


Рис.2. а) Максимальное значение крутизны обратной связи $\frac{\partial \mathfrak{S}(\Gamma)}{\partial \zeta}$ в зависимости от параметра μ резонатора; б) Оптимальное значение связи η резонатора с элементом связи.

Параметр μ можно оценить с помощью модели, описанной в [5], где обратное рассеяние γ и потери в резонаторе δ_0 разбиты на внутренние («is» - internal scattering) и поверхностные («ss» - surface scattering):

$$\mu = \frac{\gamma}{\delta_0} = \frac{\gamma_{is} + \gamma_{ss}}{\delta_{is} + \delta_{ss}}. \quad (2)$$

Внутренние потери в резонаторе рассчитывались по аналогии с потерями на рассеяние в волноводе для плоской волны с учетом полного внутреннего отражения для тороидального резонатора [5]:

$$\delta_{is} = \omega \frac{4\pi^2 n^7 p^2 k_B T \beta_T}{3k_T \epsilon \lambda^3}, \quad (3)$$

где n – коэффициент преломления, p – коэффициент Погкельса, k_B – константа Больцмана, T – температура кристаллизации, β_T – коэффициент изотермической сжимаемости, λ – длина волны излучения лазера, ω – частота излучения лазера, $K_{TE} = 2.8$ – коэффициент отношения полной рассеянной мощности к мощности рассеяния под углом меньшим угла полного внутреннего отражения [5]. Коэффициент обратного рассеяния на внутренних неоднородностях выражается как

$$\gamma_{is} = \frac{\omega}{2} \left(\frac{n^{31/6} p^2 k_B T \beta_T}{a^{11/6} \lambda^{7/6}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Аналогично, учитывая полное внутреннее отражение выводится поверхностное рассеяние, где поверхностная неоднородность характеризуется двумя параметрами, σ – девиацией неоднородности и B – длиной корреляции неоднородности:

$$\delta_{ss} = \omega \frac{1+K_{TE}}{K_{TE}} \frac{8n\pi^2 B^2 \sigma^2}{3 \lambda^3 a}, \quad (5)$$

$$\gamma_{ss} = \frac{\omega}{2} \frac{1.1\sigma B}{\lambda^{1/4} a^{7/4}}. \quad (6)$$

Символ	Название	Si ₃ N ₄	MgF ₂	
p	Коэффициент Погкельса	0.047 [8]	0.041[10]	-
β_T	Коэффициент сжимаемости	2.5×10^{-12} [9]	85.6×10^{-12} [11]	Па ⁻¹
n	Коэффициент преломления	2	1.37	-
T	Температура кристаллизации	1300	1528	К

Таблица.1. Значение параметров модели рассеяния (ур. 3 – 5).

Зависимость величины параметра μ от добротности для интегрального резонатора из Si₃N₄ [4] и кристаллического резонатора из MgF₂ [2] на рис. 3(а) рассчитывалась с помощью (2). Из-за меньшего радиуса величина μ для интегрального резонатора из Si₃N₄ примерно на два порядка больше, чем для кристаллического резонатора из MgF₂. Поэтому значение крутизны обратной связи для первого при добротности 10^7 сравнимо с крутизной второго при добротности $10^8 \div 10^9$ (Рис.3.(b)).

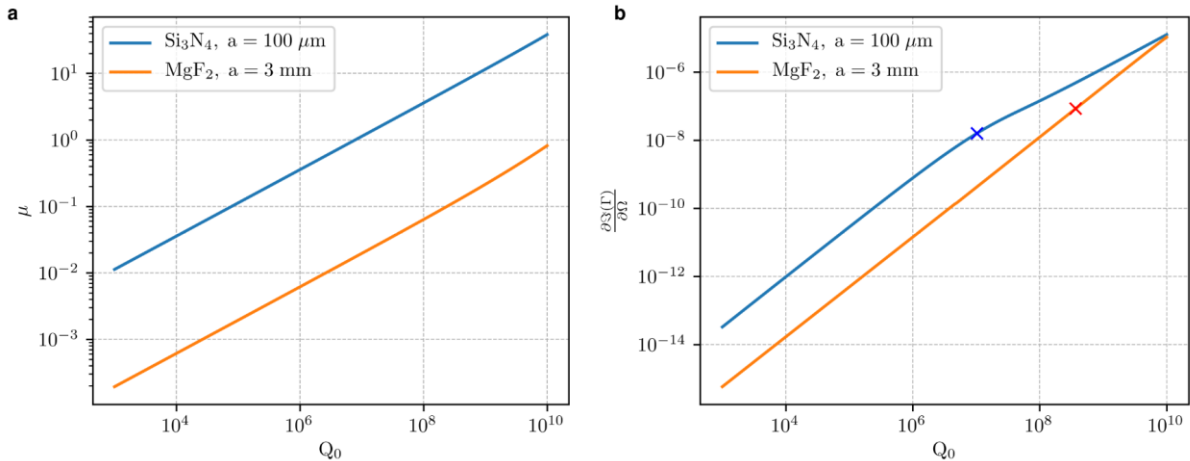


Рис.3. а) Значение параметра μ в зависимости от добротности резонатора: синяя линия – для интегрального резонатора из Si₃N₄ с радиусом 100 мкм, оранжевая линия – для кристаллического резонатора из MgF₂ с радиусом 3 мм. б) Максимальное значение крутизны обратной связи при оптимальных параметрах (см. Рис. 1-2). Синий крест соответствует интегральному резонатору [4], красный крест – кристаллическому [2].

В ранее опубликованных работах было экспериментально измерена моментальная ширина линии лазера, зятянутого на интегральный резонатор Si₃N₄ ($Q_0 \approx 10^7$, $\mu \sim 1$, $\Delta_{Lorentz} \approx 0.7$ кГц [4]) и на кристаллический резонатор MgF₂ ($Q_0 \approx$

$10^8 \div 10^9$, $\mu \sim 10^{-2}$, $\Delta_{Lorentz} \approx 0.4$ кГц [2]). Данные результаты позволяют утверждать о соответствии между экспериментально полученными данными и представленной в данной работе модели эффективности подавления фазового шума лазера в режиме затягивания на высокодобротный резонатор. Важно отметить, что при добротностях выше 10^7 эффективность подавления фазовых шумов для интегрального резонатора растет медленнее чем для кристаллического резонатора, а при добротностях выше 10^{10} ставновится хуже (см. Рис.3(b)).

Таким образом, предложенная теоретическая модель демонстрирует, что эффективность подавления фазовых шумов лазера в режиме затягивания на высокодобротный МШГ резонатор зависит от трёх изменяемых в эксперименте параметров и двух параметров, определяемых резонатором. С помощью разработанной модели численно получены оптимальные значения первых трёх параметров – коэффициента связи, набега фаз и отстройки от резонанса – в зависимости от отношения обратного рассеяния резонатора к внутренним потерям μ , который наряду с добротностью, можно выбрать только на этапе изготовления. Детальный анализ представленной модели позволяет подобрать оптимальную геометрию и материал резонатора для высокой эффективности подавления фазовых шумов в режиме затягивания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 19-72-00173).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. R. Galiev et al. // CLEO/Europe-EQEC. 2019. P.1.
2. N. G. Pavlov et. al.// № 23, Nat. Phot. 2018. V.12, P. 694–698
3. R. R. Galiev et al. // Opt. Express 2018, V.26, № 23, P. 30509-30522
4. A.S. Raja et al. // Nat. Comm. 2019. V. 10. № 680. P. 1-8.
5. M.L. Gorodetsky et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2000. V.17. № 6. P. 1051.
6. N.M. Kondratiev et al. // Opt. Express 2017. V.25. № 23. P 28176-28178
7. P. Spano et al. // Journal of Quantum Electronics. 1984. V. 20. № 4. P. 350-357.
8. F. Gyger et al. // 2019. arXiv:1908.09815.
9. J. Z. Jiang et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65 №161202. P.1-4.
10. S. Chung et al. // Natl. Bur. Stand. 1980. V. 574.
11. S. Hara and K. Ogin. // ISIJ International. 1989. V. 29. № 6. P. 477-485.

Экспериментальная оценка дисперсии интегральных микрорезонаторов

Н.Ю. Дмитриев^{1,3}, С.Е. Агафонова^{1,3}, А.С. Волошин¹, Н.М. Кондратьев¹,
И.А. Биленко^{1,2}

¹Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия

²Московский Физико-Технический Институт, 141700, Долгопрудный, Россия

³Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия
nkdmitriev@gmail.ru

Микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) открыли возможности наблюдения и исследования широкого круга оптических явлений и вызывают сильный интерес научного сообщества. В последнее время развитие получило многообещающее направление генерации частотных гребенок с помощью микрорезонаторов МШГ [1,2]. Подобные частотные гребенки оптического диапазона, называемые частотными гребенками Керра, имеют большой потенциал практического применения. С их помощью может быть создан новый тип когерентных источников света. Такие источники будут иметь высокую частоту повторения и широкую полосу пропускания. Все это позволит создавать компактные и энергоэффективные источники с крайне узкой полосой и широким диапазоном перестройки [3].

Образование оптических частотных гребенок можно наблюдать при накачке высокодобротного микрорезонатора лазером с непрерывной генерацией излучения. Данное явление становится возможно при соблюдении тонкого баланса между нелинейностью третьего порядка, которая выражается зависимостью показателя преломления от мощности сигнала, и дисперсией, которая выражается зависимостью показателя преломления от частоты сигнала. Нелинейность третьего порядка, обычно называемая Керровской, в основном зависит от природы используемого материала и его свойств. В то время как дисперсия зависит одновременно и от свойств материала, и от геометрических параметров устройства. В связи с этим крайне важно уметь проводить теоретическую оценку и экспериментальные измерения дисперсии [2]. Данная работа посвящена рассмотрению общего подхода к экспериментальной оценке дисперсии.

Общая идея экспериментальной оценки дисперсии заключается в измерении спектра собственных мод резонатора и последующего вычисления дисперсии из положения мод с различными порядковыми номерами. Зависимость частоты моды от ее порядкового номера μ может быть представлена следующим выражением [4]:

$$\omega_{\mu} = \omega_0 + D_1\mu + \frac{1}{2}D_2\mu^2 + \frac{1}{6}D_3\mu^3 + \frac{1}{24}D_4\mu^4 + \dots \quad (1)$$

где D_i – постоянные коэффициенты, определяемые свойствами материала и геометрией устройства: $D_1/2\pi$ – свободный спектральный диапазон, отвечающий за эквидистантное расположение мод резонатора, $D_2/2\pi$ – коэффициент дисперсии второго порядка, отвечающая за дисперсию групповой скорости, $D_3/2\pi$, $D_4/2\pi\dots$ – коэффициенты, представляющие нелинейность более высоких порядков. Будем предполагать, что $D_2 \gg D_3 \gg D_4\dots$, и ограничимся третьим членом в данном выражении.

Как видно из выражения (1), при отсутствии дисперсии ($D_2=0$) все собственные моды резонатора находились бы на одинаковом расстоянии друг от друга по частоте. Однако при $D_2 \neq 0$ это не так и расстояние между соседними модами претерпевает незначительные изменения, описываемые выражением (1). Выделяют два случая: аномальная дисперсия ($D_2 > 0$) и нормальная дисперсия ($D_2 < 0$). Для получения частотных гребенок, как правило, требуется аномальный тип дисперсии. Таким образом, сняв

спектр собственных мод резонатора и определив положения мод, можно найти коэффициенты D_i и провести экспериментальную оценку дисперсии.

При кажущейся простоте эксперимента, на практике все оказывается гораздо сложнее. Основная проблема заключается в том, что свободный спектральный диапазон микрорезонаторов, как правило, лежит в диапазоне $\sim 10^{10}$ - 10^{12} Гц, а вклад дисперсии в положение пиков составляет $\sim 10^5$ - 10^8 Гц. Из чего следует, что, во-первых, в эксперименте необходимо использовать крайне стабильный узкополосный источник излучения, позволяющий устанавливать частоту с точностью не менее 10^5 Гц. Во-вторых, данный источник должен иметь возможность перестройки в достаточно широком диапазоне, так как с возрастанием относительного номера моды μ возрастает отклонение, вызванное дисперсией, что, в свою очередь, приводит к повышению точности оценки. В-третьих, требуется тщательная и весьма точная калибровка регистрируемого сигнала по частоте [4].

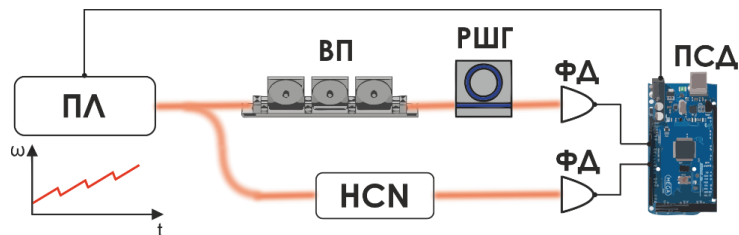


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ПЛ – перестраиваемый лазер, ВП – волоконный поляризатор, РШГ – интегральный микрорезонатор мод шепчущей галереи, ФД – фотодетектор, НСН – органическая ячейка, ПСД – плата сбора данных.

В рамках данной работы был проведен эксперимент по оценке дисперсии интегрального микрорезонатора. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. В качестве источника использовался перестраиваемый лазер Pure Photonics на 1550 нм с мгновенной шириной линии 10 кГц. Выходной сигнал лазера делился по мощности 50/50. По первому каналу сигнал, проходя через поляризатор, шел непосредственно к чипу с микрорезонатором. После прохождения через чип сигнал попадал на фотодетектор. Сигнал, который шел по второму каналу, проходил через органическую ячейку $\text{H}^{13}\text{C}^{14}\text{N}$, спектр поглощения которой известен с высокой точностью [5], и после шел на фотодетектор. Сигналы с обоих фотодетекторов передавались на плату сбора данных, которая, в свою очередь, управляла перестройкой лазера.

Перестройка лазера велась в диапазоне от 192 ТГц до 195 ТГц отрезками в 50 ГГц, так называемыми сканами. Скорость перестройки лазера была около 1 ГГц/с. Соседние сканы перекрывали друг друга по частоте для более точной последующей сшивки получаемых данные. Таким образом, снятые экспериментальные данные представляли собой два массива данных, для микрорезонатора и для органической ячейки, из большого количества отрезков по 50 ГГц, имеющих перекрытия между собой по частоте.

Обработка данных разделялась на 2 этапа и была направлена на то, чтобы исключить влияние ошибки, связанной с погрешностью при установке частоты лазера. Первый этап заключался в том, чтобы избавиться от относительного сдвига между соседними сканами, рис. 2(а). Этот сдвиг вызван тем, что, несмотря на свою узкую мгновенную ширину полосы в 10 кГц, при выставлении центральной частоты лазера существует некоторая погрешность, которая, как правило, отличается для двух соседних сканов. В процессе выполнения первого этапа обработки данных было выяснено, что ошибка при выставлении центральной частоты использовавшегося лазера была около 10^7 - 10^8 МГц, что превышает порядок отклонения мод, вызванное дисперсией. Второй этап обработки заключался в калибровке по частоте полученных после первого этапа

обработки данных. То есть на данном этапе относительный сдвиг между соседними сканами уже отсутствовал и предстояло привести частотную шкалу к своим верным значениям, устранив оставшуюся часть погрешности, связанной с лазером. Для этого было проведено сравнение экспериментально полученного спектра поглощения органической ячейки и спектра из базы данных NIST [5], рис. 2(б). В результате была получена калибровочная функция для частоты.

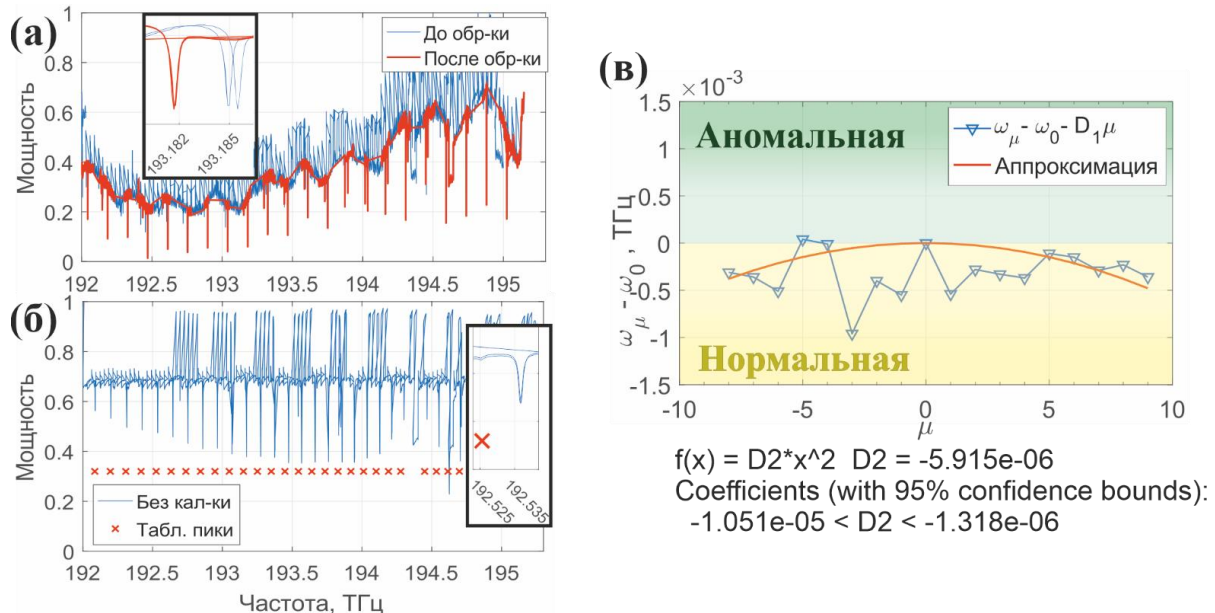


Рис. 2. Нормированная мощность сигнала, прошедшего через микрорезонатор (а): синяя кривая – данные без обработки, красная – после первого этапа обработки; и ячейку (б): синяя кривая – данные после первого этапа обработки, красные маркеры – табличные значения пиков пропускания ячейки. Оценка значения дисперсии (в).

Из обработанных данных были извлечены значения собственных частоты резонатора, относящиеся к одному семейству мод. Используя выражение (1), из извлеченных точек была определена линейная часть зависимости, включающая свободный спектральный диапазон микрорезонатора. Для оценки дисперсии полученная линейная часть была вычтена из общей картины (рис. 2(в)). Таким образом, нам удалось оценить знак коэффициента D_2 . В рассматриваемом случае можно с хорошей точностью дать оценку $D_2 < 0$, что соответствует случаю нормальной дисперсии. К сожалению, точно вычислить значение коэффициента D_2 из полученных данных не представлялось возможным в связи с большой величиной ошибки, связанной с лазером, и малым диапазоном возможной его перестройки.

Таким образом, в данной работе был успешно продемонстрирован один из возможных подходов к измерению дисперсии на примере интегрального чипа с микрорезонатором. Был разработан алгоритм обработки данных, позволивший оценить дисперсию интегрального чипа, несмотря на большую ошибку установки частоты лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Guo H. et al. //Nature Physics. – 2017. – Т. 13. – №. 1. – С. 94-102.
2. Kippenberg T. J. et al. //Science. – 2018. – Т. 361. – №. 6402. – С. eaan8083.
3. Pavlov N. G. et al. //Nature Photonics, 12(11), 694-698.
4. Fujii S. et al.//Nanophotonics. – 2020. – Т. 1. – №. ahead-of-print.
5. Gilbert S. L. et al.//NIST special publication. – 2005. – Т. 260. – С. 137.

Управление дифракцией пучков света с орбитальным угловым моментом

Д.А. Иконников¹, А.М. Вьюнышев^{1,2}

¹Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия
²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, 660041, Россия
 ikonnikov@iph.krasn.ru

В последнее время все больший интерес привлекают пучки света с орбитальным угловым моментом (ОУМ). Прежде всего, это связано с развитием таких областей как квантовые коммуникации, сверхёмкая передача информации и оптические манипуляции [1-10]. Пучки света с орбитальным угловым моментом представляют собой пучки с азимутальной фазовой зависимостью $e^{il\varphi}$ [11-13], где l - орбитальный угловой момент, φ - азимутальный угол. Обычно такие пучки получают путем наложения фазовой модуляции $e^{il\varphi}$ на Гауссов пучок. В нашей недавней работе [14] был разработан и экспериментально продемонстрирован простой и эффективный аналитический метод формирования дифракционных картин. Такой подход позволяет сформировать дискретную дифракционную картину, состоящую из набора дифракционных максимумов фиксированного порядка, путем использования квазипериодической дифракционной решетки. Этот метод может быть распространен на случай дифракции световых пучков, несущих ОУМ.

Для создания светового пучка с заданными пространственными характеристиками на лазерный гауссовский пучок может накладываться фазовая модуляция (фазовая маска или, просто, - *голограмма*). Комплексная функция модуляции произвольной фазовой маски имеет вид

$$t(\mathbf{r}, \varphi) = e^{-i\Phi(\mathbf{r}, \varphi)}, \quad (1)$$

где $\Phi(\mathbf{r}, \varphi)$ - функция фазовой модуляции, $\mathbf{r} \in (x, y)$ - радиус-вектор.

Функция фазовой модуляции двоичной голограммы может быть записана в виде

$$\Phi(\mathbf{r}, \varphi) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn}(\sum a_n \cos[\mathbf{G}_n \mathbf{r} + l_n \varphi]), \quad (2)$$

Здесь Φ_0 – среднее значение фазы, $\Delta\Phi$ - максимальное отклонение фазы от ее среднего значения Φ_0 , a_n - амплитуда n -ной пространственной гармоники, \mathbf{G}_n - вектор обратной решетки, l_n - топологический заряд, обусловленный дефектом структуры, а $\text{sgn}(\psi) = |\psi|/\psi$ - функция знака аргумента ψ . Слагаемые $\cos[\mathbf{G}_n \mathbf{r}]$ обеспечивают дальнюю трансляционную симметрию, которая отвечает за формирование отдельных дифракционных порядков.

В вырожденном случае ($\mathbf{G}_n = 0$ для всех n) будет наблюдаться только нулевой порядок дифракции, и распределение интенсивности будет зависеть от набора топологических зарядов l_n . Таким образом, возможно получение пучков света с суперпозицией ОУМ. На рисунке 1 представлены рассчитанные численно и экспериментально измеренные профили интенсивности для пучков, соответствующих двум слагаемым под суммой в уравнении (2). Распределение интенсивности в дальнем поле рассчитывалось с использованием уравнения дифракции Френеля-Кирхгофа [15]. Видно, что рассчитанные распределения интенсивности хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Представленные на рис. 1 зависимости распределения фазы (паттерны) имеют горизонтальную симметрию (из-за четности

функции косинуса) и, следовательно, соответствующие им распределения интенсивности обладают такой же симметрией.

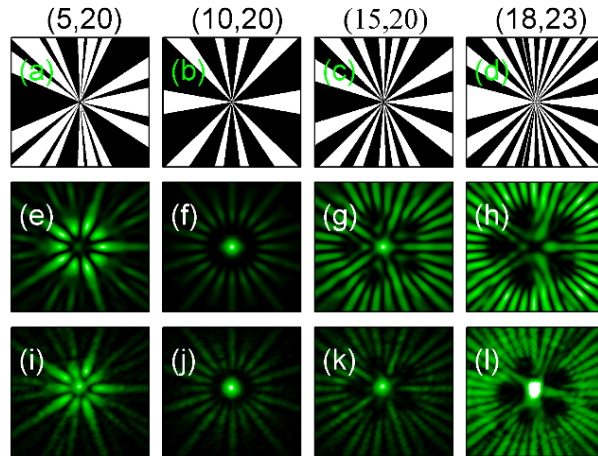


Рис. 1. Паттерны фазовой модуляции (a-d), рассчитанные (e-h) и экспериментальные (i-l) дифракционные картины для $G_1 = G_2 = 0 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ и (l_1, l_2) : (e, i) {5,20}; (f, j) {10,20}; (g, k) {15,20} и (h, l) {18,23}.

Для относительно высоких значений орбитальных угловых моментов азимутальные распределения интенсивности напоминают дифракцию на квазипериодических решетках [14] или спектры пропускания квазипериодических фотонных кристаллов [16]. В отличие от решеток, где присутствует пространственная модуляция, в данном случае имеет место угловая (азимутальная) модуляция. Тем не менее, как и в случае квазипериодических решеток, квазипериод этой суперпозиции модуляций является обратной величиной наибольшего общего множителя пространственных частот модуляции. Здесь роль угловых частот модуляции играют ОУМ l_1 и l_2 . Например, на рис. 1 (a) и (c) наибольший общий множитель равен 5, и в обоих случаях мы видим пять ярких лучей, расходящихся от центра, которые делят дифракционную картину на пять идентичных секторов.

Каждая комбинация ОУМ приводит к формированию уникальной дифракционной картины. Этот подход не ограничивается двумя элементами в сумме (2), но может быть легко расширен до 3, 4 или любого другого числа слагаемых, что было подтверждено экспериментально. Таким образом, можно получить произвольное число возможных комбинаций с неповторяющимся распределением интенсивности.

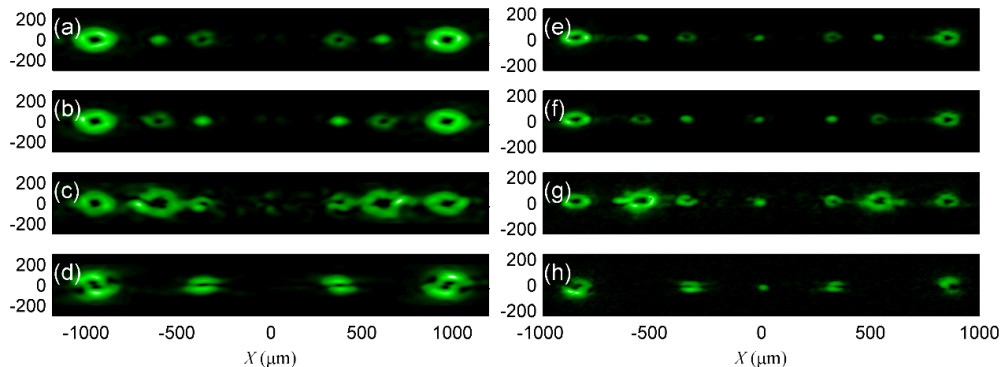


Рис. 2. Рассчитанные (a-d) и экспериментальные (e-h) дифракционные картины для $G_n \neq 0$.

При $G_n \neq 0$, снимается вырождение на число порядков дифракции. Для удобства в данной работе мы ограничились рассмотрением трех элементов в сумме (2), так что конечное уравнение принимает вид

$$\Phi(x, y) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn}(a_1 \cos[G_1 x + l_1 \varphi] + a_2 \cos[G_2 x + l_2 \varphi] + a_3 \cos[G_3 x + l_3 \varphi]), \quad (3)$$

В этом случае будет наблюдаться три ярко выраженных максимума, соответствующих трем значениям G_n . Каждый максимум будет иметь заданный ОУМ l_n (рис. 2).

Необычные результаты наблюдаются в том случае, если значения обратных векторов решетки двух компонент равны. Это проявляется в искажении не только указанного дифракционного максимума, но также других максимумов, соответствующих другим пространственным частотам. Согласно тригонометрическим формулам, сумма косинуса в уравнении (3) может быть представлена как модуляция косинуса полусуммы аргументов $\cos\left[\frac{G_1+G_2}{2}x + \frac{l_1+l_2}{2}\varphi\right]$ косинусом полуразности $\cos\left[\frac{G_1-G_2}{2}x + \frac{l_1-l_2}{2}\varphi\right]$. В таком случае видно, что если $G_1 = G_2$, тогда второй косинус не будет зависеть от x . Таким образом, он будет производить азимутальную модуляцию на всей фазовой маске.

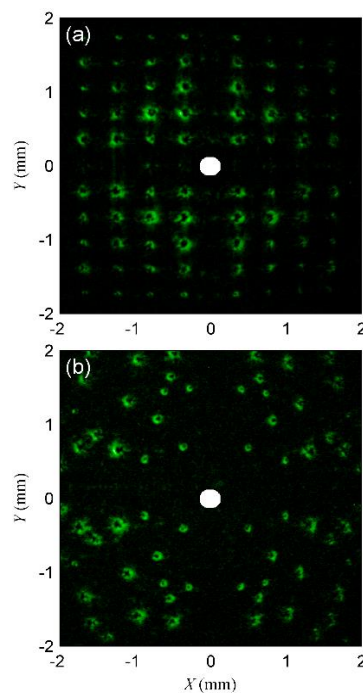


Рис. 3. Регулярный (а) и нерегулярный (б) двумерные массивы пучков.

Данный метод позволяет также формировать регулярные и нерегулярные двумерные массивы пучков, несущих определенные ОУМ. Для этого достаточно уравнение (2) переписать в виде:

$$\Phi(x, y, \varphi) = \Phi_0 + \Delta\Phi \cdot \text{sgn}\left(\sum a_n \cos[G_n^x x + l_n^x \varphi] + \sum a_m \cos[G_m^y y + l_m^y \varphi]\right), \quad (4)$$

В общем случае, член $l_n \varphi$ может быть добавлен в любой косинус (x или y) или к обоим одновременно. Однако в последнем случае оси симметрии не будут совпадать с осями x или y , вместо этого они будут повернуты на угол, соответствующий

отношению G_n^x к G_m^y . Кроме того, в этом случае ОУМ для каждой пространственной частоты будет являться суперпозицией l_n^x и l_m^y . Увеличение числа максимумов в каждом дифракционном порядке приводит к снижению их интенсивности, при этом интенсивность нулевого недифрагированного порядка остается неизменной. Поэтому для лучшего наблюдения дифракционной картины центральный максимум (нулевой порядок) был заблокирован (рис. 3). В обоих случаях для регулярных и нерегулярных двумерных массивов топологический заряд l_n задавался случайным в диапазоне значений от 1 до 4. Поскольку, при увеличении топологического заряда уменьшается плотность мощности лазерного излучения, то для наилучшего наблюдения картины дифракции амплитуды отдельных пространственных гармоник были выбраны следующим образом $a_n = 0,25 + l_n/6$.

В заключение, мы разработали и экспериментально продемонстрировали обобщенный подход к управлению дифракцией пучков, несущих орбитальный угловой момент. Несмотря на некоторые ограничения, развитый аналитический подход позволяет не только контролировать количество дифракционных максимумов в каждом порядке, их пространственные частоты и распределение интенсивности между ними, но также задавать определенный орбитальный угловой момент для каждого максимума. Подход может использоваться для генерации как одиночных пучков, так и множества пучков с суперпозицией нескольких орбитальных угловых моментов. К тому же, этот подход позволяет формировать свет в регулярные или нерегулярные двумерные массивы пучков с заданным орбитальным угловым моментом в каждой позиции. Этот подход дает новые возможности для квантовых коммуникаций, передачи информации и оптических манипуляций.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ) (19-12-00203).

Список литературы

1. A. Mair et al. // Nature 2001. V. 412. P. 313-316.
2. A. C. Dada et al. // Nature Physics 2011. V. 7. P. 677-680.
3. A. E. Willner et al. // Adv. Opt. Photon. 2015. V. 7. P. 66106.
4. M. Mirhosseini et al. // New J. Phys. 2015. V. 17. P. 033033.
5. A. Sit et al. // Optica 2017. V. 4. P. 1006-1010.
6. S. Fu et al. // Opt.Lett 2019 V. 44 P. 4753-4756.
7. N. B. Simpson, L. Allen and M. J. Padgett // J. of Modern Optics 1996. V. 43. P. 2485-2491.
8. D. G. Grier // Nature 2003. V. 424. P. 810-816.
9. S. H. Tao et al. // Opt. Express 2005. V. 13. P. 7726-7731.
10. M. J. Padgett and R. Bowman // Nature Photonics 2011. V. 5. P. 343-348.
11. L. Allen et al. // Phys. Rev. A 1992. V. 45. P. 8185-8189.
12. A. M. Yao and M. J. Padgett // Adv. Opt. Photon. 2011. V. 2. P. 161-204.
13. Y. Shen et al. // Light Sci. Appl. 2019. V. 8. P. 90.
14. D. A. Ikonnikov, V. G. Arkhipkin and A. M. Vyunishev // Laser Physics Letters 2019. V. 16. P. 126202.
15. S. Akhmanov and S. Nikitin "Physical Optics" Claredon Press, 1997.
16. A. M. Vyunishev et al. // Opt. Lett. 2017. V. 42. P. 3602-3605.

Статистика энергий импульсов в твердотельном ВКР-лазере с импульсной накачкой

О.П. Корожан, В.А. Орлович и Р.В. Чулков

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68-1, 220072 Минск, Беларусь
o.korozhan@ifanbel.bas-net.by

Источники когерентного излучения на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) находят свое применение в различных приложениях науки и технологии, заполняя нишу в тех спектральных областях, где прямая лазерная генерация затруднена, либо технически невозможна. Обычно такие источники, работающие в нано- [1-3], микро- и мили- [4] секундных диапазонах длительности импульсов, а также в непрерывном [5, 6] режиме генерации, выполнены по схеме так называемого ВКР-лазера, когда комбинационно-активная среда находится внутри оптического резонатора. В качестве первой в последнее время широко используются природные и синтетические кристаллы, обладающие эффектом ВКР [7]. Недавние эксперименты продемонстрировали, что энергия импульсов генерации кристаллического ВКР-лазера, оптически накачиваемого излучением наносекундного многомодового лазера, может испытывать значительные флуктуации от выстрела к выстрелу [8].

В настоящей работе мы приводим результаты исследований статистики таких флуктуаций. В частности, мы показываем, что при относительно высоких эффективностях преобразования в излучение стоксовых компонент, флуктуации подчиняются существенно негауссовой статистике в условиях, если оптическая длина резонатора ВКР-лазера L_R согласована с длиной резонатора лазера накачки L_P . Такая статистика характеризуется гистограммой распределения числа событий (ГРЧС) «L»-вида с максимумом вблизи нуля и коэффициентом вариации, превышающим единицу. При приближении к порогу ВКР-генерации относительная амплитуда флуктуаций многократно возрастает, демонстрируя, тем самым, сверххаотичный режим работы ВКР-лазера с гиперэкспоненциальной ГРЧС.

	входное зеркало				выходное зеркало			
длина волны, нм	532	563	599	639	532	563	599	639
R_m , %	28	99	48	26	>99	86	>99	36

Табл. 1. Коэффициенты отражения R_m зеркал резонатора ВКР-лазера

Для численных расчетов использовалась модель нестационарного ВКР в условиях оптической обратной связи, которая учитывала вклад шумов спонтанного комбинационного рассеяния [9], спектральную и поперечную структуру излучения накачки и адекватно описывала каскадную генерацию трех стоксовых компонент [1]. В качестве источника накачки использовались линейно-поляризованные импульсы 2-ой гармоники АИГ:Nd лазера длительностью ~ 7 нс и спектральной шириной $\sim 0,7$ см⁻¹. Лазер накачки имел линейный резонатор, длина которого L_P составляла 475 мм. ВКР происходило в кристалле нитрата бария (НБ) длиной 70 мм. НБ является оптически изотропным кристаллом, в котором наиболее сильный комбинационный переход имеет частотный сдвиг 1047 см⁻¹ [10], что при возбуждении в нем ВКР излучением накачки с длиной волны 532 нм обеспечивало длины волн генерации 563; 599 и 639 нм для 1-ой, 2-ой и 3-ей стоксовых компонент (СК), соответственно. Пучок накачки диаметром 3-4 мм направлялся в кристалл, торцы которого были вырезаны под углом Брюстера для предотвращения оптической обратной связи. Сам кристалл был помещен в отдельный резонатор, сформированный двумя плоскими селективными диэлектрическими

зеркалами, одно из которых имело достаточное пропускание на длине волны накачки. Коэффициенты отражения этих зеркал (см. таблицу 1) обеспечивали реализацию двухпроходной геометрии накачки кристалла и эффективную обратную связь на длинах волн первых двух стоксовых компонент.

Результаты расчета зависимости усредненных за 100 лазерных выстрелов энергетической эффективности преобразования в импульсы попутного ВКР 1-ой СК, а также суммарной эффективности преобразования попутного и обратного ВКР в первые три СК демонстрируют локальное незначительное возрастание их значений, когда L_R согласована с L_P , либо кратна последней (рис. 1а). Наряду с этим в вышеуказанных условиях резко увеличивается разброс энергий импульсов стоксовой генерации, относительное значение которого (коэффициент вариации C_v) для 1 СК может достигать 140%. В ВКР-преобразователях с однопроходной геометрией взаимодействия подобные высокие значения C_v ранее наблюдались лишь вблизи порога ВКР, когда эффективность преобразования в излучение СК была существенно меньше 1% [11-14]. При этом C_v быстро снижался с ростом эффективности преобразования. Было показано, что большая величина разброса импульсов ВКР-генерации обусловлена как вкладом квантовых шумов на этапе спонтанного комбинационного рассеяния [11, 12], так и шумами интенсивности излучения накачки [13, 14].

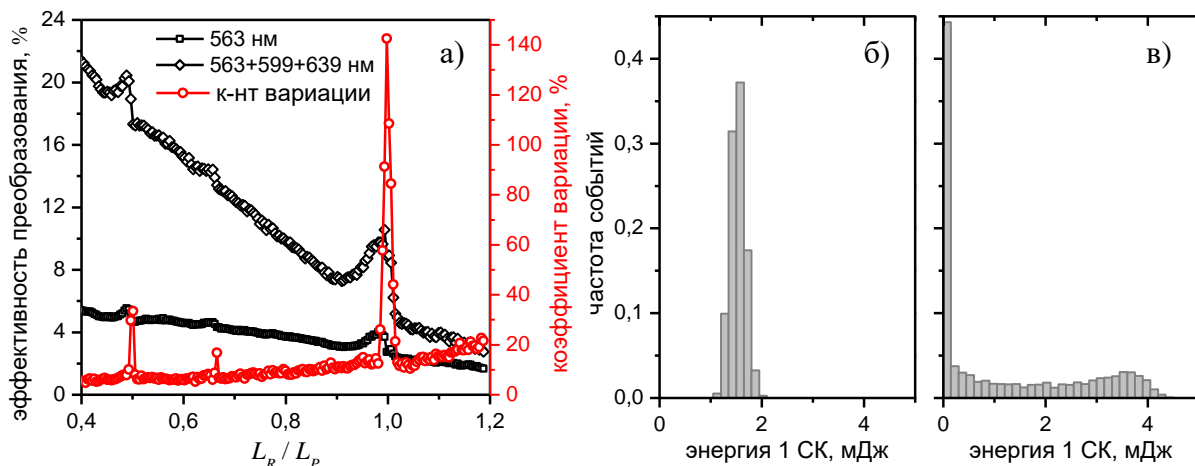


Рис. 1. (а) Зависимости средней эффективности преобразования в импульсы попутного ВКР 1-ой СК (563 нм), суммарной эффективности преобразования попутного и обратного ВКР (563+599+639 нм) и коэффициента вариации C_v для энергий импульсов 1 СК, численно рассчитанные при энергии накачки $E_P=34$ мДж как функции отношения L_R к L_P . ГРЧС энергий импульсов 1 СК, рассчитанные при $E_P=40$ мДж, $L_R/L_P=0,89$ (б) и $E_P=35$ мДж, $L_R/L_P=1,0$ (в); средние значения эффективностей преобразования в излучение 1 СК для обоих ГРЧС, 3,8% (б) и 3,5% (в), приблизительно равны, в то время как значения C_v , 9% (б) и 118% (в), резко отличаются.

Наши расчеты показывают, что режим относительно стабильной генерации ВКР-лазера с многомодовой накачкой может быть реализован только в условиях отсутствия согласования L_R с L_P . В этом случае C_v для энергий импульсов 1 СК не должен превышать 15%, а ГРЧС будет близкой к гауссовой с максимумом, расположенным вблизи среднего значения (рис. 1б). В случае точного согласования длин, форма ГРЧС должна резко меняться, становясь «L»-образной с сильно вытянутым хвостом, где наиболее вероятными оказываются события с около нулевыми значениями (в). Статистика флуктуаций, соответствующая ГРЧС подобного вида ранее наблюдалась при флуктуациях интенсивности в генераторах суперконтинуума [15], параметрических усилителях [16] и волоконных лазерах с синхронизацией мод [17], а также при образовании филаментов в газах [18], волокнах [19] и нелинейных оптических резонаторах [20]. В ВКР, ГРЧС «L»-вида были ранее зарегистрированы при

исследовании статистики флуктуаций энергий стоксовых импульсов вблизи порогов генерации однопроходных ВКР-преобразователей [11-14, 21, 22]. При этом в условиях узкополосного возбуждения в линейном режиме преобразования частоты, когда истощением излучения накачки можно пренебречь (эффективность преобразования не превышала $10^{-5} \div 10^{-3}$), ГРЧС имела вид отрицательной экспоненты с нулевым максимумом [11, 12, 21, 22] и C_v , близким к 100% [11, 12]. В случае же спектрально-широкополосной накачки относительная амплитуда флуктуаций возросла до 200%, а форма ГРЧС описывалась гиперэкспонентой [13, 14].

Тенденцию увеличения разброса и реализации близкой к гиперэкспоненциальной статистике флуктуаций энергий импульсов генерации ВКР-лазера при переходе к линейному режиму ВКР-преобразования демонстрирует рисунок 2, на котором ГРЧС представлены в логарифмическом масштабе для случая, когда длины резонаторов L_R и L_P равны друг другу. При средних эффективностях преобразования в стоксовое излучение, составляющих 0,03-0,04%, как расчет, так и эксперимент показывают рост C_v почти до 500%. При этом с вероятностью $\sim 10^{-3}$ возможно возникновение событий, в которых энергия импульсов в 80-110 раз может превышать их средние значения (рис. 2ав).

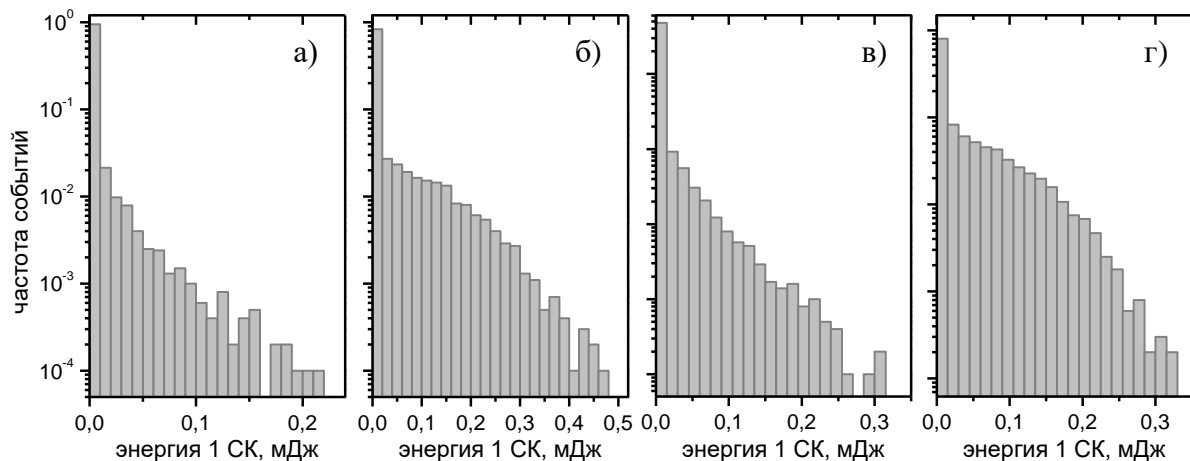


Рис. 2. Рассчитанные (а, б) и экспериментально измеренные (в, г) ГРЧС энергий импульсов 1 СК, когда $L_R/L_P=1,0$, а $E_P=8$ мДж (а, в), $E_P=10$ мДж (б), $E_P=11$ мДж (г), средние значения эффективностей преобразования в излучение 1 СК составляли 0,03% (а), 0,04% (в), 0,2% (б), 0,3% (г), соответствующие средние энергии импульсов 2,5 мкДж (а), 2,8 мкДж (в), 21 мкДж (б), 29 мкДж (г), а значения C_v , были равны 494% (а), 484% (в), 266% (б), и 170% (г).

Следует отметить, что результаты наших расчетов, выполненные для тех же условий, но в отсутствие оптической обратной связи при нулевых коэффициентах отражения зеркал резонатора ВКР-лазера, демонстрируют значительно меньший разброс энергий импульсов генерации (в 1,5-2 раза) в близком к линейному режиму ВКР, когда эффективности преобразования не превышали 1%. В настоящее время у нас нет однозначной интерпретации обнаруженного эффекта роста амплитуды флуктуаций энергий стоксовых импульсов в ВКР-лазере с многомодовой накачкой. Возможное объяснение этому может заключаться во влиянии дополнительных шумов, обусловленных интерференцией излучения накачки на входном и выходном зеркалах резонатора ВКР-лазера. Такие шумы могли быть вызваны как флуктуациями спектра импульса накачки, так и изменением оптической длины L_R от выстрела к выстрелу вследствие механических вибраций зеркал. Хотя вклад таких шумов был существенен в ВКР-лазере, возбуждаемом спектрально-ограниченными импульсами накачки [9], он также мог иметь место и в наших условиях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта № Ф20Р-064.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Chulkov et al. // *Opt. Lett.* 2017. V. 42. P. 4824-4827.
2. V.I. Dashkevich, V.A. Orlovich // *Laser Phys. Lett.* 2011. V. 8. P. 661–667.
3. R. Chulkov et al. // *Appl. Phys. B.* 2012. V. 106. P. 867-875.
4. V.A. Lisinetskii et al. // *ICONO/LAT.* 2007. Technical Digest, Minsk, Belarus, I08–56.
5. V.A. Lisinetskii et al. // *J. Raman Spectr.* 2006. V. 37. P. 421–428.
6. A.A. Demidovich et al. // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. P. 1701–1703.
7. T.T. Basiev et al. // *Opt. Mater.* 1999. V. 11. P. 307-314.
8. О.П. Корожан и др. // Тез. докл. XVI Межд. конф. «Молодежь в науке». 2019. Минск, С. 414-416.
9. R. Chulkov et al. // *Opt. Mat.* 2015. V. 50. P. 92-98.
10. P.G. Zverev et al. // *Opt. Mat.* 1999. V. 11. P. 315-322.
11. I.A. Walmsley, M.G. Raymer // *PRL.* 1983. V. 50. P. 962-964.
12. N. Fabricius, K. Nattermann, D. von der Linde // *PRL.* 1984. V. 52. P. 113-116.
13. A.S. Grabtchikov, A.I. Vodtchits, V.A. Orlovich // *PRL.* 1997. V. 56. P. 1666-1669.
14. A. Betlej // *Opt. Expr.* 2005. V. 13. P. 2948-2960.
15. D.R. Solli et al. // *Nature Lett.* 2007. V. 450. P. 1054-1058.
16. K. Hammani, C. Finot, G. Millot // *Opt. Lett.* 2009. V. 34. P. 1138–1140.
17. J.M. Soto-Crespo, Ph. Grelu, N. Akhmediev // *Phys. Rev. E.* 2011. V. 84. P. 016604.
18. S. Birkholz et al. // *PRL.* 2013. V. 111. P. 243903.
19. J. Kasparian Dudley et al. // *Opt. Expr.* 2009. V. 17. P. 1270-1275.
20. A. Montina et al. // *PRL.* 2009. V. 103. P. 173901.
21. M. G. Raymer, I. A. Walmsley // *Prog. Opt.* 1990. V. 28. P. 247-255.
22. P.A. Apanasevich, et al. // *Sov. J. Quant. Electron.* 1992. V. 22. P. 822-827.

Стимулированное рамановское рассеяние квазиоднофотонных импульсов в одномодовом оптоволокне с накачкой

В. Г. Попов^{1,2*}, В. Г. Криштоп^{1,2**}, И. И. Корель³

¹Центр научных исследований и перспективных разработок, ОАО «ИнфоТеКС».

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН.

³Новосибирский государственный технический университет, Физико-технический факультет.

*Vladimir.Popov@infotecs.ru

**Vladimir.Krishtop@infotecs.ru

Стимулированное комбинационное рассеяние — это нелинейный эффект, обусловленный индуцированием стоксовского перехода фотонами в оптоволоконной линии [1-3]. Стимулированное комбинационное (рамановское) рассеяние света активно используется в оптоволоконных системах [4, 5], в частности в рамановских лазерах и усилителях [6,7]. Особенность данного рассеяния в том, что накачка создает неравновесное распределение в фононной подсистеме в оптоволокне, и вероятность комбинационного рассеяния резко возрастает. Вероятность стимулированного комбинационного рассеяния на пять порядков выше, чем спонтанного [8]. На сегодняшний день комбинационное рассеяние в оптическом волокне подробно исследуется для формирования излучения со спектральной структурой типа суперконтинуума [9]. При этом используется накачка мощными ультракороткими импульсами, что приводит к каскадному комбинационному рассеянию [10].

Каскадное рамановское излучение наблюдалось ранее в оптоволокне с различным легированием [11-14]. Наблюдение рамановского каскада свидетельствует о значительно большем времени релаксации оптических фононов или молекулярных колебаний в волокне ($\tau > 70$ пс) и дает возможность их практического использования. Оптические фононы (более точно — поляритоны) в отличие от фотонов сохраняют свои состояния продолжительное время после прохождения импульса накачки ($\tau \sim 2,1$ пс, как можно определить по полуширине стоксовских пиков в рамановских спектрах [15]). Рамановское рассеяние на фононных поляритонах в нелинейном кристалле наблюдалось в работе [16]. В работе [17] исследуется управление неупругим рассеянием путем регулирования количества оптических фононов в активной среде полупроводникового лазера.

В нашей работе исследуется стимулированное каскадное рамановское рассеяние света в одномодовом оптическом оптоволокне с предварительной накачкой фононной подсистемы в волокне короткими импульсами длинноволнового лазерного излучения. Предложена теоретическая модель, рассматривающая комбинационное рассеяние в существенно неравновесной ситуации, когда фононные колебания в волокне значительно перегреты комбинационным рассеянием импульса накачки. Используется дипольное приближение для описания интенсивности W комбинационного рассеяния фотонов на фонах. Получены количественные оценки для длины оптоволоконной линии с повышенной вероятностью комбинационного рассеяния и для пороговой интенсивности излучения (рис.1). Приведены зависимости относительного изменения вероятности комбинационного рассеяния от координаты вдоль оптоволоконной линии при разных мощностях накачки. Актуальность данной задачи связана с использованием слабых фотонных импульсов в квантовой криптографии для систем распределения квантовых ключей [18, 19].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках прикладного научного исследования (уникальный идентификатор RFMEFI62419X0052), Соглашение о предоставлении субсидии от 29.11.2020 г. № 05.624.21.0052.

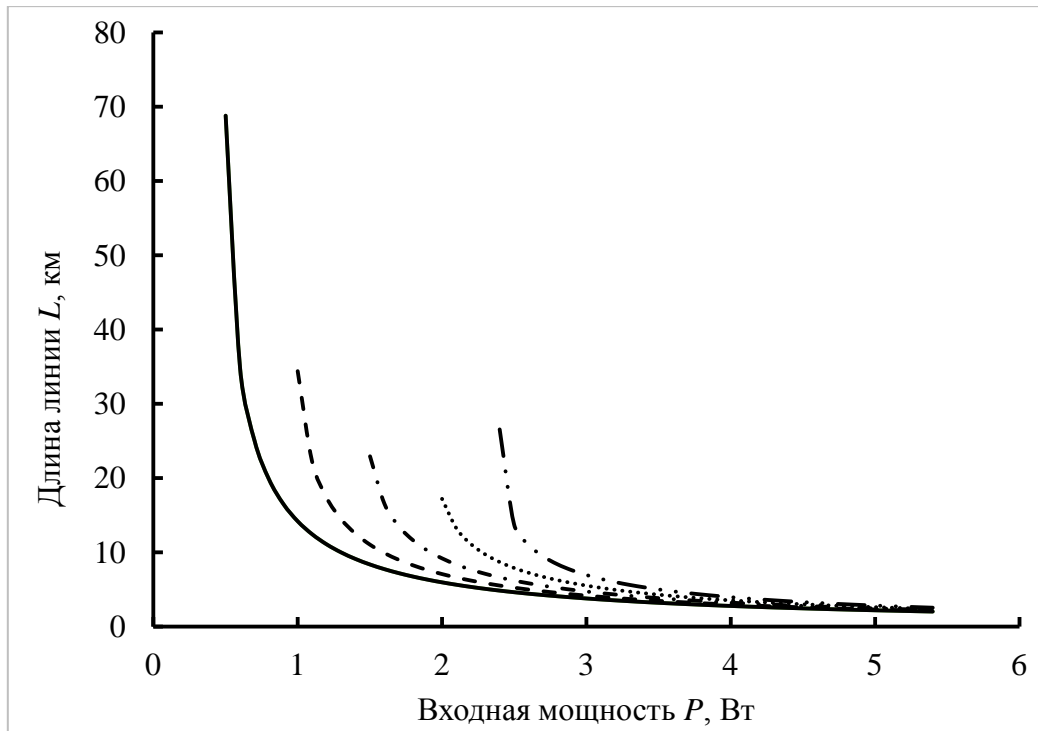


Рис. 1. Зависимость длины линии оптического волокна, в котором комбинационное рассеяние можно рассматривать как усиленное от мощности $P = I_{ps}S$ импульса накачки. Значения рассчитаны для одномодового оптического волокна площадью поперечного сечения $S = 65 \text{ мкм}^2$ и разного затухания в волокне 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1 дБ/км показанных непрерывной, штриховой, штрих-пунктирной, пунктирной и штрих-двух пунктирной линиями соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. “Рассеяние света в твердых телах“ Под ред. М. Кордона. М: Мир, 1979.
2. G. Agrawal, “Nonlinear fiber optics”. 5th ed. Oxford: Academic Press, Elsevier, 2013.
3. Agrawal, G. P. “Stimulated Raman scattering“, Oxford: Elsevier, 2019, P. 297.
4. E. Smith, G. Dent. “Modern Raman spectroscopy — A practical approach.“ John Wiley & Sons, 2005.
5. E.J. Woodbury, W.K. Ng, Proc. I.R.E. **50**, p. 2367 (1962).
6. A.J. Stentz // Proc. SPIE. **91**, 3263 (1998).
7. V.R. Supradeepa, et al. // Optics Express, 21, p. 7148 (2013).
8. R.W. Boyd, “Nonlinear Optics”, 3rd ed. Boston: Academic Press, 2008.
9. Alfano, R. R. “Supercontinuum Laser Source: Ultimate White Light” Springer, 2016.
10. U. Teğin, B. Ortaç. // Nature. Sci. Rep. 2018, **8**, P. 12470
11. Pourbeyram, H., et al. // Appl. Phys. Lett. 102, 201107 (2013).
12. Yin, K., et al. // Optics Express, 21(13), 15987. doi:10.1364/oe.21.015987
13. T. Cheng, et al. // Conference CLEO/Europe-EQEC, 2019, pp. 1-1, 14. Alexandrov, I. V., Nesterova, Z. V. // Conf. Proc. LEOS’96 9th Annual Meeting IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1996. doi:10.1109/leos.1996.565209
15. F.L. Galeener, et al. // Appl. Phys. Lett. **32**, 34 (1978).
16. Kitaeva, G. K., et al. // Journal of Raman Spectroscopy, 31(8-9), 767–773. doi:10.1002/1097-4555(200008/09)31:8/9<767::aid-jrs608>3.0.co;2-j
17. V.G. Popov, et al. // Proc. of 28th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology. Minsk, Belarus, September, 2020.
18. К.А. Балыгин, и др. // Письма в ЖЭТФ, **105**, с. 570 – 576 (2017).
19. В.Г. Попов, и др. // Физика и техника полупроводников. т. 54, С. 812

Особенности комплексного представления диффрактальных волновых структур

П.В. Короленко^{1,2}, А.Ю. Мишин¹, Р.Т. Кубанов¹

¹*Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва*

²*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва*

pvkorolenko@rambler.ru

С момента выхода в свет работы известного физика-теоретика М. Берри [1] в оптике и радиофизике сформировалось интенсивно развивающееся научное направление, связанное с исследованием диффракталов – волновых пучков с фрактальной структурой. Подавляющее большинство работ, выполненных по этой теме, посвящено описанию волн, которые приобретают самоподобные свойства после прохождения масок и экранов с фрактальной геометрией, вызывающие амплитудную модуляцию поперечной структуры падающей на них плоской волны (см., например, [2], [3], [4]). Фрактальное возмущение плоского волнового фронта может наблюдаться при отражении излучения от шероховатой поверхности [5]. Результаты этих работ помимо общенаучного имеют и практическое значение. Так, путем определения фрактальной размерности диффузно отраженного от поверхности излучения можно определять степень ее шероховатости [5]; передача информации с помощью диффракталов характеризуется высокой степенью надежности передачи сигнала, поскольку произвольные части диффрактала содержат достаточную информацию для воссоздания всего исходного сигнала [6]. Особенности структуры световых волн, отраженных от фрактальных изображений, играют большую роль в процессах обработки оптической информации в коре головного мозга [7]. Данные о процессах формирования и распространения амплитудных диффракталов существенно дополнили работы по их генерации непосредственно в лазерных системах [8].

Значительно меньше сведений содержится в литературе о трансформации структуры световых пучков при их прохождении через фрактальные объекты, которые одновременно вызывают модуляцию амплитуды и фазы волны. В роли таких объектов могут выступать тонкие срезы биотканей [9, 10]. Фрактальный анализ спекл-полей прошедшего их лазерного излучения позволяет выявлять ткани со злокачественными образованиями. Для аналитического описания структуры такого рода объектов следует использовать комплексные функции. Это отличает их от фрактальных элементов, вызывающих лишь амплитудную модуляцию и описываемых действительными функциями. Цель данной работы состоит в определении основных закономерностей, определяющих формирование диффракталов структурами, вызывающими преобразование амплитудно-фазового профиля зондирующих пучков.

Рассматриваемые процессы анализируются в контексте важнейшей для фрактальной оптики проблемы о взаимной связи структуры объекта и его фурье-образа. Особое внимание уделено оценке скейлинговых характеристик фрактальных и фракталоподобных объектов и их пространственных спектров. От решения данной группы вопросов во многом зависит совершенствование способов оптической диагностики структуры фрактальных образований [11] и улучшение методов контроля качества и функциональных возможностей оптических элементов [12].

Используя в качестве образующей функции функцию Мандельброта-Вейерштрасса (М-В) [13], можно построить диффракционную структуру. Ее поперечное поле будет характеризовать следующая комплексная функция:

$$w_{k,m} = \sigma \sum_{v=0}^V \sum_{n=-N}^N \frac{\left[1 - e^{ib^n s(k \cos(\alpha v) + m \sin(\alpha v))} \right] e^{i\psi(n)}}{b^{(2-D)n}}, \quad (1)$$

Здесь k, m – номера значащих точек по поперечным координатам; D характеризует фрактальную размерность; b, s – масштабирующие параметры; σ – нормировочный множитель; $2N + 1$ – количество слагаемых в формуле (1); V – число азимутальных поворотов системы координат, v – величина отдельного поворота; $\psi(n)$ – фазы (в общем случае случайные), входящих в выражение (1) гармоник; k – номер значащей точки при цифровом представлении функции; $i = \sqrt{-1}$.

На рис. 1а,б показаны амплитуда $W_{k,m} = |w_{k,m}|$ и фаза $\Phi_{k,m} = \arg(w_{k,m})$ распределения (1). Расчет проводился для следующих значений параметров: $N=5$; $s=3$; $v=8$; $K=127$; $b=2$; $n=-N, -N+1..N$; $\alpha=\pi/8$; $k=-K..K$; $D=1.65$; $m=-K..K$.

Из рисунка видно, что наиболее значительные максимумы представленных распределений располагаются по окружностям. Отношение радиусов этих окружностей, определяющее величину коэффициента скейлинга, равно коэффициенту $b=2$. Пространственные спектры функции $w_{k,m}$ графически представлены на рис. 1в, г. Для их расчета использовалась процедура БПФ. На рис. 1в показана амплитуда коэффициентов Фурье ($|F_{p,q}|$), а на рис. 1г – их фаза ($\Phi_{p,q} = \arg(F_{p,q})$). Видно, что спектры в отличие от изображений не обладают центральной симметрией. Амплитудным спектрам присуща асимметрия с точки зрения расположения спектральных максимумов. В той части спектра, где максимумы проявляются наиболее четко, они располагаются по окружностям, размеры которых соотносятся как радиусы расположения максимумов на изначальном распределении амплитуды и фазы (рис. 1а, б). Структура спектра по фазе не характеризуется дискретными максимумами. Она включает систему фрагментов прямоугольной формы, на границах которых фаза испытывает резкие изменения на величину π . Примечательно, что пространственные частоты, определяющие положение амплитудных максимумов, соответствуют положению углов прямоугольных сегментов. Для иллюстрации этого факта на рис. 1г осуществлено наложение амплитудной и фазовой частей фурье-образа. Видно, что амплитудные максимумы размещаются по углам прямоугольных зон.

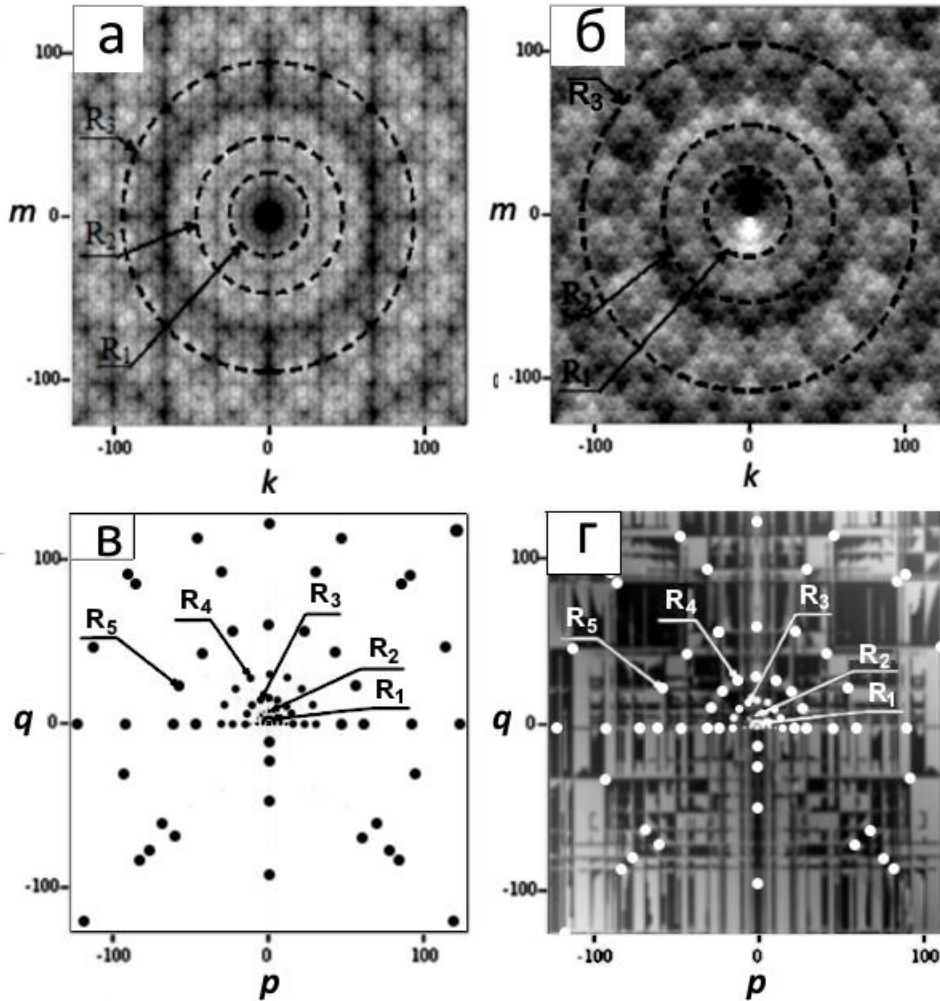


Рис. 1. Распределение амплитуды $W_{k,m}$ (а) и фазы $\Phi_{k,m}$ (б) изначальной структуры и ее коэффициенты Фурье, представленные по амплитуде $|F_{p,q}|$ (в) и фазе $P_{p,q}$ (г).

Не всегда скейлиновые характеристики распределения амплитуды в поле диффрактала и в его спектре соответствуют друг другу. Нарушить это соответствие можно, усложнив изначальную структуру, путем изменения фазовых соотношений между парциальными волнами. Например, заменить в выражении (1) случайную фазу ψ_n , зависящую только от индекса n , на случайную фазу $\psi_{n,v}$, зависящую от индексов n и v . Модифицированное таким образом распределение $W_{k,m}$ будет иметь неупорядоченный спеклоподобный вид. В то же время его пространственный спектр не претерпевает сколь-нибудь существенных изменений по сравнению со спектром первоначально задаваемого поля (см. рис. 1а, б).

Таким образом, выполненный анализ показал, что свойства диффракталов, задаваемых множеством комплексных чисел, заметным образом углубляют представления о взаимной связи амплитудно-фазовых характеристик и пространственных спектров излучения. Отличительная черта спектрального анализа таких волновых структур состоит в возможности расширить получаемую информацию за счет параллельной обработки данных о распределении амплитуды и фазы. При обработке этой информации следует считаться с тем, что в отдельных случаях будет нарушаться прямая связь между пространственными и спектральными

характеристиками излучения. Как положительный момент с точки зрения практических приложений следует отметить высокую степень устойчивости фурье-спектров рассматриваемого типа диффракталов к влиянию различного рода оптических шумов. Регистрируемая степень асимметрии структуры фурье-образа из-за присутствия мнимой составляющей в распределении изначального светового поля может быть использована при оценке уровня фазовых возмущений в начальной плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berry M. V., Lewis Z. V. // Proc. R. Soc. London 1980. №. 370. P. 459 - 484.
2. Gimenez F., Monsoriu J.A., Furlan W. D., Pons A. // Optics Express. 2006. V. 14. № 25. P. 11958- 11963.
3. Грушина Н.В., Короленко П.В., Маркова С.Н. // Вестник Московского университета. Физика. Астрономия. 2008. Вып. 2. С. 40 - 43.
4. Зотов А.М., Короленко П.В., Мишин А.Ю., Рыжикова Ю.В. // Вестник московского университета: 2019
5. Li Z., Li Hui, Qiu Y. // Proc. of SPIE. 2006. V. 6027.
6. Moocarme Matthew, Vuong Luat T. // Optics Express 2015. V. 23. №. 22.
7. Musel B., Bordier C., Dojat M., Pichat C. et. al. // Journal of Cognitive Neuroscience. 2013. № 8. P. 1315 - 1331.
8. Christian J.M. // www.salford.seek.ac.uk/JCHRISTIAN.jsp 2017
9. Ульянов А.С. // Квантовая электроника. 2008. Вып. 6. С. 557 - 562.
10. Ульянов А.С. // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2010. Т. 12. Вып. 4. С.117 - 121.
11. Li Z., Li Hui, Qiu Y. // Proc. of SPIE. 2006. V. 6027.
12. Liu Y. J., Dai H. T., Sun X. W., Huang T. J. // Optics Express. 2009. V. 17. № 15. P. 12418 - 12423.
13. Mandelbrot B.B. "The fractal geometry of nature." N. Y.: W.H. Freeman And Company, 1977.

Генерация терагерцевого излучения кильватерной волной мощного лазерного импульса

В.В. Кулагин^{1,2}, В.Н. Корниенко², В.А. Черепенин², Д.Н. Гупта³

¹Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М. В. Ломоносова

²Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

³Факультет физики и астрофизики, Университет Дели

victorvkulagin@yandex.ru

Терагерцевый диапазон частот располагается между инфракрасным и СВЧ диапазонами. Исследования по генерации и применению излучения терагерцевого диапазона интенсивно развиваются в настоящее время [1,2]. Терагерцевое излучение широко применяется для удаленного зондирования, визуализации внутренней структуры объектов, для биомедицинской диагностики, исследования характеристик материалов, терагерцевой спектроскопии, для научных исследований и др. Некоторые применения требуют большой амплитуды терагерцевых импульсов, в частности, исследования нелинейных взаимодействий в терагерцевом диапазоне частот и нелинейная терагерцевая спектроскопия, которая даст возможность получить дополнительные знания о свойствах различных систем, включая квантовые структуры и биоматериалы. Еще одним очевидным применением является использования терагерцевых импульсов с большой амплитудой для ускорения электронов и ионов, в том числе, для формирования композитного ускоряющего поля совместно с лазерным импульсом.

Предложено большое количество схем генерации терагерцевых импульсов различной мощности и длительности на основе использования полупроводниковых материалов, нелинейных оптических кристаллов, плазмы, газовых и твердотельных сред [3]. Во многих таких схемах применяются фемтосекундные лазерные импульсы, например, для фотопереключения полупроводниковых структур, для оптического выпрямления или параметрической генерации в нелинейных кристаллах, для формирования кильватерной волны или филаментов в газе, для ионизации и возбуждения колебаний на поверхности твердотельной мишени и др. При этом для создания терагерцевых полей большой напряженности наиболее перспективными являются подходы, в которых используются различные физические эффекты, обусловленные взаимодействием мощных лазерных импульсов с плазмой [4-9], так как в этом случае не возникает ограничений, связанных с пробоем среды в сильном электромагнитном поле.

Лазерный импульс мультитераваттной мощности, распространяющийся в плазме с концентрацией, меньшей критической (газовая струя), создает кильватерную волну, которая может быть использована для ускорения захваченных электронов. Кроме того, во время формирования кильватерной волны в плазме генерируются сильные нелинейные токи. Интенсивное электромагнитное излучение этих нелинейных токов исследовано в работе с помощью двумерного численного моделирования, использующего метод частиц в ячейке (полностью релятивистский код ХООРИС). Пример распределения компоненты E_y поля излучения при распространении лазерного импульса вдоль оси x в газовой мишени представлен на рис. 1а для излучения влево (назад) и на рис. 1б для излучения вправо (вперед). Безразмерная амплитуда импульса равна 0.2, отношение плазменной частоты к частоте излучения 0.1, газ предполагается полностью ионизованным. На рис. 1(в) и 1(г) представлена форма компоненты E_y поля вдоль прямой $y=115$. В работе показано, что в зависимости от параметров лазерного импульса и плазмы могут генерироваться волны различной частоты,

распространяющиеся под разными углами относительно оси лазера. При моделировании наблюдались относительно длинные импульсы (содержащие много периодов) излучения с одинарной, двойной и тройной плазменной частотой, так что таким источником может быть охвачен весь терагерцевый диапазон длин волн. Также исследовано влияние модуляции плотности плазмы на процесс излучения гармоник плазменной частоты. В этом случае амплитуда генерируемого излучения может быть значительно увеличена. Исследованы характеристики излучения, генерируемого при распространении кильватерной волны в плазме, такие как поляризация, частота, амплитуда и др.. Показано, что амплитуда излучения может составлять около 20 ГВ/м, а эффективность генерации достигать одного процента.

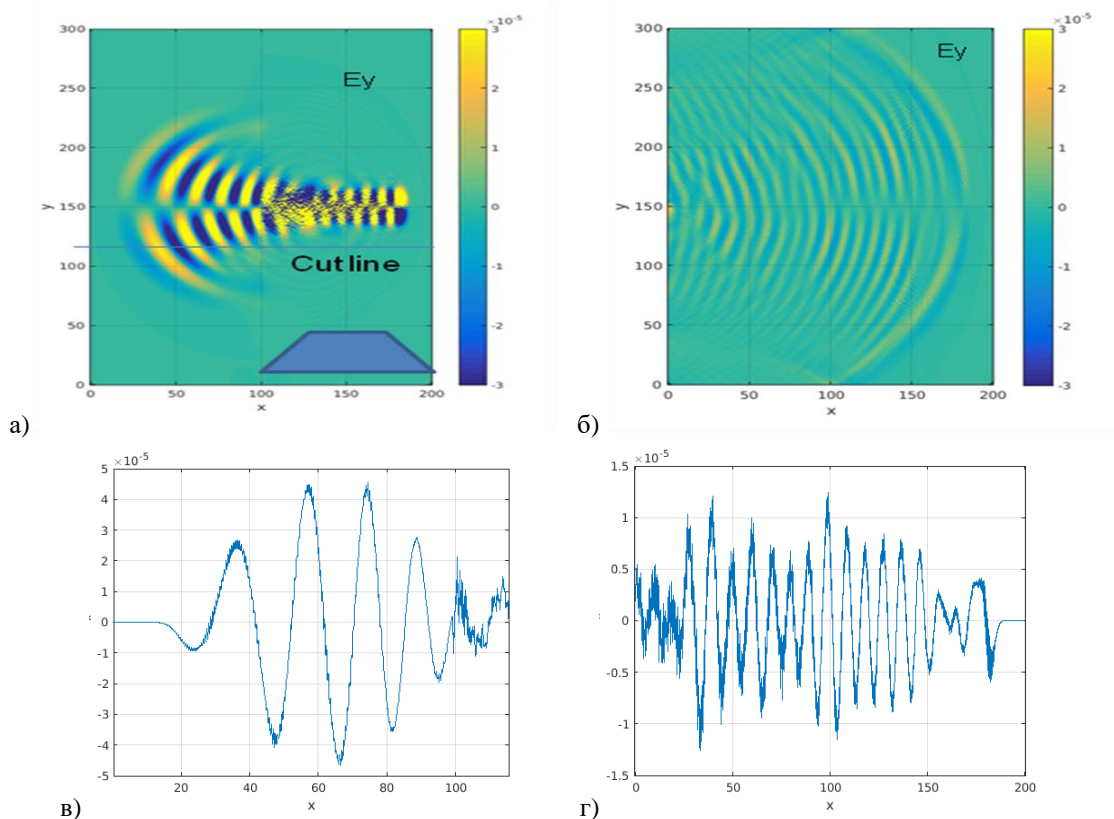


Рис. 1. Поле излучения при падении лазерного импульса на газовую мишень: (а) и (б) - пространственные распределения компоненты E_y поля для излучение назад и излучения вперед, (в) и (г) - форма компоненты E_y поля вдоль прямой $y=115$. Безразмерная амплитуда поля показана цветовой кодировкой (шкалы справа от панелей (а) и (б)). Координаты нормированы на длину волны лазера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-52-45035-Ind-a).

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Ferguson, X.C. Zhang // Nature Materials. 2002. V. 1. P. 26-32.
2. G.P. Williams // Rep. Prog. Phys. 2006. V. 69, P. 301-332.
3. K. Reimann // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70, P. 1597-1613.
4. H. Hamster et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2725-2728.
5. G.L. Carr et al. // Nature. 2002. V. 420. P. 153-157.
6. Z.M. Sheng et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 095003.
7. H.-C. Wu, Z.-M. Sheng, J. Zhang // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. P. 046405.
8. Y.T. Li et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 254101.
9. D.N. Gupta, V.V. Kulagin, H. Suk // Optics Communications 2017. V. 401. P. 71-79.

Двухчастотные платиконы в квадратично-нелинейных оптических микрорезонаторах

В.Е. Лобанов¹, Н.М. Кондратьев¹, А.Е. Шитиков^{1,2}, Р.Р. Галиев^{1,2}, И.А. Биленко^{1,2}

¹Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

²Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

vallobanov@gmail.com

За последние 20 лет оптические частотные гребенки стали одним из наиболее эффективных инструментов современной оптики и фотоники [1]. Долгое время для их генерации использовались лазеры с синхронизацией мод. В 2007 году было обнаружено, что генерация частотных гребенок возможна в высокодобротных оптических микрорезонаторах с кубичной нелинейностью за счет процесса четырехволнового взаимодействия [2]. С тех пор генерация таких керровских частотных гребенок была продемонстрирована в высокодобротных микрорезонаторах различных геометрий, изготовленных из различных материалов (кристаллические фториды, алмаз, кварц, кремний, нитрид кремния и пр.) [3]. Также была показана возможность генерации когерентных гребенок, во временном представлении имеющих вид диссипативных солитонов [4]. Оптические сигналы такого рода нашли широкое применение в различных областях науки и техники, например, в метрологии, спектроскопии, астрофизике и телекоммуникационных системах. Недавно была выявлена возможность генерации частотных гребенок и в нецентросимметричных материалах с квадратичной нелинейностью, таких как LiNbO₃ или LiTaO₃. Генерация оптических частотных гребенок за счет квадратичной нелинейности представляет интерес из-за возможности использования меньших мощностей накачки и возможности генерации гребенок в спектральных диапазонах, недоступных для керровских гребенок. Частотные гребенки в квадратично-нелинейных микрорезонаторах наблюдались экспериментально [5]. Аналитически и численно было предсказано существование различных типов диссипативных солитонов (светлых, темных и квазисолитонов) в таких структурах [6, 7]. В нашей работе мы исследуем методы и условия эффективной генерации специального типа солитонных импульсов, двухчастотных платиконов [8, 9], в квадратично-нелинейных микрорезонаторах для процессов генерации второй гармоники (ГВГ) и параметрического распада (генерации половинной частоты). В кубично-нелинейных микрорезонаторах преимуществом платиконов является высокая по сравнению со светлыми солитонами эффективность преобразования энергии накачки и энергию частотных компонентов генерируемой гребенки [10], что особенно важно для телекоммуникационных систем.

Для численного анализа в случае ГВГ мы использовали систему двух связанных уравнений Луджиато-Лефевра [11]:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial \tau} = i \frac{1}{2} b_{21} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + i v u^* - (1 + i \alpha_1) u + f, \\ \frac{\partial v}{\partial \tau} + d \frac{\partial v}{\partial \varphi} = i \frac{1}{2} b_{22} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + i u^2 - \left(\frac{\kappa_2}{\kappa_1} + i \alpha_2 \right) v, \end{cases} \quad (1)$$

Изучалась нелинейная динамика при изменении частоты накачки, задаваемой изменением со временем отстройки α_1 частоты накачки от линейного резонанса

($\alpha_1 = \alpha_1(0) + \beta\tau$, $\tau = \kappa_1 t / 2$, $\alpha_2 = 2\alpha_1 + \delta$, где $\delta = 2(\omega_{02} - 2\omega_{01}) / \kappa_1$ определяет нормированную на полуширину моды накачки $\kappa_1 / 2$ расстройку между резонансной частотой ω_{02} , ближайшей к удвоенной частоте накачки, и удвоенной резонансной частотой ω_{01} , ближайшей к частоте накачки). Отметим, что сканирование частоты накачки является основным методом генерации солитонов в кубично-нелинейных микрорезонаторах. Численное моделирование показало, что при сканировании частоты устойчивые высокоинтенсивные ветви возникают при условии разных знаков коэффициентов дисперсии групповых скоростей (ДГС) для первой (b_{21}) и второй гармоник (b_{22}), что свидетельствует о возможности генерации платиконов в этих диапазонах. Генерация платиконов была показана при амплитудной модуляции накачки с частотой модуляции, равной области свободной дисперсии (ОСД) на первой гармонике ($f = F(1 + \varepsilon \cos \varphi)$). Интересно, что генерация наблюдалась как для положительной, так и для отрицательной отстройки α_1 (см. Рис. 1). Профили платиконов при противоположных отстройках имеют практически одинаковую ширину и амплитуду, однако отличаются осциллирующими хвостами: для одного знака отстройки осцилляции ярче выражены на первой гармонике, а для другого знака – на второй. Возможность генерации была также показана за счет взаимодействия мод. Этот метод может быть описан путем введения эффективного сдвига моды накачки: $\bar{\omega}_{01} = \omega_{01} - \Delta$, $\alpha_{10} = \alpha_1 - 2\Delta / \kappa_1$ [8]. Генерация также наблюдалась для обоих знаков отстройки частоты накачки, однако для разных знаков отстройки требовались разные знаки сдвига моды накачки Δ . Отметим, что при сдвиге моды накачки в некоторых частотных диапазонах происходила генерация более сложных структур, состоящих из нескольких платиконов (см. Рис. 2)

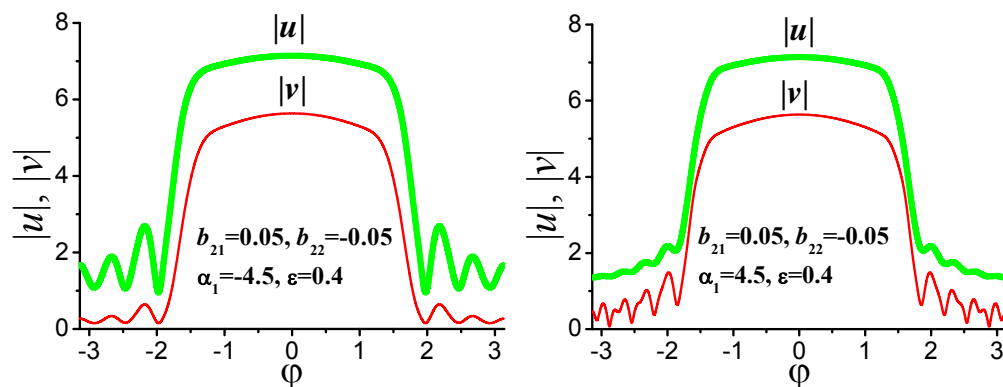


Рис. 1. Профили частотных компонентов платиконов, генерируемых амплитудномодулированной накачкой при ГВГ.

Генерация платиконов наблюдалась в широком диапазоне амплитуд накачки (Рис. 2). Отметим, что условием эффективной генерации платиконов при ГВГ для обоих методов является противоположность знаков, но близость абсолютных значений дисперсионных коэффициентов, а также хорошее согласование ОСД на частотах взаимодействующих гармоник ($d = 2(D_{12} - D_{11}) / \kappa_1 \approx 0$, где D_{11} и D_{12} – ОДС на первой и второй гармонике, соответственно) и резонансных частот, то есть малость расстройки δ .

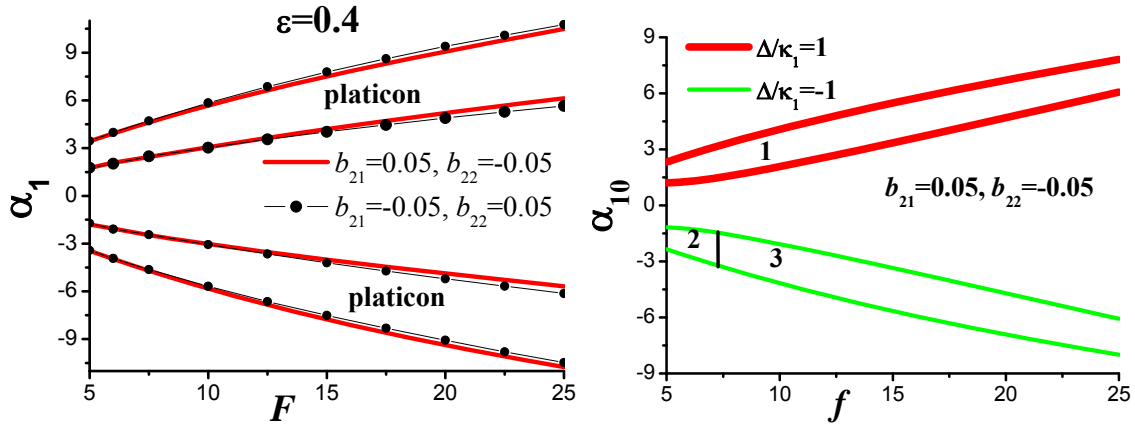


Рис. 2. Области генерации платиконов при ГВГ для различных значений амплитуды накачки при амплитудной модуляции (левая панель) и при сдвиге моды накачки (правая панель). В области 2 на правой панели наблюдалась генерация нескольких платиконов.

Для процесса параметрического распада (генерации половинной частоты) в системе уравнений (1) член, описывающий накачку, был перенесен из первого уравнения во второе и вводилось изменение со временем отстройки α_2 ($\alpha_2 = \alpha_2(0) + \beta\tau$, $\tau = \kappa_2 t / 2$, $\alpha_1 = 0.5(\alpha_2 - \delta)$, $\delta = 2(\omega_{02} - 2\omega_{01}) / \kappa_2$):

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial \tau} + d \frac{\partial u}{\partial \varphi} = i \frac{1}{2} b_{21} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + i v u^* - \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_2} + i \alpha_1 \right) u, \\ \frac{\partial v}{\partial \tau} = i \frac{1}{2} b_{22} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + i u^2 - (1 + i \alpha_2) v + f. \end{cases} \quad (2)$$

Генерация платиконов также наблюдалась и при амплитудной модуляции накачки $f = F(1 + \varepsilon \cos \varphi)$, и при сдвиге моды накачки за счет взаимодействия мод при $\bar{\omega}_{02} = \omega_{02} - \Delta$, $\alpha_{20} = \alpha_2 - 2\Delta / \kappa_2$ (см. Рис. 3).

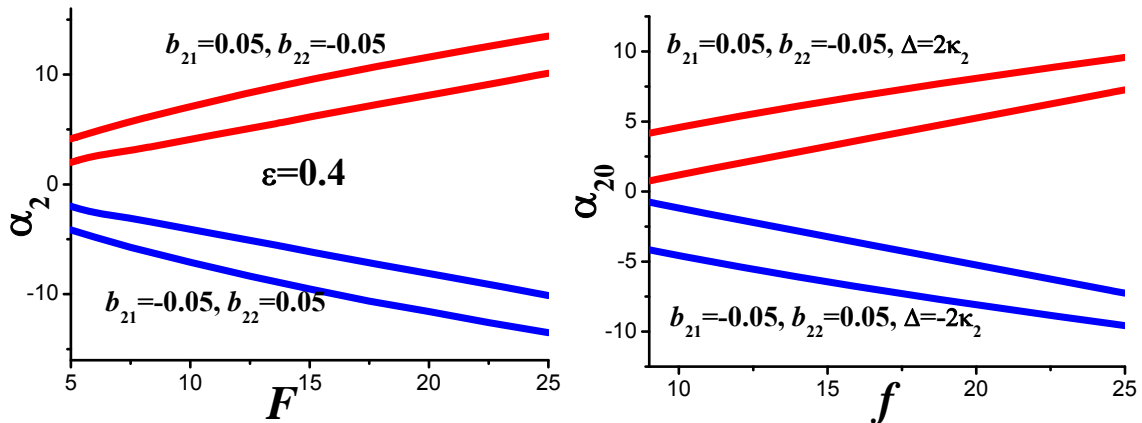


Рис. 3. Области генерации платиконов при параметрическом распаде для различных значений амплитуды накачки при амплитудной модуляции (левая панель) и при сдвиге моды накачки (правая панель).

В отличие от платиконов при ГВГ, при параметрическом распаде генерация наблюдалась при положительных отстройках α_2 для случая $b_{21} > 0$, $b_{22} < 0$, и при отрицательных – для $b_{21} < 0$, $b_{22} > 0$ для обоих методов генерации. При этом для первой комбинации дисперсионных коэффициентов сдвиг моды накачки должен быть положительным, а для второй – отрицательным.

Для обоих методов генерации профиль компоненты платикона на частоте накачки (ν) имеет явно выраженный осциллирующий хвост, в то время как профиль на генерируемой частоте (u) имеет форму, близкую к прямоугольной (см. Рис. 4).

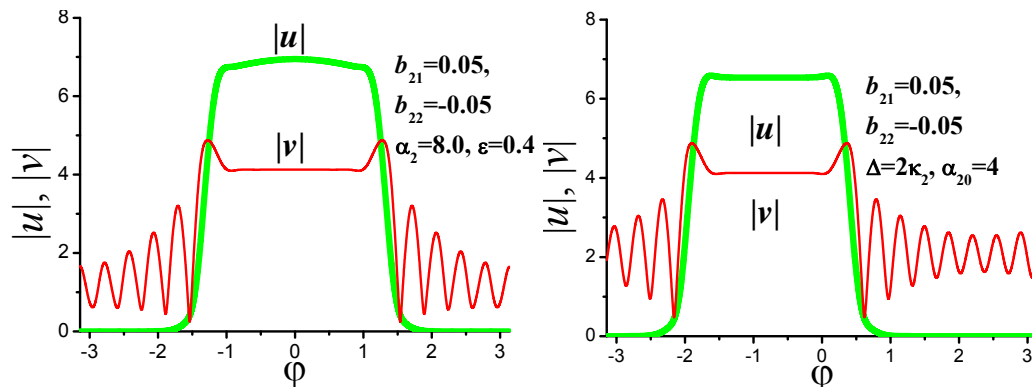


Рис. 4. Профили частотных компонентов платиконов, генерируемых амплитудомодулированной накачкой (левая панель) и при сдвиге моды накачки (правая панель).

Было выявлено, что генерация платиконов при параметрическом распаде менее чувствительна к соотношению абсолютных значений дисперсионных коэффициентов, чем при ГВГ. Интересно, что для случая $|b_{22}/b_{21}| < 1$ наблюдался переход от генерации платикона к генерации светлого солитона. Однако, условие точного согласования резонансных частот и ОСД взаимодействующих гармоник осталось важным для эффективной генерации платиконов при параметрическом распаде, как и для случая ГВГ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 17-12-01413-П).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Fortier, E. Baumann // Communications Physics. 2019. Vol. 2. No 1. P. 153.
2. P. Del'Haye, et al. // Nature. 2007. Vol. 450. P. 1214.
3. T.J. Kippenberg, et al. // Science. 2018. Vol. 361. eaan8083.
4. A. Pasquazi, et al. // Phys. Rep. 2018. Vol. 729. P. 1.
5. I. Ricciardi, et al. // Micromachines. 2020. Vol. 11. P. 230 (2020).
6. A. Villois and D.V. Skryabin // Opt. Express. 2019. Vol. 27. P. 7098.
7. A. Villois, et al. // Opt. Lett. 2019. Vol. 44. P. 4443.
8. V.E. Lobanov, et al. // Opt. Express. 2015. Vol. 23. P. 7713.
9. V.E. Lobanov, et al. // Phys. Rev. A. 2019. Vol. 100. P. 013807.
10. X. Xue, et al. // Las. Photon. Rev. 2017. Vol. 11. P. 1600276.
11. V.E. Lobanov, et al. // Phys. Rev. A. 2020. Vol. 101. P. 013831.

Нелинейная локализация электромагнитных волн в дискретных средах фотоники

А.И. Маймистов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
aimaimistov@gmail.com

Один из первых примеров дискретной фотонной системы представлял собой линейку канальных волноводов, связанных друг с другом за счет нарушенного полного внутреннего отражения [1]. В случае, когда волноводы изготовлены из оптически линейного диэлектрика, введенное в центральный канал непрерывное излучение постепенно перераспределяется по всем соседним каналам. В результате этого образуется распределение интенсивностей по каналам такое же, как возникающее после прохождения тонкой дифракционной решетки. Если волноводы изготовлены из оптически нелинейного диэлектрика, то такая дискретная дифракция может оказаться подавленной, точно также как в однородной нелинейной среде происходит подавление дифракционного расплывания светового пучка – известное явление самофокусировки [2,3]. Дискретный аналог самофокусировки электромагнитной волны в линейке волноводов теперь хорошо изучен, обзор результатов можно найти в [4]. Вместо волноводов иной раз используются микро-резонаторы [5], которые являются структурным элементом дискретной фотоники, наряду с волноводами.

Линейка волноводов может рассматриваться как одномерная решетка, в элементарной ячейке которой содержится только один «атом». Естественным обобщением этой решетки будет линейка волноводов (или микро- или нано-резонаторов), в которой оптические свойства волноводов чередуются. Например, это могут быть волноводы разных геометрических размеров, различных показателей преломления или расстояние между соседними волноводами периодически меняется. Такого рода одномерная решетка имеет в элементарной ячейке два «атома» (или два узла). Кроме увеличения числа узлов в элементарной ячейке можно перейти к двумерному массиву волноводов. Дисперсионные кривые становятся поверхностями. Симметрия двумерной решетки отражается в кривизне дисперсионных поверхностей и с этим связано много интересных явлений дискретной фотоники.

Самый простой пример бинарной решетки, в которой взаимодействие происходит не только между ближайшими, но и со следующими соседями, дает зигзагообразная конфигурация волноводов [6,7]. Выглядит она как две линейки волноводов, где одна линейка сдвинута относительно другой на пол периода. Если одна линейка образована волноводами с положительным показателем преломления, а вторая волноводами с отрицательным показателем преломления, то в такой бинарной решетке происходит взаимодействие прямых волн с обратными. Если определить нормированные амплитуды полей в волноводе n -той элементарной ячейки величинами A_n и B_n , которые являются функциями безразмерной координаты, равной пройденному излучением расстоянию вдоль волновода, измеренного в единицах длины связи ζ , и безразмерного времени τ , то система уравнение связанных волн примет следующий вид [7]:

$$i(\partial_\tau + \partial_\zeta)A_n + (B_n + B_{n-1}) + c_2(A_{n-1} + A_{n-1}) + \mu_1 |A_n|^2 A_n = 0, \quad (1)$$

$$i(\partial_\tau - \partial_\zeta)B_n + (A_n + A_{n+1}) + c_2(B_{n-1} + B_{n-1}) + \mu_2 |B_n|^2 B_n = 0. \quad (2)$$

В этих уравнениях коэффициенты μ_1 и μ_2 определяются нелинейной восприимчивостью третьего порядка. Коэффициент связи между соседями обозначен коэффициентом c_2 . Система уравнений (1) и (2) допускает решение, которое описывает волну, локализованную в продольном направлении [8]. Такая уединённая волна аналогична щелевому солитону. Она устойчива относительно слабых возмущений, но может потерять часть энергии или вовсе разрушиться после столкновения с подобной ей волной. В настоящем сообщении будет обсуждаться другое приближенное решение уравнений (1) и (2), которое описывает локализованную в поперечном направлении волну. Это решение получено в континуальном приближении для вариаций в поперечном направлении и при условии, что вдоль волноводов излучение распространяется как стационарная квазигармоническая волна.

Новый шаг в развитии дискретной фотоники связан с исследованием решеток волноводов (или других структурных элементов дискретной фотоники), у которых элементарная ячейка содержит более двух узлов (волноводов или микро- или нано-резонаторов, которые являются аналогом фотонных точек).

Простым примером является квазиодномерная ромбическая решетка, элементарная ячейка которой содержит три узла. Спектр линейных волн в этой решетке имеет три ветви, одна из которых имеет нулевую кривизну и по этой причине называется *плоской зоной* [9-11]. Если в решетку вводится излучение таким образом, что в центральной линейке поле нулевое, а в узлах двух других, окружающих линейек, поля в противофазе, то дифракция излучения вдоль решетки отсутствует. Соответствующая указанному распределению полей по волноводам мода, говорят, принадлежит плоской зоне. Известная экспериментальная демонстрация локализации излучения (отсутствия дифракции) проведена на примере ромбической решетки, и в случае двумерной решетки "кагомэ" и решетки Либа.

Система уравнений связанных волн, описывающая вариации амплитуд электрических полей электромагнитных волн в трех узлах элементарной ячейки ромбической решетки содержит три уравнения, в отличии от (1) и (2)

$$i \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) B_n + (A_n + A_{n+1}) + \mu_1 |B_n|^2 = 0, \quad (3)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \sigma \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) A_n + (B_n + B_{n-1}) + \beta (C_n + C_{n-1}) + \mu_2 |A_n|^2 = 0, \quad (4)$$

$$i \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \right) C_n + \beta (A_n + A_{n+1}) + \mu_3 |C_n|^2 = 0, \quad (5)$$

Здесь A_n , B_n и C_n – нормированные амплитуды полей в волноводе типа А, В и С n -той элементарной ячейки. Отношение констант связи между волноводами типа А и типа С обозначено параметром β . В симметричной решетке этот параметр равен единице.

В линейном случае, когда $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 0$, система уравнений (3)-(5) допускает решение, при котором поток энергии в поперечном направлении (т.е. вдоль решетки) отсутствует. Это решение соответствует модам плоской зоны и имеет вид: $A_n = 0$ и $B_n + C_n = 0$. Номер элементарной ячейки любой. Поля локализованы в данной ячейке. Следует подчеркнуть, что отсутствие дифракции или локализация излучения в ромбической решетке, есть следствие деструктивной интерференции и выбора

начального распределения амплитуд полей по волноводам, а не является результатом динамики этих полей. Было показано [12], что любое отклонение от условия $A_n = 0$ или $B_n + C_n = 0$ нарушает бездифракционный режим распространения волн в ромбической решетке. В нелинейной решетке имеет место модуляционная неустойчивость [13].

В настоящем сообщении обсуждается ромбическая решетка, в которой центральная линейка волноводов изготовлена из материала с положительной нелинейной восприимчивостью третьего порядка и отрицательной восприимчивостью пятого порядка. Две другие линейки волноводов изготовлены из оптически линейного материала. Дополнительно предполагается, что волноводы либо центральной линейки, либо окружающих линеек изготовлены из материала с отрицательным показателем преломления.

В континуальном приближении было получено дифференциальное уравнение для огибающей распределения полей по волноводам. Это уравнение учитывает "поперечную дисперсию" в минимальной степени. Аналитически найдено стационарное решение системы уравнений связанных волн, которое описывает локализованную в решетке квазигармоническую волну [14]. В некотором случае, конкуренция нелинейностей приводит к существованию решения в форме кинка (доменной стенки) и биполярной уединенной волны, которая захвачена кинком. Эти волны представляют собой волновые пакеты, собранные из плоских волн с волновыми векторами, лежащими вблизи границ зоны Бриллюэна. В силу периодичности решетки волноводов границы можно отождествить. В этой точке зоны Бриллюэна дисперсионные кривые, отвечающие модам плоской зоны и двум другим обычным зонам, сливаются. Локализация излучения в решетке волноводов обусловлена нелинейными эффектами, подобно тому, как это происходит при самофокусировке в сплошных средах.

Существенно, что локализация электромагнитной волны в ромбической решетке оказалась возможной (в принятом приближении) благодаря использованию для изготовления волноводом сред положительным и отрицательным показателями преломления.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00278).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Somekh, et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1973. V. 22. №2. P.46.
2. В.И. Таланов // *Письма в ЖЭТФ.* 1965. Т.2, №5. С. 218.
3. С.А. Ахманов и др. // *УФН.* 1967. Т. 93. №1. С. 19.
4. F. Lederer et al. // *Physics Reports.* 2008. V. 463. P. 1.
5. M.A. Gorlach, A.N. Poddubny // *Phys. Rev. A.* 2017. V. 95. P. 033831.
6. N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides // *Phys. Rev. E.* 2002. V.65. 056607.
7. Е.В. Казанцева, А.И. Маймистов // *Квантовая электроника.* 2013 Т. 43. С. 807
8. А.И. Маймистов, С.О. Елютин // *Известия РАН, сер.физ.* 2018. Т. 82. №11, 1629.
9. S. Flach et al., // *Europhys. Lett.* 2014. V. 105. P. 30001.
10. L. Morales-Inostroza, R.V. Vicencio // *Phys.Rev. A.* 2016. V. 94. 043831.
11. D. Leykam, A. Andreanov, S. Flach // *Adv. Phys. X.* 2018. V. 3. 1473052.
12. A. I. Maimistov, V. A. Patrikeev // *J.Phys. Conf. Ser.* 2016. № 737. P. 012008.
13. A.I. Maimistov // *J. Optics.* 2017. V19. №4. P. 045502.
14. А.И. Маймистов // *Известия РАН, сер.физ.* 2018. Т. 82. №11. 1500.

Пространственное и спектральное разделение каналов генерации излучения в мощных лазерных диодах

А.Г. Ржанов

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
rjanov@mail.ru

Формирование каналов генерации в лазерных диодах (ЛД) выявлено давно [1, 2]. Это явление было обнаружено экспериментально в ЛД планарной технологии с двойной гетероструктурой [2], где были исследованы маломощные ЛД (до 1 мВт) с широким контактом (ЛДШК) более 50 мкм. Причиной возникновения этого явления могут служить сильные нелинейности в активной среде ЛД, возникающие даже при небольшой мощности излучения. Это объясняется, прежде всего, несовершенством технологии роста слоёв ДГС при жидкофазной эпитаксии, приводящей к неравномерностям распределения примесей и дислокаций, неоднородностям толщины активного слоя в пределах ширины контакта. Экспериментально также наблюдалась многоканальная генерации, сопровождающейся самосинхронизацией мод внутри каналов, либо пространственно-временным хаосом [2]. Современные ЛДШК с квантовой ямой (КЯ) показывают схожие режимы генерации, но уже при больших мощностях (от 0.5 Вт и выше) [3]. Причины образования каналов остались в основном теми же, что и ранее в ЛДШК без КЯ. Особенности КЯ в качестве усиливающей условно двумерной среды проявляются, в том, что, по сравнению с "объёмными" (без квантово-размерного эффекта) активными средами, ЛД с КЯ имеет спектр излучения на два-три порядка уже (4-6 нм по длине волны). При этом усиление в максимуме линии усиления оказывается примерно во столько же раз больше при одинаковых плотностях тока накачки. Это обстоятельство приводит к необходимости учитывать влияние нелинейной рефракции, диффузии носителей, а также когерентности, на спектрально-пространственные характеристики излучения мощных ЛД [4].

В 80-х годах прошлого века впервые появились работы по моделированию процессов в ЛД [5, 6], послужившие основой для современных распределённых моделей ЛД. В силу своих особенностей модели для ЛДШК требуют усовершенствованных подходов к математическому моделированию динамики и статистики их излучения. Современная базовая модель, описывающая самосогласованное взаимодействие излучения, накачки и многослойной активной полупроводниковой структуры описана, например, в работах [7-8]. В основе всех самосогласованных моделей ЛД лежат кинетические (скоростные) уравнения, которые описывают баланс концентраций неравновесных носителей и фотонов в активной области лазера. В распределённых моделях ЛД учитывается неоднородное по пространству взаимодействие между лазерным излучением и неравновесными носителями. Кроме того в распределённой модели обязательно присутствует волновое уравнение для расчёта оптического поля на зеркалах ЛД.

Результаты расчёта ближнего поля ЛДШК по модели, описанной в [7-8], при наличии трёх каналов генерации в предположении о том, что число каналов известно заранее, можно найти в работах [4, 8]. Экспериментальный спектр [9], который показан на рис.1, соответствует трёхканальной генерации ЛД с шириной контакта $W=100$ мкм. Каждому пространственному каналу генерации соответствует своя линия в спектре излучения ЛД.

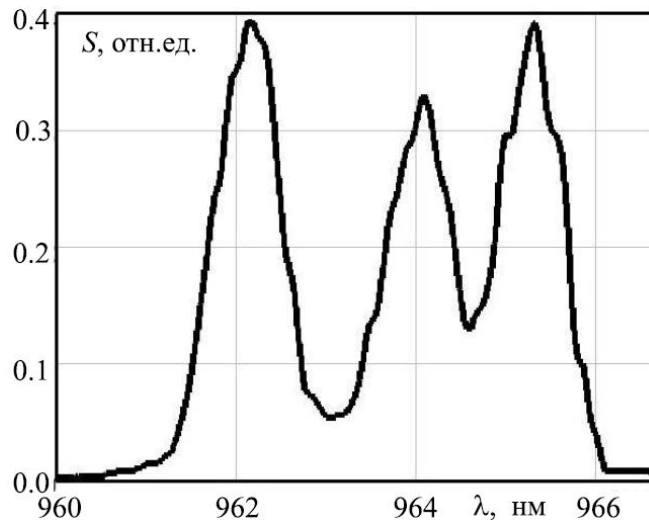


Рис. 1. Частотный спектр мощного ЛДШК при выходной оптической мощности 0.5 Вт [9].

В работе была поставлена задача определить связь между величиной пространственной ширины одного канала генерации w_0 (или количества каналов W/w_0 для известной ширины W активной области ЛД) со спектральным диапазоном линии, отвечающей излучению одного канала, и такими параметрами лазера как длина диффузии неравновесных носителей и коэффициент нелинейной рефракции КЯ. Ширина линии спектра одного канала составляет величину около $\Delta\lambda_{\text{канал}} = 1$ нм (рис.1).

Для расчёта оптического поля мы используем одномерное волновое уравнение, подразумевающее когерентность получаемых решений. От концентрации неравновесных носителей N зависит комплексная эффективная диэлектрическая проницаемость, зависящая от латеральной координаты y , рассчитываемая по методу эффективного показателя преломления [8, 10]:

$$\varepsilon(N(y)) = \varepsilon^0 - AN(y) + j(BN(y) - F), \quad (1)$$

где $\varepsilon^0 = 12.67$ - действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости "холодного" резонатора A , B , F - эффективные коэффициенты (нелинейной рефракции, дифференциального усиления и потерь), характерные для данного ЛД.

Соотношение (1) входит в комплексное уравнение Гельмгольца с учётом зависимости электрического поля от времени t , латеральной и аксиальной координат y и z , в виде $E(y, z, t) = \psi(y) \cdot \exp(j(\omega t - \beta z))$:

$$\frac{d^2\psi_j(y)}{dy^2} + \left(\frac{\omega_j^2}{c^2} \varepsilon(y) - \beta^2 \right) \psi_j(y) = 0, \quad (2)$$

где c - скорость света в вакууме, ω_j - частота оптического излучения, β - продольная постоянная распространения, $\psi_j(y)$ - латеральные собственные функции.

Записывая уравнение для оптического поля (1) мы подразумеваем полностью когерентное излучение ЛД. Однако, рассматривая экспериментальные спектры мощных ЛДШК [4, 9, 11], можно сказать, что при таком подходе невозможно адекватно описать распределение оптического поля на зеркале ЛД. Это заключение основано на том, что несколько линий в спектре ЛДШК соответствуют такому же количеству нефазированных пространственных каналов генерации. Следует отметить, что при ширине наблюдаемого спектра ЛДШК 6 нм [9], и характерной для ЛД длине когерентности в несколько сантиметров [12, 13], расчёт показывает, что на ширине

20 - 40 мкм когерентность лазерного излучения разрушается [9]. С другой стороны, существует связь между спектральной шириной линии излучения $\Delta\lambda_{\text{ког}}$ и длиной когерентности $L_{\text{ког}}$ [13]:

$$\Delta\lambda_{\text{ког}} = \frac{\lambda_0^2}{2L_{\text{ког}}} . \quad (3)$$

Здесь $\lambda_0=963$ нм - средняя длина волны лазерного излучения ЛДШК. Расчёт по этой формуле даёт значение спектральной ширины линии излучения $\Delta\lambda_{\text{ког}} = 0.019$ нм при $L_{\text{ког}}=2.5$ см, что не соответствует ширине спектральных линий на рис. 1, которая составляет около $\Delta\lambda_{\text{канал}}=1$ нм. Это можно объяснить тем фактом, что наблюдаемый спектр имеет разрешение по длине волны около 0.1 нм, тогда как спектральный интервал между продольными модами в лазерном резонаторе длиной $L=2$ мм составляет $\Delta\lambda_{\text{прод}}=0.065$ нм. Примерно такую же величину имеет и ширина резонансов лазерного резонатора Фабри-Перо $\Delta\lambda_{\text{линияФП}}=0.043$ нм., рассчитываемая из величины добротности "холодного" резонатора [8]. Таким образом, оценка показывает, что в рассматриваемом ЛДШК длина когерентности соответствует ширине спектра излучения, близкой к ширине резонанса Фабри-Перо. При этом в одну спектральную линию канала генерации попадает излучение от $\Delta\lambda_{\text{канал}}/\Delta\lambda_{\text{прод}}=15$ мод.

Воспользуемся результатами теории оптических волноводов [10]. В работе [14] была рассчитана связь между длиной когерентности излучения $L_{\text{ког}}$ и шириной когерентного канала w_0 . Наиболее близкий к экспериментальным данным [4, 9, 11] результат даёт использование модели резонатора ЛД как планарного волновода, ограниченного плоскими зеркалами, в рамках теории дифракции [14]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 L_{\text{ког}}}{2\pi n_{\text{эфф}0}}} , \quad (4)$$

где $n_{\text{эфф}0} \approx \sqrt{\varepsilon^0}$ - эффективный показатель преломления фундаментальной латеральной моды. Оценка по формуле (4), сделанная для величины $L_{\text{ког}}=2.5$ см, даёт значение $w_0=30$ мкм, что соответствует трём каналам на ширине 100 мкм.

Учёт самофокусировки излучения за счёт нелинейной рефракции позволяет рассматривать в качестве приближения локальный волновод с ограниченным квадратичным профилем, и также оценить ширину установившегося канала генерации через длину когерентности. При использовании модели наведённого нелинейной рефракцией параболического волновода профиль действительной части эффективной диэлектрической проницаемости записывается в следующем виде:

$$\varepsilon(y) = \varepsilon^0 \left(1 - \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 \right) . \quad (5)$$

Величины w_0 и y_0 оказываются связаны между собой соотношением [10]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 y_0}{2\pi n_{\text{эфф}0}}} . \quad (6)$$

Из сравнения формул (4) и (6) следует, что ширина квадратичного модельного волновода оказывается равной длине когерентности излучения в данном канале:

$$y_0 = L_{\text{ког}} . \quad (7)$$

Использование модели параболического профиля волновода (5) и вариационной теоремы [10], связывающей вариации частоты с отклонениями диэлектрической проницаемости даёт следующую оценку для ширины спектра канала генерации: $\Delta\lambda_{\text{канал}} = 0.86$ нм.

Рассмотрим также более грубую оценку ширины спектра лазерного канала. Предположим, что вариации действительной части диэлектрической проницаемости (1) определяются в центре и сбоку (на расстоянии $w_0/2$) канала для постоянного значения номера продольной моды M , а вариации длины волны излучения $\Delta\lambda_{\text{канал}}$ оцениваются согласно следующему правилу:

$$\Delta\lambda_{\text{канал}} = \lambda_0 \frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon_0}, \quad (8)$$

где, согласно формуле (1), $\Delta\varepsilon = A \cdot \Delta N$, а ΔN - вариация концентрации инжектированных носителей в центре канала. Из численных расчётов при двойном превышении порога мы получили значение $\Delta N = 1.4 \cdot 10^5$ мкм⁻³ (для сравнения: пороговое значение концентрации получается равным $N_{th} = 3.5 \cdot 10^6$ мкм⁻³). Коэффициент нелинейной рефракции $A = 2.5 \cdot 10^{-7}$ мкм³. Подстановка этих значений в (8) даёт $\Delta\lambda_{\text{канал}} = 1.3$ нм, что вполне согласуется с экспериментом (рис.1).

При такой грубой оценке ширина спектральной линии явно не зависит от пространственных размеров канала генерации, однако опосредованно она всё же должна зависеть из-за очевидной связи между вариацией концентрации носителей ΔN в наведённом волноводе и шириной этого волновода. При данном токе накачки должно сохраняться среднее количество "выжигаемых" носителей в единицу времени в пределах одного канала, как это предусмотрено в простейшей модели ЛД. Из этого следует, что ширина канала генерации будет зависеть от относительной разности концентрации носителей в центре и по краям канала генерации.

Таким образом, показана связь между нелинейной рефракцией, когерентностью и спектрально-пространственными размерами каналов генерации в мощных ЛДШК. Эти результаты можно использовать для экспериментального определения работоспособности лазерных диодов большой мощности в зависимости от насыщенности наблюдаемого частотного спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж.И. Алферов // ФТП. 1998. Т. 32. № 3. С. 3.
2. A.S. Logginov and I. I. Vinogradov // Proc. of SPIE. 1995. V. 2513, P. 799.
3. И.С. Тарасов // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 8. С. 661.
4. В.В. Близнюк и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1666.
5. J. Buus // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. QE-18. No. 7. P. 1083.
6. J. Buus // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. QE-19. No. 6. P. 953.
7. А.Г. Ржанов и др. // Вестн. РУДН. Сер. мат. инф. физ. 2009. Т. 3. № 65. С. 69.
8. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6.
9. O.I. Koval et al. // Physics of Wave Phenomena. 2013. V. 21. No. 4. P. 287.
10. "Волноводная оптоэлектроника". п/ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991.
11. V.V. Bliznyuk et al. // EPJ Web of Conferences. 2017. V. 161. P. 03004-1.
12. С.П. Воробьев. 2018. <http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top> (эл.жур.)
13. А.В. Лукин. // Оптический журнал. 2012. Т. 79. № 3. С. 91.
14. А.Г. Ржанов // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 221.

Динамика эффективности дифракции Брэгга на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в приложенном постоянном электрическом поле

Е.Н. Савченков¹, А.В. Дубиков¹, А.Е. Шараева¹, Н.И. Буримов¹, С.М. Шандаров^{1,3},
А.А. Есин², А.Р. Ахматханов², В.Я. Шур²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Уральский Федеральный университет

³Центр квантовых технологий, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
rossler@mail.ru

Регулярные доменные структуры (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития широко используются для нелинейных спектральных преобразований и электрооптической модуляции лазерного излучения [1, 2]. Используемые в настоящее время методы доменной инженерии [3, 4] нередко приводят к формированию РДС с доменными стенками, имеющими наклон к полярной оси, достигающий 0.2° и более [5, 6]. Наклонные доменные стенки, являющиеся заряженными и обладающие значительной проводимостью, привлекательны для реализации на основе РДС в ниобате лития нового поколения электрически управляемых нелинейных и электрооптических элементов. В работе [7] оценка эффективной проводимости РДС с наклонными стенками, сформированной приложением электрического поля через систему периодических полосовых электродов в кристалле $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, проводилась по обусловленной экранировкой в приложенном внешнем постоянном электрическом поле динамике эффективности дифракции Брэгга светового пучка с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм и постоянной мощностью, составляющей около 1 мВт.

В данной работе экспериментально исследовалась динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС с наклонными доменными стенками в том же кристалле $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, с приложением к нему внешнего ступенчатого электрического поля, при различных значениях интенсивности зондирующего лазерного пучка с $\lambda = 633$ нм. Показано, что скорость уменьшения дифракционной эффективности, связанная с экранировкой приложенного электрического поля, растёт с интенсивностью зондирующего светового пучка.

Исследуемый образец $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с РДС имел размеры $40 \times 2 \times 1$ мм³ по кристаллофизическим осям X , Y и Z , соответственно. Переключенные полосовые домены разделялись доменными стенками Y -типа и имели пространственный период $\Lambda = 8.79$ мкм вдоль оси X . Электрическое поле прикладывалось к образцу вдоль полярной оси Z с помощью механически прижимаемых медных электродов, на которые в некоторый момент времени t_i подавалось напряжение с постоянной амплитудой $U_0 = \pm 200, \pm 350$ и ± 500 В. Кристалл размещался на поворотном столике, реализующем подстройку по углу Брэгга в плоскости XY для наблюдения дифракции необыкновенной волны в первый порядок. Зондирующий гауссов пучок гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм и радиусом $r_0 = 0.35$ мм фокусировался на середину входной грани кристалла с РДС сферической линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм. Как было показано в [7], исследуемая структура содержит два периодических набора доменных стенок с зеркально симметричными углами наклона к полярной оси Z , составляющими $\pm 0.31^\circ$, что приводит к разделению дифракционного максимума первого порядка на два пятна вдоль неё. Точное положение вдоль этой оси перетяжки лазерного пучка на входной грани кристалла определялось визуально по симметрии пятен в первом дифракционном максимуме, суммарная интенсивность

которого и её временные изменения регистрировались, после описанной выше подстройки, с помощью pin-фотодиода BPW34 и цифрового осциллографа TBS 1152.

Как было продемонстрировано в [7], включение зондирующего пучка в момент времени $t_0 < t_i$, когда внешнее поле к образцу ещё не прикладывается, приводит к дифракции на доменных стенках с эффективностью $\eta_{dw} \approx 0.012$. В наших экспериментах благодаря высокому быстродействию используемого фотодиода получено, что наблюдаемое после включения постоянного напряжения увеличение эффективности дифракции на РДС до значения $\eta_m \approx 0.02$ происходило за время, не превышающее 10 нс. Далее происходила релаксация дифракционной эффективности, скорость которой зависела от интенсивности зондирующего пучка. Типичные осциллограммы кинетики для её нормированных значений, $\eta(t)/\eta_m$, при величине прикладываемого напряжения $U_0 = 350$ В показаны точками на рис. 1.

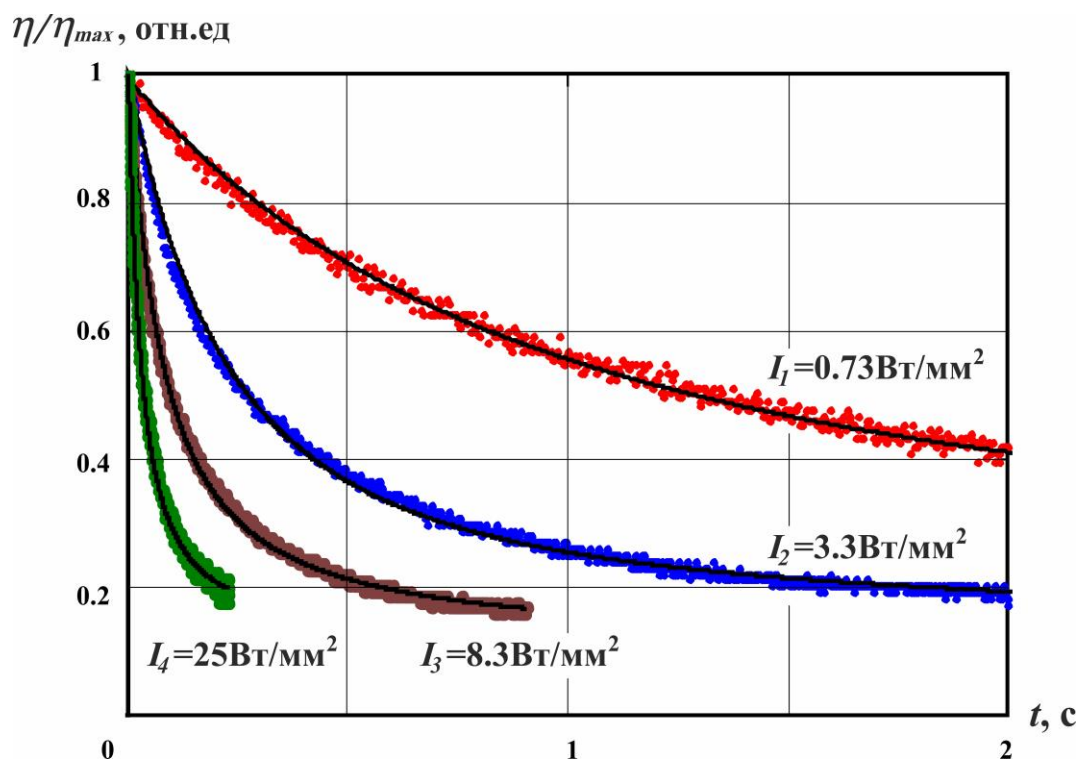


Рис. 1. Динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС в первый порядок, наблюдаемая после приложения внешнего постоянного напряжения $U_0 = 350$ В. Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – подгонка с использованием соотношений (1) и (2).

Анализ экспериментальных зависимостей показывает, что динамика дифракционной эффективности на рассматриваемом интервале с продолжительностью 2 с может быть удовлетворительно аппроксимирована экспоненциальной функцией

$$\eta(t, I_0) = \eta_m \exp\left(-\frac{t}{\tau(t, I_0)}\right), \quad (1)$$

при времени релаксации в виде степенного ряда

$$\tau(t, I_0) = \tau_0(I_0) + a_1(I_0)t + a_2(I_0)t^2 + a_3(I_0)t^3, \quad (2)$$

с коэффициентами разложения τ_0 , a_1 , a_2 и a_3 , зависящими от интенсивности зондирующего пучка I_0 . Результаты подгонки представлены на рис. 1 сплошными кривыми.

Скорость релаксации на начальном участке хорошо следовала линейной зависимости $1/\tau_0(I_0) = \beta I_0$ с коэффициентом $\beta = 1.12$ мм²/Дж, что говорит о преобладании в этом случае фотопроводимости доменных стенок над их темновой проводимостью. Найденные значения времён релаксации $\tau_0(I_0)$ на её начальном участке позволяют оценить усредненную по пространственному периоду Λ эффективную фотопроводимость кристалла 5%MgO:LiNbO₃ с РДС как $\sigma_{eff}^{ph}(I_0) = \epsilon_{33}/\tau_0(I_0)$. С использованием значения статической диэлектрической проницаемости кристалла ниобата лития, $\epsilon_{33} = 2.48 \cdot 10^{-10}$ Ф/м получаем, что эффективная фотопроводимость изменяется от $2.1 \cdot 10^{-10}$ до $6.9 \cdot 10^{-9}$ Ом⁻¹м⁻¹ при росте интенсивности зондирующего пучка от 0.73 до 25 Вт/мм². При последнем значении $I_0 = 25$ Вт/мм² величина эффективной фотопроводимости РДС $\sigma_{eff}^{ph} = 6.9 \cdot 10^{-9}$ Ом⁻¹м⁻¹ более чем на четыре порядка превосходит оценку темновой проводимости $\sigma_d \leq 1.9 \cdot 10^{-13}$ Ом⁻¹м⁻¹, известную из [8] для монокристалла MgO:LiNbO₃. Эти данные позволяют оценить постоянную эффективной фотопроводимости, которую можно определить как $B_{ph} = \sigma_{eff}^{ph}(I_0)/I_0$, принимающую для исследуемой РДС, имеющей толщину $h = 1$ мм и угол наклона доменных стенок к полярной оси $\pm 0.31^\circ$, значение $B_{ph} \approx 2.8 \cdot 10^{-16}$ Ом⁻¹Вт⁻¹м на длине волны $\lambda = 632.8$ нм.

Таким образом, для РДС с наклонными доменными стенками, сформированной приложением электрического поля через систему периодических полосовых электродов в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ конгруэнтного состава, экспериментально обнаружен эффект релаксации эффективности брэгговской дифракции, наблюдаемый после приложения к образцу постоянного электрического напряжения. Физической причиной релаксации является экранирование приложенного электрического поля вследствие проводимости наклонных стенок, являющихся заряженными. Установлено, что скорость релаксации эффективности дифракции Брэгга на начальном участке линейно растет с интенсивностью зондирующего светового пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м) и Министерства образования и науки и Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Ferrari, S. Grilli, P. DeNatale (Eds.) “Ferroelectric Crystals for Photonic Applications” Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2009, 2014.
2. I. Mhaouech et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4174.
3. V. Ya. Shur et al. // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 040604.
4. T. Volk, R. Gainutdinov, H. Zhang // Crystals. 2017. V. 7. Art. 137.
5. M. Schröder et al. // Adv. Funct. Mater. 2012. V. 22. P. 3936.
6. C.S. Werner et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 9862.
7. Е.Н. Савченков и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. Вып. 3. С. 165.
8. M.S. Wengler et al. // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. Art. 064104.

Изгибная и модуляционная неустойчивости при оптической генерации терагерцовых волн

С.В. Сазонов

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
sazonov.sergey@gmail.com

Представлены результаты исследований изгибной и модуляционной неустойчивостей оптико-терагерцовых солитонов в квадратично-нелинейных волноводах и однородных средах. Показано, что на развитой стадии генерации терагерцового солитона учет обеих неустойчивостей принципиально важен.

Хорошо известен оптический метод генерации терагерцового излучения, основанный на эффекте оптического выпрямления в средах с квадратичной оптической нелинейностью [1 – 6].

Для высокой эффективности генерации необходимо выполнение условие синхронизма – равенства групповой скорости v_g входного оптического импульса фазовой скорости генерируемой терагерцовой волны. При этом оптический сигнал обладает ярко выраженной несущей частотой ω . В то же время генерируемый терагерцовый импульс в спектральном смысле является широкополосным, не имея несущей частоты. Поэтому при теоретических исследованиях рассматриваемого процесса оптический импульс, распространяющийся вдоль оси z , характеризуется огибающей ψ электрического поля, а терагерцовый сигнал – самим полем E . Для повышения эффективности генерации предлагается использование квадратично-нелинейного волновода. Как результат, для огибающей оптического импульса и поля терагерцовой компоненты получена обобщенная нелинейная система типа Захарова – Ядзимы – Ойкавы [7]

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \alpha E \psi + \omega g(\vec{r}) \psi + \frac{c}{2n\omega} \Delta_{\perp} \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\sigma \frac{\partial}{\partial \tau} (|\psi|^2) - g_T(\vec{r}) \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{c}{2n_T} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau'. \quad (2)$$

Здесь $\tau = t - z/v_g$, t - время, β - коэффициент оптической групповой дисперсии, α и σ - коэффициенты квадратичной нелинейности, пропорциональные соответствующим нелинейным восприимчивостям, параметрами g и g_T , зависящими от поперечных к z координат \vec{r} учитывается градиентный волновод, Δ_{\perp} - поперечный лапласиан, n и n_T - соответственно оптический и терагерцовый показатели преломления.

В одномерном случае ($\Delta_{\perp} = g = g_T = 0$) система (1), (2) обладает точным решением в виде двухкомпонентного оптико-терагерцового солитона. Это решение описывает, в частности, сдвиг несущей частоты оптического импульса в красную область, благодаря тому, что оптический фотон отдает часть своей энергии для генерации терагерцового фотона.

Для учета поперечной динамики ($\Delta_{\perp} \neq 0$) и волновода ($g, g_T \neq 0$) предлагается использовать метод усредненного лагранжиана (УЛ) [8]. Согласно этому методу, параметры одномерного солитона предполагаются теперь неизвестными функциями координат z и \vec{r} . Такие решения принято называть пробными.

Зависимость красного сдвига частоты оптической компоненты и его групповой скорости от координат соответствует изгибной неустойчивости. В свою очередь, зависимость временной длительности солитона и его фазовой скорости от координат определяет модуляционную неустойчивость.

В общем случае не удается разделить эти две неустойчивости. В нелинейном режиме очень значительно их взаимное влияние друг на друга.

На развитой стадии генерации система уравнений для солитонных параметров пробных решений формально сходна с уравнениями двухжидкостной гидродинамики. Данная система в качестве искомых переменных содержит красный частотный сдвиг оптической компоненты, обратную длительность солитона, а также его фазовый и групповой эйконалы. Анализ решений этой системы показывает, что как фазовые, так и групповые фронты солитонов испытывают параболические изгибы в поперечных сечениях. При $\beta < 0$ (аномальная групповая дисперсия) данные изгибы сопровождаются самофокусировкой оптико-терагерцового солитона, а при $\beta > 0$ (нормальная групповая дисперсия) – его дефокусировкой. Во втором случае, благодаря влиянию фокусирующего волновода, может быть реализован устойчивый режим формирования оптико-терагерцового пространственно-временного солитона (оптико-терагерцовой пули), локализованного во всех направлениях.

Численные эксперименты, проведенные в [7], не обнаруживают формирования устойчивых локализованных оптико-терагерцовых сгустков. По всей видимости, это связано с сильным количественным различием оптической и терагерцовой длин дифракционного расплывания. Оптическая дифракционная длина l_D^o на три порядка превосходит аналогичную терагерцовую длину l_D^T . В [7] рассмотрены дистанции $l_D^T < z < l_D^o$. На этих дистанциях наблюдается филаментация и развитие изгибной неустойчивости. На дистанциях порядка l_D^o вступает в силу модуляционная неустойчивость, способствующая формированию устойчивых оптико-терагерцовых пуль.

Чтобы исследовать процессы вблизи фокуса требуются более тонкие аналитические подходы, чем метод УЛ. Однако уже используемый подход показывает, что учет как модуляционной, так и изгибной неустойчивости принципиально необходим для анализа солитонного режима генерации терагерцового излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17 – 11 – 01157) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19 – 02 – 00234а).

ЛИТЕРАТУРА

1. У. А. Абдуллин и др. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 1295.
2. Д.А. Багдасарян, А.О. Макарян, П.С. Погосян // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 498.
3. D. H. Auston et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1555.
4. G.Kh. Kitaeva // Laser Physics. Letters. 2008. V. 5. P. 559.
5. С.В. Сазонов // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. № 4. С. 281.
6. А.Н. Бугай // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. С. 185.
7. А.Н. Бугай, С.В. Сазонов // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2018. Т. 82. № 11. С. 1610.
8. С.К. Жданов, Б.А. Трубников // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 1612.

Самоиндуцированная прозрачность малопериодных терагерцовых солитонов

С.В. Сазонов¹, Н.В. Устинов²

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

²Калининградский институт управления

sazonov.sergey@gmail.com

Большой интерес в последние годы вызывает исследование особенностей взаимодействия терагерцового электромагнитного излучения с веществом. Вызвано это тем, что терагерцовое излучение нашло многочисленные приложения в системах безопасности, восстановления изображений, связи, астрономии, медицине, спектроскопии и т.д. К настоящему времени в лабораторных условиях генерируются терагерцовые сигналы настолько высоких интенсивностей, что можно говорить о «нелинейной терагерцовой оптике». Это утверждение тем более справедливо из-за того, что нелинейные эффекты в терагерцовом диапазоне проявляются при интенсивностях излучения, на много порядков меньших, чем соответствующие интенсивности в оптическом диапазоне.

Важным направлением развития нелинейной оптики является исследование солитонных режимов распространения коротких оптических импульсов в нелинейных диспергирующих средах. При этом выделяют естественным образом резонансные и нерезонансные солитоны. Как известно, первыми солитонами, экспериментально наблюдавшимися в нелинейной оптике, были резонансные солитоны, а именно импульсы самоиндуцированной прозрачности (СИП).

Исследование эффекта СИП в случае терагерцовых сигналов представляет собой задачу, требующую отдельного рассмотрения. В терагерцовой области спектра лежат колебательные, вращательные, колебательно-вращательные и туннельные квантовые переходы среды. Следовательно, эти переходы могут сильно возбуждаться терагерцовыми импульсами, испытывая с ними резонансное взаимодействие. В работах [1–3] были рассмотрены туннельные переходы протона в двухъямном молекулярном потенциале. При этом туннельное расщепление приводит к образованию двух близлежащих квантовых состояний разделенных по частоте терагерцовым интервалом.

При генерации терагерцового излучения на основе эффекта оптического выпрямления генерируемые сигналы содержат всего нескольких периодов электромагнитных колебаний. Из-за этого они являются широкополосными в спектральном смысле. Но в спектре таких импульсов можно выделить доминирующую частоту ω , определяемую периодом содержащихся в них нескольких осцилляций. Такое положение вещей приводит к тому, что при построении теории необходимо обратить внимание на двух важных обстоятельствах. Первое состоит в том, что в среде выделяются два квантовых уровня, частота перехода между которыми близка к доминирующей частоте спектра терагерцовых импульсов. Тем не менее, достаточно широкий спектр рассматриваемых импульсов приводит к необходимости отказа от приближения двухуровневой среды и учета других квантовых переходов. Суть второго обстоятельства состоит в том, что в этом случае все еще сохраняется возможность использования понятия огибающих для импульсов и нестационарных дипольных моментов среды, но, важно подчеркнуть, эти огибающие уже не являются медленно меняющимися.

Первое из отмеченных выше обстоятельств было рассмотрено в работах [1–3], где примешивающиеся к резонансному взаимодействию переходы на вышележащие

квантовые уровни учитывались в приближении оптической прозрачности. Это позволило в работе [3] получить обобщенную редуцированную систему уравнений Максвелла–Блоха (ОРМБ). Необходимо особо подчеркнуть, что при выводе этой системы понятия огибающих для поля импульсов и материальных переменных среды не использовались. Система ОРМБ оказалась интегрируемой методом обратной задачи рассеяния (МОЗР), а ее решения в резонансном случае описывают терагерцовые солитоны СИП с малым числом колебаний. Однако вывод системы ОРМБ схож во многом с выводом обычной редуцированной системы уравнений Максвелла–Блоха и предполагает поэтому, что она описывает эффект СИП только при малой плотности туннельных переходов. В этом случае скорость распространения импульсов СИП близка к линейной скорости света в среде.

Если отвлечься от приближения малой плотности квантовых переходов, то при эффекте СИП скорость резонансных солитонов может на 2 – 4 порядка быть меньше, чем линейная скорость света в среде. Чтобы рассмотреть терагерцовые солитоны с малым числом колебаний в достаточно плотной резонансной среде, следует учесть второе отмеченное выше обстоятельство. А именно, использовать понятие огибающих для электрического поля терагерцовых импульсов и для нестационарных дипольных моментов возбуждаемых квантовых переходов. Заметим, что такой подход хорошо себя зарекомендовал в нерезонансной нелинейной оптике импульсов длительностью в несколько колебаний. Здесь же этот подход позволит исследовать резонансные терагерцовые солитоны с малым числом колебаний и скоростями, значительно меньшими линейной скорости света в среде.

В качестве среды рассмотрим протоны, способные туннелировать между минимумами молекулярных двухъямных потенциалов [1–3]. Из-за туннелирования протонов происходит расщепление основного состояния с образованием двух близких квантовых уровней с номерами 1 и 2, разделенных частотным интервалом терагерцового диапазона. С этих уровней разрешены переходы на удаленные вверх по энергии состояния. Из-за правил отбора по четности с уровнями 1 и 2 разрешены переходы на разные состояния. В этой связи аппроксимируем удаленные состояния двумя квантовыми уровнями 3 и 4 противоположных четностей. Таким образом, в условиях рассматриваемой задачи приходим к четырехуровневой модели.

Пусть световой импульс распространяется вдоль оси z . В рамках полуклассического подхода эволюцию квантовой системы описываем уравнением фон Неймана для матрицы плотности, а динамику поля импульса — уравнениями Максвелла. Используя различные приближения, удалось свести четырехуровневую задачу к двухуровневой и получить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial R}{\partial \tau} = i(\Delta + \beta|\psi|^2)R + i\psi W, \quad (1)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = \frac{i}{2}(\psi^* R - \psi R^*), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\alpha \left(i\omega + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) (R - 2\beta\psi W). \quad (3)$$

Здесь R и W — огибающая нестационарного дипольного момента выделенного перехода и инверсия его населенности, $\tau = t - z/v_g$, t — время, переменная ψ пропорциональна огибающей электрического поля импульса; постоянные α , β , Δ и v_g выражаются через физические параметры рассматриваемой задачи.

Система (1)–(3) описывает эффект СИП для терагерцовых импульсов с малым числом колебаний в системе туннельных переходов. Если пренебречь производной в правой части уравнения (3), то приходим к системе, описывающей эффект СИП для квазимонохроматических терагерцовых импульсов. Если к тому же положить $\beta = 0$, то система (1)–(3) перейдет в обычную систему СИП для двухуровневой среды.

Система (1)–(3) тоже оказалась интегрируемой в рамках МОЗР, как и обычные уравнения СИП. С помощью алгебраических методов, связанных с МОЗР, нами были получены солитонные решения системы (1)–(3) и подробно исследованы. Обнаружено, в частности, что имеются отличия в свойствах односолитонных решений системы при разных знаках параметра β . В случае $\beta > 0$ у солитонов имеются предельные наименьшая длительность и наибольшая амплитуда. В случае $\beta < 0$ у солитонов возникает осцилляция заостренной формы при уменьшении длительности. Здесь амплитуда солитона неограниченно растет при уменьшении длительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 19–02–00234а).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. №3. С.483.
2. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. No 6. Art. no 063803.
3. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. No 5. Art no 053807.

Регулярные структуры в фоторефрактивных и сегнетоэлектрических кристаллах: формирование, физика волновых взаимодействий и приложения

С.М. Шандаров^{1,3}, Н.И. Буримов¹, Е.Н. Савченков¹, К.М. Мамбетова¹, В.В. Шепелевич²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

²Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина

³Центр квантовых технологий, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
stanislavshandarov@gmail.com

В первой части лекции, посвященной формированию регулярных структур, описаны физические явления, наблюдаемые при записи динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах, в результате интерференции и взаимодействия стационарных и фазово-модулированных световых пучков. Здесь же рассмотрены методы доменной инженерии, применяемые для создания регулярных доменных структур (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах. Отмечается, что при анализе возмущений оптических свойств, создаваемых полем пространственного заряда фоторефрактивных голограмм и доменными стенками РДС, наряду с вкладом линейного (для фоторефрактивных кристаллов) и квадратичного (для сегнетоэлектрических кристаллов) электрооптического эффектов, необходимо принимать во внимание дополнительный фотоупругий вклад, обусловленный упругими деформациями, создаваемыми в них вследствие пьезоэлектрического, флексоэлектрического и электрострикционного эффектов.

Описываются особенности встречного и попутного векторного взаимодействия стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной на динамических голограммах диффузионного типа в фоторефрактивных кристаллах, и обсуждается его использование в адаптивной интерферометрии. Представлены методы и результаты измерения эффективных флексоэлектрических коэффициентов кубических фоторефрактивных кристаллов методами голографической интерферометрии при встречном и попутном взаимодействии световых пучков.

Рассмотрены эффекты управляемого световыми пучками агрегирования микро- и наночастиц на поверхности неполярных срезов кристаллов ниобата лития, легированных фотогальванически активными ионами Fe и Cu. Анализируется структура создаваемых над кристаллами эванесцентных электрических полей фоторефрактивных голограмм, формируемых гауссовыми световыми пучками с поперечным сечением, имеющим как круглую, так и эллиптическую форму.

Во второй части лекции представлены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа различных процессов линейной дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками, как в отсутствие внешних полей, так и в случае приложения к сегнетоэлектрическому кристаллу симметрии $3m$ синусоидального и/или постоянного внешнего поля. Обсуждаются методы визуализации поверхностных периодически поляризованных доменных структур, созданных в кристаллах ниобата лития и в оптических волноводных структурах на их основе электронно-лучевой литографией, методами нелинейной дифракции лазерного излучения. Рассматриваются приложения объемных и поверхностных РДС в нелинейных сегнетоэлектрических кристаллах для спектральных преобразований и модуляции лазерного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м) и Министерства образования и науки и Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

Моделирование дисперсии в кристаллических микрорезонаторах с модами шепчущей галереи

Н.М. Лебедев, И.А. Биленко

Российский Квантовый Центр, 143025 Сколково, Россия

*Физический факультет, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, 119991
Москва, Россия*

swanikola@gmail.com

В настоящее время одной из стремительно развивающихся областей фотоники и микрооптики являются микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ). Они имеют целый ряд преимуществ: высокий показатель добротности до 10^{11} , широкий спектральный диапазон, возможность подстройки линии излучения, высокая механическая стабильность, возможность размещения на чипе. За счет высокой концентрации энергии в малом объеме, такие микрорезонаторы позволяют наблюдать нелинейные эффекты даже при относительно небольших мощностях накачки. В частности, микрорезонаторы с МШГ используются для генерации оптических гребенок и солитонов – стабильных источников частоты. На сегодняшний день микрорезонаторы с МШГ успешно применяются в оптических фильтрах, модуляторах, компактных узкополосных лазерах с диодной накачкой и источниках фотонных пар.

Таким образом, микрорезонаторы выполняют широкий спектр задач, но для каждого конкретного применения следует учитывать их физические характеристики. Среди них нелинейность, добротность, коэффициент связи и дисперсия групповой скорости. В дальнейшем под термином «дисперсия» мы будем понимать именно ее. Дисперсия микрорезонатора зависит от материала, из которого он изготовлен, а также от его геометрии. Оба этих параметра позволяют настраивать поведение микрорезонатора в зависимости от длины волны и способа накачки.

Кривые дисперсии многих диэлектриков, из которых изготавливаются микрорезонаторы с МШГ, широко известны. Геометрия же резонатора обладает большим количеством возможных форм, что позволяет рассчитать дисперсию резонатора для конкретной задачи.

В интегральных микрорезонаторах задача по расчету показателя дисперсии в целом менее сложная, чем в кристаллических. Однако такие резонаторы ограничены в своем применении определенным спектральным диапазоном. Кристаллические микрорезонаторы могут использоваться в диапазоне видимого излучения, однако есть определенные трудности в расчете дисперсии в них. Для нахождения показателя дисперсии необходимо найти собственные частоты резонатора. Аналитические решения описаны для тороидальной и сферической форм [1], в иных случаях решения ищутся только численно. Для этого можно использовать среду моделирования, которая поддерживает метод конечных элементов, например, Comsol Multiphysics [2].

Нашей задачей был поиск возможности создать микрорезонатор с МШГ с окном аномальной дисперсии в несколько нанометров в видимом диапазоне. Рассмотренные нами диэлектрики для изготовления микрорезонаторов с МШГ, такие как MgF_2 , SiO_2 и CaF_2 характеризуются нормальной дисперсией в этом диапазоне. Для решения задачи необходимо было правильным образом подобрать форму и размер микрорезонатора. От геометрии зависит набор собственных частот резонатора, который рассчитывается алгоритмом в зависимости от длины волны накачки. Первая производная собственной частоты по межмодовому интервалу дает нам расстояние между соседними модами в спектре

$$\beta_1 = \frac{f_l(l+m) - f_l(l-m)}{2m} \quad (1)$$

или, как его часто называют, свободный спектральный диапазон (FSRe). l – номер моды, m – межмодовый интервал. Иногда под FSR подразумевают разность только между основной модой и соседней [3], поэтому надо быть внимательными. Вторая производная частоты будет показывать, как меняется FSR в зависимости от частоты

$$\beta_2 = -\frac{2m}{\pi^2 R} \frac{(f_l(l+m) + f_l(l-m) + 2*f_l(l))}{(f_l(l+m) - f_l(l-m))^3} \quad (2)$$

При $\beta_2 > 0$ дисперсия нормальная, при $\beta_2 < 0$ – аномальная. Таким образом, меняя геометрические параметры микрорезонатора, мы можем рассчитать нужную нам конфигурацию.

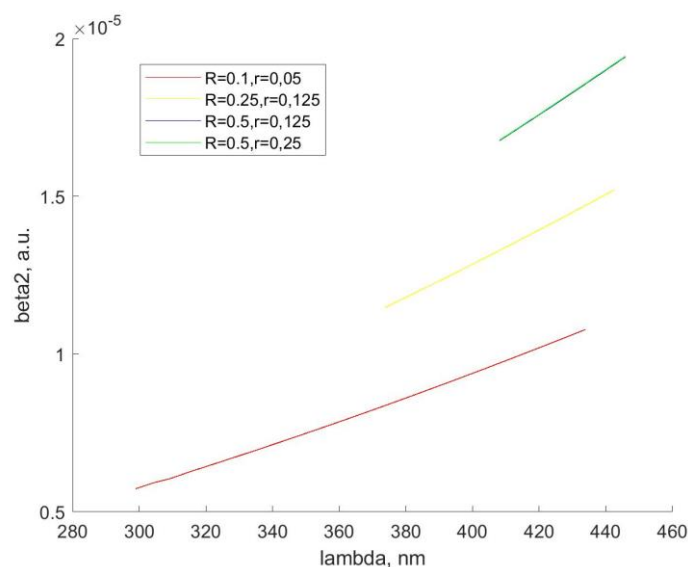


Рис. 1. Зависимость показателя дисперсии β_2 от длины волны. $\beta_2 > 0$ – нормальная дисперсия. R и γ даны в мм.

Мы воспользовались моделью тороида и моделью диска. В обоих случаях сначала производился поиск собственных частот, отсеивалась основная мода $l = 1$. Вблизи нее рассчитывались показатели дисперсии. Для модели тороида основными параметрами были радиус кривизны r и радиус резонатора R . Для диска было выделено 3 основных параметра: радиус, ширина, угол кромки резонатора.

Мы исследовали зависимость показателей дисперсии микрорезонаторов из MgF_2 , SiO_2 и CaF_2 от этих геометрических параметров. Удалось уловить общие закономерности, которым подчиняется излучение внутри резонаторов с различной геометрией (рис. 2). Показатели β_2 для микрорезонатора из MgF_2 в форме тороида с различными R и r показаны на рис. 1.

Данная работа ставит своей целью исследование различных геометрических профилей микрорезонаторов с МШГ для расширения сферы их полезного применения в фотонике и когерентной оптике.

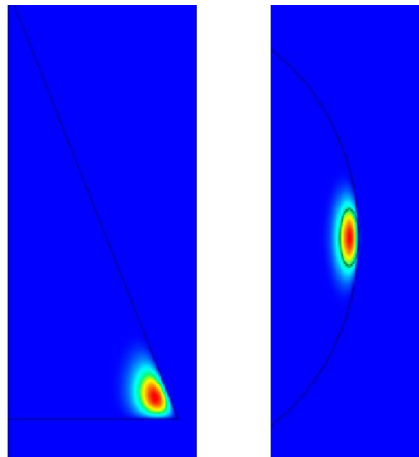


Рис.2. Распределение поля в резонаторах с различной конфигурацией – диск (слева), тороид (справа).

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Л. Городецкий «Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью» М.: Физматлит, 2011.
2. Yosuke Nakagawa et al. // Journal of the optical society of America B, September 2016 №9 Vol.33 Page 1913
3. Shun Fujii and Takasumi Tanabe // De Gruyter, 12 February 2014 online only