

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Шестаков Павел Юрьевич

**ТУННЕЛИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛНОВЫХ
ПАКЕТОВ В ПЛОСКОСЛОИСТЫХ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ
СТРУКТУРАХ**

Специальность: 01.04.03 —
«Радиофизика»

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2019

Работа выполнена на кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»

Научный руководитель: **Козарь Анатолий Викторович**,
доктор физико-математических наук, доцент

Официальные оппоненты: **Маймистов Андрей Иванович**,
доктор физико-математических наук, профессор,
профессор кафедры физики твердого тела и наносистем Национального исследовательского ядерного института «МИФИ»

Манцызов Борис Иванович,
доктор физико-математических наук, доцент,
профессор кафедры общей физики физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Безус Евгений Анатольевич,
кандидат физико-математических наук,
научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН - филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Защита состоится «__» _____ 2019 г. в __ часов __ минут на заседании диссертационного совета МГУ.01.08 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский пр-т, д. 27) и на сайте ИАС «ИСТИНА»: <https://istina.msu.ru/dissertations/198078207/>.

Автореферат разослан «__» _____ 2019 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МГУ.01.08,
доктор физико-математических наук,
доцент



О.Г. Косарева

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Простейшим оптическим устройством на основе периодической структуры (ПС) является диэлектрическая двухкомпонентная плоскостойкая среда, которая успешно используется на практике: в фильтрах, поляризаторах, делителях пучков, противоотражающих пленках и т.д. Высокий уровень современных технологий позволяет использовать материалы, обладающие широким спектром свойств (нелинейные, активные, пьезоэлектрические, магнитооптические, акустооптические и т.д.), для изготовления плоскостойких периодических сред разных типов (объемных, тонокопленочных, волоконных и т.д.). Нелинейные периодические среды используются в параметрических взаимодействиях, полупроводниковые периодические структуры применяются в высокооборотных волноводах и интегральной оптике. Активные материалы используются в создании лазеров с распределенной обратной связью и лазеров с распределенным брэгговским отражением. Поскольку ПС также являются основой для создания новых устройств управления оптическим излучением, можно утверждать, что исследование ПС и их взаимодействия с электромагнитным излучением является актуальной задачей.

В настоящей диссертационной работе основное внимание уделяется распространению оптического излучения в запрещенной полосе частот ПС. В этом случае периодическая структура представляет собой так называемый фотонный барьер (ФБ), в котором амплитуда падающего излучения экспоненциально затухает вдоль координаты распространения в результате брэгговского отражения.

Поскольку прохождение оптического излучения через ФБ аналогично туннелированию квантовых частиц через потенциальные барьеры, ПС применяются в исследовании процесса туннелирования. В частности, макроскопические ФБ использовались для определения скорости туннелирования светового импульса. Проведенные эксперименты показали, что время туннелирования при достаточно большом барьере насыщается. Таким образом, если формально определять скорость туннелирования как отношение длины барьера ко времени туннелирования, то обнаружится, что скорость прохождения может превысить скорость света. К настоящему моменту полученные в экспериментах результаты были рассмотрены в большом количестве работ, в некоторых из которых авторами утверждалось, что как такого распространения электромагнитного излучения в ходе туннелирования не происходит, а эффект насыщения связан с запасением энергии излучения в ФБ. В диссертационной работе поддерживается предложенная интерпретация аномально малого времени туннелирования и установлены границы квазистатического режима туннелирования, при котором имеет место насыщение времени туннелирования. Полученные результаты были

обобщены на процесс туннелирования световых пучков. В результате показано, что боковые сдвиги прошедшего и отраженного световых пучков насыщаются.

Линейная девиация периода ПС приводит к появлению локальных запрещенных полос частот вдоль координаты распространения. В результате отражение разных спектральных компонент оптического излучения происходит в различных точках среды, что создает линейную временную задержку. Благодаря данному свойству подобные ПС используются в качестве устройств компенсации дисперсии в волоконных световодах, а также для сжатия и растяжения временных импульсов. Размер и расположение ФБ в ПС определяют качество и эффективность трансформации профиля оптического излучения. В связи с этим было исследовано прохождение световых пучков через chirпированные ПС и показано, что отражение световых пучков сопровождается боковым сдвигом всего пучка, который складывается из сдвига Гуса – Хенхен и сдвига, связанного с распространением излучения в области прозрачности квазипериодической структуры. Также отмечается, что использование chirпированных периодических структур позволяет получать при отражении как сходящиеся, так и расходящиеся световые пучки.

Применение так называемых \mathcal{PT} (parity-time) – симметричных ПС открывает новые возможности в управлении, усилении и генерации оптического излучения. Особенность конструкции \mathcal{PT} – симметричных структур заключается в чередовании слоев, изготовленных из усиливающих и поглощающих материалов. Процесс рассеяния электромагнитных волн в запрещенной полосе таких структур имеет ряд особенностей: несимметричное прохождение, однонаправленное полное поглощение отраженного излучения, когерентное поглощение, увеличение области устойчивости нелинейных уединенных волн и др. Несмотря на то, что некоторые из этих эффектов исследовались теоретически и наблюдались экспериментально, к моменту начала работ над диссертацией в литературе отсутствовало объяснение механизма несимметричного прохождения оптического излучения в таких средах. В связи с этим данный вопрос был рассмотрен в диссертационной работе. Также в работе впервые выявлено, что в \mathcal{PT} – симметричной периодической структуре с модуляцией керровской нелинейности возможны переходы между состояниями \mathcal{PT} – симметрии: в зависимости от типа керровской нелинейности с увеличением интенсивности падающего излучения диэлектрический контраст среды становится меньше или больше порога нарушения \mathcal{PT} – симметрии. Путем численного интегрирования отмечено влияние \mathcal{PT} – симметричной зависимости диэлектрической проницаемости на оптическую бистабильность.

Цель и задачи диссертационной работы:

Целью данной диссертационной работы является теоретическое исследование процесса распространения (туннелирования) оптического излучения в запрещенной зоне плоскостойких диэлектрических периодических структур. Поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование туннелирования световых импульсов при разных соотношениях ширин запрещенной полосы периодической структуры и спектра импульсов, обобщение полученных результатов на туннелирование коллимированных световых пучков, а также пучков со сходящимся и расходящимся волновыми фронтами.
2. Изучение прохождения световых пучков с разной апертурой при отражении от периодической диэлектрической структуры с линейным изменением периода: рассмотрение боковых сдвигов и последующей фокусировки (дефокусировки) отраженных световых пучков.
3. Исследование распространения световых импульсов в \mathcal{PT} – симметричных периодических структурах и рассмотрение переходов между состояниями \mathcal{PT} – симметрии в периодических средах с модуляцией керровской нелинейности. Определение влияния \mathcal{PT} – симметричного изменения диэлектрической проницаемости структуры на оптическую бистабильность.

Научная новизна работы:

1. Впервые показано насыщение боковых сдвигов прошедших и отраженных световых пучков (пространственный аналог эффекта Хартмана) при падении на плоскостойкую диэлектрическую структуру и установлены границы квазистатического режима туннелирования, в рамках которых наблюдается насыщение боковых сдвигов.
2. Впервые установлено, что прохождение через периодическую структуру световых пучков с расходящимися или сходящимися волновыми фронтами сопровождается тем, что боковое смещение прошедшего пучка имеет отрицательное значение.
3. Впервые рассмотрены боковые сдвиги и фазовая модуляция световых пучков с различной шириной апертуры, отраженных от периодической структуры с линейным изменением периода.
4. Впервые показано, что в \mathcal{PT} – симметричной периодической структуре с модуляцией керровской нелинейности возможны переходы между состояниями \mathcal{PT} – симметрии.
5. Впервые исследовано влияние \mathcal{PT} – симметричной зависимости диэлектрической проницаемости периодической структуры с моду-

ляцией керровской нелинейности на оптическую бистабильность в стационарном и нестационарном режимах.

Практическая значимость:

Полученные в работе результаты могут быть использованы для разработки новых методов и устройств управления параметрами и динамикой лазерного излучения и являются перспективными в плане практического применения в таких областях как лазерная техника и фотоника. В частности, можно выделить следующее:

1. Совершенствование оптических устройств, конструкция которых основана на брэгговских периодических структурах.
2. Управление параметрами светового излучения в схемах усиления чирпированных импульсов на основе объемных чирпированных периодических структур.
3. Управление параметрами оптической бистабильности и изменение состояний \mathcal{PT} – симметрии под действием оптического излучения большой интенсивности в нелинейных активных периодических сред.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Боковые сдвиги прошедшего и отраженного пучков насыщаются при увеличении длины периодической структуры в том случае, если пространственный спектр падающего светового пучка полностью располагается внутри запрещенной полосы.
2. Световой пучок со сходящимся (расходящимся) волновым фронтом, спектральные компоненты которого на краях запрещенной полосы обладают разными боковыми сдвигами, при прохождении периодической структуры распадается на два субпучка, имеющих различные направления распространения и пространственную структуру. Один из этих субпучков имеет отрицательный боковой сдвиг.
3. Общий боковой сдвиг светового пучка, отраженного от периодической структуры с линейной девиацией периода, складывается из сдвига Гуса – Хенхен, возникающего при отражении от фотонного барьера внутри среды, и сдвига, связанного с распространением светового излучения в области прозрачности.
4. Особенностью оптической бистабильности в \mathcal{PT} – симметричной планарной периодической структуре является несимметричное уменьшение обратной связи между встречными волнами.
5. В \mathcal{PT} – симметричной периодической среде с модуляцией керровской нелинейности оптическое излучение высокой интенсивности вызывает переходы между состояниями \mathcal{PT} – симметрии, которые можно наблюдать с помощью кривых оптической бистабильности.

Достоверность и обоснованность результатов

Представленные в работе результаты являются достоверными, что подтверждается физической обоснованностью используемых теоретических моделей и методов решения поставленных задач, а также хорошим совпадением аналитических и численных результатов и согласием с более поздними результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на: International conference ICONO/LAT 2013 (Moscow, Russia, 2013); International conference Days on Diffraction (Saint-Petersburg, Russia, 2014, 2017); Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» (Можайск, Россия, 2014, 2016); International conference PECS-2017 (Kaliningrad, Russia, 2017); SPIE Photonics Europe 2018 (Strasbourg), SPIE Optics and Optoelectronics 2019 (Prague), а также на семинарах кафедры фотоники и физики микроволн.

Личный вклад

Автором лично были получены представленные в диссертации теоретические и численные результаты, проведен их анализ и сформулированы выводы по результатам работы. Кроме этого, автором лично или при его непосредственном участии были подготовлены публикации и выступления на конференциях.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 печатных изданиях, 3 из которых изданы в журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова («Радиотехника и Электроника», «Квантовая Электроника», «Physical Review E») и 7 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Список работ автора приведён в конце автореферата.

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 103 страниц текста, включая 43 рисунка. Список литературы содержит 95 наименований.

Содержание работы

Во Введении обосновывается актуальность темы данной диссертационной работы; определяется цель и соответствующие ей задачи исследования; формулируются научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава диссертации состоит из пяти параграфов. В первых трех из них представлен обзор современного состояния рассматриваемой в данной работе темы исследования. Обзор затрагивает вопросы распространения светового излучения в запрещенной полосе периодических структур с постоянным и линейно-меняющимся периодами, а также \mathcal{PT} – симметричных структур, содержащих слои с усиливающим и поглощающим материалом.

Четвертый параграф содержит вывод уравнений для амплитуд прямой A_1 и обратной A_2 волн, описывающих распространение оптического излучения в ПС, в которых изменение диэлектрической проницаемости можно аппроксимировать следующей гармонической зависимостью от координаты z : $\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos(2\pi z/d)$, где $\Delta\varepsilon$ – амплитуда малого возмущения среднего значения диэлектрической проницаемости структуры ε_0 , d – период структуры. В случае однородных нелинейных свойств такой структуры с кубичным по полю нелинейным откликом уравнения связанных волн имеют вид:

$$\begin{aligned} +i \left(\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial t} \right) + \kappa A_2 + \gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 &= 0; \\ -i \left(\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial t} \right) + \kappa A_1 + \gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $v = c/\sqrt{\varepsilon_0}$, $\kappa = k_0\Delta\varepsilon/4\sqrt{\varepsilon_0}$ – параметр брэгговской связи, $\gamma = \omega_0 n_2/2c$ – параметр, отвечающий за фазовую кросс- и самомодуляцию, n_2 – нелинейный показатель преломления, $k_0 = \omega_0\sqrt{\varepsilon_0}/c$, ω_0 – несущая частота излучения, c – скорость света.

В последнем параграфе первой главы рассмотрен ряд численных методов исследования ПС, используемых в диссертационной работе.

Вторая глава посвящена изучению туннелирования световых импульсов и пучков в запрещенной полосе ПС с малым диэлектрическим контрастом.

В первом параграфе с помощью уравнений (1) построена общая картина туннелирования световых импульсов через ПС конечной длины L при разных соотношениях ширины частотного спектра импульса $\Delta\omega_p$ и ширины запрещенной полосы $\Delta\omega_B$. В результате расчетов показаны границы применимости квазистатического режима туннелирования, при котором наблюдается эффект Хартмана, т.е. насыщение времени задержки.

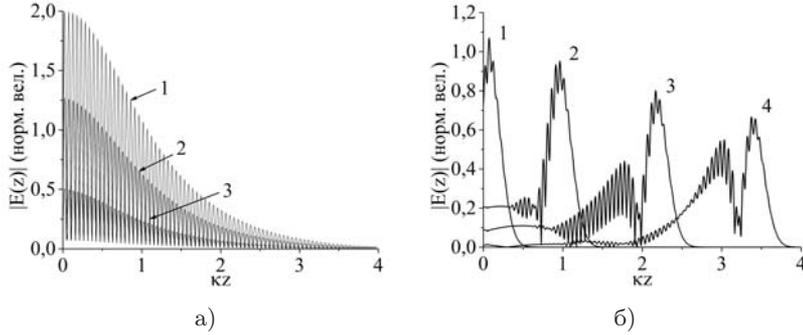


Рис. 1 — Вид полного поля оптического импульса внутри ПС: а) $\Delta\omega_p \gg \Delta\omega_B$; б) $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$. Цифрами показаны распределения светового поля в разные последовательные моменты времени.

Распространение светового излучения через ФБ имеет место только когда $\Delta\omega_p \gg \Delta\omega_B$. В этом режиме внутри структуры наблюдается движение пика светового импульса (см. Рис. 1а). Когда $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$, пространственный размер импульса гораздо больше ФБ – реализуется так называемый квазистатический режим туннелирования и наблюдать распространение светового импульса в среде невозможно (см. Рис. 1б). Введение групповой скорости в этом случае физически не приемлемо.

Время задержки при $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$ пропорционально запасенной энергии входного импульса в приповерхностном слое ПС. Подобная пропорциональность между групповой задержкой и запасенной энергией в среде говорит о том, что структура ведет себя как радиотехнический сосредоточенный элемент, в котором прохождение энергии происходит через последовательное ее накопление, а затем излучение. Накопление световой энергии имеет место только в небольшом приповерхностном слое, размер которого может быть оценен как $l \sim 1/\kappa$. Поскольку с увеличением длины ПС размер этого слоя не изменяется, то величина запасенной энергии будет постоянной.

Показано также, что влияние кубичной нелинейности на процесс туннелирования практически отсутствует. Основной эффект имеет место только на границах запрещенной полосы в области первого резонанса пропускания.

Во втором параграфе аналогично световым импульсам рассмотрено туннелирование световых пучков. Для того, чтобы определить полное поле оптического излучения внутри и вне ПС в окрестности первой запрещенной полосы использованы следующие уравнения для амплитуд встречных волн

A_1 и A_2 , задаваемых угловым спектром

$$\begin{aligned} i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_1}{\partial x} + i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \varkappa A_2 &= 0; \\ i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_2}{\partial x} - i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \varkappa A_1 &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varkappa = k_0 \Delta \varepsilon / \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_0$ – параметр брэгговской связи. Предполагается, что угол падения θ_0 удовлетворяет условию Брэгга $k_0 \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_0 = \pi/d$, т.е. соответствует центру интервала углов, образующих запрещенную полосу.

С помощью уравнений связанных волн (2) численно рассчитаны характерные профили пространственной структуры поля пучка для различных соотношений угловой ширины спектра пучка $\Delta p_b \approx 4 \cos \theta_0/a$ (a – ширина пучка) и ширины запрещенной полосы структуры $\Delta p_B = \varkappa \operatorname{tg} \theta_0$ (см. Рис. 2а). Для этих режимов прохождения был выполнен расчет боковых сдвигов «центров тяжести» прошедших и отраженных пучков с увеличением размера ФБ с помощью формулы

$$\Delta x = \frac{\int x |E|^2 dx}{\int |E|^2 dx}, \quad (3)$$

где E – амплитуда прошедшего или отраженного излучения.

В случае, когда $\Delta p_b \ll \Delta p_B$, выполняется режим «чистого» туннелирования, при котором большая часть энергии пучка аккумулируется в небольшом приповерхностном слое, вследствие чего наблюдается насыщение величины боковых сдвигов прошедшего пучка и отраженного пучка (пространственный эффект Хартмана) (см. Рис. 2в, кривая 1). Когда $\Delta p_b \gtrsim \Delta p_B$, имеют место характерные осцилляции пучка вдоль продольной оси, обусловленные резонансными переотражениями внутри слоя той части спектра, которая лежит вне запрещенной полосы, а смещение «центра тяжести» излучения растет с увеличением толщины структуры (см. Рис. 2в, кривая 2 и 3). Ход этих кривых позволяет оценить границы насыщения боковых смещений пучка. Аналогичные закономерности наблюдаются для профилей отраженного пучка.

При туннелировании сходящихся (расходящихся) пучков ($\alpha \neq 0$) боковые сдвиги определяются суммарной фазой $\psi(p)$ коэффициента прохождения и пучка $\varphi(p)$. В режиме $\Delta p_b \ll \Delta p_B$ вклад фазы $\varphi(p)$ в точке p_0 равен нулю, что приводит к тому, что прохождение пучков с конечной кривизной волнового фронта практически идентично процессу туннелирования коллимированных пучков. В условиях, когда $\Delta p_b \gg \Delta p_B$, наблюдается распад прошедшего пучка на два субпучка, которые имеют разные направление и внутреннюю структуру (см. Рис. 2б). Один из этих субпучков на выходе из ПС имеет отрицательный боковой сдвиг (см. Рис. 2в, кривая 4).

В третьей главе исследуется отражение световых пучков, обладающих широкой ($\Delta k_{x,b} \ll \Delta k_{x,B}$) и узкой ($\Delta k_{x,b} \gtrsim \Delta k_{x,B}$) апертурами, при их

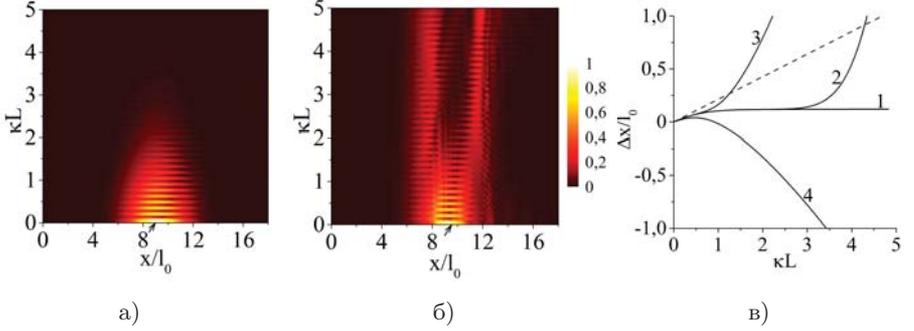


Рис. 2 — Распределения амплитуды электрического поля s - поляризованных световых пучков при падении на ПС под углом $\theta_0 = 45^\circ$. Параметры пучков: а) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.1$, $\alpha = 0$; б) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.1$, $\alpha = 4 \times 10^{-6}$. в) Величины бокового смещения прошедших пучков со следующими параметрами 1) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.1$, $\alpha = 0$, $\theta_0 = 45^\circ$; 2) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.9$, $\alpha = 0$, $\theta_0 = 45^\circ$; 3) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 6$, $\alpha = 0$, $\theta_0 = 45^\circ$; 4) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.1$, $\alpha = 4 \times 10^{-6}$, $\theta_0 = 45.2^\circ$. Стрелкой показано направление падения. $l_0 = L \operatorname{tg} \theta_0$

угловом падении на чирпированные ПС, где $\Delta k_{x,b}$ – ширина пространственного спектра пучка, $\Delta k_{x,B}$ – угловая ширина запрещенной полосы ПС.

В первом параграфе представлены уравнения связанных волн для квазипериодических структур, изменение диэлектрической проницаемости которых можно записать в виде $\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos(2\pi z/d + \beta/2(z - z_0)^2)$, где $\beta = -\alpha\pi/2\sqrt{\varepsilon_0}d^2$, параметр α определяет величину изменения периода, d – период структуры в окрестности некоторой точки z_0 . В этом случае уравнения для прямой и обратной волн можно записать в виде:

$$\begin{aligned} i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_1}{\partial x} + i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa A_2 e^{-i\beta(z-z_0)^2/2} &= 0; \\ i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_2}{\partial x} - i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa A_1 e^{+i\beta(z-z_0)^2/2} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где отстройка от брэгговского резонанса равна $\delta = k_0\sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_0 - \pi/d + \beta(z - z_0)$. Отсюда видно, что особенностью чирпированной диэлектрической структуры является существование локальных запрещенных областей не только в частотном и угловом спектре, но и вдоль продольной координаты z – так называемый локальный ФБ.

Во втором параграфе на примере световых пучков с широкой апертурой ($\Delta k_{x,b} \ll \Delta k_{x,B}$) показано, что отражение пространственных спектральных компонент оптического излучения происходит от локальных ФБ, находящихся внутри ПС (см. Рис. 3). В случае, если $\kappa l \geq 3$, где $l = \kappa^2/|\beta|$ – размер ФБ, то величина сдвига Гуса-Хенхен при отражении от барьера определяется формулой Артмана: $\Delta_{AB} = 2d_{\text{эфф}} \operatorname{tg} \theta_0$ при $d_{\text{эфф}} = 1/2\kappa$ – эффективная глубина проникновения.

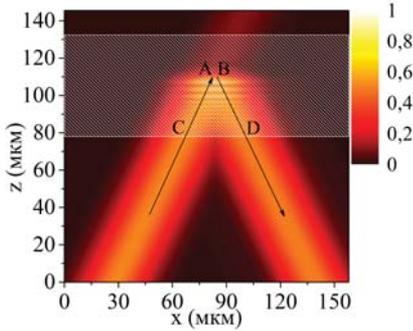


Рис. 3 — Отражение широкого светового пучка ($a/\lambda = 15$) от ФБ, расположенного внутри ПС ($\alpha = 20$ мкм/см, $n_1 = 1.6$ и $n_2 = 1.4$, $L = 50$ мкм, $l_{\text{фб}} = 8$ мкм), $\Delta_{AB} = 1.92$ мкм, $\Delta_{CD} \approx 35$ мкм. Периодическая среда заштрихована, стрелками показано направление распространения.

Таким образом, общее боковое смещение отраженного пучка на передней грани ПС складывается из сдвига Гуса-Хенхен ($\Delta_{AB} = 1.92$ мкм, Рис. 3) и сдвига, связанного с распространением светового излучения в области прозрачности структуры ($\Delta_{CD} \approx 35$ мкм, Рис. 3). Из приведенных оценок следует, что на фоне общего сдвига пучка сдвигом Гуса-Хенхен можно пренебречь, за исключением приповерхностного слоя.

В третьем параграфе численно исследуется фокусировка и дефокусировка отраженных пучков.

Определяя боковой сдвиг излучения в плоскости $z = 0$ по формуле $\Delta_{CD} = -d\varphi_r/dk_x$, где φ_r — фаза коэффициента отражения квазипериодической структуры, и, используя соотношения между продольной (k_z) и поперечной (k_x) составляющими волнового вектора ($k^2 = k_z^2 + k_x^2$), получим следующие приближенные формулы для бокового сдвига и фазовой модуляции спектральных компонент пучка

$$-\frac{d\varphi_r}{dk_x} = \frac{2k_x(k_z - k_0)}{k_z\beta} = 2z \operatorname{tg} \theta, \quad (5a)$$

$$-k \frac{d^2\varphi_r}{dk_x^2} = \frac{2}{\beta} \left(\frac{k_0}{\cos^3 \theta} - k \right) \quad (5б)$$

где θ — текущий угол, $k_0 = \pi/d$. Из полученных формул можно сделать вывод, что в плоскости $z = 0$ формируется световой пучок с увеличенной апертурой, спектральные компоненты которого имеют характерный линейный боковой сдвиг. Легко видеть, что боковой сдвиг (формула (5а)) также имеет геометрический смысл и не зависит от знака β . При этом знак в выражении (5б) зависит от β , что определяет кривизну волнового фронта отраженного пучка: отрицательная угловая дисперсия — сходящийся, положительная — расходящийся.

Отражение световых пучков с небольшой апертурой ($\Delta k_{x,b} \geq \Delta k_{x,B}$) и фазовой модуляцией сопровождается увеличением области взаимодействия светового излучения и ПС, при этом происходит искажение профиля пучка и его волнового фронта. На Рис. 4а показан случай сходящегося вол-

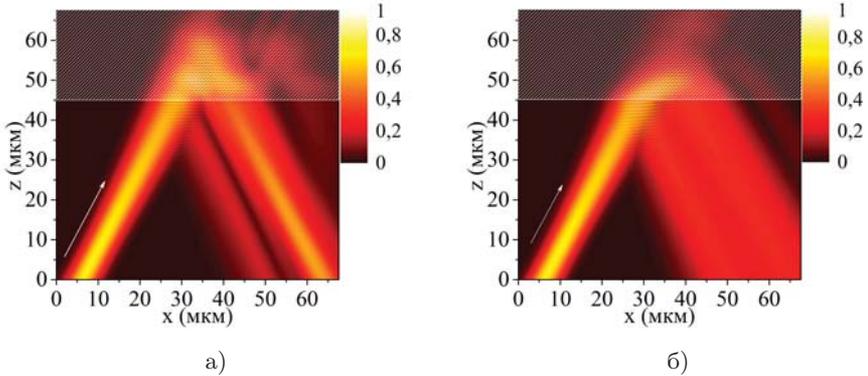


Рис. 4 — а) Фокусировка отраженного узкого пучка ($a/\lambda = 5$) от чирпированной ПС: $\alpha = -20$ мкм/см. б) Дефокусировка отраженного узкого пучка ($a/\lambda = 5$) от чирпированной ПС: $\alpha = 20$ мкм/см.

нового фронта. Наряду с фокусировкой части отраженного пучка наблюдаются дополнительные отражения пучка в толще среды и более сложная структура поля в области его формирования. При изменении знака α световой пучок после отражения от квазипериодической структуры приобретет фазовый фронт, соответствующий расходящемуся пучку, а его профиль уширится. При дальнейшем распространении в свободном пространстве такой пучок продолжит дифрагировать (см. Рис. 4б).

Эффективность применения чирпированных объемных структур для трансформации световых пучков зависит от точности согласования характеристик угловой дисперсии устройств сжатия и растяжения. Поскольку зависимость дисперсии от угла в чирпированных структурах нелинейна, это ограничивает использование узких световых пучков с большой угловой расходимостью. Таким образом, точное согласование возможно для достаточно широких пучков.

В **четвертой главе** исследуется распространение электромагнитного излучения в \mathcal{PT} -симметричных периодических структурах в линейном приближении со следующей зависимостью показателя преломления от координаты распространения z

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon_R \cos\left(\frac{2\pi}{d}z\right) \pm i\Delta\varepsilon_I \sin\left(\frac{2\pi}{d}z\right), \quad (6)$$

где $\Delta\varepsilon_R$ и $\Delta\varepsilon_I$ — амплитуды изменения вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости соответственно. Знак перед последним слагаемым зависит от выбора входной грани ПС. При такой зависимости диэлектрической проницаемости уравнениях связанных волн будут иметь следу-

ющий вид:

$$\begin{aligned} +i\left(\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial t}\right) + (\kappa \pm g)A_2 &= 0; \\ -i\left(\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial t}\right) + (\kappa \mp g)A_1 &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\kappa = k_0 \Delta \varepsilon_R / 4 \sqrt{\varepsilon_0}$ – параметр брэгговской связи, $g = k_0 \Delta \varepsilon_I / 4 \sqrt{\varepsilon_0}$ – коэффициент связи, вызванный присутствием дополнительного профиля поглощения и усиления.

Выбор знака в системе уравнений (7) определяется тем, на какую грань ПС падает световая волна – так называемый эффект несимметричного прохождения. Другой особенностью \mathcal{PT} – симметричных ПС является возможность генерации электромагнитного излучения в режиме когда \mathcal{PT} – симметрия нарушена. Для ПС конечной длины пороговое значение перехода к абсолютной неустойчивости в \mathcal{PT} – симметричных ПС конечной длины при $\delta = 0$ выражается в виде:

$$g_{\text{пор}} = \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\pi}{2L}\right)^2} \quad (8)$$

Здесь первое слагаемое характеризует потери в виде отраженного излучения, а второе слагаемое – потери, связанные с прохождением.

В *первом параграфе*, используя метод матриц переноса, определены механизмы несимметричного прохождения светового излучения в \mathcal{PT} – симметричных ПС при различных уровнях усиления и поглощения.

При падении на номинальную правую грань ПС максимумы светового поля, образованные суперпозицией прямой и обратной волн, располагаются в слоях с усилением, а минимумы с поглощением. В результате отраженное и прошедшее излучение усиливается. Когда параметр $g = \kappa$, усиление прямой волны полностью компенсирует перекачку энергии в обратную волну (или по-другому компенсирует брэгговское отражение). Вследствие этого, амплитуда прямой волны не затухает и имеет постоянную величину на всей длине ПС. Обратная волна, в этом случае, линейно усиливается вдоль координаты z как $2\kappa(z - L)$. Увеличение параметра усиления и поглощения до уровня $\kappa < g < g_{\text{пор}}$ сопровождается тем, что система становится конвективно неустойчива и амплитуды обеих волн растут.

Другая ситуация складывается при падении оптического излучения на левую грань ПС. Здесь максимумы светового поля располагаются в слоях с поглощением, и при таком расположении максимумов и минимумов светового поля прямая и обратная волны поглощаются. В результате взаимодействие между волнами уменьшается, что приводит к сокращению амплитуды стоячей волны. Это, в свою очередь, вызывает рост амплитуды прямой волны. По мере роста прямой волны все большее влияние на процесс прохождения оказывают слои с усилением. Данный суммарный эффект хорошо наблюдается в особой точке, когда $g = \kappa$. В этом режиме

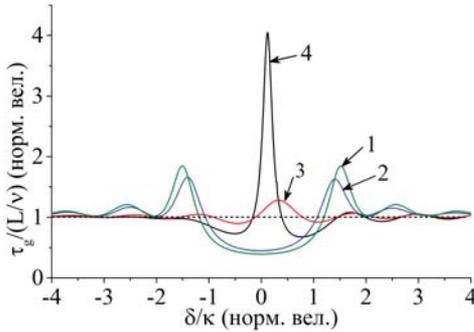


Рис. 5 — Временные задержки в \mathcal{PT} – симметричной ПС при разных параметрах g : 1) 0; 2) 0.5κ ; 3) 1κ ; 4) 1.1κ . Пунктиром показано время задержки при прохождении оптическим излучением однородной среды той же длины L .

обратная волна, фактически, не возбуждается и, соответственно, конструктивная интерференция отсутствует. Как результат, прямая волна распространяется без затухания. Увеличение параметра усиления и поглощения до уровня $\kappa < g < g_{\text{пор}}$ сопровождается тем, что совместное действие и поглощающих слоев, и усиливающих слоев приводит к смещению максимумов светового поля в активные слои. В этом случае и прямая, и обратная волны усиливаются.

Из Рис. 5 легко видеть, что с увеличением параметра g растет и время задержки в запрещенной полосе τ_g . При $g = \kappa$ и $\delta = 0$ время задержки совпадает с задержкой оптического излучения, распространяющегося в однородной среде длиной L (см. Рис. 5, кривая 3). В режиме конвективной неустойчивости, когда $\kappa < g < g_{\text{пор}}$ (см. Рис. 5, кривая 4), τ_g продолжает расти, достигая максимума в точке $\delta = 0$. При $g = g_{\text{пор}}$ время задержки стремится к бесконечности ($g_{\text{пор}} = 1.2\kappa$).

Увеличение времени задержки с ростом параметра усиления и поглощения напрямую связано с запасением энергии внутри ПС. Однако здесь, в отличие от пассивной системы, вместе с запасением энергии входного излучения имеет место дополнительный вклад энергии за счет наличия в ПС слоев с активным материалом. Это и обуславливает рост времени задержки с увеличением параметра g .

Во втором параграфе рассмотрены основные особенности прохождения световых импульсов в квази – \mathcal{PT} – симметричных структурах. Поскольку условие \mathcal{PT} – симметрии выполняется только для отдельных частот, распространение импульсов исследовалось для таких активных сред, в которых частотное распределение атомных резонансов характеризуется достаточно малым поперечным временем релаксации $T_2^* \sim 10^{-12}$ сек и наблюдается сильное подавление частотной дисперсии. Минимальная длительность светового импульса τ_0 , для которой квази – \mathcal{PT} – симметрия имеет место, удовлетворяет условию $\tau_0 \gg T_2 \gg T_2^*$, где T_2 – продольное время релаксации.

Как уже было показано в предыдущих главах, процесс прохождения световых импульсов через ПС во многом определяется соотношением ши-

рины запрещенной полосы и ширины частотного спектра импульса. Данный вывод также справедлив и в отношении \mathcal{PT} – симметричной ПС. Тем более, что основные эффекты, связанные с \mathcal{PT} – симметричной зависимостью диэлектрической проницаемости, относятся именно к запрещенной полосе. Однако наравне с этим на прохождение световых импульсов в таких структурах влияют также текущее состояние \mathcal{PT} симметрии системы и выбор входной грани.

При падении на активную ПС импульсного сигнала большой длительности ($\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$) распределение полного поля оптического излучения в периодической среде аналогично распределению, изображенному на Рис. 1б, а при падении короткого светового импульса ($\Delta\omega_p \gg \Delta\omega_B$) структура поля в среде соответствует распределению, показанному на Рис. 1а. В последнем случае, поскольку часть спектральных компонент входного импульса находится вне запрещенной полосы и значительна величина частотной дисперсии, то профили прошедших и отраженных импульсов испытывают сильные искажения.

Падение импульса на правую грань сопровождается усилением отраженного излучения, а при левом падении, наоборот, его поглощением. В режиме конвективной неустойчивости ($\kappa < g < g_{\text{пор}}$) искажения профилей отраженных и прошедших импульсов связаны с ростом времени задержки в окрестности брэгговской частоты.

В третьем параграфе рассмотрены особенности прохождения света через активные чирпированные структуры, в которых зависимость диэлектрической проницаемости ПС имеет вид:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon_R \cos\left(\frac{2\pi}{d}z + \frac{1}{2}\beta(z - z_0)^2\right) + i\Delta\varepsilon_I \sin\left(\frac{2\pi}{d}z + \frac{1}{2}\beta(z - z_0)^2\right).$$

Квадратичная зависимость диэлектрической проницаемости от координаты z не удовлетворяет условию \mathcal{PT} – симметрии. Тем не менее, характерные для \mathcal{PT} – симметричных структур свойства сохраняются.

В подобных активных квазипериодических ПС также имеют место локальные ФБ, в которых прохождение плоской волны эквивалентно туннелированию в ПС с постоянным периодом. Важным является тот факт, что в квазипериодической структуре усиление каждой спектральной компоненты отраженного сигнала имеет место только в соответствующем ФБ. Вне барьера распределение максимумов светового поля не соответствует расположению активных слоев. В результате происходит равномерное усиление разных спектральных компонент сигнала, что позволяет сохранить гауссовый профиль и фазовую модуляцию отраженного импульса. Это, в свою очередь, дает возможность производить усиление отраженного сигнала как на этапе растяжения, так и сжатия.

На Рис. 6 для сравнения показаны отражательные спектральные характеристики данной структуры с параметрами $g = 0$ и $g = \kappa$. ФБ в пассив-

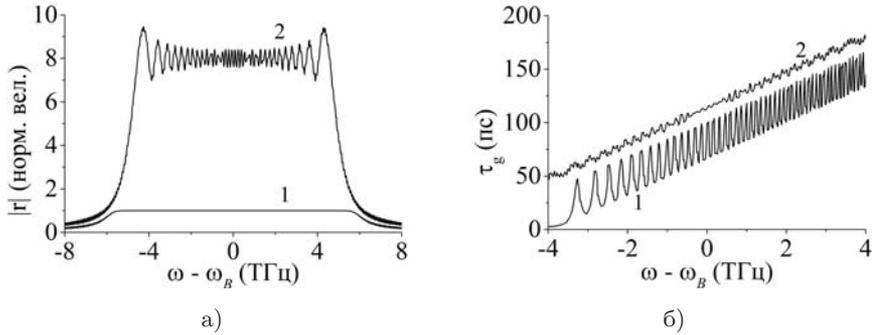


Рис. 6 — а) Коэффициенты отражения и б) времена задержек ПС с параметрами $L = 1.5$ см, $\sqrt{\varepsilon_0} = 1.4$, $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 2 \times 10^{-3}$, $\kappa = 2300$ м⁻¹, $\alpha = 4$ нм/см и разными значениями параметра g : 1) $g = 0$; 2) $g = \kappa$, при падении светового излучения на квазипериодическую структуру справа.

ном случае имеет длину ($\kappa l_{\text{ФБ}} \approx 3$) достаточно большую для того, что бы прохождение было мало, а $|r| = 1$ (Рис. 6а, 1). Это, также, обуславливает сильные осцилляции времени задержки, которые возникают при переотражении различных спектральных компонент между правой границей ПС и фотонными барьерами. Усиление светового излучения при прохождении через структуру с $g = \kappa$ приводит к тому, что $|r| > 1$ (Рис. 6а, 2). В этом случае отсутствие затухания прямой волны в ФБ вызывает дополнительные переотражения оптического излучения между барьером и левой гранью ПС. Результатом переотражений в правой и левой полостях структуры являются характерные аperiodические осцилляции профиля коэффициента отражения, а также ослабление амплитуды колебаний времени задержки по сравнению с временем задержки пассивной квазипериодической среды (Рис. 6б, 1 и 2).

В **пятой главе** исследуется прохождение электромагнитного излучения в \mathcal{PT} – симметричных ПС со следующей зависимостью показателя преломления n от z :

$$n(z) = n_0 + \Delta n_R \cos\left(\frac{2\pi}{d}z\right) \pm i\Delta n_I \sin\left(\frac{2\pi}{d}z\right) + n_2 |E|^2 + \Delta n_2 \cos\left(\frac{2\pi}{d}z\right) |E|^2. \quad (9)$$

Первое слагаемое в этом выражении отвечает среднему значению показателя преломления среды, а последующие соответствуют малым возмущениям n_0 . Второе слагаемое описывает изменения показателя преломления вдоль координаты z с периодом d . Третье слагаемое с Δn_I обозначает изменение мнимой части показателя преломления. Четвертое и пятое слагаемые учитывают зависимость показателя преломления от интенсивности падающего излучения: n_2 – среднее значение показателя нелинейности; Δn_2 – величина модуляции показателя нелинейности вдоль ПС.

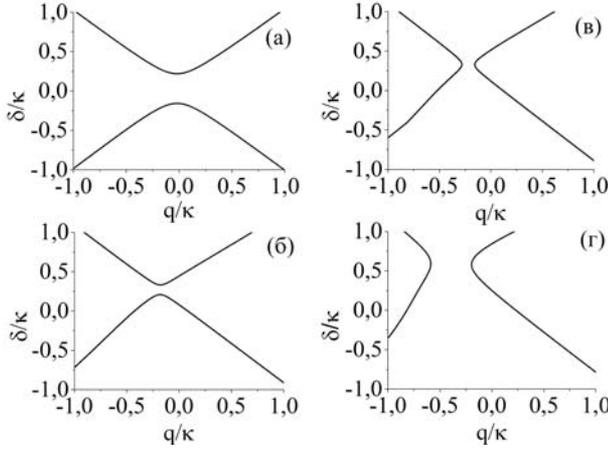


Рис. 7 — Дисперсионные характеристики нелинейной \mathcal{PT} -симметричной ПС ($n_0 = 3.6$, $\kappa = 1000 \text{ м}^{-1}$, $g = 980 \text{ м}^{-1}$, $n_2 = 2 \times 10^{-17} \text{ м}^2/\text{Вт}$, $\Delta n_2 = 2 \times 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$) в зависимости от мощности падающего излучения: а) $P_0 = 25 \text{ МВт}/\text{см}^2$; б) $9P_0$; в) $11P_0$; г) $20P_0$.

При такой пространственной зависимости показателя преломления уравнения связанных волн имеют вид:

$$\begin{aligned}
 &+i\left(\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial t}\right) + (\kappa \pm g)A_2 + \gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 \\
 &\quad + \xi(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 + \xi A_1^2 A_2^* = 0; \\
 &-i\left(\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial t}\right) + (\kappa \mp g)A_1 + \gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 \\
 &\quad + \xi(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 + \xi A_2^2 A_1^* = 0,
 \end{aligned} \tag{10}$$

где $\kappa = \Delta n_R \omega / c$ — параметр брэгговской связи, $g = \Delta n_I \omega / c$ — коэффициент связи, вызванный присутствием дополнительного профиля поглощения и усиления, $\gamma = n_2 \omega_0 / c$ и $\xi = \Delta n_2 \omega_0 / c$ — параметры, отвечающие за фазовую самомодуляцию.

В первом параграфе теоретически показана возможность перехода рассматриваемой нелинейной системы между состояниями \mathcal{PT} -симметрии. На Рис. 7 показаны дисперсионные соотношения для брэгговских структур с модулированной дефокусирующей нелинейностью ($\gamma \neq 0$, $\xi \neq 0$) при различных значениях мощности падающего излучения. Как видно из рисунка, при относительно небольшом уровне интенсивности падающего излучения влияние нелинейности практически отсутствует. Увеличение мощности падающего излучения до уровня $P_0 = 25 \text{ МВт}/\text{см}^2$ приводит к смещению частоты брэгговского резонанса в сторону более высоких частот и уменьшению ширины запрещенной зоны (см. Рис. 7б). Затем при превышении некоторой величины мощности излучения происходит нарушение

\mathcal{PT} – симметрии (см. Рис. 7в). Дальнейший рост интенсивности падающего излучения до $20P_0$ сопровождается увеличением расстояния между дисперсионными кривыми (см. Рис. 7г).

В структуре с модулированной фокусирующей нелинейностью ($\gamma > 0$, $\xi > 0$) увеличение мощности оптического излучения, наоборот, позволяет вывести систему из режима нарушенной \mathcal{PT} – симметрии и сместить запрещенную полосу в низкочастотную область спектра.

Во втором параграфе установлены основные характеристики оптической бистабильности \mathcal{PT} – симметричной ПС с модуляцией керровской нелинейности и в ее отсутствие. Расчетные величины ПС соответствовали параметрам, которые использовались при расчете нелинейных дисперсионных кривых. Длина периодической среды составляла $L \approx 7$ мм.

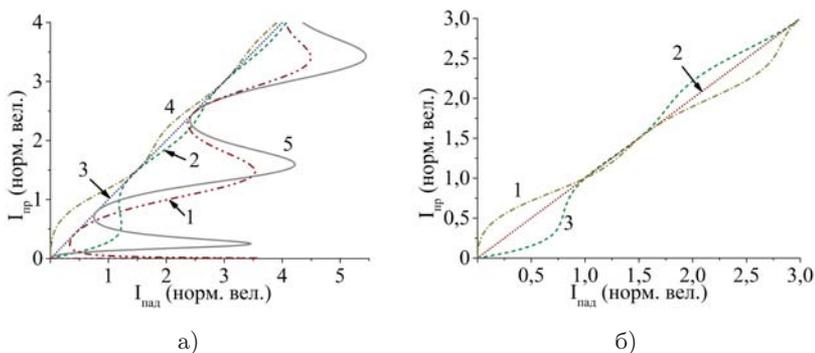


Рис. 8 — Передаточные характеристики при падении оптического излучения на левую грань \mathcal{PT} -симметричной ПС а) без модуляции нелинейности: $\gamma < 0$, $\xi = 0$, $\delta/\kappa = 0$: 1) $g/\kappa = 0.8$; 2) 0.98; 3) 1; 4) 1.02; 5) 0 и б) с модуляцией нелинейности: 1) $\gamma < 0$, $\xi < 0$, $\delta/\kappa = 0$, $g/\kappa = 0.98$; 2) реперная прямая; 3) $\gamma > 0$, $\xi > 0$, $\delta/\kappa = 0$, $g/\kappa = 1.02$.

В отсутствие модуляции нелинейности зависимость интенсивности прошедшего излучения ($I_{\text{пр}}$) от интенсивности падающего излучения ($I_{\text{пад}}$) хорошо поясняет основные свойства оптической бистабильности при падении на разные входные грани ПС, и при различных соотношениях между параметрами g и κ . На Рис. 8а изображены передаточные характеристики, рассчитанные при падении оптического излучения на ПС с дефокусирующей нелинейностью ($\gamma < 0$, $\xi = 0$). Частота падающего излучения соответствовала частоте брэгговского резонанса ($\delta = 0$). Как видно из графиков, в режиме $g < \kappa$ передаточные характеристики обладают свойственной для пассивных ПС мультистабильностью. Основное влияние профиля поглощения и усиления на оптическую бистабильность состоит в уменьшении обратной связи между встречными волнами. Данный эффект иллюстрируются кривыми 1 и 2, на которых заметно сокращение петли гистерезиса.

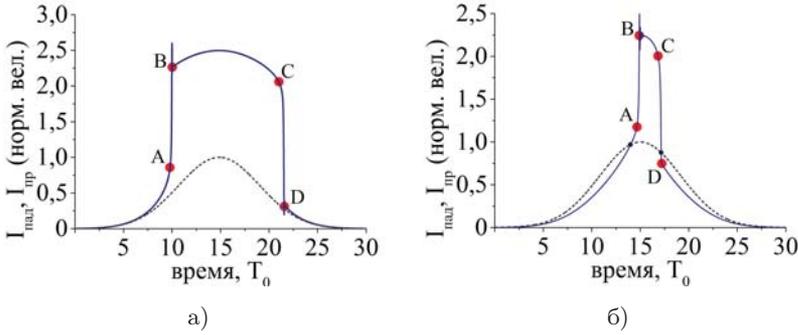


Рис. 9 — Профили падающего (пунктирная линия), прошедшего (сплошная) импульсов при падении на левую грань \mathcal{PT} – симметричной ПС с дефокусирующей нелинейностью: а) $g/\kappa = 1.02$, $\gamma/\kappa = -0.2$, $\xi/\kappa = 0$, $\delta/\kappa = 0.4$, $\kappa L = 6$; б) $g/\kappa = 0.98$, $\gamma/\kappa = -0.2$, $\xi/\kappa = -0.02$, $\delta/\kappa = 0.4$, $\kappa L = 5$. $T_0 = 2L/v$.

При адиабатическом увеличении мощности падающей световой волны передаточная характеристика позволяет косвенно наблюдать за изменением состояний \mathcal{PT} – симметрии. На Рис. 8б показаны передаточные характеристики при падении оптического излучения на левые грани структур с разными типами керровской нелинейности. Соответствующая фокусирующей нелинейности ($\gamma > 0$, $\xi > 0$) кривая 1 на начальном участке располагается над реперной прямой в допороговом режиме ($g/\kappa = 1.02$). С ростом мощности входного излучения кривая проходит через реперную прямую, а затем оказывается в области под ней, где \mathcal{PT} –симметрия не нарушена. Для структур с дефокусирующей нелинейностью ($\gamma < 0$, $\xi < 0$) имеет место обратная ситуация: при некотором значении входной мощности наблюдается индуцированный нелинейностью переход из области с $g < \kappa$ в область с $g > \kappa$ (см. Рис. 8б кривая 3).

В последнем параграфе рассмотренно оптическое переключение в нелинейных \mathcal{PT} – симметричных ПС в нестационарном режиме.

На Рис. 9 изображены результаты прохождения оптических импульсов через активные ПС. Расчетные величины ПС подбирались в соответствии с параметрами, которые использовались при расчете кривых бистабильности в стационарном режиме. Прямым следствием того, что в активной системе с увеличением параметра g уменьшается обратная связь между встречными волнами, является рост порога переключения между уровнями пропускания, а также уменьшение длительности релаксационных колебаний по сравнению с пассивной структурой. При прохождении через ПС без модуляции керровской нелинейности наиболее интересен режим конвективной неустойчивости ($\kappa < g < g_{\text{пор}}$), который характеризуется тем, что с некоторого порогового значения амплитуда прошедшего импульса резко возрастает (отрезок AB , Рис. 9а).

В случае \mathcal{PT} – симметричных ПС с модуляцией керровской нелинейности нестационарные решения также позволяют обнаруживать индуцированные нелинейностью переходы между состояниями \mathcal{PT} – симметрии. Как видно из Рис. 9б, при прохождении светового импульса через ПС с дефокусирующей керровской нелинейностью $\xi < 0$ интенсивность прошедшего импульса на начальном этапе была меньше интенсивности входного излучения, что соответствует состоянию $g > \kappa$. С увеличением интенсивности входного импульса диэлектрический контраст ПС снижается, и в результате, при некоторой пороговой интенсивности система скачком переходит в режим конвективной неустойчивости, которая характеризуется усилением выходного излучения. Снижение интенсивности входного импульса до уровня $I_{\text{пад}} = 0.8$ переводит ПС обратно в состояние с ненарушенной \mathcal{PT} – симметрией (переходы указаны черными кружками).

В **Заключении** приведены основные результаты работы, которые состоят в следующем:

1. В случае, когда ширина углового спектра пучка гораздо меньше ширины запрещенной полосы, выполняется режим чистого туннелирования, при котором большая часть энергии пучка аккумулируется в слое размером $\sim 1/\kappa$, и наблюдается насыщение величины бокового сдвига прошедшего пучка. Уменьшение входной апертуры пучка до уровня, когда ширина углового спектра пучка сравнима или больше ширины запрещенной полосы периодической структуры, приводит к нарушению квазистатического режима туннелирования и насыщение бокового сдвига прекращается.
2. Боковые сдвиги световых пучков, обладающих сходящимся (расходящимся) волновым фронтом, определяются суммарной фазой коэффициента прохождения структуры и фазой самого пучка. Такое сложение фаз приводит к тому, что боковые сдвиги для спектральных компонент на краях запрещенной полосы оказываются различными и пучок распадается на два субпучка, имеющих различную пространственную структуру и направление распространения.
3. Отражение светового пучка с узким угловым спектром от чирпированной ПС сопровождается тем, что общий боковой сдвиг складывается из сдвига Гуса–Хенхен, возникающего при отражении от ФБ в толще ПС, и сдвига, связанного с распространением излучения в области прозрачности квазипериодической структуры. Отражение разных спектральных компонент пучков с широким угловым спектром происходит от ФБ, расположенных в разных точках ПС, в результате чего происходит уширение профиля отраженного светового пучка и появляется фазовая модуляция его спектра.

4. Несимметричное прохождение электромагнитного излучения в периодических \mathcal{PT} – симметричных структурах является результатом согласованного расположения максимумов светового поля и слоев с усиливающим или поглощающим материалами. Когда уровень поглощения и усиления соответствует особой точке, а максимумы светового поля располагаются в слоях с усилением, то брэгговское отражение полностью компенсируется. В этом случае амплитуда прямой волны имеет постоянную величину, а обратная волна линейно усиливается на всей длине ПС. Когда максимумы поля находятся в слоях с поглощением, прямая и обратная волны поглощаются. В результате взаимодействия между волнами снижается, что приводит к уменьшению амплитуды стоячей волны, и прямая волна распространяется без затухания.
5. В \mathcal{PT} – симметричных периодических структурах с модуляцией керровской нелинейности возможны переходы между состояниями \mathcal{PT} – симметрии, которые возникают вследствие изменения показателя преломления под действием интенсивного светового поля при постоянном уровне поглощения и усиления. Зависимость прошедшего излучения от падающего позволяет наблюдать переходы между состояниями симметрии в нелинейных ПС конечной длины как в стационарном, так и в нестационарном режимах.
6. Свойства оптической бистабильности в \mathcal{PT} – симметричных периодических структурах в значительной степени зависят от уровня усиления и поглощения, а также от направления распространения излучения в среде. Главным образом, влияние \mathcal{PT} – симметричного изменения диэлектрической проницаемости на бистабильность до порога нарушения симметрии заключается в несимметричном по отношению к входным граням уменьшении обратной связи между встречными волнами, а в режиме конвективной неустойчивости состоит в ее увеличении.

Публикации автора по теме диссертации

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

1. *Komissarova M. V., Marchenko V. F., Shestakov P. Y.* \mathcal{PT} -symmetric periodic structures with the modulation of the Kerr nonlinearity // *Physical Review E*. — 2019. — Vol. 99, no. 4. — P. 042205.
2. *Козарь А. В., Марченко В. Ф., Шестаков П. Ю.* Отражение световых пучков от chirпированной диэлектрической плоскостной структуры // *Квантовая Электроника*. — 2017. — Т. 47, № 8. — С. 762–766.

3. Бобков Н. А., Марченко В. Ф., Захарова И. Г. Шестаков П. Ю. Туннелирование световых пучков в слоистой структуре с периодически меняющимся показателем преломления // Радиотехника и Электроника. — 2016. — Т. 61, № 3. — С. 252–257.

Тезисы докладов в сборниках конференций:

4. Marchenko V. F., Zakharova I. G., Shestakov P. Y. Short light pulse tunneling in the forbidden gap of a 1D photonic crystal // ICONO\LAT 2013 : Book of Abstracts (Moscow, June 18–22, 2013). — Moscow, 2013. — P. IWP36.
5. Marchenko V. F., Zakharova I. G., Shestakov P. Y. Light beam tunneling in 1D photonic crystal // International Conference «Days on Diffraction 2014» : Book of Abstracts (Saint-Petersburg, May 26–30, 2014). — Saint-Petersburg, 2014. — P. 63.
6. Марченко В. Ф., Шестаков П. Ю. Туннелирование чирпированных импульсов в запрещенной полосе фотонного кристалла // Труды XIV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» : Сборник тезисов (Красновидово, 26–31 мая 2014). — Москва, 2014. — С. 23–25.
7. Марченко В. Ф., Шестаков П. Ю. Отражение и прохождение световых пучков в чирпированной решетке // Труды XV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» : Сборник тезисов (Красновидово, 5–10 июня 2016). — Москва, 2016. — С. 41.
8. Kozar A. V., Marchenko V., Shestakov P. Y. Focusing and defocusing of reflected light beams from chirped dielectric layered structure // Proceedings of International Conference «Days on Diffraction 2017» (Saint-Petersburg, June 19–23, 2017). — Saint-Petersburg, 2017. — Pp. 200–205.
9. Kozar A. V., Marchenko V. F., Shestakov P. Y. The tunneling of the electromagnetic radiation in chirped dielectric structure // XI International Symposium on Photon Echo and Coherent Spectroscopy (PECS-2017) : EPJ Web of Conferences V. 161 (Svetlogorsk, Sept. 16–21, 2017). — Svetlogorsk, 2017. — P. 02024.
10. Kozar A. V., Marchenko V. F., Shestakov P. Y. \mathcal{PT} -symmetric chirped Bragg structures // Proceedings SPIE Photonics Europe. Micro-Structured and Specialty Optical Fibres V (Strasbourg, Apr. 22–26, 2018). — Strasbourg, 2018. — P. 106810L.