

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Шестаков Павел Юрьевич

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

Специальность: 01.04.03
«Радиофизика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва — 2019

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Распространение световых волновых пакетов в запрещенной полосе периодических структур	11
1.1 Туннелирование световых импульсов и пучков	11
1.2 Периодические структуры с линейным изменением периода	14
1.3 $\mathcal{PT}$ – симметричные периодические структуры	18
1.4 Основные уравнения	22
1.5 Численные методы решения	25
Глава 2. Туннелирование волновых пакетов в запрещенной полосе плоскостной периодической диэлектрической структуры	28
2.1 Туннелирование световых импульсов	28
2.2 Туннелирование световых пучков	35
Глава 3. Отражение и туннелирование электромагнитного излучения в плоскостной диэлектрической структуре с линейным изменением периода	44
3.1 Растяжение и сжатие световых импульсов	44
3.2 Отражение широких пучков. Сдвиг Гуса-Хенхен	47
3.3 Фокусировка и дефокусировка гауссовых световых пучков	50
Глава 4. Прохождение и отражение световых импульсов в $\mathcal{PT}$–симметричных периодических структурах	55
4.1 Линейные свойства $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической структуры	55
4.2 Распространение световых импульсов в квази – $\mathcal{PT}$ – симметричных периодических структурах	66
4.3 Отражение световых импульсов от chirpированной структуры с чередующимися поглощением и усилением	71

Глава 5. Бистабильность в $\mathcal{PT}$-симметричных периодических структурах	75
5.1 Переходы между состояниями $\mathcal{PT}$ – симметрии в периодических структурах с модуляцией керровской нелинейности	75
5.2 Бистабильность	78
5.3 Оптическое переключение при прохождении световых импульсов	83
Заключение	90
Список сокращений и условных обозначений	92
Благодарности	93
Публикации автора по теме диссертации	94
Список литературы	96

Введение

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, тонкопленочных, волоконных и т.д.). Нелинейные периодические среды используются в параметрических взаимодействиях, полупроводниковые периодические структуры применяются в высокодобротных 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 генерции 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 модуляцией 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 chirпированных импульсов на основе объемных chirпированных 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 приведен в конце диссертации перед списком литературы.

Объём, структура и краткое содержание работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, списка литературы и заключения. В первой главе представлены обзор современного состояния рассматриваемой в данной диссертационной работе темы исследования, а также вывод основных уравнений. Вторая глава посвящена изучению времени прохождения световых импульсов и боковых сдвигов пучков при туннелировании электромагнитного излучения в запрещенной полосе периодических структур с малым диэлектрическим контрастом. В третьей главе исследуется отражение световых пучков, обладающих широкой и узкой апертурами, при их угловом падении на периодические структуры с линейным изменением периода. Основное внимание здесь уделяется общему боковому сдвигу и фокусировке/дефокусировке

отраженных пучков. В четвертой главе рассматривается распространение электромагнитного излучения в $\mathcal{PT}$ – симметричных периодических структурах в линейном приближении и отмечаются механизмы несимметричного прохождения. В последней главе диссертационной работы изучается прохождение электромагнитного излучения в $\mathcal{PT}$ – симметричных ПС с модуляцией керровской нелинейности и переходы между состояниями $\mathcal{PT}$ – симметрии в таких структурах.

Полный объём диссертации составляет 102 страницы, включая 43 рисунка. Список литературы содержит 95 наименований.

Глава 1. Распространение световых волновых пакетов в запрещенной полосе периодических структур

В настоящей главе представлен обзор современного состояния рассматриваемой в данной диссертационной работе темы исследования, в рамках которой основное внимание уделяется распространению светового излучения в запрещенной полосе периодических структур с постоянным и линейно меняющимся периодом, а также в периодических средах с $\mathcal{PT}$ – симметричным профилем изменения диэлектрической проницаемости.

1.1 Туннелирование световых импульсов и пучков

За последние десятилетия аналогия между туннелированием квантовых частиц и туннелированием электромагнитных волн использовалась в ряде экспериментов для определения времени туннелирования через фотонные барьеры, которые показали аномально малое время групповой задержки τ_g . Формально рассчитанные с помощью полученных значений времени задержки скорости туннелирования ($v_g = L/\tau_g$) превышали скорость света, L – ширина ФБ. Впервые аномально короткое время туннелирования было замечено в квантовой механике, где было показано, что это время туннелирования не зависит от ширины потенциального барьера – так называемый эффект Хартмана (Hartman) [1].

В оптическом диапазоне, в некоторых экспериментах, в качестве ФБ использовались плоскостойкие структуры с периодически меняющимися диэлектрическими проницаемостями [2] или брэгговские волоконные решетки [3]. В работе [3] экспериментальное измерение скорости распространения световых импульсов с гауссовой формой огибающей велось по пикам падающего и протуннелированного импульсов (поскольку профиль протуннелированного импульса сохранялся) и были зарегистрированы «групповые скорости» $v_g = (1.25-2.25)c$, где c – скорость света в вакууме (см. Рис. 1.1в). Если на временной шкале изобразить огибающие импульса, прошедшего через ФБ длиной L (см. Рис. 1.1а, 2) и реперного импульса, прошедшего со скоростью $v_g = c/n_0$ (n_0 – показатель преломления среды) в однородной среде такой же длины (см. Рис. 1.1а, 1), то

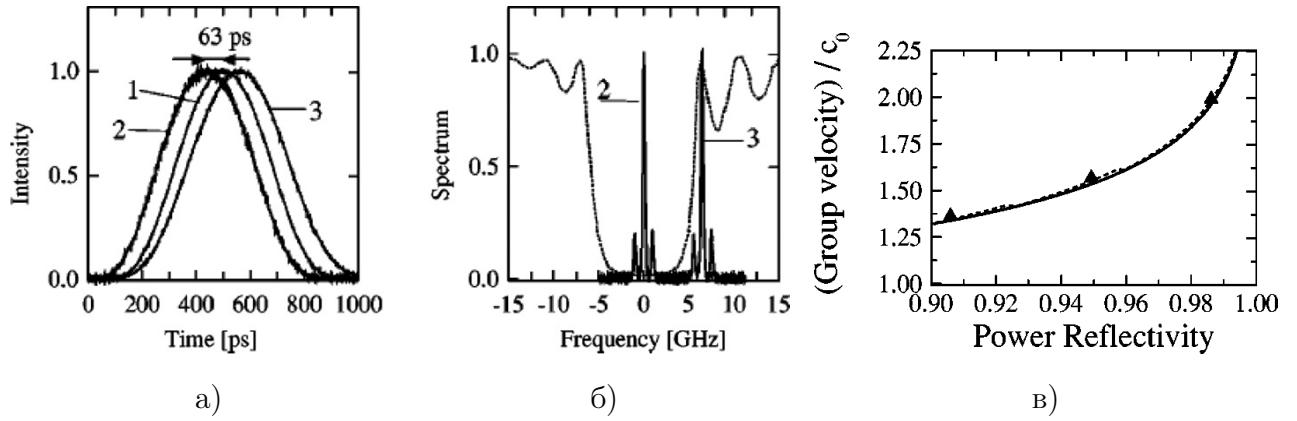


Рисунок 1.1 — Результаты эксперимента [3]. (а) Профили прошедших импульсов: 1) реперный импульс, прошедший в однородной среде; 2) импульс, несущая частота которого соответствует центру запрещенной полосы ПС; импульс с несущей частотой, расположенной в первом максимуме прохождения. (б) Спектры падающих импульсов. (в) Групповая скорость v_g (нормированная на скорость света) в зависимости от уровня отражения в центре запрещенной полосы.

обнаружится, что временная задержка протуннелированного импульса меньше задержки импульса, прошедшего вне фотонного барьера. Данный факт вызвал большое количество критических работ [4—18].

В первой группе этих работ обсуждаются различные эффекты, которые приводят к изменению профиля волнового пакета в барьере, а именно, его искажению [4], затуханию [5], изменению формы (reshaping argument) [6], а также технические ограничения, влияющие на правильное измерение групповой скорости [7].

В следующей группе теоретических работ для объяснения аномально короткой задержки при туннелировании квантовых частиц или электромагнитных волн предложены времена задержек, имеющие различное физическое значение. Здесь важно отметить фазовое время, введенное Вигнером (Wigner) [19], время пребывания квантовой частицы под барьером, введенное Смитом (Smith) [20] и Буттикером (Buttiker) [21]. В работах [8—10] авторы рассмотрели эксперименты, проведенные с макроскопическим ФБ, и отметили, что измеренные времена туннелирования приближенно равны обратной величине несущей частоты падающего излучения, определив, тем самым, так называемое универсальное время.

Третья группа работ посвящена интерпретации процесса туннелирования. Так, в своих работах [11—13] Уинфул (Winful) высказал идею, что аномально малое время туннелирования является эффектом запасаения энергии в барьере

и ее последующим излучением. Было отмечено, что во всех известных экспериментах по туннелированию электромагнитных волн эффект Хартмана наблюдался, когда огибающая входного импульса значительно превышала ширину ФБ, т.е. имел место *квазистатический режим* туннелирования. Измеренные групповые задержки были пропорциональны запасенной в барьере энергии. В результате туннелирование происходит также, как это имеет место при прохождении импульса через резонатор с добротностью $Q = \omega_0 U_{\text{зап}} / P_{\text{вых}}$, где $U_{\text{зап}}$ – запасенная энергия, $P_{\text{вых}}$ – энергия, излученная с обеих сторон ФБ ($P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}}$ если в барьере отсутствуют потери), ω_0 – несущая частота электромагнитного излучения.

Данная интерпретация подвергается критике в работах [15–18], в которых утверждается, что исходя из частотной зависимости фазового времени запасение энергии в фотонном барьере отсутствует. Таким образом, несмотря на большое количество работ, посвященных настоящему вопросу, интерпретация эффекта Хартмана остается до сих пор дискуссионной.

Хотя и существует известная аналогия между описанием временного импульса и пространственного пучка, вопрос о туннелировании световых пучков через ФБ практически не затрагивался в литературе.

При наклонном падении пучка на границу раздела двух однородных диэлектриков в условиях полного внутреннего отражения происходит боковой сдвиг отраженного пучка, известный как сдвиг Гуса–Хенхен [22]. При рассмотрении достаточно широкого пучка как суперпозиции плоских волн, в ходе отражения от границы раздела, каждая из этих волн приобретает дополнительный фазовый сдвиг, зависящий от угла падения. Их последующая интерференция и приводит к сдвигу ограниченного пучка, который в целом сохраняет свой профиль. При падении пучка на слой диэлектрика конечной толщины в условиях нарушенного полного внутреннего отражения (НВПО) наблюдается ряд особенностей. Во-первых, боковой сдвиг получает теперь не только отраженный, но и прошедший пучок. Величина этого сдвига определяет положение выходящего после туннелирования пучка. Во-вторых, величины указанных выше сдвигов Гуса–Хенхен насыщаются по мере увеличения толщины слоя. Эффект насыщения является пространственным аналогом эффекта Хартмана.

Отмеченные выше особенности туннелирования светового пучка наблюдаются и в том случае, когда в качестве фотонного барьера используется слоистая структура с периодически меняющимся показателем преломления. Угол паде-

ния пучка и частота излучения выбираются таким образом, чтобы отражение и прохождение пучка происходило в области одной из запрещенных (брэгговских) полос периодической структуры [23]. Как было отмечено, подобная схема теоретически и экспериментально исследуется в связи с определением групповой скорости туннелирующих временных импульсов. Отметим, что исходный профиль светового пучка сохраняется после туннелирования лишь для пучков, обладающих узким угловым спектром. В то же время, при использовании слоистых структур с малым диэлектрическим контрастом, т.е. обладающих узкими запрещенными полосами, возможны ситуации, при которых угловой спектр входного пучка соизмерим или превышает угловую ширину запрещенной полосы.

Указанные выше особенности туннелирования световых волновых пакетов через фотонные барьеры, образованные периодическими брэгговскими структурами, рассматриваются в главе 2. В частности, в этой главе показана волновая картина туннелирования светового излучения при различных соотношениях ширины частотного или углового спектра оптического излучения и ширины запрещенной полосы. Указаны границы квазистатического режима прохождения, при котором наблюдается насыщение времени задержки для световых импульсов или сдвига Гуса – Хенхен для пучков. Изучено туннелирование световых пучков со сходящимся и расходящимся волновым фронтами. Обнаружено, что боковой сдвиг таких пучков после прохождения может быть отрицательным.

1.2 Периодические структуры с линейным изменением периода

В случае линейной девиации периода структуры, как уже отмечалось ранее, на передний план выходят отражательные характеристики периодической среды (см. Рис. 1.2), благодаря которым чирпированные периодические структуры позволяют эффективно «сжимать» и «растягивать» короткие световые импульсы. Данное свойство позволило применить чирпированные структуры в системах усиления чирпированных импульсов [24], в которых короткие световые импульсы небольшой мощности растягиваются во времени и пространстве. Затем растянутые импульсы усиливаются до мощности немного ниже уровня пробоя усилителя. После стадии усиления импульсы сжимают с помощью устрой-

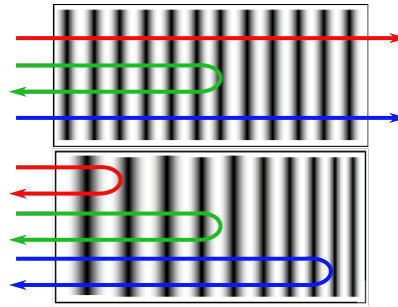


Рисунок 1.2 — Брэгговское отражение от однородной (верхняя) и чирпированной (нижняя) брэгговских периодических структур [25].

ства, которое было использовано для растяжения или подобного диспергирующего элемента, обладающего дисперсионной характеристикой другого знака. Такой подход позволяет избежать нелинейных эффектов и повреждения оптических элементов на стадии усиления.

Традиционно в качестве устройств растяжения/сжатия используются диффракционные решетки [26] и стретчеры Мартинеза [27], обладающие большими возможностями в получении высокоинтенсивных коротких импульсов. Недостатком данной технологии является ограничение в использовании оптических сигналов со средней мощностью порядка десятков ватт. В дополнение, такие устройства сжатия/растяжения громоздки, сложны в юстировке и чувствительны к вибрации.

Волоконные системы усиления чирпированных импульсов являются более надежными в использовании по сравнению с описанными выше и менее требовательны к условиям работы [28]. К недостаткам такого подхода можно отнести ограничение пиковой мощности, достигаемой в волоконных компрессорах, что связано с небольшой апертурой самого волокна. Использование объемных чирпированных брэгговских решеток в качестве устройств сжатия/растяжения позволяет преодолеть ограничение по мощности. Вместе с этим, такие устройства имеют небольшие размеры; монолитное исполнение; одно и то же устройство может быть использовано для сжатия и растяжения, что не требует согласования дисперсионных характеристик. Таким образом, использование чирпированных периодических структур еще больше повышает надежность волоконных систем усиления чирпированных импульсов [25].

Пример подобной системы усиления чирпированных импульсов показан на Рис. 1.3. Установка состоит из волоконного лазера (oscillator), который генерирует импульсы с частотой повторения 40 МГц длительностью 300 фс с несущей длиной волны 1558 нм и средней мощностью 10 мВ. Чирпирования брэгговская

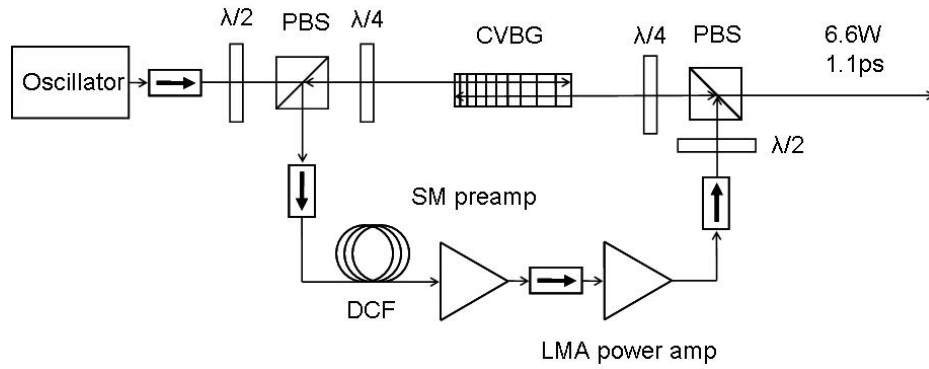


Рисунок 1.3 — Схема применения chirпированной объемной брэгговской решетки в волоконной системе усиления chirпированных импульсов [29].

решетка (CVBG – chirped volume bragg grating), используемая в этом эксперименте, имела поперечную апертуру размером 5 мм на 5 мм и длиной 13 мм. Диаметр пучка составлял при падении на решетку 1 мм. После отражения длительность растянутого импульса составляла ~ 100 пс. До попадания в устройство усиления импульс проходит через стадию компенсации дисперсии (DCF – dispersion compensation fiber). После двух этапов усиления (SM–single mode fiber, LMA–large mode fiber) мощность выходного импульса составляла 15 Вт. Вследствие потерь энергии при прохождении элементов схемы мощность сигнала на входе периодическую структуры снизилась до 9.4 Вт. Длительность отраженного/сжатого импульса составила 1.1 пс, а мощность 6.6 Вт. Потери на этапе отражения связаны с отражательной способностью периодической структуры, которая достигала 70 %.

К настоящему моменту было предложено несколько схем волоконных систем усиления chirпированных импульсов, в которых брэгговские структуры использовались либо на этапе сжатия [30], либо в обеих стадиях трансформации светового импульса [31–34]. Уровень пиковой мощности световых импульсов в таких системах достигает десятка мегаватт [30], а степень растяжения/сжатия сравнима с дифракционными решетками [25].

Воспользуемся и здесь аналогией между световыми импульсами и пространственными пучками на примере сжатия/растяжения световых временных импульсов и фокусировкой/дефокусировкой пространственных пучков в квазипериодических диэлектрических структурах [27; 35]. В качестве примера рассмотрим отражение монохроматического коллимированного пучка от плоскостойкой двухкомпонентной структуры (брэгговского зеркала), в которой период линейно меняется вдоль оси z как $d(z) = d_0 - \alpha(z - z_0)$, где d_0 – период ПС в

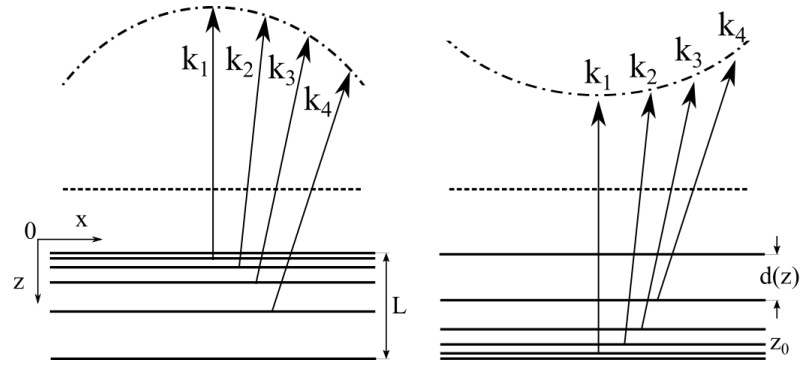


Рисунок 1.4 — Отражение различных спектральных компонент светового пучка от чирпированных периодических решеток: левый рисунок $\alpha > 0$; правый $\alpha < 0$. Пунктиром и пунктиром с точкой показаны профили фазового фронта падающего и отраженного пучка, соответственно, в точке $z = 0$.

точке z_0 (Рис. 1.4). Продольные компоненты волновых векторов плоских волн, образующих поперечный профиль пучка, удовлетворяют условию Брэгга в различных точках структуры $k_z(z) = k_0 + \beta(z - z_0)$, где $k_0 = \pi/d_0$, $\beta = -\alpha\pi/2n_0d_0^2$, n_0 — средний показатель преломления. Нормально падающий широкий пучок, центральная спектральная компонента которого удовлетворяет условию $k(z_0) \approx k_0$, в основном сохранит после отражения поперечный профиль и плоский волновой фронт. Отражение узкого пучка, в спектре которого боковые компоненты играют существенную роль, характеризуется уширением профиля и искажением фазового фронта. Как показано на Рис. 1.4, параметр α определяет знак фазовой модуляции углового спектра пучка. Например, при уменьшении периода вдоль z ($\alpha > 0$) чирпированное брэгговское зеркало ведет себя как среда с отрицательной пространственной дисперсией подобно паре дифракционных решеток [36]. После отражения, распространяясь в среде с положительной дифракцией, пучок будет фокусироваться.

Напомним [37], что в приближении плоских волн отражение временного импульса характерно тем, что различные компоненты частотного спектра приобретают различные времена задержки. В результате происходит увеличение длительности импульса и появляется линейная частотная модуляция. Знак α , определяющий рост или уменьшение частоты внутри импульса, эквивалентен знаку крутизны фазового фронта пространственного пучка.

Если для временных импульсов механизм сжатия — растяжения одинаков как при нормальном, так и при боковом падении на чирпированную периодическую структуру, то для пространственного пучка при отражении возникает боковой сдвиг и более сложная деформация фазового фронта.

Исследование прохождения световых пучков через чирпированные периодические структуры представляет интерес, поскольку: 1) в предложенных схемах усиления чирпированных импульсов на основе чирпированных периодических структур роль дифракционных эффектов значительна [29]; 2) большое влияние на эффективность трансформации профиля световых пучков зависит от пространственного размера и расположения фотонного барьера в периодической среде; 3) фокусировка и дефокусировка светового излучения в таких системах происходит как в метаматериале [38].

Прохождение широких и узких световых пучков при угловом падении на чирпированные периодические структуры рассматривается в главе 3. На примере световых пучков с широкой апертурой показаны общее боковое смещение отраженного пучка и сдвиг Гуса-Хенхен. С помощью геометрического подхода получены приближенные формулы для определения общего бокового сдвига, сдвига Гуса-Хенхен и фазовой модуляции волнового фронта излучения при отражении от квазипериодических структур. Здесь же показана фокусировка и дефокусировка отраженных световых пучков с небольшой апертурой и обсуждается эффективность применения объемных чирпированных структур для фокусировки и дефокусировки светового излучения.

1.3 $\mathcal{PT}$ – симметричные периодические структуры

Во многих оптических устройствах потери, связанные с поглощением оптического излучения, являются нежелательным эффектом. Однако в некоторых случаях при надлежащей компенсации таких потерь, возможно их использование и даже создание новых свойств в известных оптических системах. Например, в длиннопериодных решетках дополнительное усиление мод в оболочке волокна приводит к новым фильтрующим свойствам решетки [39]. Другим ярким примером энергетического баланса между поглощением и усилением могут служить $\mathcal{PT}$ – симметричные оптические системы.

Первоначально понятие $\mathcal{PT}$ – симметрии было рассмотрено в квантовой механике при исследовании свойств квантовых операторов. Из основ квантовой механики известно, что значения энергии E собственных состояний ψ в уравнении Шредингера являются результатом действия оператора полной энергии

$\hat{H}$ на состояния ψ . Так как E являются физически измеряемыми величинами, существенно, чтобы значения E были вещественны.

Поскольку оператор импульса в уравнении Шредингера комплексный и антисимметричный ($\hat{p} = -i\nabla$), отсюда следует, что оператор $\hat{p}^2 = -\nabla^2$ в уравнении Шредингера вещественный и симметричный (эрмитов). Поэтому, *если* потенциал $V(r)$ – вещественная функция по пространству (r – радиус-вектор), то это гарантирует, что все значения энергии E вещественны с гамильтонианом $\hat{H} = \hat{H}^\dagger$, где $\dagger$ – операция эрмитового сопряжения, которая в матричной форме является операциями транспонирования и комплексного сопряжения. Оператор $\hat{H}$ может обладать непрерывной симметрией относительно временных и пространственных трансляций, а также дискретной симметрией, т.е. инвариантен при действии операторов пространственной инверсии $\mathcal{P}$, который определяется в виде: $\mathcal{P}\psi(r, t) = \psi(-r, t)$, и/или обращения времени $\mathcal{T}$: $\mathcal{T}\psi(r, t) = \psi^*(r, t)$, где $\psi(r, t)$ – волновая функция, $*$ – операция комплексного сопряжения.

В работе [40] авторы предположили, что хотя свойство эрмитовости операторов является *достаточным* условием для того, чтобы все возможные значения энергетических состояний были вещественными, но не *необходимым*. Здесь же было показано, что операторы полной энергии, обладающие более слабой симметрией относительно эрмитовости, могут соответствовать вещественным значениям энергетических состояний. Такие операторы обладают $\mathcal{P}$ – симметрией и $\mathcal{T}$ – симметрией, т.е. инвариантны при последовательных преобразованиях четности и обращения времени $\mathcal{PT}\hat{H}\mathcal{PT} = \hat{H}$. Из указанных выше свойств оператора импульса можно сделать вывод, что условие $\mathcal{PT}$ – симметрии определяется видом потенциала. Отсюда легко видеть, что потенциал $\mathcal{PT}$ – симметричный гамильтониана удовлетворяет следующему виду

$$\mathcal{PT}V(r)\mathcal{PT} = V^*(-r). \quad (1.1)$$

Условие $\mathcal{PT}$ – симметрии гамильтониана подразумевает, что потенциал $V(r)$ является комплексной функцией, где вещественная часть – четная, а мнимая часть – нечетная.

Оптические $\mathcal{PT}$ – симметричные системы были предложены на основе математической эквивалентности уравнения Шредингера и волнового уравнения в параксиальном приближении [41; 42]. В этом случае, аналогом комплексного потенциала является диэлектрическая проницаемость, для которой условие $\mathcal{PT}$ – симметрии имеет вид: $\varepsilon(r) = \varepsilon^*(-r)$. Таким образом, вещественная часть

проницаемости – четная функция, а мнимая часть является нечетной

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[\varepsilon(-r)] &= \operatorname{Re}[\varepsilon(r)], \\ \operatorname{Im}[\varepsilon(-r)] &= -\operatorname{Im}[\varepsilon(r)]. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Под последним выражением подразумевается, что $\mathcal{PT}$ – симметричный потенциал в оптике требует наличия в среде одновременно и поглощения, и усиления.

В последнее десятилетие изучение оптических систем, удовлетворяющих условию $\mathcal{PT}$ – симметрии, является одной из привлекательных задач фотоники, что обусловлено новыми возможностями в управлении оптическими сигналами [43–45].

Примером оптической $\mathcal{PT}$ – симметричной системы является плоскостная ПС, в которой наряду с изменением показателя преломления также периодически изменяются величины поглощения и усиления. Обычно пространственная зависимость вещественной части диэлектрической проницаемости аппроксимируется четными гармоническими функциями, а мнимой – нечетными. Взаимодействие прямых и обратных волн в окрестности запрещенной полосы такой структуры имеет ряд особенностей. В частности, в таких структурах наблюдается несимметричное прохождение световой волны: при падении оптического излучения на одну из граней ПС отраженная волна усиливается, а при падении на противоположную грань отраженная поглощается. При определенных условиях возможно полное поглощение отраженного излучения [46; 47]. Эффект полного поглощения экспериментально наблюдался в работах [48; 49].

Другой особенностью рассматриваемой системы является возможность генерации светового излучения при превышении уровня усиления и поглощения определенного порогового значения. Для периодической структуры достаточной длины порог самовозбуждения пропорционален отношению вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости. В этом режиме состояние системы характеризуется нарушенной $\mathcal{PT}$ – симметрией. На основе этого эффекта предложено несколько конструкций $\mathcal{PT}$ – симметричного лазера [50; 51]. В последней работе было также показано, что наряду с генерацией оптического излучения возможно когерентное поглощение падающего на ПС излучения.

В работе [52] было установлено, что усиление отраженного излучения при падении на одну из граней $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической структуры является результатом того, что максимумы светового поля располагаются в активных слоях. Однако общее объяснение эффекта несимметричного отражения

от $\mathcal{PT}$ – симметричных ПС при разных значениях параметра усиления и поглощения, а также поведение прямой волны в этих режимах, в литературе отсутствует.

В главе 4 с помощью численного метода были получены профили встречных волн и полного поля оптического излучения внутри периодической структуры при различных величинах параметра усиления и поглощения, а также направления распространения. Благодаря этому исследованы механизмы несимметричного отражения. Кроме того, определено пороговое значение параметра усиления и поглощения для перехода $\mathcal{PT}$ – симметричной системы из состояния конвективной неустойчивости к абсолютной, при которой возможно самовозбуждение. В этой же главе предложена чирпированная ПС с чередованием поглощающих и усиливающих слоев. Отмечено, что хотя подобные структуры не удовлетворяют условию $\mathcal{PT}$ – симметрии, они сохраняют характерные для $\mathcal{PT}$ – симметричных структур особенности. Благодаря этому, активные чирпированные периодические структуры могут быть использованы для одновременного усиления и сжатия световых импульсов.

В ряде работ рассматривались эффекты, обусловленные влиянием керровской нелинейности в $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической структуре. Главным образом, эти явления относятся к случаям, когда $\mathcal{PT}$ – симметрия не нарушена. Так, в работе [53] теоретически показана возможность формирования и распространения оптических солитонов. В работах [54; 55] продемонстрировано, что в активных периодических структурах конечной длины возможна оптическая бистабильность. Авторы установили, что с увеличением уровня поглощения и усиления пороговое значение интенсивности переключения между устойчивыми состояниями увеличивается, а также отметили влияние насыщения уровня поглощения и усиления на характеристики бистабильности.

В главе 5 исследованы свойства $\mathcal{PT}$ – симметричных периодических структур с модуляцией керровской нелинейности и показано, что в таких системах возможны переходы от полной $\mathcal{PT}$ – симметрии к нарушенной, а также переходы в обратном направлении. При адиабатическом увеличении мощности входного излучения зависимость прошедшего излучения от падающего позволяет наблюдать подобные переходы в нелинейных периодических структурах конечной длины. Отмечено, что свойства бистабильности в таких системах значительно зависят от величины параметра усиления и поглощения, а также направления распространения. Исследовано прохождение световых импульсов че-

рез подобные активные нелинейные структуры и показаны новые дополнительные свойства в ходе оптических переключений в нестационарных режимах.

1.4 Основные уравнения

В общем случае распространение линейно поляризованного оптического излучения в немагнитной среде описывается волновым уравнением:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (1.3)$$

где c – скорость света в вакууме. Векторы электрического поля E и поляризации P направлены перпендикулярно направлению распространения z . Ограничиваясь линейной и недиспергирующей средой, в которой поляризация имеет вид $P(z, t) = \chi(z)E(z, t)$, а диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(z) = 1 + 4\pi\chi(z)$, где $\chi(z)$ – линейная восприимчивость среды, уравнение (1.3) перепишем в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon(z)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (1.4)$$

Зависимость диэлектрической проницаемости одномерной двухкомпонентной периодической структуры представим в виде [56]:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \sum_{m, m \neq 0} \varepsilon_m e^{i2m\frac{\pi}{d}z}, \quad (1.5)$$

где ε_0 – среднее значение диэлектрической проницаемости, d – период структуры, ε_m – комплексные показатели преломления ($\varepsilon_{-m} = \varepsilon_m^*$). Поскольку рассматривается распространение оптического излучения в ПС в окрестности первого брэгговского резонанса в разложении (1.5) учитываются только члены с $m = \pm 1$. При малых значениях диэлектрического контраста двухкомпонентной слоистой структуры и при отсутствии поглощения (усиления) зависимость диэлектрической проницаемости от z обычно аппроксимируется гармоническим законом

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos\left(\frac{2\pi}{d}z\right). \quad (1.6)$$

Здесь для оценки параметров используют соотношения $\varepsilon_0 \approx (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\Delta\varepsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2$, где $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0$ – диэлектрический контраст, ε_1 и ε_2 диэлектрические проницаемости слоев.

Полное электрическое поле в ПС представим в виде:

$$E(z, t) = A_1(z)e^{-i(\omega_0 t + k_0 z)} + A_2(z)e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + \text{компл. сопр.}, \quad (1.7)$$

где ω_0 – несущая частота, $k_0 = \omega_0 \sqrt{\epsilon_0}/c$, $A_1(z)$, $A_2(z)$ – медленно – меняющиеся комплексные амплитуды прямой и обратной волн, которые удовлетворяют системе *уравнений связанных волн* [57]

$$\begin{aligned} i \frac{1}{\nu} \frac{\partial A_1}{\partial t} + i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa A_2 &= 0; \\ i \frac{1}{\nu} \frac{\partial A_2}{\partial t} - i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa A_1 &= 0, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где $\nu = c/\sqrt{\epsilon_0}$ – фазовая скорость в среде, $\kappa = k_0 \Delta \epsilon / 4 \sqrt{\epsilon_0}$ – параметр брэгговской связи (для плоскостной среды). Необходимо отметить, что используемая гармоническая аппроксимация и сами уравнения связанных волн применимы, когда $\kappa \ll d^{-1}$ [58].

Используя спектральное представление для встречных волн

$$A_{1,2}(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{1,2}(\omega, z) \exp(i(\omega - \omega_0)t) d\omega \quad (1.9)$$

уравнения связанных волн сведем к следующему виду:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} + \delta \tilde{A}_1 + \kappa \tilde{A}_2 &= 0; \\ -i \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} + \delta \tilde{A}_2 + \kappa \tilde{A}_1 &= 0, \end{aligned} \quad (1.10)$$

где $\delta = \sqrt{\epsilon_0}(\omega_0 - \omega_B)/c$ – отстройка от брэгговского резонанса, $\omega_B = \pi c / \sqrt{\epsilon_0} d$ – брэгговская частота.

Решение системы (1.8) с граничными условиями $A_1(\omega, z = 0) = A_{10}$, $A_2(\omega, z = L) = 0$ (L – длина периодической структуры) хорошо известно и имеет вид [59]:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1(\omega, z) &= A_{10} \frac{q \operatorname{ch} q(z - L) + \delta \operatorname{sh} q(z - L)}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL}; \\ \tilde{A}_2(\omega, z) &= A_{10} \frac{-i\kappa \operatorname{sh} q(z - L)}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

где $q = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$. Параметр q характеризует затухание спектральной компоненты электромагнитного излучения внутри брэгговской запрещенной полосы, а

вне нее, при $\kappa > |\delta|$ — частотную или угловую дисперсию (зависимость волнового вектора от угла падения). В граничных точках, определяемых условиями $\delta = \pm\kappa$, формулы (1.11) не имеют особенностей.

Выражения (1.11) позволяют найти коэффициенты отражения и прохождения конечной ПС:

$$\begin{aligned} r(\omega, L) &= \frac{i\kappa \operatorname{sh} qL}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL} = |r(\omega, L)|e^{i\psi_r}, \\ t(\omega, L) &= \frac{q}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL} = |t(\omega, L)|e^{i\psi_t}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

где $\psi_t(\omega) = \operatorname{arctg}(\delta/q \operatorname{th} qL)$, $\psi_r(\omega) = \psi_t(\omega) + \pi/2$.

Возвращаясь к волновому уравнению (1.3) учтем здесь нелинейную поляризацию: $P = P_L + P_{NL}$. В случае, если среда изотропна, нелинейные свойства однородны, а для электрического поля имеет место $E(z, t) = \xi(z) \exp(-i\omega t) + \text{комп. сопр.}$, то кубичный по полю нелинейный отклик можно представить как [60]:

$$P_{NL} = \varepsilon_0(A(\xi \cdot \xi^*)\xi(z) + \frac{1}{2}B(\xi \cdot \xi)\xi^*(z))e^{-i\omega_0 t} + \text{комп. сопр.} \quad (1.13)$$

В данном выражении пренебрегли слагаемыми, ответственными за генерацию третьей гармоники. Постоянные A и B характеризуют нелинейный отклик среды вдали от резонансных частот электронных переходов [57], также предполагается, что A и B вещественны, т.е. не учитывается двухфотонное поглощение.

Подставляя (1.13) в (1.3) пренебрежем производной по времени и учтем только резонансные члены. В результате получим следующую систему нелинейных связанных уравнений

$$\begin{aligned} i\frac{1}{\nu}\frac{\partial A_1}{\partial t} + i\frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa A_2 + \gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 &= 0; \\ i\frac{1}{\nu}\frac{\partial A_2}{\partial t} - i\frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa A_1 + \gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 &= 0, \end{aligned} \quad (1.14)$$

где $\gamma = \omega_0(A + 1/2B)/2\sqrt{\varepsilon_0}c$ — параметр, отвечающий за фазовую кросс- и самомодуляцию, $(A + 1/2B) = \sqrt{\varepsilon_0}n_2$, n_2 — нелинейный показатель преломления.

Полученная система дифференциальных уравнений хорошо известна и широко используется для описания различных нелинейных эффектов, имеющих место в ПС с небольшим диэлектрическим контрастом. Примерами таких эффектов являются бистабильность [61] и солитонный режим распространения оптических импульсов в брэгговских волоконных решетках [62; 63], генерация второй гармоники [64; 65].

1.5 Численные методы решения

Основным методом исследования в диссертационной работе был выбран численный. Это позволило рассмотреть ПС с большим диэлектрическим контрастом, изменением периода, уровнем поглощения и усиления. В данном разделе кратко отмечены используемые в работе численные методы, их особенности и границы применимости. За деталями их теоретического обоснования и практической реализации направим читателя к указанной ниже литературе.

Наиболее часто на практике встречаются два типа одномерных периодических структур: слоистые среды со ступенчатым (кусочно-постоянным) законом изменения диэлектрической проницаемости и среды, у которых $\varepsilon(z)$ изменяется по гармоническому закону. В данной работе для расчета свойств таких периодических структур использовались следующие эффективных численных методов [66—68]:

Метод матриц переноса (ММП) широко используется в оптике и акустике при расчетах свойств одномерных и двумерных периодических слоистых структур. Данный метод является достаточно универсальным и позволяет численно рассчитать дисперсионные и спектральные характеристики как линейных, так и нелинейных периодических структур с любым диэлектрическим контрастом, изменением периода и последовательностью диэлектрических слоев. Также метод дает возможность рассчитать прохождение через ПС оптического излучения с s и p поляризациями [66; 69].

В случае слоистой линейной изотропной структуры задача о распространении света и нахождении частот собственных оптических мод ПС сводится к нахождению «парциальных» амплитудных коэффициентов отражения $R_{j,m}$ для m -ого слоя при падении на него излучения на j -ой частоте. Эти коэффициенты определяются с помощью рекуррентного соотношения Паррата, которое выражает коэффициент $R_{j,m}$ в m -ом слое через величину $R_{j,m+1}$ в нижележащем слое с номером $m + 1$, с граничными условиями $R_{j,N+1} = 0$, где N – номер последнего слоя ПС. Затем, также с помощью рекуррентных формул определяются амплитуды полей прямой и обратных волн в каждом слое ПС [70].

Метод конечных разностей во временной области (finite difference time domain – FDTD) широко используется при решении задач электродинамики [67]. Данный метод позволяет рассмотреть распространение электромагнитного

излучения в структурах со сложной геометрией, а также решать нестационарные и нелинейные задачи.

Метод FDTD относится к большому классу сеточных методов решения дифференциальных уравнений. В настоящей работе использовался базовый алгоритм Йи (Yee) для решения уравнений Максвелла [71]. Для учета эффектов отражения от границ расчетной области используется комбинация метода идеально согласованного слоя (PML – Perfectly Matched Layer) и метода полного и рассеянного полей (TF/SF – Total-field/Scattered-field). Совместное применение PML и TF/SF методов дает возможность сократить вычислительные затраты за счет уменьшения расчетной области.

В случае гармонического изменения $\varepsilon(z)$ в работе использовалось *прямое численное интегрирование уравнений связанных волн* (1.14). Поскольку характеристики данной системы уравнений являются прямыми линиями, применим к этим уравнениям преобразование координат вида [68]:

$$z = \zeta - \tau, \quad \nu t = \zeta + \tau, \quad (1.15)$$

которые преобразуют уравнения (1.14) к следующему виду:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_1}{\partial \zeta} &= -\delta A_1 - \kappa A_2 - \gamma(|A_1| + 2|A_2|)A_1; \\ i \frac{\partial A_2}{\partial \tau} &= -\delta A_2 - \kappa A_1 - \gamma(|A_2| + 2|A_1|)A_2. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Полученная система уравнений (1.16) может быть проинтегрирована с помощью метода Рунге-Кутты с граничными условиями вида: $A_1(z = 0, t) = A_0$, $A_2(z = L, t) = 0$, где A_0 – амплитуда падающего излучения.

Поскольку в диссертационной работе в основном рассматривались ПС с небольшим диэлектрическим контрастом, то в зависимости от решаемой задачи изложенные выше методы комбинировались. В некоторых случаях результаты расчетов, полученные на основе этих методов, совпадали, что служило дополнительной проверкой. К примеру, на Рис. 1.5а показаны коэффициенты отражения ПС, рассчитанные с помощью уравнений связанных волн и ММП, а на Рис. 1.5б представлено сравнение передаточных характеристик нелинейной ПС, полученных аналитически [72] и численно. Легко видеть, что имеет место хорошее совпадение результатов расчетов.

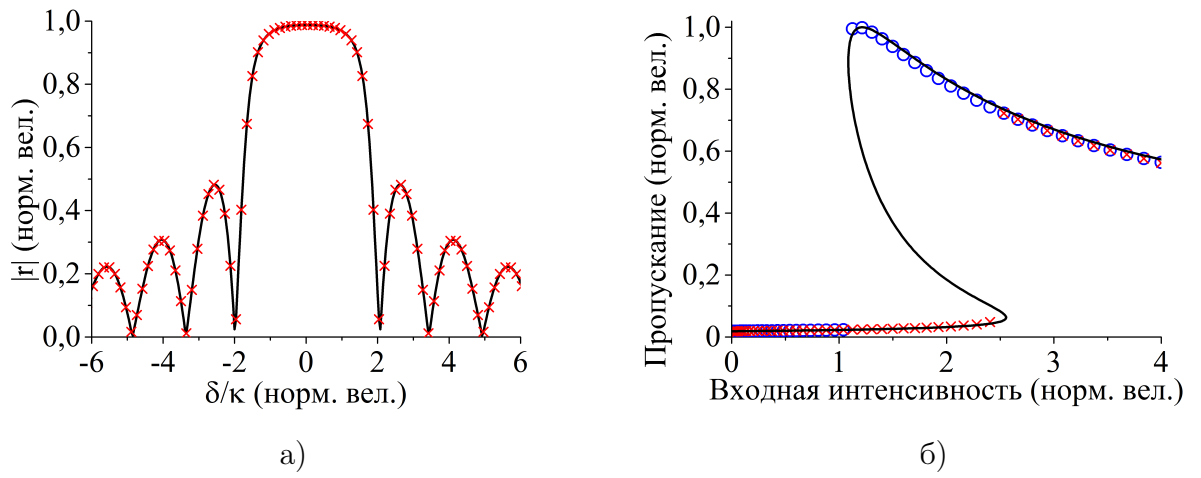


Рисунок 1.5 — (а) Коэффициенты отражения ПС с $\bar{\kappa} = 2$ и $L = 1$, рассчитанные с помощью численного решения уравнений связанных волн (крестики) и ММП (сплошная линия); (б) Пропускание нелинейной ПС в зависимости от входной интенсивности. Нормированные параметры ПС: $\bar{\kappa} = 5$, $\bar{\delta} = 4.75$, $L = 1$, $\bar{\Gamma} = 0.1$. Сплошной линией показана передаточная характеристика, рассчитанная аналитически. Крестиками и кружками показаны численно рассчитанные передаточные характеристики при переключении в состояние с высоким уровнем пропускания (кружки) и обратно (крестики) соответственно.

Глава 2. Туннелирование волновых пакетов в запрещенной полосе плоскостой периодической диэлектрической структуры

В данной главе рассматривается прохождение световых волновых пакетов через фотонные барьеры, образованные периодическими брэгговскими структурами. Показана волновая картина туннелирования светового излучения при различных соотношениях ширины частотного или углового спектров оптического излучения и ширины запрещенной полосы. Указаны границы квазистатического режима прохождения, при котором наблюдается насыщение времени задержки для световых импульсов или сдвига Гуса – Хенхен для пучков. Изучено туннелирование световых пучков со сходящимся и расходящимся волновыми фронтами. Обнаружено, что боковой сдвиг таких пучков после прохождения может быть отрицательным.

2.1 Туннелирование световых импульсов

Перейдем непосредственно к рассмотрению туннелирования оптических импульсов через плоскостойкую диэлектрическую структуру. Пусть на поверхность ПС длиной L по нормали падает импульс с гауссовой формой огибающей: $E(t) = A_0 \exp(-(t - t_0)^2/2\tau_0^2)$, где A_0 – амплитуда, τ_0 – длительность импульса. Несущая частота падающего излучения ω_0 близка к центру брэгговского резонанса, а ширина его спектра $\Delta\omega_p = 2/\tau_0$ значительно меньше ширины запрещенной полосы ПС $\Delta\omega_B = \kappa c$. Здесь и далее, если это не оговаривается отдельно, длина волны, соответствующая брэгговскому резонансу, была выбрана равной $\lambda_B = 1.5$ мкм.

На Рис. 2.1а и 2.1б представлены коэффициенты отражения и прохождения структуры длиной $L = 8$ мм и $\kappa = 500$ м⁻¹, а также показано расположение спектра падающего излучения относительно запрещенной полосы. В этом случае огибающая прошедшего импульса после туннелирования остается гауссовой (см. Рис. 2.2а), а время, за которое оптический импульс протуннелирует через фотонный барьер (групповая задержка), определяется выражением

$$\tau_g = \frac{d\psi_t}{d\Omega} = \frac{1}{v} \left[\frac{\kappa^2 \operatorname{th} qL}{q^2 q} - L \left(\frac{\Omega}{qv} \right)^2 \operatorname{sech}^2 qL \right] \cos^2 \psi_t. \quad (2.1)$$

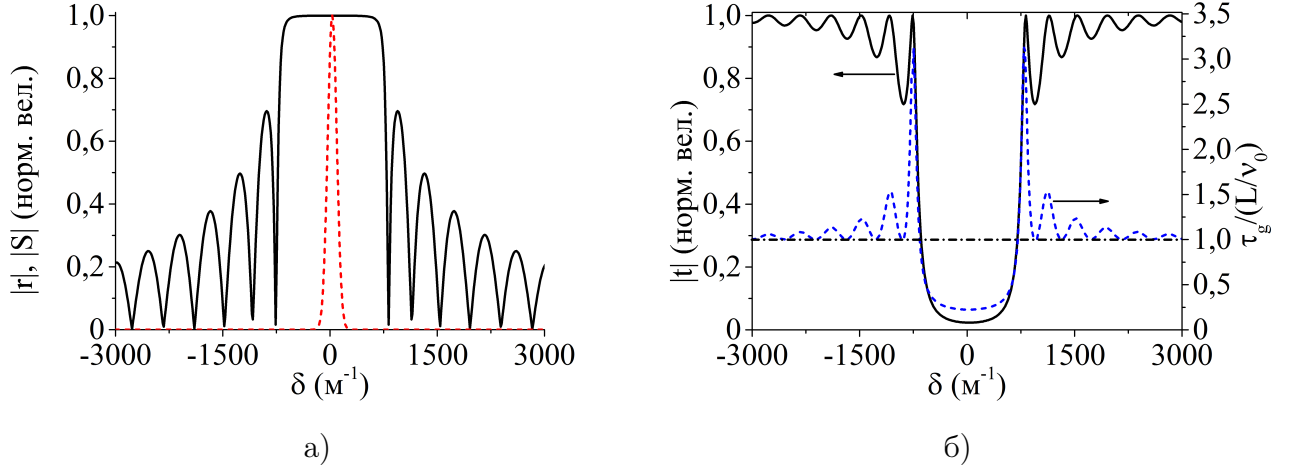


Рисунок 2.1 — а) Коэффициент отражения (сплошная) и частотный спектр падающего светового импульса (пунктирная) при $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$. б) Коэффициент прохождения (сплошная) и время групповой задержки (пунктирная). Штрихпунктиром показана задержка при прохождении через однородную среду длиной L .

Рассчитанная с помощью выражения (2.1) групповая задержка показана на Рис. 2.1б (пунктирная линия). Минимум групповой задержки совпадает с минимумом модуля коэффициента прохождения. Здесь важно отметить следующие особенности: во-первых, величина τ_g в данной области мала по сравнению с временем прохождения излучения в однородной среде той же длины L с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 (Рис. 2.1б, штрихпунктирная линия); во-вторых, при $qL \gg 1$ время задержки в (2.1) становится $\tau_g = 1/\nu q$, т.е. время прохождения не зависит от длины ПС.

Для того, чтобы определить времена задержек импульсов конечной длительности в зависимости от длины структуры, рассмотрим время задержки как смещение максимума огибающей прошедшего импульса:

$$\Delta\tau = \frac{\int t |E_{\text{пр}}(t)|^2 dt}{\int |E_{\text{пр}}(t)|^2 dt}. \quad (2.2)$$

Рассчитанные с помощью этого выражения времена задержек импульсов разной длительности представлены на Рис. 2.2г. Пунктирная прямая на этом рисунке характеризует задержку импульса в однородной среде с показателем преломления ϵ_0 . Кривая (1) показывает зависимость времени задержки в случае, когда $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$. Из графика видно, что происходит насыщение групповой задержки, т.е. имеет место эффект Хартмана. Величина групповой задержки, рассчитанная по формуле (2.1), совпадает с величиной $\Delta\tau$, определенной с помощью выражения (2.2).

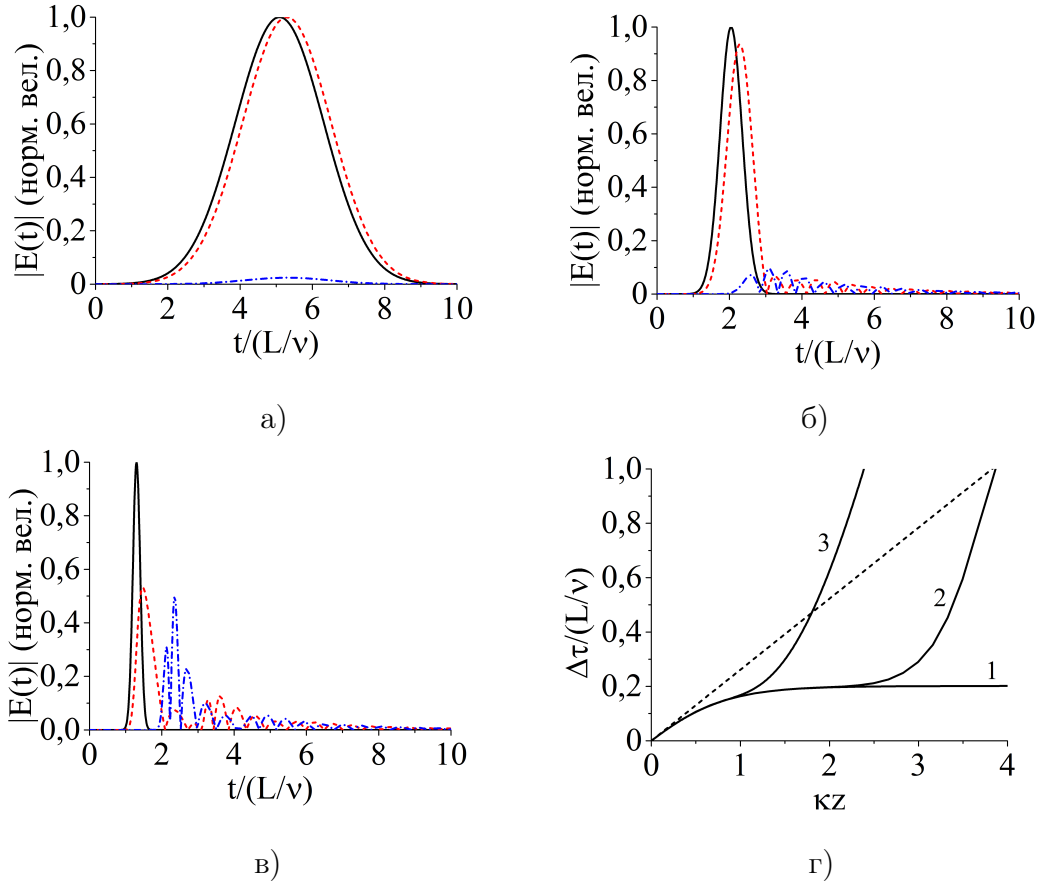


Рисунок 2.2 — Профили падающего (сплошная), отраженного (пунктирная) и прошедшего импульсов (штрихпунктирная) при: (а) $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$, (б) $\Delta\omega_p \approx \Delta\omega_B$, (в) $\Delta\omega_p > \Delta\omega_B$. Время задержки в зависимости от kz для различных соотношений спектров падающего импульса и ширины запрещенной полосы: 1) $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$, 2) $\Delta\omega_p \approx \Delta\omega_B$, 3) $\Delta\omega_p > \Delta\omega_B$.

Таким образом, формальная скорость импульса, определяемая как $v = L/\Delta\tau$, при достаточной длине ПС может *превысить скорость света в вакууме*. Поскольку $\Delta\tau$ определялось по временному сдвигу максимума огибающей, то речь здесь формально идет о групповой скорости [73]. Однако, тот факт, что величина скорости не зависит от ширины фотонного барьера, требует физического объяснения. Для этого рассмотрим поведение светового импульса внутри ПС.

Описанный выше случай соответствует режиму «чистого» туннелирования, который реализуется, когда весь частотный спектр светового излучения находится в запрещенной зоне ($\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$). Характерные для этого режима вид электрического поля импульса внутри периодической среды, а также общая картина процесса туннелирования показаны на Рис. 2.3а и 2.3б. Из графика видно, что наблюдать движение пика импульса внутри ПС невозможно, поскольку пространственный размер импульса значительно превосходит длину фотонного барьера (см. Рис. 2.3б). В этом режиме электрическое поле внутри ПС пред-

ставляет собой экспоненциально затухающую вдоль координаты z структуру, образованную суперпозицией прямой и обратной волн (см. Рис. 2.3а). По мере прохождения импульса положение максимумов и минимумов электрического поля не изменяется, а колебание амплитуды падающего импульса на входе ПС лишь модулирует величину максимумов поля. Процесс «распространения» имеет *квазистатический* характер, а введение групповой скорости в данном случае затруднительно. Определение квазистатичности здесь применяется к огибающей светового импульса.

Для того, чтобы говорить о скорости распространения импульса необходимо, чтобы пространственный размер импульса не превышал длины фотонного барьера, т. е.

$$\tau_0 < \frac{L\sqrt{\varepsilon_0}}{c}. \quad (2.3)$$

При уменьшении длительности импульса некоторая часть его частотного спектра оказывается вне запрещенной зоны в областях с дисперсией разного знака [59]. В результате профили прошедших и отраженных импульсов испытывают сильное искажение (см. Рис. 2.2б, Рис. 2.3г и Рис. 2.2в, Рис. 2.3е).

Когда $\Delta\omega_p \approx \Delta\omega_B$, внутри структуры наблюдается движение пика светового импульса (см. Рис. 2.3в) и рост времени задержки (см. Рис. 2.2г, кривая 2). Тот факт, что на начальном этапе наблюдается насыщение времени задержки, объясняется тем, что при малых значениях L весь спектр светового импульса находится в запрещенной зоне, но с увеличением длины ПС ее ширина уменьшается. Оптическое излучение, спектральные компоненты которого располагаются в окрестности краев запрещенной полосы, испытывает сильную дисперсию, и поэтому скорость этой части светового импульса падает.

При $\Delta\omega_p > \Delta\omega_B$ процесс распространения приобретает волновой характер и введение групповой скорости становится правомерным (Рис. 2.3д и Рис. 2.3е). Вследствие того, что в этом режиме уже значительная часть спектральных компонент находится вне запрещенной полосы в области сильной дисперсии, время задержки при некоторой длине ПС становится выше реперной прямой (Рис. 2.2г, кривая 3). Таким образом, Рис. 2.2г хорошо иллюстрирует разницу между прохождением импульсов при полном и частичном туннелировании, а также границы квазистатического режима распространения [А4].

Для объяснения эффекта насыщения времени задержки можно воспользоваться следующими доводами. Как видно из Рис. 2.3а, в режиме «чистого»

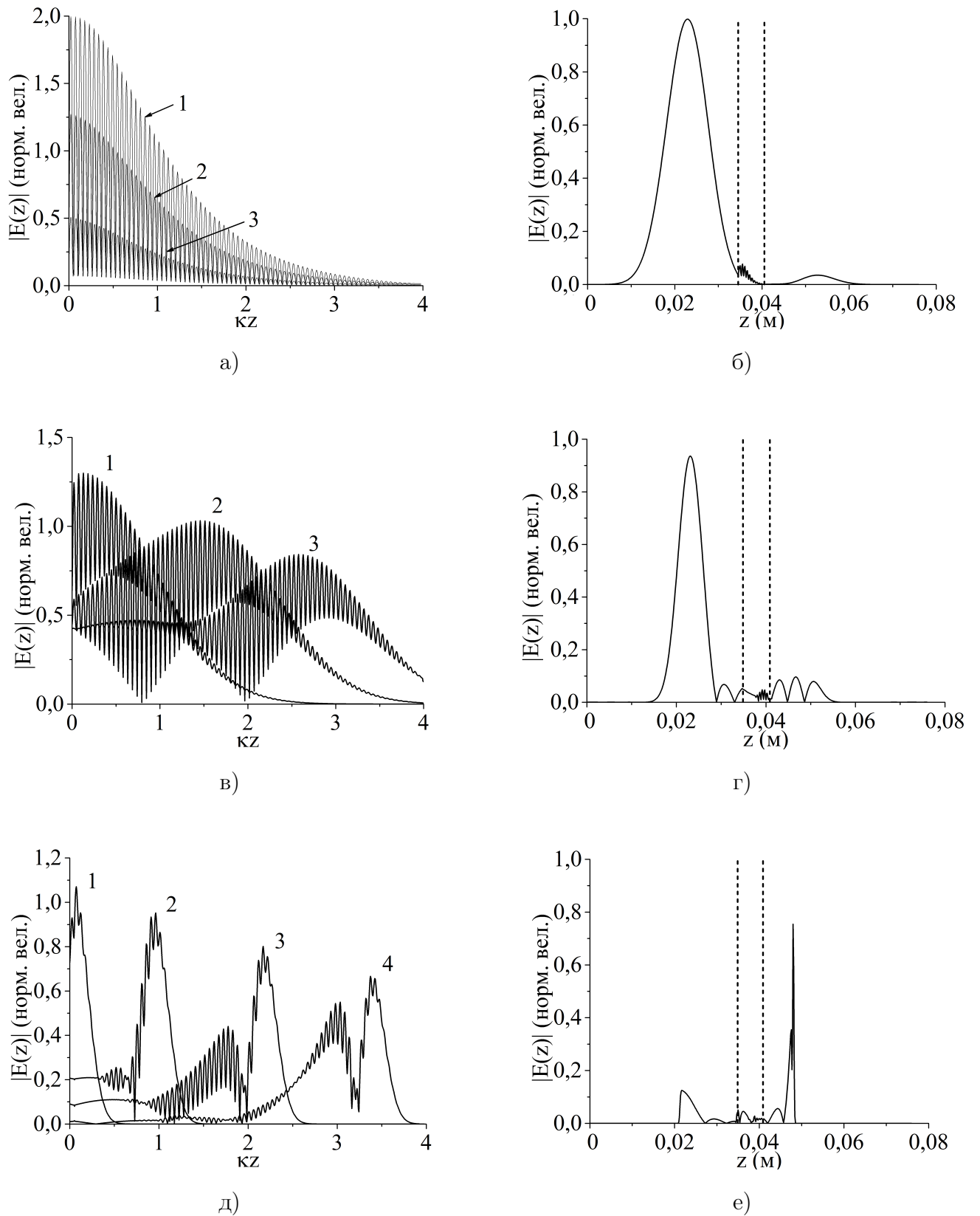


Рисунок 2.3 — Вид полного поля оптического импульса внутри кристалла (левый столбец) и вне кристалла (правый столбец) при (а) и (б) $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$, (в) и (г) $\Delta\omega_p \approx \Delta\omega_B$, (д) и (е) $\Delta\omega_p > \Delta\omega_B$. Пунктиром указаны границы периодической структуры, цифрами показаны распределения светового поля в разные моменты времени.

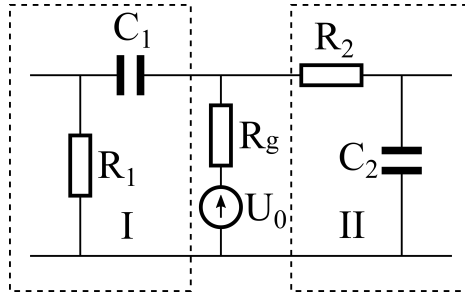


Рисунок 2.4 — Радиотехническая схема, имитирующая фотонный барьер. U_0 — напряжение генератора, R_g — сопротивление генератора, C_1 , C_2 и R_1 , R_2 — емкости и сопротивления омической (I) и емкостной (II) цепочек.

туннелирования 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. Усредненная по времени запасенная энергия светового импульса в ПС, в таком режиме, определяется выражением [12]

$$\langle U_{\text{зап}} \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_0^L (|A_1|^2 + |A_2|^2) dz = \left(\frac{1}{2} \varepsilon_0 E_0^2 S \nu \right) \tau_g = P_{\text{вх}} \tau_g \quad (2.4)$$

где E_0 — амплитуда входного излучения, S — поперечное сечение ПС, $P_{\text{вх}}$ — усредненная по времени входная мощность светового излучения. Подобная пропорциональность между групповой задержкой и запасенной энергией в ПС говорит о том, что структура ведет себя как *сосредоточенный* элемент, в котором прохождение энергии происходит через последовательное ее накопление, а затем излучение [74; 75].

Примером сосредоточенного элемента может послужить радиотехническая схема, показанная на Рис. 2.4. Данная схема состоит из импульсного генератора, фильтров нижних и верхних частот, и работает в режиме заданного напряжения $R_g \ll Z$, где Z — полное сопротивление схемы. Выражения для фазы и коэффициентов передачи цепочек хорошо известны: $|K_R(\omega)| = \omega RC / \sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}$, $\varphi_R = \arctg(1/\omega RC)$ — для цепочки с омическим выходом и $|K_C(\omega)| = 1/\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}$, $\varphi_C = -\arctg(\omega RC)$ для цепочки с ёмкостным выходом.

Данная схема обладает некоторыми свойствами, которые наблюдаются и в процессе туннелирования световых импульсов в ПС. Ставя в соответствие напряжению на омическом выходе отраженный импульс, а прошедший — напряжению на емкостном выходе, можно предложить несколько аналогий. Во-первых, как

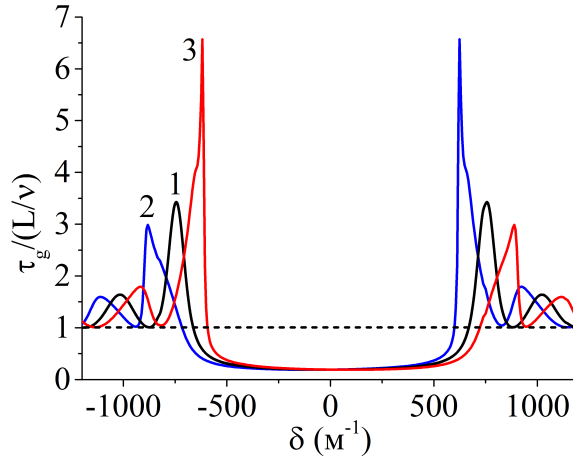


Рисунок 2.5 — Времена задержки в структурах с разными типами керровской нелинейности: 1 – линейное приближение; 2 – дефокусирующая нелинейность; 3 – фокусирующая.

и в случае туннелирования в ПС время задержки пропорционально запасенной энергии, поскольку

$$\frac{U_{\text{зап}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{1/2 \langle C_i U_0^2 \rangle}{1/2 U_0 I_0} = \frac{RC}{1 + \omega_0^2 RC}; \quad (2.5)$$

$$\tau_g = \frac{d\varphi_{R,C}}{d\omega} = \frac{RC}{1 + \omega_0^2 RC}. \quad (2.6)$$

В выражении (2.5) учитывается как энергия, поступающая из генератора, так и энергия, рассеянная на сопротивлениях обеих цепочек. Во-вторых, сумма квадратов модулей коэффициентов передачи двух цепочек дают единицу, а фазы φ_C и φ_R отличаются на $\pi/2$, как и фазы коэффициентов отражения и прохождения ПС. В-третьих, поскольку схема является цепью со сосредоточенными параметрами, то процесс распространения квазистатичен, что также наблюдается в фотонном барьере ПС. Важным отличием в работе предложенной схемы является то, что цепочка *не моделирует* эффект Хартмана.

В дополнение к вышеуказанным результатам можно отметить влияние на время туннелирования керровской нелинейности. На Рис. 2.5 показана зависимость времени задержки τ_g от частоты для разных типов нелинейности. Выбранные расчетные параметры соответствовали нелинейности волоконных брэгговских решеток: $n_2 = 2.6 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$, а мощность падающего излучения была порядка нескольких десятков гигаватт. Из рисунка видно, что в зависимости от типа керровской нелинейности происходит смещение запрещенной полосы. Очевидно, что общий сдвиг связан с изменением среднего значения показателя преломления под действием оптического излучения большой интен-

сивности. В центре запрещенной полосы время задержки фактически не зависит от интенсивности падающего излучения. Отсюда можно сделать вывод, что в случае «чистого» туннелирования влияние нелинейности при данном уровне интенсивности на прохождение светового излучения отсутствует.

Более значительное влияние нелинейности имеет место на границах запрещенной полосы, где наблюдается изменение величины задержки. Так, когда несущая частота падающего излучения соответствует одной из границ полосы, максимумы светового поля располагаются либо в слое с большим показателем преломления (высокочастотная граница), либо с меньшим (низкочастотная). В среде с фокусирующей нелинейностью расположение максимумов поля в слоях с большим показателем преломления приводит к увеличению диэлектрического контраста, что и вызывает рост времени задержки. Если максимумы поля располагаются в слоях с меньшим показателем преломления, то диэлектрический контраст уменьшается, что, следовательно, уменьшает время задержки. В случае дефокусирующей нелинейности имеет место обратная ситуация.

2.2 Туннелирование световых пучков

Для s – поляризованного двумерного светового пучка, падающего под углом на ПС (см. Рис. 2.6), и гармонической зависимости электромагнитных полей от времени ($\sim \exp(i\omega_0 t)$) имеем скалярное уравнение для компоненты $E_y(\partial/\partial y = 0)$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 \left(\varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos\left(\frac{2\pi z}{d}\right) \right) E_y = 0 \quad (2.7)$$

где $k_0 = \omega_0 \sqrt{\varepsilon_0}/c$, ω_0 – несущая частота. Поле пучка, распространяющегося под углом θ_0 , лежащим в области первой запрещенной угловой полосы периодической структуры, представим в виде

$$E_y(z, \theta) = A_1(x, y) \exp\left(ik_0 \sqrt{\varepsilon_0} x \sin \theta_0 + i \frac{\pi}{d} z\right) + A_2(x, y) \exp\left(ik_0 \sqrt{\varepsilon_0} x \sin \theta_0 - i \frac{\pi}{d} z\right) \quad (2.8)$$

Исключая область скользящих углов падения пучка, для медленно меняющихся амплитуд прямой A_1 и обратной A_2 волн получим систему связанных

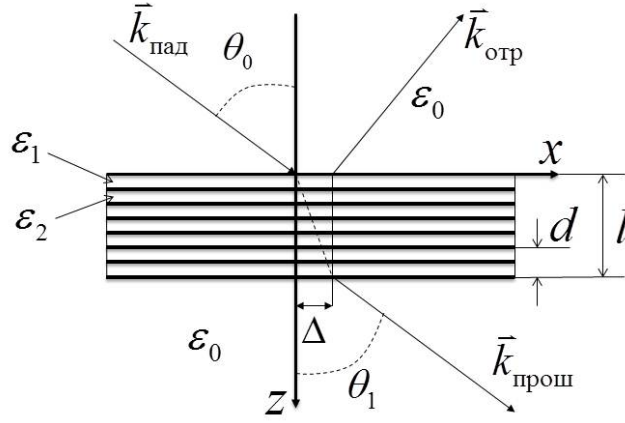


Рисунок 2.6 — Схема отражения и прохождения волнового пучка через периодическую слоистую структуру толщиной L : ε_1 , ε_2 - диэлектрические проницаемости слоев. Δ - величина бокового сдвига, $\theta_1 \approx \theta_0$.

уравнений

$$\begin{aligned} i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_1}{\partial x} + i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa A_2 &= 0; \\ i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_2}{\partial x} - i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa A_1 &= 0, \end{aligned} \quad (2.9)$$

где $\kappa = k_0 \Delta \varepsilon / 4 \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_0$ - 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 полосу.

Вклад френелевского отражения (диэлектрическая проницаемость окружающей среды $\varepsilon = \varepsilon_0$) не учитывался, что позволяет в чистом виде выделить эффекты, обусловленные периодичностью структуры. Используя спектральное представление для амплитуд волн

$$A_{1,2}(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{1,2}(p, z) \exp(i(p - p_0)x) dp \quad (2.10)$$

где $p = k_0 \sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta$ - проекция волнового вектора спектральной компоненты на ось x , уравнения связанных волн сведем к следующему виду:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} + \delta \tilde{A}_1(p, z) + \kappa \tilde{A}_2 &= 0; \\ -i \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} + \delta \tilde{A}_2(p, z) + \kappa \tilde{A}_1 &= 0, \end{aligned} \quad (2.11)$$

здесь $\delta = (p_0 - p) \operatorname{tg} \theta_0$ - угловая отстройка спектральной компоненты с текущим углом падения θ от центральной компоненты $p_0 = k_0 \sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta_0$.

Решение системы (2.11), коэффициенты отражения $r(p)$ и прохождения $t(p)$ для углового падения аналогичны выражениям (1.11) и (1.12) с соответствующей заменой $\omega \rightarrow p$.

Для конкретных расчетов параметры слоистой структуры выбраны таким образом, чтобы угол падения пучка $\theta_0 = \pi/4$ соответствовал середине запрещенной полосы, ширина которой определяется как $\Delta p_B = \kappa \operatorname{tg} \theta_0$. Несущая частота пучка равна $\omega_0 = \pi c/d\sqrt{\epsilon_0} \cos \theta_0$. Размер ПС соответствовал нормированной длине $\kappa L = 5$.

Формулы (2.8), (2.10), а также коэффициенты $t(p)$ и $r(p)$ позволяют найти поле как внутри, так и вне структуры. Например, профиль пучка после туннелирования при $z = L$ рассчитывался по формуле

$$E_{\text{пр}}(x, L) = \int_{-p}^p t(p, L) A_{10}(p) \exp(i(p - p_0)x - i\pi L/d) dp, \quad (2.12)$$

Поскольку профиль пучка на выходе из слоя может искажаться, боковое смещение пучка оценивалось как смещение его «центра тяжести»

$$\Delta x = \frac{\int x |E_{\text{пр}}|^2 dx}{\int |E_{\text{пр}}|^2 dx}. \quad (2.13)$$

В работе использовались световые пучки гауссовской формы, в том числе, обладающие конечной крутизной волнового фронта. Спектр $A_{10}(p)$ при малой дифракционной расходимости на границе $z = 0$ задавался в виде

$$A_{10}(p, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_0 \exp \left(-\frac{x^2}{a^2} \cos^2 \theta_0 - i\alpha x^2 + i(p - p_0)x \right) dx = \quad (2.14)$$

$$\frac{A_0 a}{2\sqrt{\pi} \cos \theta_0 \sqrt[4]{1 + a^4 \alpha^2}} \exp \left(-\frac{a^2(p_0 - p)^2}{4(1 + a^4 \alpha^2) \cos^2 \theta_0} + i\varphi(p) \right),$$

где α – величина, обратная радиусу кривизны фазового фронта, $2a$ – ширина падающего пучка, $\varphi(p) = \varphi_0 + (\alpha a^4 (p_0 - p)^2) / (4 \cos^2 \theta_0 (1 + a^4 \alpha^2))$, $\varphi_0 = \text{const}$. При $\alpha = 0$ формула (2.14) описывает спектр хорошо коллимированного пучка. Для оценки ширины его спектра можно использовать соотношение $\Delta p_b = 4 \cos \theta_0 / a$. Для падающих фокусированных ($\alpha > 0$) и дефокусированных ($\alpha < 0$) пучков ширина спектра увеличивается в $\sqrt{1 + a^4 \alpha^2}$ раза, кроме того, появляется фазовая модуляция спектральных компонент $\varphi(p)$, зависящая от знака α .

Рассмотрим прохождение пучков гауссовской формы в отсутствии фазовой модуляции. Для широких пучков $\Delta p_b \ll \Delta p_B$ имеет место чистое туннелирование (Рис. 2.7а), при котором происходит экспоненциальное затухание

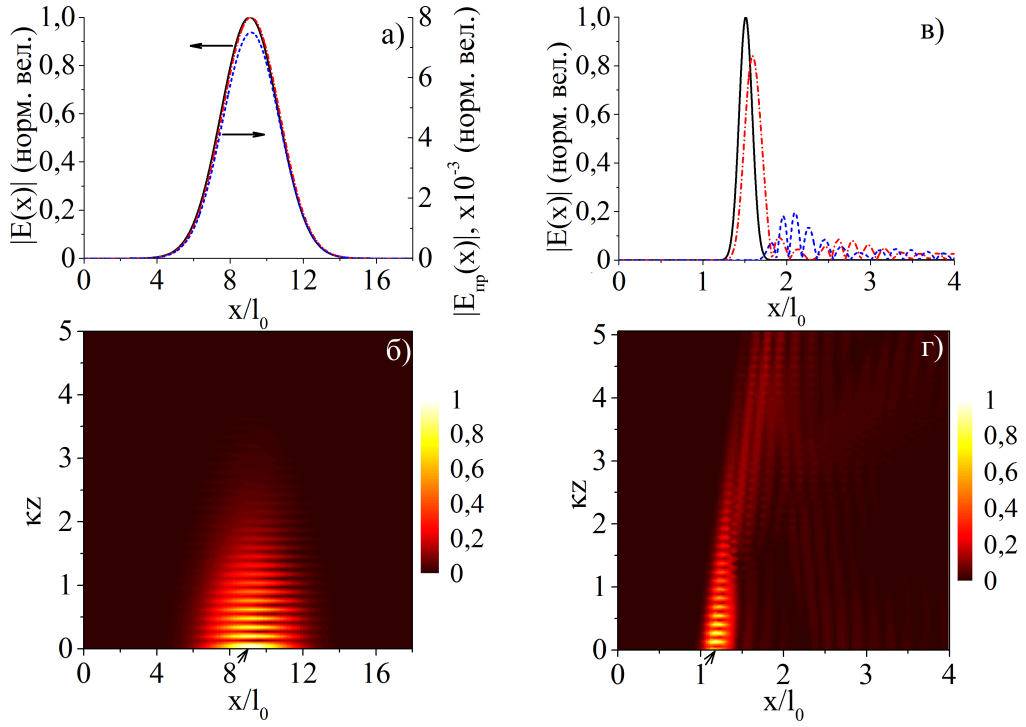


Рисунок 2.7 — а) и в) Профили падающего (сплошная), отраженного (штрихпунктирная) и прошедшего пучков (пунктирная); б) и г) Распределения амплитуды электрического поля световых пучков в периодической структуре. Параметры пучков: а) и б) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.1$, $a/\lambda = 1000$; в) и г) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.94$, $a/\lambda = 50$. Стрелкой показано направление падения пучка на периодическую среду. $l_0 = L \operatorname{tg} \theta_0$.

излучения вдоль z , профиль пучка сохраняется, дифракция отсутствует. Боковые сдвиги при отражении и прохождении пучка определяются производными $\Delta_r = -d\psi_r/dp$, $\Delta_t = -d\psi_t/dp$ при $p = p_0$, где $\psi_t = \psi_t(p)$, $\psi_r = \psi_t(p) + \pi/2$ — фазы коэффициентов прохождения и отражения (см. формулу (1.12)). Отсюда следует, что $\Delta_r = \Delta_t = \operatorname{tg} \theta_0 \operatorname{th} \kappa L/\kappa$. При увеличении толщины периодической структуры значения боковых сдвигов стремятся к постоянной величине, которая определяется как $\Delta_t = \operatorname{tg} \theta_0/\kappa$, т.е. имеет место эффект Хартмана (Рис. 2.8а, кривая 1). Реперная прямая 3 на Рис. 2.8а характеризует отклонение пучка при прохождении однородной среды с проницаемостью ϵ_0 .

Как было показано в предыдущем разделе, величина временного сдвига импульсного сигнала пропорциональна запасенной энергии в периодической структуре. Это имеет место и для пространственных пучков. В результате аномально малое отклонение светового пучка при туннелировании составляет величины порядка одной или нескольких длин волн. Насыщение сдвигов Гуса–Хенхен, величина которых пропорциональна времени туннелирования, также исследовалась в работе [76] применительно к двухпризмной схеме с НПВО.

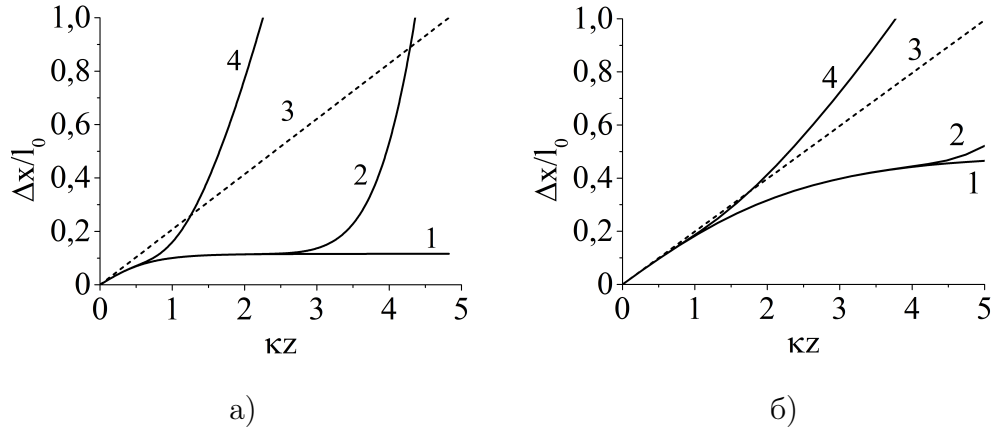


Рисунок 2.8 — Величины сдвига прошедшего (а) s и (б) p – поляризованных пучков при различных ширинах их спектров: 1) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 0.1$; 2) $\Delta p/\Delta p_B \approx 0.9$; 3) однородная среда; 4) $\Delta p_b/\Delta p_B \approx 6$. $l_0 = L \tan \theta_0$.

Для пучков с $\Delta p_b \geq \Delta p_B$ часть спектральных компонент оказывается вне запрещенной полосы. Здесь наблюдается искажение выходного профиля, обусловленного резонансными переотражениями внутри слоя периодической структуры (см. Рис. 2.7в). «Центр тяжести» излучения смещается при увеличении толщины слоев (см. Рис. 2.8а, кривые 2, 4). Ход этих кривых позволяет оценить границы насыщения боковых смещений пучка. Аналогичные закономерности наблюдаются для профилей отраженного пучка.

На Рис. 2.7б, 2.7г представлено контрастное пространственное распределение поля падающего пучка внутри структуры при прохождении коллимированного пучка ($\alpha = 0$). Более светлые участки соответствуют большей интенсивности полного поля $|E(x, z)|$.

Распределение поля для случая $\Delta p_b \ll \Delta p_B$ представляет собой экспоненциально затухающую структуру, характерную для процесса туннелирования (см. Рис. 2.7б). Поскольку для режима чистого туннелирования необходимо использовать широкие пучки, сдвиг Гуса-Хенхен, составляющий единицы длин волн, на их фоне практически незаметен. Насыщение бокового сдвига приводит к парадоксальному результату: при увеличении толщины периодической структуры отклонение пучка уменьшается [А5]. На Рис. 2.7г показано расщепление пучка в условиях, когда часть спектра лежит вне запрещенной полосы. Интегральный боковой сдвиг прошедшего излучения растет с увеличением z (см. Рис. 2.8а, кривая 2).

Необходимо также отметить некоторые особенности прохождения через ФБ световых пучков с p – поляризацией. Структура зон и коэффициент отра-

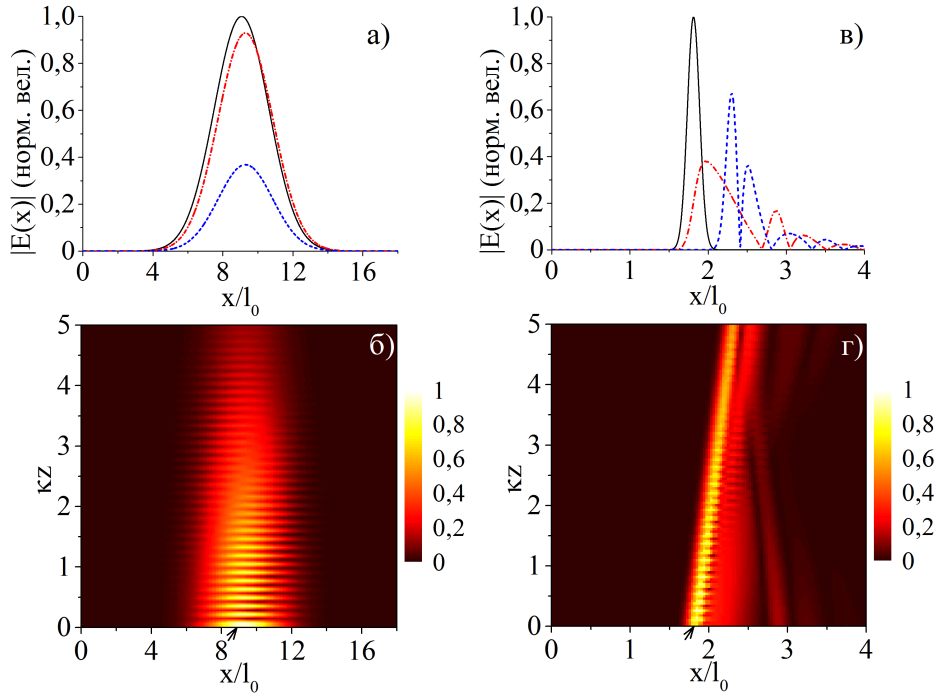


Рисунок 2.9 — а) и в) Профили падающего (сплошная), отраженного (штрихпунктирная) и прошедшего пучков (пунктирная); б) и г) Распределения амплитуды электрического поля p – поляризованных световых пучков в периодической структуре. Параметры пучков: а) и б) $\Delta p_b/\Delta p_V \approx 0.1$, $a/\lambda = 1000$; в) и г) $\Delta p_b/\Delta p_V \approx 0.9$, $a/\lambda = 50$. Стрелкой показано направление падения пучка на периодическую среду. $l_0 = L \tan \theta_0$.

жения в запрещенной зоне для s и p – поляризованного излучения неодинаковы [77]. Это приводит к тому, что уровень пропускания для p – поляризованного излучения в первой запрещенной полосе оказывается выше (см. Рис. 2.9), что, соответственно, влияет на количество запасенной в ПС энергии. В результате насыщение интегрального бокового сдвига в режиме $\Delta p_b \ll \Delta p_V$ происходит при более высоких значениях Δx (Рис. 2.8б, кривая 1). Соответствующая тенденция имеет место и при других соотношениях $\Delta p_b/\Delta p_V$ (Рис. 2.8б, кривая 2, 4).

При туннелировании сходящихся (расходящихся) пучков $\alpha \neq 0$ боковые сдвиги определяются суммарной фазой коэффициента прохождения и пучка: $\psi_t(p) + \varphi(p)$. При $\Delta p_b \ll \Delta p_V$ наблюдается насыщение бокового сдвига при увеличении толщины структуры. Производная общей фазы подынтегрального выражения (2.12), как и в случае $\alpha = 0$, равна $\Delta_t = \tan \theta \cdot \tanh \kappa L / \kappa$, поскольку в точке $p = p_0$ вклад фазы $\varphi(p)$ равен нулю. Распределение поля пучка близко к изображенному на Рис. 2.7б.

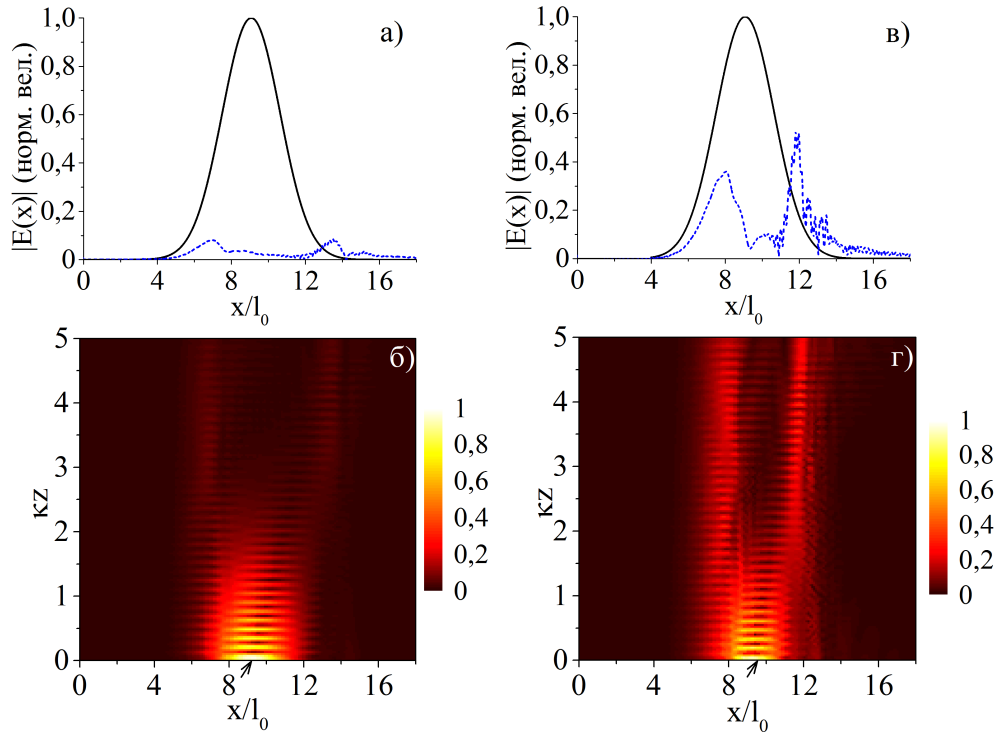


Рисунок 2.10 — а) и в) Профили падающего (сплошная) и прошедшего пучков (пунктирная); б) и г) Распределения амплитуды электрического поля световых пучков в периодической структуре. Параметры пучков: а) и б) $a/\lambda = 1000$, $\alpha = 2 \times 10^{-6}$; в) и г) $a/\lambda = 1000$, $\alpha = 4 \times 10^{-6}$. Стрелкой показано направление падения пучка на периодическую среду. $l_0 = L \tan \theta_0$.

С увеличением $|\alpha|$ спектр пучка уширяется и боковые спектральные компоненты оказываются вне запрещенной полосы. Боковое смещение спектральных компонент на противоположных краях запрещенной полосы в основном определяется фазой самого пучка: $\Delta_t \approx -d\varphi(p)/dp = (p_0 - p)a^2\alpha/\Delta p_b^2(1 + a^4\alpha^2)$. Боковые сдвиги этих спектральных компонент приближенно можно вычислить как $\Delta_t \approx \pm a(a^2\alpha/(1 + a^4\alpha^2)^{1/2})$. Отсюда видно, что боковые смещения пропорциональны апертуре пучка и могут быть как положительными, так и *отрицательными*.

В ходе туннелирования падающий пучок с $\alpha \neq 0$ распадается на два субпучка, имеющих различную пространственную структуру и направление распространения (Рис. 2.10а и 2.10в). При этом, если волновой фронт падающего пучка расходящийся ($\alpha < 0$), то прошедшее излучение продолжит уширяться вне структуры, в случае сходящегося волнового фронта ($\alpha > 0$) – прошедшее излучение фокусируется.

При расположении центральной компоненты углового спектра пучка на одной из границ запрещенной полосы только часть боковых компонент оказывается в области прозрачности. Как результат внутри плоскостойкой структуры

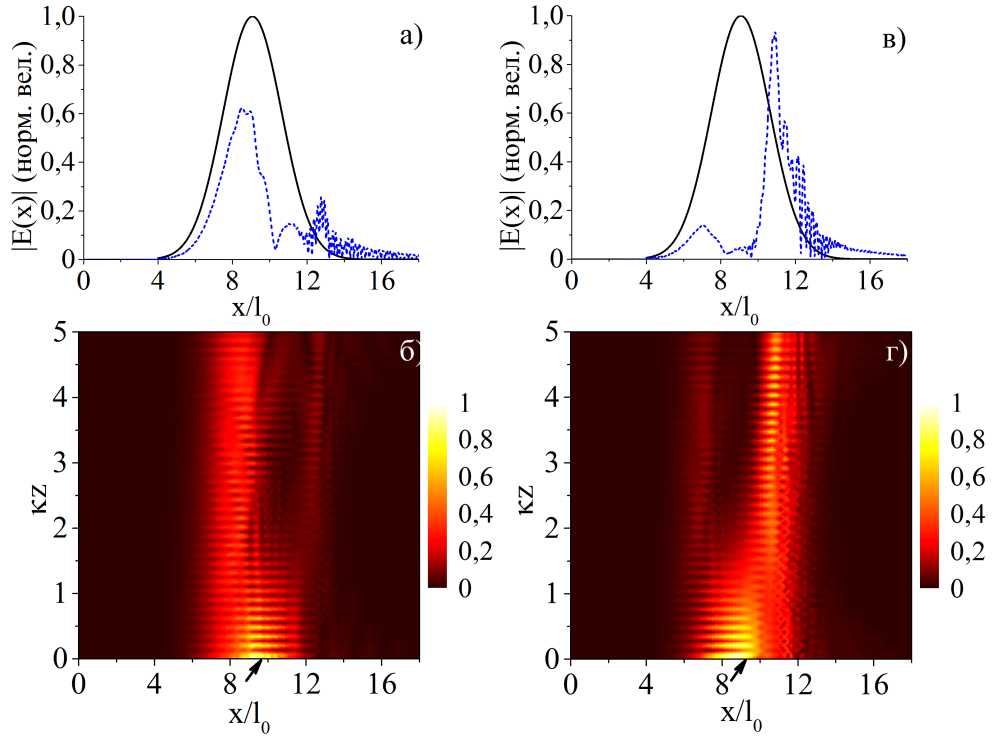


Рисунок 2.11 — а) и б) Профили падающего под пучка (сплошная) со сходящимся волновым фронтом и пучка, прошедшего (пунктирная) через плоскостойкую структуру. в) и г) Распределения амплитуды электрического поля световых пучков в периодической структуре. Параметры: угол падения $\theta_0 = 45.2$, а) и б) $\alpha = -4 \times 10^{-6}$; в) и г) $\alpha = 4 \times 10^{-6}$. $l_0 = L \tan \theta_0$.

распространяется только один пучок, а его боковое смещение будет или положительным, или отрицательным (см. Рис. 2.11).

Аналогия со световыми импульсами применима и здесь. Задавая величину линейной частотной модуляции и расположение центральной частоты сигнала, возможно получить отрицательную временную задержку протуннелированного импульса [A6].

Случай отрицательного бокового смещения прошедшего пучка показан на Рис. 2.12а. Здесь угол падения и кривизна волнового фронта была выбрана таким образом, чтобы избежать искажения формы светового пучка в ходе туннелирования и обеспечить небольшой уровень пропускания крайних компонент углового спектра пучка. Знак α выбирался так, чтобы этим спектральным компонентам соответствовало отрицательное значение $-d\varphi(p)/dp$. В результате распределение поля представляет собой экспоненциально затухающую структуру с характерным «левым преломлением» (см. Рис. 2.12б). Отрицательное боковое смещение прошедшего пучка Δx оказывается в 2 раза больше отклонения пучка при прохождении излучения через однородную среду с ϵ_0 (см. Рис. 2.12г). Фактически, это является результатом того, что длина ФБ в несколько раз меньше

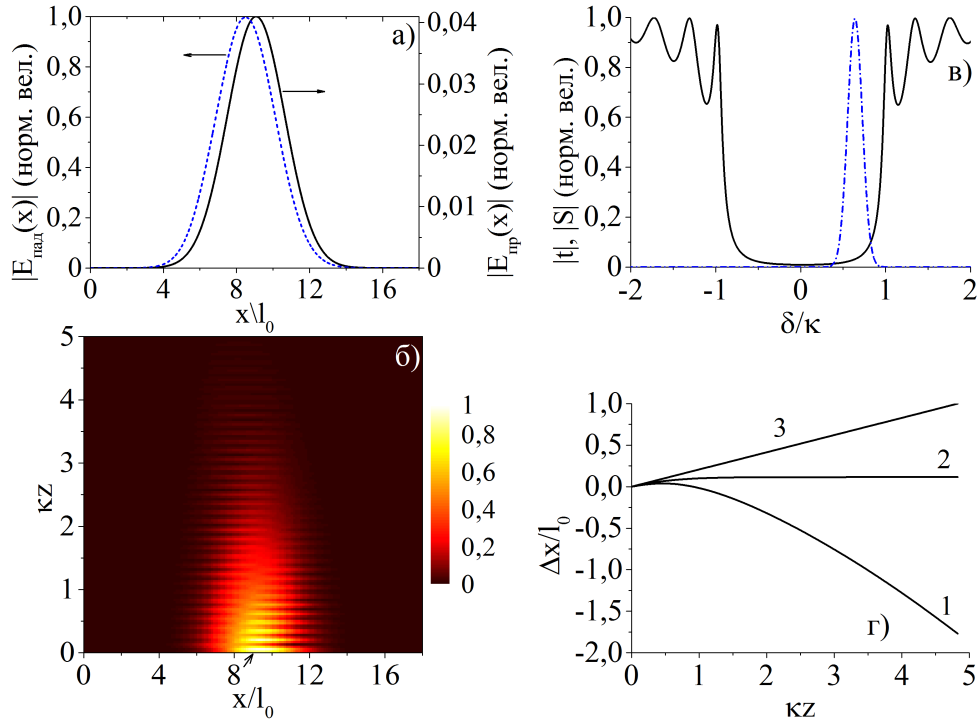


Рисунок 2.12 — а) Профили падающего (сплошная) и прошедшего (пунктирная) пучков с расходящимся волновым фронтом ($\alpha = -3 \times 10^{-7}$, $\Delta p_b/\Delta p_B = 0.07$) при падении на ПС под углом $\theta_0 = 45.2^\circ$; б) Распределение амплитуды электрического поля светового пучка в периодической среде; в) Коэффициент прохождения (сплошная) и спектр падающего пучка (штрихпунктирная); г) Сдвиги прошедших пучков 1) $\theta_0 = 45.2^\circ$; 2) $\theta_0 = 45^\circ$; 3) реперная прямая. Направление пучка при падении на фотонный барьер показано стрелкой. $l_0 = L \tan \theta_0$.

поперечного размера пучка ($L < a$). Однако нужно отметить, что смещение отраженного пучка остается положительным.

Глава 3. Отражение и туннелирование электромагнитного излучения в плоскостойкой диэлектрической структуре с линейным изменением периода

В данной главе исследуется отражение широких и узких световых пучков при угловом падении на чирпированные периодические структуры. Рассчитано полное поле пучков внутри структуры. На примере световых пучков с широкой апертурой показаны общее боковое смещение отраженного пучка и сдвиг Гуса-Хенхен. С помощью геометрического подхода получены приближенные формулы для определения общего бокового сдвига, сдвига Гуса-Хенхен и фазовой модуляции волнового фронта излучения при отражении от квазипериодических структур. Показана фокусировка и дефокусировка отраженных световых пучков с небольшой апертурой. Обсуждена эффективность применения объемных чирпированных структур для фокусировки и дефокусировки светового излучения.

3.1 Растяжение и сжатие световых импульсов

Линейная девиация периода в диэлектрической структуре приводит к тому, что разные спектральные компоненты падающего оптического излучения отражаются в разных точках квазипериодической структуры. Как результат, отраженное излучение испытывает линейную временную задержку, которая приводит к увеличению его длительности и частотной модуляции. Данное свойство так называемых чирпированных структур применяется для растяжения и сжатия световых импульсов в схемах компенсации дисперсии и усиления чирпированных импульсов. Рассмотрим подробнее свойства подобных периодических сред, а также процесс растяжения/сжатия световых импульсов.

Пусть на квазипериодическую структуру длиной L под углом θ_0 падает оптическое излучение, для центральной спектральной компоненты которого условие Брэгга выполняется в точке $z_0 = L/2$. Запишем гармоническую зависимость диэлектрической проницаемости от z структуры в виде:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos\left(\frac{2\pi}{d}z + \frac{1}{2}\beta(z - z_0)^2\right) \quad (3.1)$$

где ε_0 – среднее значение диэлектрической проницаемости, $\Delta\varepsilon$ – амплитуда изменения диэлектрической проницаемости, d – период структуры в окрестности точки z_0 , $\beta = -\alpha\pi/2\sqrt{\varepsilon_0}d^2$, параметр α определяет величину изменения периода. В этом случае система уравнений, описывающая распространение прямой A_1 и обратной A_2 волн, может быть записана в следующем виде

$$\begin{aligned} i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_1}{\partial x} + i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa A_2 e^{-i\beta(z-z_0)^2/2} &= 0; \\ i \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial A_2}{\partial x} - i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa A_1 e^{+i\beta(z-z_0)^2/2} &= 0, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $\kappa = k_0\Delta\varepsilon/4\sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_0$ – параметр брэгговской связи. В этом случае, отстройка от брэгговского резонанса равна $\delta = k_0\sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta_0 - \pi/d + \beta(z - z_0)$, θ_0 – угол падения.

Решение системы уравнений (3.2) в аналитической форме записывается через функции Уиттекера [78; 79]. Однако в данной работе, для решения уравнений (3.2) использовался численный метод: спектральные свойства квазипериодических структур определялись с помощью ММП, а пространственное распределение оптического излучения внутри периодической структуры рассчитывалось методом конечных разностей.

Из уравнений (3.2) видно, что особенностью чирпированной диэлектрической структуры является существование локальных запрещенных областей не только в частотном и угловом спектре, но и вдоль продольной координаты z . При гармонической зависимости диэлектрической проницаемости, в виде (3.1) можно оценить размер локальной пространственной запрещенной области – фотонного барьера. Границы барьера определяются из условия $\delta = \pm\kappa$. Размер барьера может быть рассчитан формулой: $l_{\text{фб}} = 2\kappa/|\beta|$, а его расположение: $z = \delta/\beta + z_0$. Для чирпированных периодических структур, использующихся на практике, параметр β имеет величину порядка $10^8 - 10^9$ рад/м², при этом ширина фотонного барьера, соответственно, может составлять сотни или тысячи периодов.

На Рис. 3.1 для сравнения изображены коэффициенты отражения и временные задержки для двух периодических структур с разными параметрами β . Для оценки максимальной величины времени задержки отраженного излучения можно воспользоваться выражением $\tau_d = 2L\sqrt{\varepsilon_0}/c \cos \theta_0$.

Эффективность отражения в обоих случаях не достигает 100 %. Это приводит к дополнительным резонансным переотражениям оптического излучения

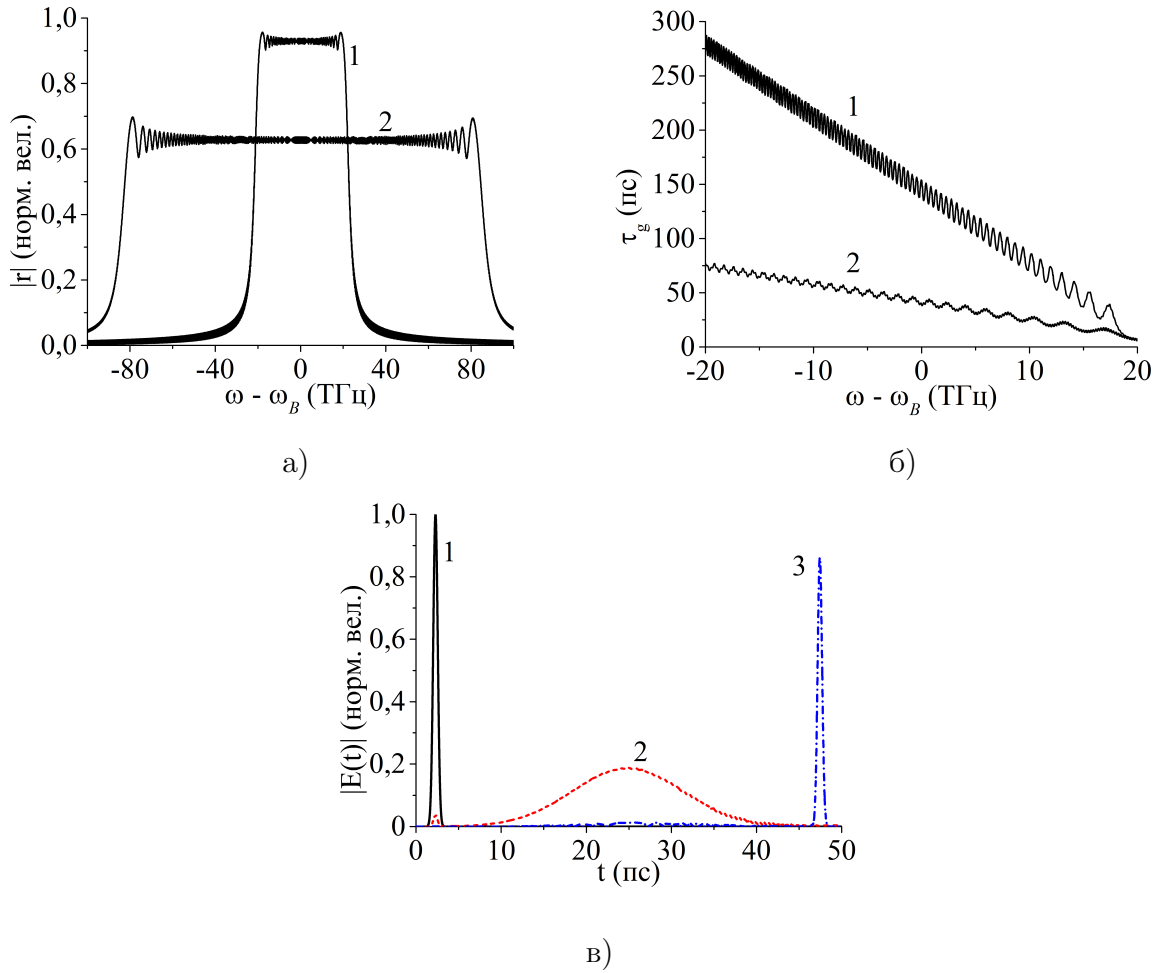


Рисунок 3.1 — а) и б) Спектральные характеристики чирпированных периодических структур с параметрами $\sqrt{\varepsilon_0} = 1.4$, $\theta_0 = 0$, $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 3 \times 10^{-4}$, $L = 3$ см, (1) $\alpha = 10$ нм/см; (2) $\alpha = 50$ нм/см; в) Растяжение/сжатие светового импульса: (1) падающий, (2) растянутый и (3) сжатый импульсы.

с периодом $\pi/(\delta/\beta + z_0)$ в полостях, образованными фотонными барьерами и обеими гранями структуры [80]. Результатом таких переотражений являются характерные аperiodические осцилляции профиля коэффициента отражения и времени задержки. С увеличением отражательной способности брэгговской структуры ($|r| \rightarrow 1$) амплитуды колебаний профиля коэффициента отражения и времени задержки, вызванные переотражениями в правой полости (между ФБ и выходной гранью), уменьшаются (см. Рис. 3.1а, 1). Также подавляются и осцилляции профиля коэффициента отражения, вызванные переотражениями в левой полости (между барьером и входной гранью). Однако колебания времени задержки, соответствующие этой же полости, становятся еще более выраженными (см. Рис. 3.1б, 1). Уменьшение амплитуды этих колебаний возможно за счет дополнительной аподизации периодической структуры.

На Рис. 3.1в показаны профили световых импульсов на разных стадиях процесса растяжения и сжатия при падении сигнала на квазипериодическую структуру, спектральные характеристики которой показаны на графиках 3.1а и 3.1б под цифрой 1. Длительность падающего светового импульса составляла ~ 250 фс. После отражения его длительность увеличилась в ~ 30 раз до ~ 7 пс. На стадии сжатия растянутый световой импульс подавался на противоположную грань той же самой периодической структуры. В результате чего, знак дисперсионной характеристики устройства изменялся. В ходе второго отражения длительность импульса уменьшилась до первоначальной, а его форма сохранила гауссовский профиль. Поскольку отражательная способность квазипериодической структуры меньше единицы, имеют место потери на прохождение. Это приводит к тому, отношение пиковых интенсивностей падающего и восстановленного импульса равно $\sim 85\%$.

3.2 Отражение широких пучков. Сдвиг Гуса-Хенхен

Применение объемных чирпированных периодических структур в качестве устройств растяжения/сжатия подразумевает использование световых пучков, при котором роль дифракционных эффектов значительна. Для исследования подобных эффектов рассмотрим взаимодействие световых пучков, обладающих различной расходимостью волнового фронта с квазипериодическими структурами.

Для удобства рассмотрения картины отражения в работе использовались квазипериодические структуры с большим диэлектрическим контрастом. Конкретные значения параметров исследуемых периодических сред были следующими: количество четвертьволновых слоев было 80 и 160, показатели преломления слоев – $n_1 = 1.6$ и $n_2 = 1.4$, $\alpha = 20$ мкм/см, длина ПС была 25 мкм и 50 мкм. Угловая запрещенная зона располагалась между углами $\theta_1 = 27^\circ$ и $\theta_2 = 33^\circ$.

Огибающая s – поляризованного светового пучка имела вид – $A(x) = \exp(-(x - x_0)^2/2a^2)$ (здесь a – ширина пучка) со следующими параметрами: длина волны $\lambda = 1$ мкм, угол падения – $\theta_0 = 30^\circ$ (соответствует точному брэгговскому резонансу в точке $z_0 = L/2$). Рассматривалось отражение световых пучков с широкой апертурой $a = 15$ мкм ($\Delta k_{x,b} \ll \Delta k_{x,B}$) и узкой $a = 5$ мкм

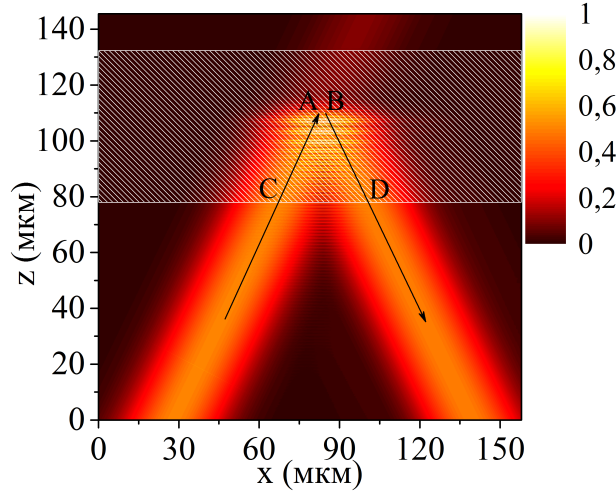


Рисунок 3.2 — Отражение широкого светового пучка ($a/\lambda = 15$) от фотонного барьера, расположенного внутри периодической структуры ($\alpha = 20$ мкм/см, $l_{\text{фб}} = 8$ мкм). Стрелками показано направление распространения.

($\Delta k_{x,b} \leq \Delta k_{x,B}$), где $\Delta k_{x,b}$ — ширина углового спектра пучка, $\Delta k_{x,B}$ — ширина запрещенной полосы квазипериодической структуры.

На Рис. 3.2 показано отражение слаборасходящегося пучка ($a/\lambda = 30$) в условиях, когда фотонный барьер имеет размер $l_{\text{фб}} = 8$ мкм и расположен в окрестности $L/2$ (заштрихованная область показывает расположение периодической структуры). Общий боковой сдвиг (отрезок CD - 35 мкм) пучка на границе $z = 0$ складывается из сдвига, обусловленного распространением пучка в области прозрачности чирпированной структуры и сдвига на поверхности фотонного барьера (отрезок AB - 1.92 мкм) — сдвига Гуса-Хенхен [22].

Рассмотрим подробнее сдвиг Гуса-Хенхен, используя геометрический подход предложенный, еще в монографии [81] для описания сдвига пучка на границе двух однородных диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 в условиях полного внутреннего отражения $n_1 > n_2$. Можно считать, что отражение происходит не от границы раздела диэлектриков, а от плоскости, расположенной на некоторой эффективной глубине $d_{\text{эфф}}$. Если величину $d_{\text{эфф}}$ определить как обратную мнимой части продольной составляющей волнового вектора $d_{\text{эфф}} = (\text{Im}[k_z])^{-1} = \left(k_0 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_0}\right)^{-1}$ ($\theta_0 > \theta_{\text{кр}} = \arcsin n_2/n_1$, $\theta_{\text{кр}}$ - критический угол), то значение бокового сдвига пучка $\Delta = 2d_{\text{эфф}} \tan \theta$ совпадает со значением вычисленным по формуле Артмана $\Delta = 1/k_1 \cos \theta (d\varphi/d\theta)$ [82], где φ — фаза коэффициента отражения.

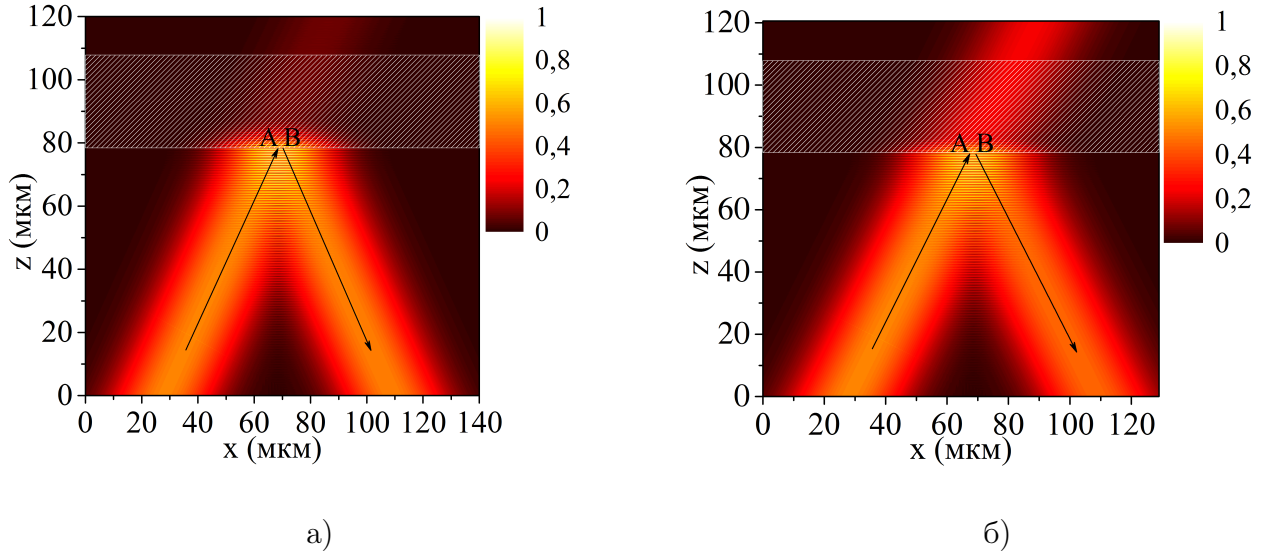


Рисунок 3.3 — Отражение широкого пучка ($a/\lambda = 15$) от фотонного барьера, расположенного на передней границе chirпированной структуры а) $\alpha = 20$ мкм/см, $l_{fb} = 8$ мкм; б) $\alpha = 60$ мкм/см, $l_{fb} = 2.75$ мкм. Стрелками показано направление распространения.

В качестве промежуточного результата рассмотрим сдвиг Гуса-Хенхен при угловом падении пучка электромагнитного излучения на однородную периодическую диэлектрическую структуру ($\alpha = 0$), когда угловой спектр пучка находится внутри запрещенной полосы [23]. Как показано в предыдущей главе, фаза коэффициента отражения (предполагается, что $n_1 \approx n_2 \approx \sqrt{\epsilon_0}$) имеет вид $\psi_r = \arctg(\delta/q \operatorname{th} \kappa L)$, $q = \sqrt{\delta^2 - \kappa^2}$, откуда при $\delta = 0$ боковой сдвиг $\Delta = \operatorname{th} \kappa L / \kappa \operatorname{tg} \theta_0$. Это выражение совпадает с $\Delta = 2d_{\text{эфф}} \operatorname{tg} \theta_0$, если глубина эффективного слоя составляет $d_{\text{эфф}} = 1/2\kappa$.

Поскольку полное поле внутри структуры экспоненциально затухает вдоль z как $\sim \exp(-\kappa z)$ и представляет собой суперпозицию прямой и обратной волн, то эффективную глубину можно оценить численно следующим выражением [A9]

$$d_{\text{эфф}} = \frac{\int_0^L z |E_{\text{пр}}|^2 dz}{\int_0^L |E_{\text{пр}}|^2 dz} = \frac{1}{2\kappa} \quad (3.3)$$

где $E_{\text{пр}}$ — прошедшее оптическое излучение. Таким образом, эффективная глубина проникновения излучения определяется затуханием центра тяжести прошедшего излучения. Такую же оценку глубины проникновения можно сохранить и для chirпированных периодических структур.

На Рис. 3.3а и 3.3б показано отражение широкого светового пучка в условиях, когда фотонный барьер располагается у края периодической структуры. Общий сдвиг пучка определяется только сдвигом Гуса-Хенхен, величина которого составляет несколько длин волн падающего излучения. Для конкретной структуры (отрезок **AB** на Рис. 3.3а) геометрическое построение дает сдвиг $\Delta = 1.92$ мкм, численный расчет по формуле Артмана дает $\Delta = 1.8$ мкм. Следует также подчеркнуть, что при таких оценках отраженный пучок сохраняет свой первоначальный профиль.

Полученные формулы, строго говоря, справедливы для полубесконечных структур с небольшим диэлектрическим контрастом. Фактически, это означает, что затухание внутри слоя должно быть достаточным для того, чтобы коэффициент отражения был близок к единице, что накладывает ограничение на размер фотонного барьера в случае чирпированной ПС: из условия $\text{th } \kappa l_{\text{фб}} \approx 1$ следует, что $l_{\text{фб}} \geq 3$. При падении светового пучка на ПС с $l_{\text{фб}} < 3$ наблюдается заметное туннелирование электромагнитного излучения через ФБ (см. Рис. 3.3б). Такой режим уменьшает эффективность сжатия – растяжения импульсов (пучков).

Из приведенных оценок также следует, что на фоне общего сдвига пучка (отрезок **CD** Рис. 3.2) сдвигом Гуса-Хенхен (отрезок **AB** Рис. 3.2), за исключением приповерхностного слоя, можно пренебречь.

3.3 Фокусировка и дефокусировка гауссовых световых пучков

Рассмотрим отражение узких световых пучков, т.е. обладающих широким угловым спектром. Область отражения таких пучков охватывает практически всю периодическую структуру, при этом происходит не только боковой сдвиг, но и искажение профиля пучка и его волнового фронта.

Поскольку выражение для коэффициента отражения в аналитическом виде записывается с помощью специальных функций, можно воспользоваться приближенными формулами для оценки бокового сдвига и угловой дисперсии. Из сказанного выше можно приближенно считать, что отраженный пучок формируется из спектральных компонент, каждая из которых полностью отражается от расположенных на разной глубине слоев ПС. Коэффициент отраже-

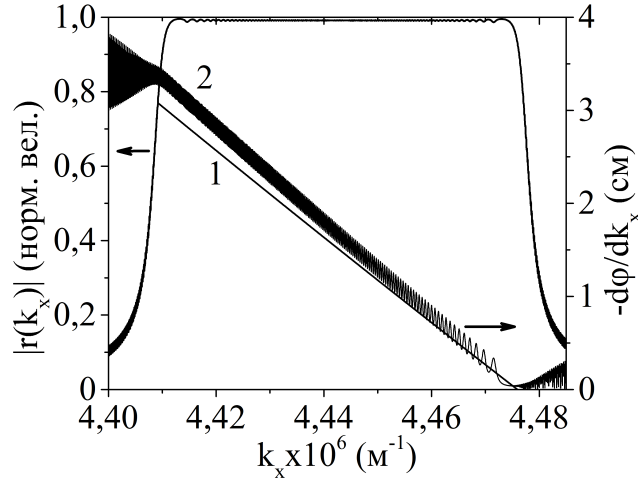


Рисунок 3.4 — Зависимости бокового смещения от поперечной компоненты волнового вектора, полученные с помощью формулы (3.4а) — 1 и численного расчета — 2. Параметры периодической структуры: $L = 1.5$ см, $n_0 = 1.4$, $\alpha = -5$ нм/см, $\Delta\epsilon/\epsilon_0 \approx 10^{-3}$.

ния текущей спектральной компоненты, в таком случае, $r \approx \exp(i2zk_z)$, где $2z = 2(k_z - k_0)/\beta + z_0$ — двойной путь, прошедший спектральной компонентой в продольном направлении при отражении от плоскости на глубине z , здесь $k_0 = k(z_0)$. Определяя боковой сдвиг по формуле $\Delta = -d\varphi_r/dk_x$ и используя соотношения между продольной и поперечной составляющими волнового вектора ($k^2 = k_x^2 + k_z^2$) получим приближенные формулы для бокового сдвига и фазовой модуляции спектральных компонент пучка [A2, A7]

$$-\frac{d\varphi_r}{dk_x} = \frac{2k_x(k_z - k_0)}{k_z\beta} = 2z \operatorname{tg} \theta; \quad (3.4a)$$

$$-k \frac{d^2\varphi_r}{dk_x^2} = \frac{2}{\beta} \left(\frac{k_0}{\cos^3 \theta} - k \right). \quad (3.4б)$$

Здесь θ — текущий угол. Из формулы (3.4а) можно сделать вывод, что в плоскости $z = 0$ образуется растянутый отраженный пучок, спектральные компоненты которого имеют характерный линейный боковой сдвиг по x . На Рис. 3.4 приведены зависимости Δ , рассчитанные по формуле (3.4а) (кривая 1) и с помощью численного метода (кривая 2). Ход кривых практически совпадает, однако в силу сделанных предположений, выражения (3.4а, 3.4б) не учитывают осцилляции бокового сдвига и угловой дисперсии, возникающие вследствие переотражения излучения между слоями периодической структуры (ср. с осцилляциями времени задержки на Рис. 3.16).

Легко видеть, что боковой сдвиг (формула (3.4а)) также имеет геометрический смысл, отмеченный выше, и не зависит от знака β . При этом знак

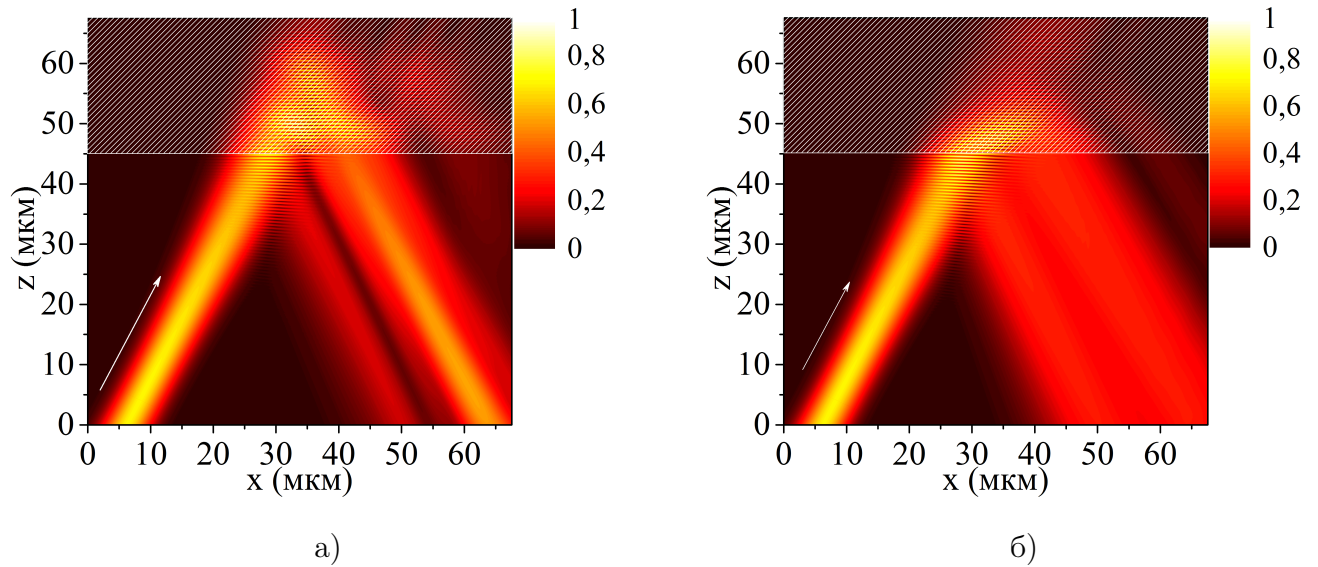
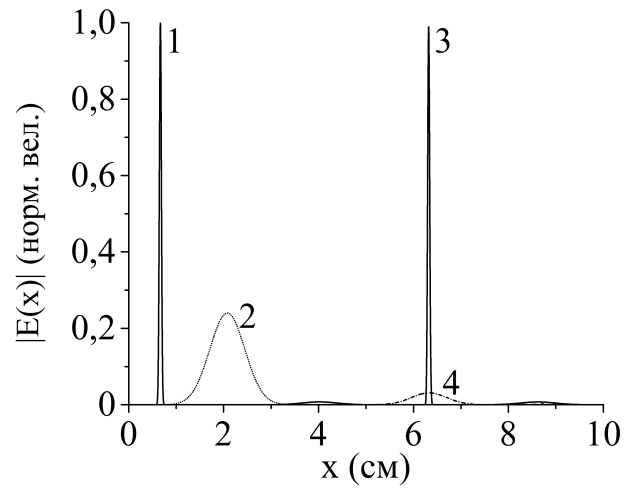


Рисунок 3.5 — а) Фокусировка отраженного узкого пучка ($a/\lambda = 5$) от chirпированной периодической структуры: $\alpha = -20$ мкм/см. б) Дефокусировка отраженного узкого пучка ($a/\lambda = 5$) от chirпированной периодической структуры: $\alpha = 20$ мкм/см.

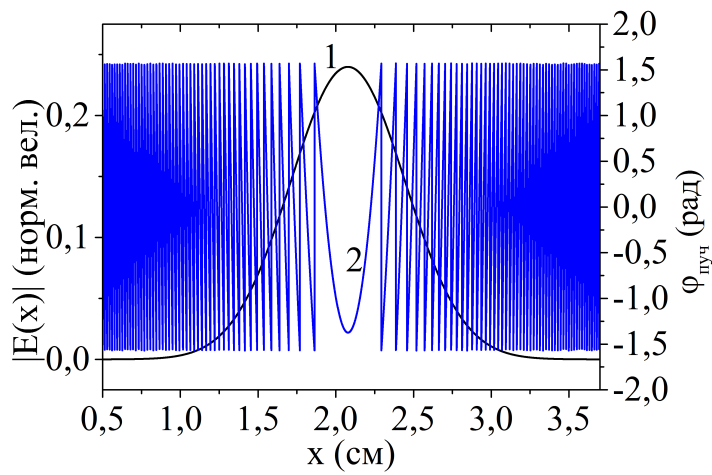
в выражении (3.4б) зависит от β , что определяет кривизну волнового фронта отраженного пучка: отрицательная угловая дисперсия – сходящийся, положительная – расходящийся. На Рис. 3.5а показано отражение узкого расходящегося светового пучка от chirпированной структуры с $\alpha = -20$ мкм/см. Видно, что в формировании отраженного пучка задействована значительная часть периодической структуры. В ходе отражения пучок приобретает сходящийся волновой фронт. Наряду с фокусировкой части отраженного пучка наблюдаются дополнительные отражения пучка 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 (см. Рис. 3.5б). При дальнейшем распространении в свободном пространстве такой пучок продолжит дифрагировать.

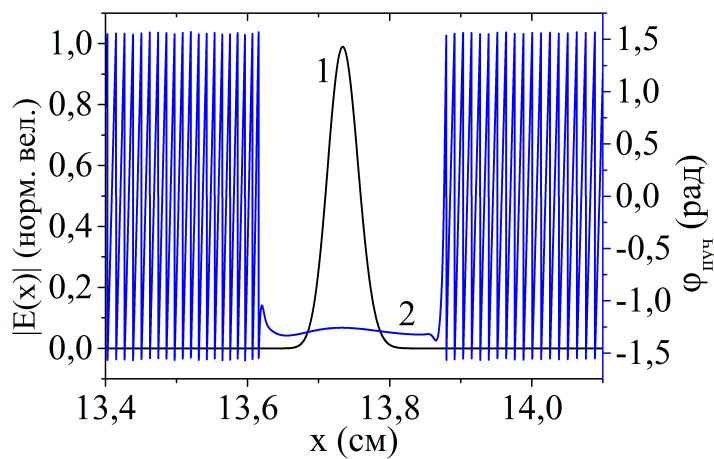
Эффективность применения chirпированных объемных структур для трансформации профилей световых пучков зависит от точности согласования характеристик угловой дисперсии устройств сжатия и растяжения. Поскольку зависимость дисперсии от угла в chirпированных структурах нелинейна, это ограничивает использование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



а)



б)



в)

Рисунок 3.6 — а) Сжатие дифрагированного светового пучка после отражения от chirpированной ПС: 1 – падающий, 2 – дифрагированный (распространялся в свободной среде 2 м 90 см), 3 – отраженный, 4 – прошедший. б) Фазовый фронт дифрагированного пучка: (1) профиль пучка; (2) его фаза. в) Фазовый фронт сфокусированного отраженного пучка: (1) профиль пучка; (2) его фаза.

Пример такого согласования изображен на Рис. 3.6а, где показано сжатие дифрагированного светового пучка ($a = 0.5$ см, $\lambda = 1$ мкм, $\theta = 45^\circ$, $-kd^2\varphi_r/dk_x^2 = 2.83$ м) в ~ 25 раз при отражении от chirпированной периодической структуры с параметрами $L = 1.5$ см, $\alpha = -5$ нм/см, диэлектрический контраст $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 \sim 10^{-3}$ [A8] (спектральные характеристики показаны на Рис. 3.4). Первоначально дифрагированный пучок имеет квадратичный волновой фронт и небольшую амплитуду (см. Рис. 3.6б). В результате компенсации фазовой модуляции отраженный пучок восстанавливает свою первоначальную ширину ($a = 200$ мкм) на границе $z = 0$, а его волновой фронт выпрямляется (см. Рис. 3.6в). Эффективность восстановления по мощности составляет $\sim 98\%$, что связано с потерями энергии пучка вследствие туннелирования.

Применение пучков с большой угловой расходимостью в схемах сжатия – растяжения, где в качестве устройства сжатия и растяжения используется одна и та же решетка [37], также неэффективно. В этом случае точность согласования угловых дисперсий падает за счет дифракционных эффектов, возникающих по ходу распространения излучения между противоположными гранями периодической структуры.

Глава 4. Прохождение и отражение световых импульсов в $\mathcal{PT}$ –симметричных периодических структурах

В данной главе исследовано распространение оптического излучения в $\mathcal{PT}$ – симметрических периодических структурах. Дано описание характерных свойств таких структур при брэгговском отражении в линейном приближении. Показано, что прохождение и отражение света в $\mathcal{PT}$ – симметрических периодических структурах зависят от направления распространения и величины параметра поглощения и усиления. С помощью численного расчета были получены профили встречных волн и полного поля оптического излучения внутри периодической структуры в непрерывном и импульсном режимах при различных величинах параметра поглощения и усиления, а также направлениях распространения. Благодаря этому исследованы механизмы несимметричного прохождения. Рассмотрены особенности прохождения света через чирпированные структуры, в которых чередуются слои с усилением и поглощением. Показано что, активные чирпированные периодические структуры могут быть использованы для одновременного усиления и сжатия/растяжения световых импульсов.

4.1 Линейные свойства $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической структуры

Рассмотрим распространение оптического излучения в планарной периодической диэлектрической структуре со следующей зависимостью показателя преломления от координаты распространения z

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon_R \cos\left(\frac{2\pi}{d}z\right) \pm i\Delta\varepsilon_I \sin\left(\frac{2\pi}{d}z\right), \quad (4.1)$$

где d – период структуры, ε_0 – среднее значение диэлектрической проницаемости, а слагаемые с $\Delta\varepsilon_R$ и $\Delta\varepsilon_I$ – амплитуды изменения вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости соответственно. Знак перед последним слагаемым зависит от выбора входной грани периодической структуры (см. Рис. 4.1a).

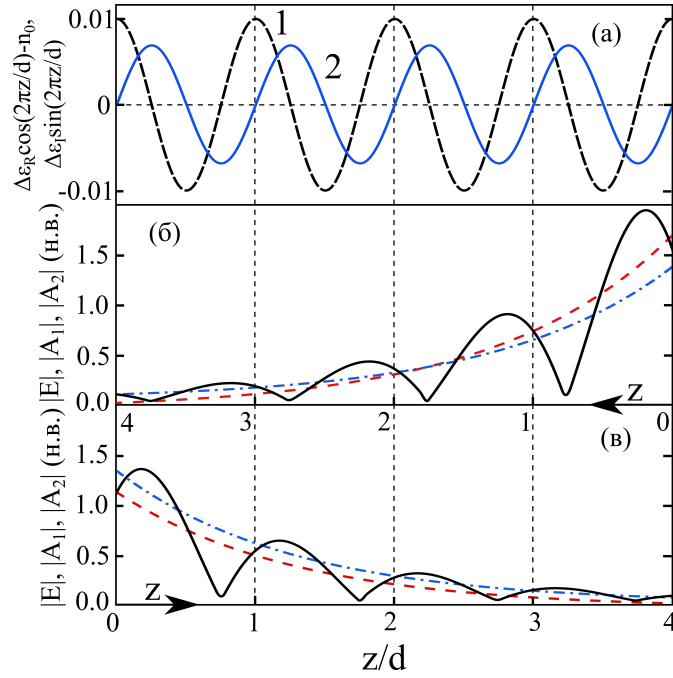


Рисунок 4.1 — (а) Пространственное распределение вещественной (1) и мнимой (2) частей диэлектрической проницаемости $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической структуры с $\Delta\epsilon_R > \Delta\epsilon_I$. Распределение прямой (штрих-пунктирная), обратной (пунктирная) волн и полного оптического поля (сплошная) вдоль координаты z при падении световой волны на правую (б) и левую (в) входную грани. Несущая частота световой волны находится в окрестности первой запрещенной полосы. Стрелками показаны направления распространения света и координаты z .

Для описания активной диэлектрической среды используем модель двухуровневого осциллятора с однородно уширенной линией, центрированной на частоте ω_0 . Тогда в стационарном режиме эффективную комплексную диэлектрическую проницаемость среды $\epsilon_{\text{эфф}}$ представим в виде [83]:

$$\epsilon_{\text{эфф}} = \epsilon_0 + \left(\frac{3\omega_L l^2 w_{\text{равн}}}{\omega(\gamma_2^2 + \Delta_0^2)} \right) \left(\frac{i\gamma_2 - \Delta_0}{1 + |\Omega|^2/\Omega_{\text{нас}}^2} \right), \quad (4.2)$$

где $\omega_L = 4\pi\mu^2 N/3\hbar$ – частота Лоренца, $\Delta_0 = (\omega - \omega_0)/\omega$ – нормированная отстройка частоты излучения ω от точного резонанса, $\Omega = (\mu/\hbar\omega)A_0$ – нормированная амплитуда электрического поля (частота Раби), $\gamma_1 = 1/(\omega T_1)$ и $\gamma_2 = 1/(\omega T_2)$ – нормированные скорости релаксации населенности и поляризации, μ – дипольный момент перехода, N – концентрация резонансных атомов, $\hbar$ – нормированная постоянная Планка, $T_1(T_2)$ – продольное (поперечное) время релаксации, $\Omega_{\text{нас}} = \sqrt{\gamma_1(\gamma_2^2 + \Delta_0^2)/4l^2\gamma_2}$, $l \approx (\epsilon_0 + 2)/3$. При $\Delta_0 = 0$ и в приближении слабого поля ($\Omega \ll \Omega_{\text{нас}}$) из (4.2) получим следующее выражение для

амплитуды изменения мнимой части диэлектрической проницаемости:

$$\Delta\epsilon_I \sin\left(\frac{2\pi}{d}z\right) \approx \pm 3l^2\omega_L T_2 w_{\text{равн}}(z). \quad (4.3)$$

Параметр $w_{\text{равн}}(z) = \sin(2\pi z/d)$, отвечающий за равновесную разность населенности уровней, позволяет также одновременно описать усиление и поглощение. Если внешняя накачка отсутствует, то все атомы находятся в основном состоянии – среда поглощающая: $w_{\text{равн}} = +1$. В усиливающей среде с помощью накачки все атомы переведены в возбужденное состояние и $w_{\text{равн}} = -1$. Таким образом, предполагается, что и поглощающие и усиливающие слои имеют одинаковые величины $|w_{\text{равн}}|$ и равные концентрации резонансных атомов.

Изготовление подобных активных ПС возможно или с помощью допирования стекол ионами Nd^{+3} и Er^{3+} [84], или внедрением в полупроводниковые материалы квантовых точек [85]. Для реализации непрерывной накачки можно применить схему, которая использовалась в работе [86]. Также, в качестве примера можно привести следующие параметры активных материалов, которые достижимы на практике: $\sqrt{\epsilon_0} = 3.4$, $\omega_L = 10^{11}$ сек $^{-1}$, $T_1 = 1$ нс, $T_2 = 0.5$ пс [87; 88].

В дальнейшем выражение (4.3) применяется как при расчете спектральных характеристик активных ПС структур с помощью ММП, так и при решении уравнений связанных волн.

При зависимости диэлектрической проницаемости, описываемой формулой (4.1), решение волнового уравнения для $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической среды будем искать в виде суперпозиции прямой A_1 и обратной A_2 волн. Такое решение будет удовлетворять следующей системе связанных уравнений

$$\begin{aligned} +i\left(\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial t}\right) + (\kappa \pm g)A_2 &= 0; \\ -i\left(\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial t}\right) + (\kappa \mp g)A_1 &= 0, \end{aligned} \quad (4.4)$$

где $v = c/\sqrt{\epsilon_0}$ – фазовая скорость оптического излучения, $\kappa = k_0\Delta\epsilon_R/4\sqrt{\epsilon_0}$ – параметр брэгговской связи, $g = k_0\Delta\epsilon_I/4\sqrt{\epsilon_0}$ – коэффициент связи, вызванный присутствием дополнительного профиля поглощения и усиления. В соответствии с формулой (4.3) величину параметра g для длины волны 1.5 мкм и $|w_{\text{равн}}| \leq 0.2$ можно оценить на уровне $g \leq 10^4$ см $^{-1}$, что экспериментально наблюдалось в работе [85].

Из системы уравнений (4.4) легко видеть, что связь между прямой и обратными волнами зависит от того, на какую грань периодической среды падает световая волна. Для того, чтобы определить эффект несимметричной связи между волнами перейдем к уравнениям встречных волн для амплитуд и фазы. Перепишем уравнения (4.4) в стационарном режиме, а комплексные амплитуды представим в виде: $A_1 = a_1 \exp(i\varphi_1)$ и $A_2 = a_2 \exp(i\varphi_2)$, где a_1 , a_2 , φ_1 и φ_2 являются вещественными функциями координаты z . В этом случае уравнения связанных волн примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial z} + (\kappa \pm g)a_2 \sin \Phi &= 0; \\ \frac{\partial a_2}{\partial z} + (\kappa \mp g)a_1 \sin \Phi &= 0; \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= \left[(\kappa \pm g)\frac{a_2}{a_1} + (\kappa \mp g)\frac{a_1}{a_2} \right] \cos \Phi, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где $\Phi = \varphi_2 - \varphi_1 + 2\delta z$, $\delta = \Omega/\nu$ – отстройка от брэгговского резонанса, $\Omega = \omega - \omega_B$, $\omega_B = \pi c_0/(\sqrt{\epsilon_0}d)$ – брэгговская частота. Данная система уравнений имеет два интеграла сохранения

$$\Gamma_1 = \frac{a_1^2}{\kappa \pm g} - \frac{a_2^2}{\kappa \mp g}; \quad (4.6a)$$

$$\Gamma_2 = a_1 a_2 \cos \Phi, \quad (4.6b)$$

где Γ_1 – эффективный прошедший поток, Γ_2 – определяет величину разности фаз между волнами. Ограничимся здесь случаем точного брэгговского резонанса, когда $\delta = 0$. Поскольку отраженный поток в точке $z = L$ равен нулю, то из выражения (4.6б) разность фаз между встречными волнами принимает значение $\pi/2$ или $3\pi/2$.

Конкретное значение Φ зависит от того, в какой последовательности располагаются диэлектрические слои в элементарной ячейке. Когда диэлектрическая проницаемость первого слоя в ячейке соответствует большему значению, а второго меньшему, то разность фаз между волнами равна $\pi/2$. При расположении слоев в обратной последовательности – $\Phi = 3\pi/2$.

На Рис. 4.1 схематически показано распределение светового поля при $\Phi = \pi/2$. При точном выполнении брэгговского условия максимумы светового поля располагаются в точках, которые соответствуют $\Delta\epsilon_R \cos(2\pi z/d) = 0$ [57].

Таким образом, при падении световой волны справа максимумы поля находятся в областях с усилением ($\varepsilon_I < 0$) (см. Рис. 4.1б), а при левом падении – в областях с поглощением ($\varepsilon_I > 0$) (см. Рис. 4.1в). В этом случае верхний знак в выражениях (4.4)–(4.6) перед параметром g отвечает падению на ПС слева, а нижний – падению справа.

Применяя граничные условия $a_1(z = 0) = a_0$, $a_1(z = L) = a_T$ и $a_2(z = L) = 0$ к первому интегралу (4.6а) получим, что $\Gamma_1 = a_T^2/(\kappa \pm g)$. Отсюда следуют выражения для a_2 в точке $z = 0$ при падении справа и слева, соответственно

$$\begin{aligned} a_2^2 &= (a_0^2 - a_T^2) \frac{\kappa + g}{\kappa - g}; \\ a_2^2 &= (a_0^2 - a_T^2) \frac{\kappa - g}{\kappa + g}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Множитель $(\kappa - g)$ в выражении (4.7) показывает, что падение оптического излучения на правую грань сопровождается ростом амплитуды обратной волны, а при левом падении, наоборот, ее уменьшением.

Из сказанного выше легко сделать вывод, что несимметричное прохождение определяется распределением максимумов и минимумов светового полного поля внутри ПС. Такое взаимодействие между встречными волнами приводит к тому, что дисперсия ПС с $\mathcal{PT}$ – симметричным профилем диэлектрической проницаемости имеет ряд особенностей.

Подставляя в систему уравнений (4.4) решение в виде $A_1, A_2 \sim A_{10}, A_{20} \exp(i(qz - \Omega t))$, без наложения граничных условий получим следующее дисперсионное соотношение [53]

$$q = \sqrt{(\kappa^2 - g^2) - \delta^2}. \quad (4.8)$$

Влияние периодического изменения мнимой части показателя преломления на дисперсию периодической структуры определяется параметром g . При $g < \kappa$ (ниже порога нарушения $\mathcal{PT}$ – симметрии) ширина запрещенной полосы сокращается, но кривые дисперсии имеют форму, характерную для пассивных периодических структур. Случай, при котором $g = \kappa$ (порог нарушения $\mathcal{PT}$ – симметрии) является особым. В этом режиме запрещенная полоса исчезает, а кривые дисперсии прямой и обратной волн идентичны дисперсионным кривым однородной среды с показателем преломления $\sqrt{\varepsilon_0}$. Выше порога, при $g > \kappa$, $\mathcal{PT}$ – симметрия нарушена: появляется область вещественных значений q , которым соответствуют комплексные значения δ . В этом режиме может развиваться

абсолютная неустойчивость, которая приводит к неограниченному росту мощности начального возмущения.

Распределения прямой и обратной волн в $\mathcal{PT}$ – симметричной структуре в описанных выше режимах могут быть определены из уравнений (4.4) и граничных условий, показанных еще в разделе (1.4). В результате, получим следующие выражения для комплексных амплитуд A_1 и A_2

$$\begin{aligned} A_1(z) &= A_{10} \frac{q \operatorname{ch} q(z-L) + \delta \operatorname{sh} q(z-L)}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL}; \\ A_2(z) &= A_{10} \frac{-i(\kappa \pm g) \operatorname{sh} q(z-L)}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

где A_{10} – входная амплитуда оптического излучения. Используя эти формулы, полное электрическое поле при точном брэгговском резонансе запишем в виде

$$E(z) = A_{10} \left[\frac{\operatorname{ch}(\sqrt{\kappa^2 - g^2}(z-L))}{\operatorname{ch}(\sqrt{\kappa^2 - g^2}L)} e^{i\pi z/d} - i \sqrt{\frac{(\kappa \pm g)}{(\kappa \mp g)}} \frac{\operatorname{sh}(\sqrt{\kappa^2 - g^2}(z-L))}{\operatorname{ch}(\sqrt{\kappa^2 - g^2}L)} e^{-i\pi z/d} \right] e^{-i\omega t}. \quad (4.10)$$

Как видно из данного выражения при $g < \kappa$, прямая и обратная волны экспоненциально спадают вдоль координаты распространения. Знак в подкоренном выражении второго слагаемого, как и в предыдущих формулах, зависит от выбора входной грани. При падении оптического излучения на правую грань (верхний знак) амплитуда обратной волны становится больше по сравнению с амплитудой обратной волны в пассивной структуре, а при левом падении (нижний знак), наоборот, меньше. Фазы встречных волн отличаются на $\pi/2$.

Когда оптическое излучение падает на периодическую структуру с $\kappa = g$, амплитуда прямой волны при любой входной грани постоянна вдоль ПС. Амплитуда обратной волны, в случае падения на правую грань, растет как $2\kappa(z-L)$. Левое падение сопровождается тем, что амплитуда обратной волны на протяжении всей структуры равна нулю.

В случае когда $g > \kappa$, гиперболические функции в выражении (4.10) переходят в тригонометрические и амплитуды обеих волн растут в противоположных направлениях вдоль координаты z . Разность фаз между волнами при падении справа остается $-\pi/2$, а при падении слева становится $\pi/2$. Последнее соответствует случаю, когда максимумы светового поля смещаются из слоев с поглощающим материалом в усиливающие слои.

Для того, чтобы рассмотреть прохождение и отражение светового излучения в $\mathcal{PT}$ – симметричных ПС при $\delta \neq 0$ найдем выражения для коэффици-

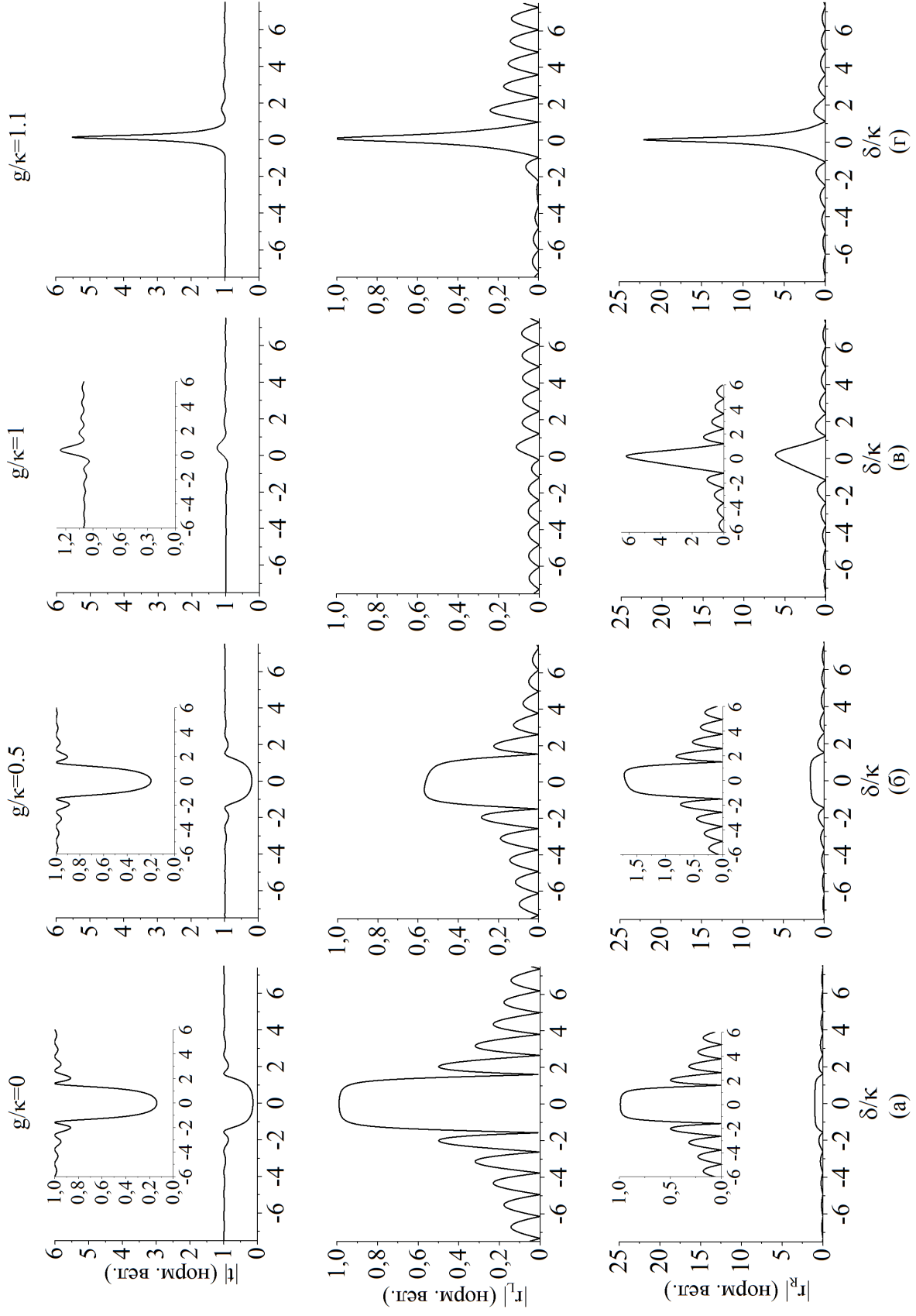


Рисунок 4.2 — Коэффициенты отражения и прохождения периодической структуры $\kappa L = 5$ при падении светового излучения на правую и левую грани для разных значений величины поглощения и усиления: а) $g/\kappa = 0$; б) $g/\kappa = 0.5$; в) $g/\kappa = 1.0$; г) $g/\kappa = 1.1$.

ентов прохождения и отражения таких структур. Используя уравнения (4.4) и действуя как указано в разделе (1.4) найдем

$$r_R(\omega, L) = \frac{i(\kappa + g) \operatorname{sh} qL}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL}; \quad r_L(\omega, L) = \frac{i(\kappa - g) \operatorname{sh} qL}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL}; \quad (4.11a)$$

$$t(\omega, L) = \frac{q}{q \operatorname{ch} qL - i\delta \operatorname{sh} qL}. \quad (4.11b)$$

В выражениях (4.11a) индекс R обозначает коэффициент отражения при падении справа, а L соответствует падению слева. Рассмотрим подробнее поведение полученных коэффициентов отражения и прохождения в зависимости от величины параметра g . На Рис. 4.2 в верхнем ряду изображены модули коэффициентов прохождения, а в двух нижних рядах модули коэффициентов отражения при падении оптического излучения на периодическую структуру справа и слева.

В пассивной периодической среде ($g = 0$) коэффициенты отражения и прохождения имеют характерный для брэгговских структур вид. С увеличением g пропускание светового излучения растет, а поведение коэффициентов отражения справа и слева противоположно друг другу: амплитуда $|r_R|$ растет, в то время как $|r_L|$ уменьшается (см. Рис. 4.2, второй столбец).

Когда параметр усиления и поглощения g соответствует особой точке ($g = \kappa$), периодическая среда становится полностью прозрачной. Из выражения (4.11b) получим, что при точном брэгговском резонансе: $|t(\delta = 0)| = 1$. Отражение света от противоположных граней структуры в этом режиме также остается несимметричным: коэффициент отражения, соответствующий падению на левую грань структуры, практически равен нулю, а коэффициент отражения от правой грани, наоборот, гораздо больше единицы.

Дальнейшее увеличение параметра поглощения и усиления приведет к тому, что вне зависимости от входной грани оптическая система перейдет в состояние конвективной неустойчивости, а затем и в состояние абсолютной неустойчивости.

Для определения порогового значения перехода к абсолютной неустойчивости в реальных $\mathcal{PT}$ – симметричных периодических структурах необходимо учесть их длину. Для лазеров с распределенной обратной связью порог самовозбуждения определяется из условия обращения в бесконечность коэффициентов отражения и прохождения [77]. В периодической структуре, на основе которой

построены такие лазеры, усиление является однородным, а возбуждение происходит на частоте, отличной от брэгговской ($\delta \neq 0$). Для рассматриваемой системы самовозбуждение, наоборот, имеет место при $\delta = 0$. В этом случае, коэффициент отражения структуры длины L имеет вид

$$r_R(\delta = 0) = i \frac{\kappa + g}{\kappa - g} \operatorname{th}^2 \sqrt{\kappa^2 - g^2} L \quad (4.12)$$

При $g > \kappa$ аргумент гиперболической функции становится мнимым, и условие самовозбуждения сводится к равенству $\cos \sqrt{\kappa^2 - g^2} L$. Отсюда, пороговое значение параметра g выражается в виде

$$g_{\text{пор}} = \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\pi}{2L}\right)^2} \quad (4.13)$$

Здесь первое слагаемое характеризует потери в виде отраженного излучения, а второе слагаемое – потери, связанные с прохождением. Таким образом, существует область значений g , при которых система конвективно неустойчива, а именно $\kappa < g < g_{\text{пор}}$. Когда $g > g_{\text{пор}}$ имеет место абсолютная неустойчивость, и система самовозбуждается на брэгговской частоте. Поскольку основное внимание в работе уделяется распространению волновых пакетов, то исследование было ограничено только режимом конвективной неустойчивости.

В последнем столбце на Рис. 4.2 изображены коэффициенты прохождения и отражения, когда $\kappa < g < g_{\text{пор}}$. Легко видеть, что максимальное усиление прошедшего и отраженного излучения во всех приведенных случаях имеет место на брэгговской частоте. Вместе с этим, несимметрия при отражении сохраняется: амплитуда излучения, отраженного от правой грани ПС, в несколько раз превышает амплитуду излучения, отраженного от левой грани.

Используя ММП, исследуем эффект несимметричного прохождения более подробно. На Рис. 4.3 изображены распределения полного поля оптического излучения, а также встречных волн внутри структуры конечной длины с разными соотношениями между параметрами g и κ . Частота падающего излучения совпала с брэгговской частотой. Для удобства рассмотрения структуры светового поля диэлектрический контраст периодической среды был выбран достаточно большим: $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 \approx 10^{-2}$.

При падении излучения на левую грань максимумы светового поля, образованные суперпозицией прямой и обратной волн, располагаются в слоях с поглощением, а минимумы – в слоях с усилением (см. Рис. 4.3а). При таком расположении максимумов и минимумов светового поля прямая и обратная волны

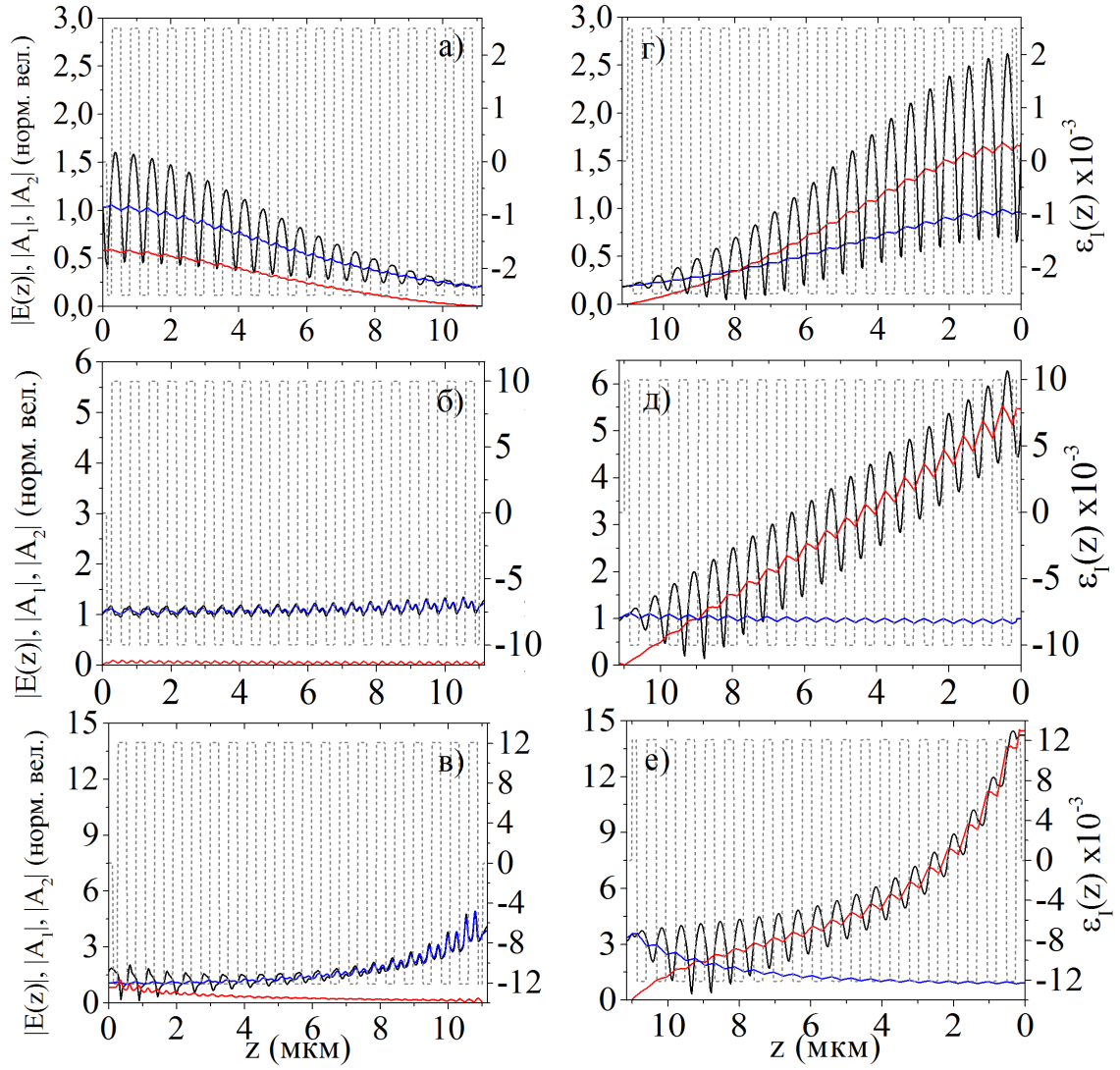


Рисунок 4.3 — Распределение прямой (синяя линия), обратной волн (красная линия) и полного электрического поля (черная линия) оптического излучения с комплексной диэлектрической проницаемостью: $\sqrt{\epsilon_0} = 1.45$, $\Delta\epsilon/\epsilon_0 \approx 10^{-2}$, $\delta = 0$, а) и г) $g/\kappa = 0.5$; б) и д) $g/\kappa = 1$; в) и е) $g/\kappa = 1.1$. Правый столбец соответствует падению справа, левый столбец – падению слева. Пунктирной линией изображена зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости от z .

поглощаются (режим поглощения) (см. Рис. 4.2, средний столбец). В результате взаимодействие между волнами уменьшается, что приводит к сокращению амплитуды стоячей волны. Это, в свою очередь, вызывает рост амплитуды прямой волны, по мере увеличения которой все большее влияние на процесс прохождения оказывают слои с усилением. Этот суммарный эффект хорошо наблюдается в особой точке, когда $g = \kappa$. В этом режиме обратная волна, фактически, не возбуждается и, соответственно, конструктивная интерференция отсутствует (см. Рис. 4.3б). Как результат, прямая волна распространяется без затухания. Уве-

личение параметра усиления и поглощения до уровня $g/\kappa = 1.1$ ($g_{\text{пор}} = 1.2\kappa$) сопровождается тем, что совместное влияние усиливающих и поглощающих слоев вызывает переход максимумов светового поля из слоев с усилением в поглощающие слои. В результате этого, прямая и обратная волны усиливаются (см. Рис. 4.3в).

Другая ситуация складывается при падении оптического излучения на правую грань ПС. Здесь максимумы светового поля, как уже говорилось выше, располагаются в слоях с усилением (см. Рис. 4.3г). В результате амплитуды отраженного и прошедшего излучений растут (режим усиления) (см. Рис. 4.2, нижний столбец). Когда параметр $g = \kappa$, то 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 $\mathcal{PT}$ – симметричной ПС. Обратная волна, в этом случае, линейно усиливается вдоль координаты z (см. Рис. 4.3д). Увеличение параметра усиления и поглощения до $g/\kappa = 1.1$ сопровождается тем, что амплитуды обеих волн растут в противоположных направлениях (см. Рис. 4.3е).

Изменение параметра поглощения и усиления также влияет на время прохождения светового излучения через активную ПС. Используя формулу коэффициента прохождения (4.11б), получим следующее выражения для времени задержки

$$\tau_g = \frac{d\psi_t}{d\Omega} = \frac{1}{v} \left[\frac{(\kappa^2 - g^2) \operatorname{th} qL}{q^2} \frac{qL}{q} - L \left(\frac{\Omega}{qv} \right)^2 \operatorname{sech}^2 qL \right] \cos^2 \psi_t. \quad (4.14)$$

где ψ_t – фаза коэффициента прохождения. Сравнивая кривые 1 и 2, изображенные на графике 4.4, легко видеть, что с увеличением параметра g задержка τ_g растёт. При $\delta = 0$ и $g = \kappa$ выражение (4.14) имеет вид $\tau_g = L/v$, т.е. время задержки совпадает с задержкой оптического излучения, распространяющегося в однородной среде длиной L (см. Рис. 4.4, кривая 3). В режиме конвективной неустойчивости когда $\kappa < g < g_{\text{пор}}$, рост времени задержки продолжается (см. Рис. 4.4, кривая 4), а в точке $g = g_{\text{пор}}$ время задержки стремится к бесконечности.

Увеличение времени задержки с ростом параметра усиления и поглощения напрямую связано с запасением энергии внутри периодической структуры. Данный вывод вытекает из соотношения (2.4), которое выполняется и для $\mathcal{PT}$

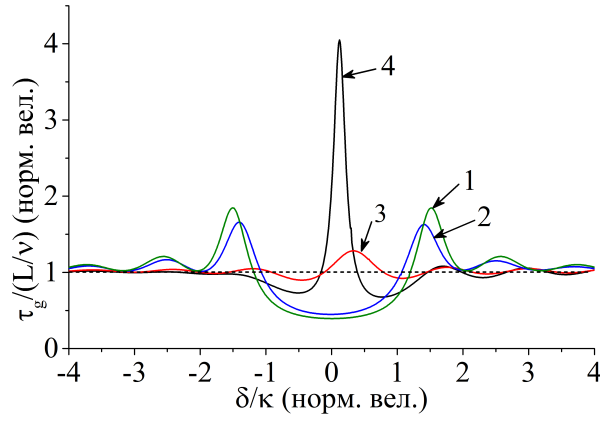


Рисунок 4.4 — Временные задержки в периодических структурах при разных параметрах g/κ : 1) 0; 2) 0.5; 3) 1; 4) 1.1.

– симметричной 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.

4.2 Распространение световых импульсов в квази – $\mathcal{PT}$ – симметричных периодических структурах

В работе [89] показано, что вследствие частотной дисперсии диэлектрической проницаемости условие $\mathcal{PT}$ – симметрии в оптических системах выполняется только для отдельных изолированных частот. В этой работе авторы с помощью соотношений Крамерса - Кронига установили, что предположение о выполнении условия $\mathcal{PT}$ – симметрии для конечного интервала частот нарушает принцип причинности. Этот факт, естественно, накладывает ограничения на прохождение световых импульсов в таких активных системах.

Тем не менее использование так называемой квази – $\mathcal{PT}$ – симметрии позволяет рассмотреть распространение в активных ПС световых импульсов даже небольшой длительности. Данный подход был предложен в работе [90] и основан на рассмотрении активных сред, в которых частотное распределение атомных резонансов характеризуется достаточно малым неоднородным поперечным временем релаксации T_2^* , что сопровождается сильным подавлением частотной дисперсии [91]. Минимальная длительность светового импульса τ_0 , для которой квази – $\mathcal{PT}$ – симметрия имеет место, удовлетворяет условию $\tau_0 \gg T_2 \gg T_2^*$.

Используем эти выводы и исследуем распространение световых импульсов в активных ПС с помощью метода матриц переноса.

Представим диэлектрическую проницаемость резонансной среды следующим образом [92]

$$\Delta \varepsilon_I(\omega) = i\beta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(\Delta - \Delta_0)}{\Delta + i/T_2^2} d\Delta = \hat{\varepsilon}_1(\omega) + i\hat{\varepsilon}_2(\omega), \quad (4.15)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}_1(\omega) &= \frac{\beta}{T_2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(\Delta - \Delta_0)}{\Delta + 1/T_2^2} d\Delta, \\ \hat{\varepsilon}_2(\omega) &= \beta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(\Delta - \Delta_0)\Delta}{\Delta + 1/T_2^2} d\Delta. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Здесь $\beta = 4\pi N\mu^2/\hbar$, $\Gamma(\Delta - \Delta_0)$ является функцией неоднородного уширения линии, $\Delta = \omega - \omega'_0$ – отстройка несущей частоты ω от резонансной частоты атома ω'_0 , $\Delta_0 = \omega - \omega_0$ – отстройка ω от центральной частоты резонанса ω_0 . В таком случае, параметр усиления и поглощения перепишем в виде: $g = k_0 \hat{\varepsilon}_1(\omega_0) w_{\text{равн}}/4\sqrt{\varepsilon_0}$.

Для описания неоднородного уширения линии воспользуемся распределением Доплера-Максвелла

$$\Gamma(\Delta - \Delta_0) = \frac{T_2^*}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(\Delta - \Delta_0)^2 (T_2^*)^2}{2}\right). \quad (4.17)$$

Как уже было показано в предыдущих главах процесс прохождения световых импульсов через ПС в многом определяется соотношением ширины 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 симметрии системы и выбор входной грани.

Таким образом, в работе рассматривается случай, когда частота ω_0 совпадает с частотой брэгговского резонанса ω_B , а ширина неоднородного уширения линии превышает ширину запрещенной полосы ПС, т.е. $\Delta\omega_B \ll 1/T_2^*$. Параметры самой периодической среды были следующими: $L = 1$ см, $\sqrt{\varepsilon_0} = 3.4$, $\kappa = 405$ м⁻¹. Для данной структуры пороговое значение параметра g в соответствии с формулой (4.13) можно оценить на уровне $g_{\text{пор}} \approx 1.07\kappa$. Характерные

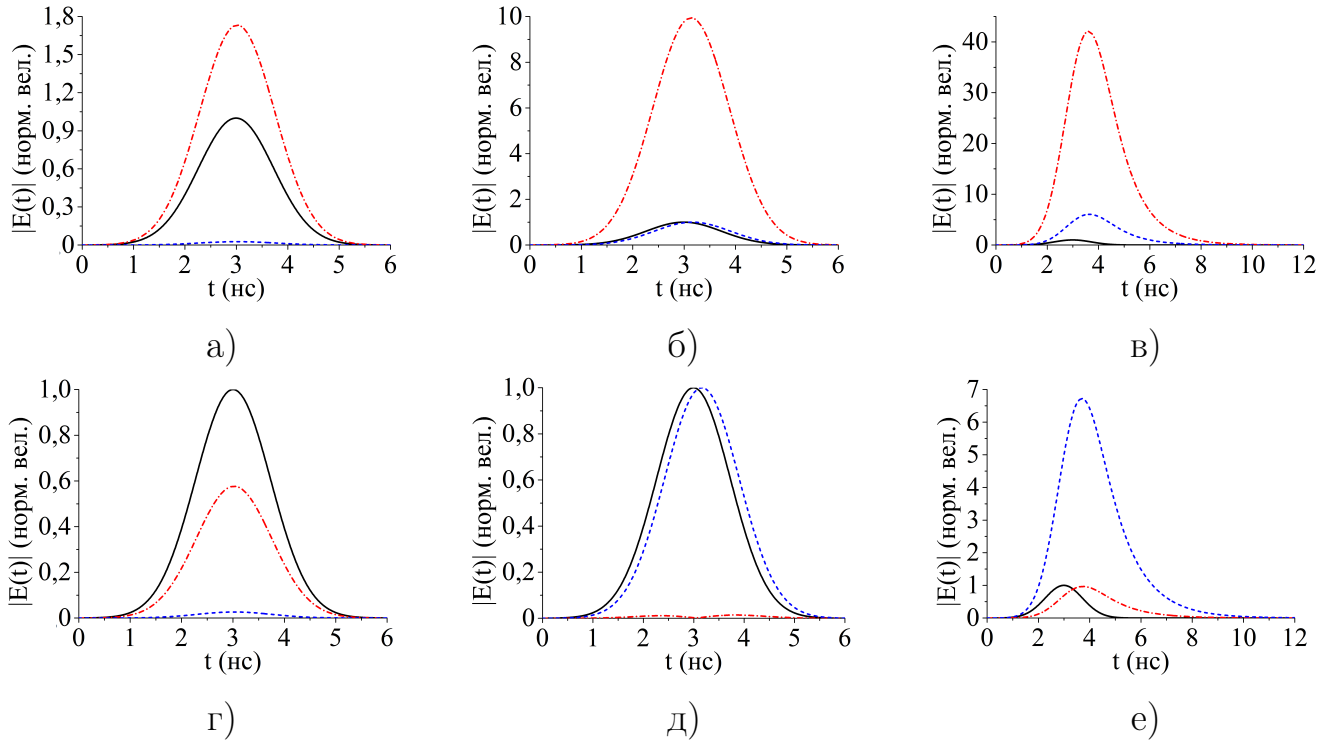
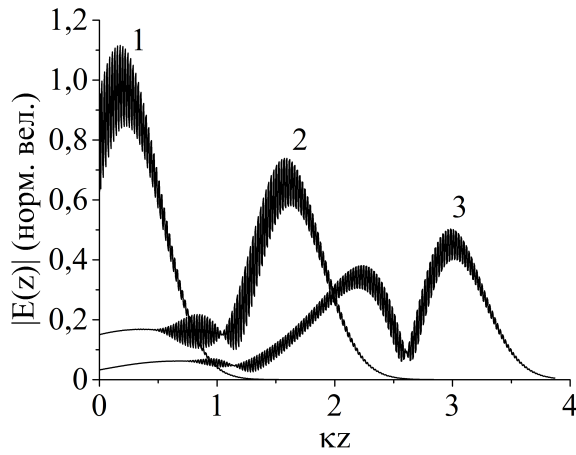


Рисунок 4.5 — Профили падающих (сплошная), отраженных (штрихпунктирная) и прошедших (пунктирная) световых импульсов при падении на активную периодическую структуру. Длительность входного импульса составляет 1 нс ($\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$). Для рисунков а), г): $g/\kappa = 0.5$; б), д): $g/\kappa = 1$; в), е): $g/\kappa = 1.03$. Верхний ряд рисунков соответствует падению на правую грань ПС, а нижний – падению на левую грань.

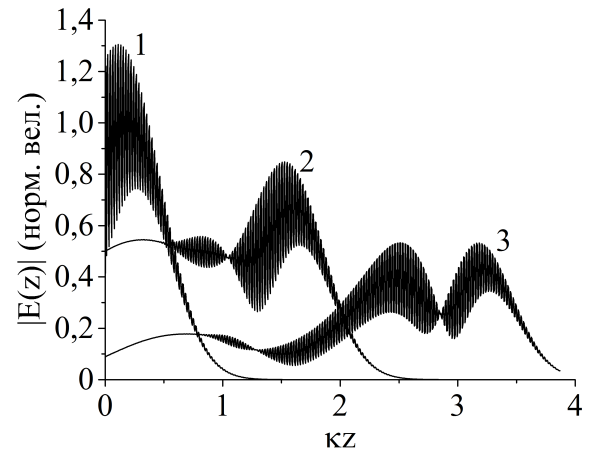
времена релаксации атомных резонансов: $T_2 = 1$ пс и $T_2^* = 0.1$ пс. Максимальная длительность входного импульсного сигнала с гауссовской формой огибающей была выбрана 1 нс ($\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_B$), а минимальная – 5 пс ($\Delta\omega_p \gg \Delta\omega_B$).

Как уже отмечалось, случай падения на ПС импульса большой длительности соответствует квазистатическому режиму и огибающая светового импульса в несколько раз больше ПС. Результаты прохождения такого импульса через ПС для обеих граней и разных соотношений между параметрами g и κ показан на Рис. 4.5. Распределения полного поля оптического излучения в периодической среде в этих случаях аналогичны распределениям, изображенным на Рис. 4.3.

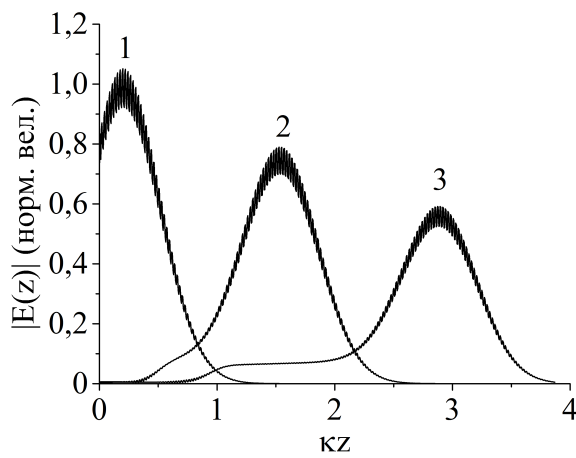
Из графиков легко видеть, что несимметрия, также, определяется только процессом отражения: при падении справа увеличение параметра g приводит к росту амплитуды отраженного сигнала (см. Рис. 4.5а, б и в), а при левом падении увеличение g сопровождается уменьшением его амплитуды (см. Рис. 4.5г, д и е). Практически полное поглощение отраженного сигнала имеет место при $g = \kappa$ (см. Рис. 4.5д). Когда же параметр усиления и поглощения располагается в интервале $\kappa < g < g_{\text{пор}}$, отраженный сигнал вновь характеризуется некоторой



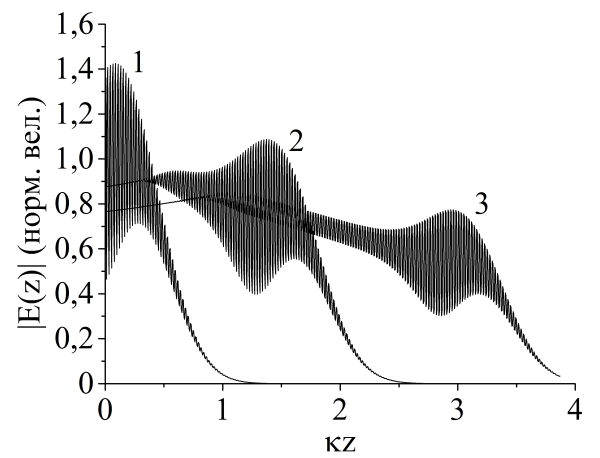
а)



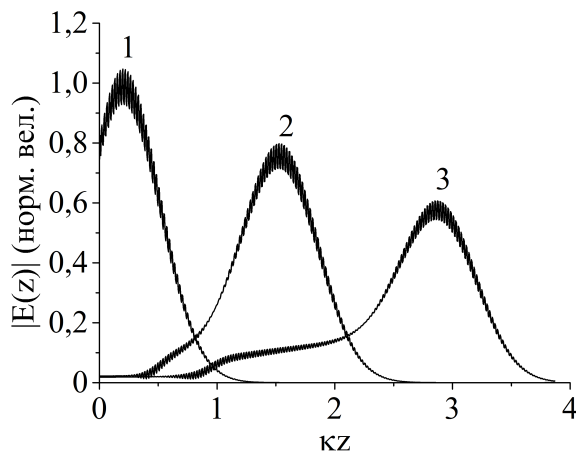
б)



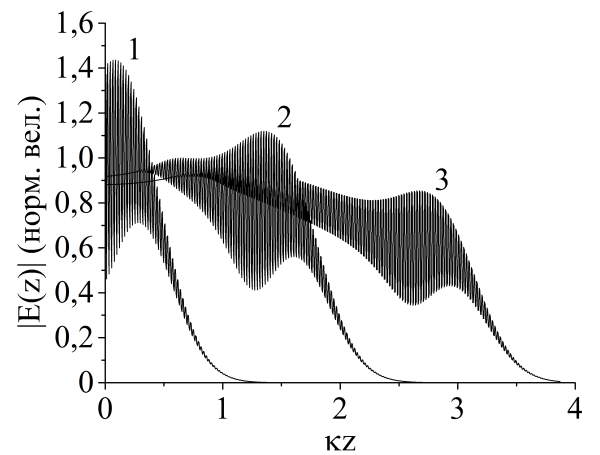
в)



г)



д)



е)

Рисунок 4.6 — Распределения полного поля световых импульсов в активной периодической среде. Длительность входного импульса составляет 5 пс ($\Delta\omega_p \gg \Delta\omega_B$). Для рисунков а), б): $g/\kappa = 0.5$; в), г): $g/\kappa = 1$; д), е): $g/\kappa = 1.03$. Правый ряд рисунков соответствует падению на правую грань ПС, а левый – падению на левую грань. Цифрами показано расположение импульсов в разные последовательные моменты времени.

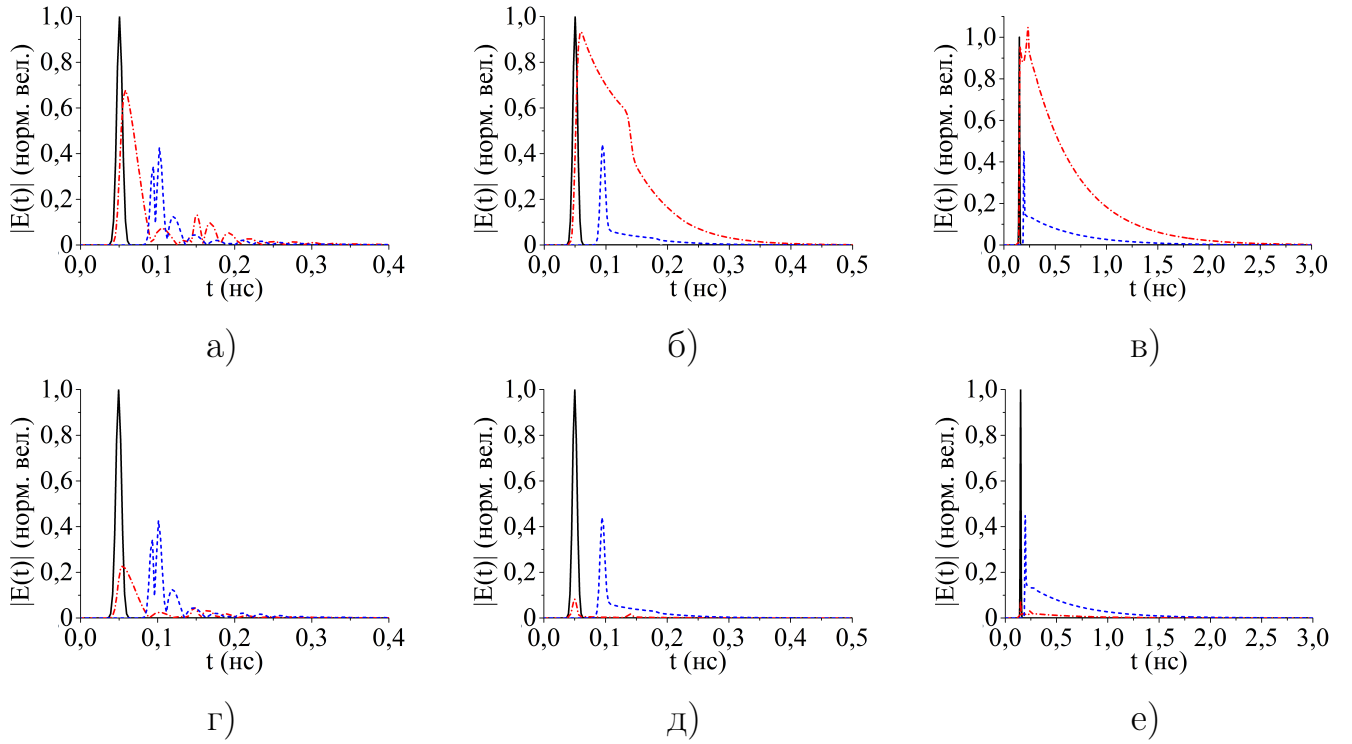


Рисунок 4.7 — Профили падающих (сплошная), отраженных (штрихпунктирная) и прошедших (пунктирная) световых импульсов при падении на активную периодическую структуру. Длительность входного импульса составляет 5 пс ($\Delta\omega_p \gg \Delta\omega_B$). Для рисунков а), б): $g/\kappa = 0.5$; в), г): $g/\kappa = 1$; д), е): $g/\kappa = 1.03$. Верхний ряд рисунков соответствует падению на правую грань ПС, а нижний – падению на левую грань.

конечной амплитудой (см. Рис. 4.5е). Фактически, прохождение импульса такой длительности через активную среду соответствует распространению в $\mathcal{PT}$ – симметричной ПС.

При падении на активную ПС короткого светового импульса пространственные размеры ПС в несколько раз больше размера огибающей импульса. Данный режим позволяет наблюдать процесс распространения пика светового импульса в среде, что как раз показано на Рис. 4.6, где изображены световые импульсы в разные моменты времени внутри ПС. Указанные на рисунках случаи соответствуют различным уровням усиления и поглощения. Здесь, также как и в ранее рассмотренном режиме, увеличение g при падении импульсов на правую грань сопровождается усилением отраженного излучения (см. Рис. 4.6, правый столбец), а при левом падении, наоборот, его поглощением (см. Рис. 4.6, левый столбец). Несимметрия хорошо видна при рассмотрении осцилляций полного поля оптического излучения, которые связаны с интерференцией встречных волн в среде, а также характерных «хвостов», образованных обратной волной.

На Рис. 4.7 изображены профили отраженных и прошедших импульсов. Искажения профилей сигналов в представленных случаях можно разделить на три группы. Во-первых, искажения, возникающие вследствие переотражений от граней ПС тех спектральных компонент сигнала, которые располагаются вне запрещенной полосы (Рис. 4.7а, г). Ко второй группе относятся деформации профиля, связанные с сильным влиянием частотной дисперсии. Здесь следует указать на увеличение длительности выходных сигналов, а также уменьшение амплитуды прошедшего импульса (Рис. 4.7б, д). К последней группе принадлежат искажения, являющиеся результатом значительного времени задержки в окрестности брэгговской частоты (Рис. 4.7в, е).

4.3 Отражение световых импульсов от чирпированной структуры с чередующимися поглощением и усилением

Отмеченная в предыдущем параграфе возможность усиления отраженного оптического излучения от $\mathcal{PT}$ – симметричных ПС может быть использована в чирпированных периодических структурах, что позволит одновременно усиливать и сжимать/расстягивать световые импульсы.

Дополним зависимость диэлектрической проницаемости (4.1) слагаемым, отвечающим за линейную девиацию периода и рассмотрим падение светового излучения на правую грань $\mathcal{PT}$ – симметричной ПС. В этом случае зависимость диэлектрической проницаемости чирпированной периодической структуры можно записать следующим образом [A10]:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon_R \cos\left(\frac{2\pi}{d}z + \frac{1}{2}\beta(z - z_0)^2\right) + i\Delta\varepsilon_I \sin\left(\frac{2\pi}{d}z + \frac{1}{2}\beta(z - z_0)^2\right) \quad (4.18)$$

где $\beta = -\alpha\pi/(2\sqrt{\varepsilon_0}d^2)$, d – период структуры в окрестности точки $z_0 = L/2$, L – длина структуры. Сразу отметим, что записанная в виде (4.18) квадратичная зависимость диэлектрической проницаемости не удовлетворяет условию $\mathcal{PT}$ – симметрии. Тем не менее, характерные для $\mathcal{PT}$ – симметричных структур свойства сохраняются и в таких средах.

Уравнения связанных волн при такой зависимости $\varepsilon(z)$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} +i \left(\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial t} \right) + (\kappa - g) A_2 e^{-i\beta(z-z_0)^2/2} &= 0; \\ -i \left(\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial t} \right) + (\kappa + g) A_1 e^{+i\beta(z-z_0)^2/2} &= 0. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Из данных уравнений видно, что в подобных активных ПС с линейной девиацией периода вдоль координаты z также имеют место локальные пространственные запрещенные области. Из условия для определения границ брэгговской запрещенной полосы $\delta = \pm\kappa$ размер ФБ равен $l_{\text{фб}} = 2(\kappa - g)/|\beta|$. Таким образом, оказывается, что в особой точке $g = \kappa$ размер ФБ равен нулю. Однако, как показано ниже, этот результат относится только к прямой волне. Размер области ПС, в которой происходит отражение некоторой спектральной компоненты, определяется выражением $l_{\text{фб}} = 2\kappa/|\beta|$.

На Рис. 4.8 изображены рассчитанные с помощью ММП распределения прямой, обратной волн и полного светового поля внутри ФБ при падении на правую грань chirпированной ПС с $g = \kappa$. Сравнивая данный график с графиком, изображенным на Рис. 4.3д, видно, что качественно прохождение плоской волны через фотонный барьер эквивалентно распространению в периодической структуре с постоянным периодом.

Важным является тот факт, что в квазипериодической структуре усиление каждой спектральной компоненты отраженного сигнала имеет место только в фотонном барьере. Вне барьера распределение максимумов светового поля не

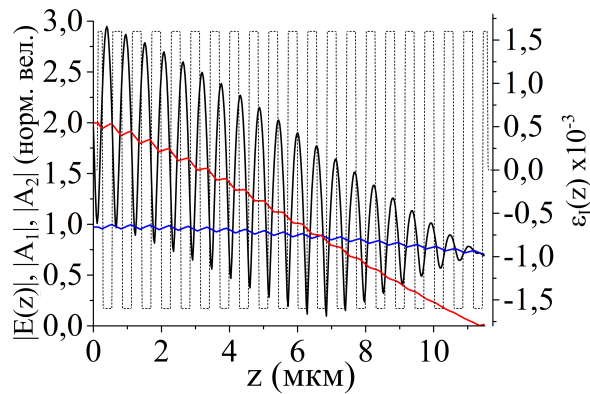


Рисунок 4.8 — Распределение полного электрического поля оптического излучения в фотонном барьере квазипериодической структуры ($\sqrt{\varepsilon_0} = 1.45$, $\alpha = 10$ мкм/см, $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 0.025$, $g = \kappa$, $l_{\text{фб}} \approx 10$ мкм). Обратная волна показана красным цветом, прямая — синим, а полное световое поле — черным цветом. Пунктиром указана мнимая часть диэлектрической проницаемости.

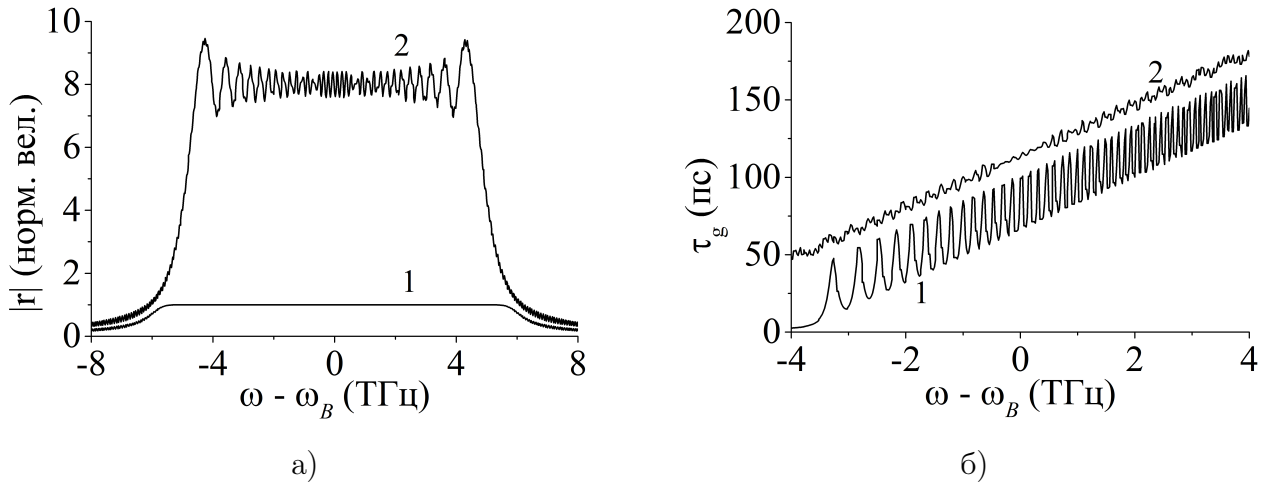


Рисунок 4.9 — а) Коэффициенты отражения и б) времена задержек ПС с параметрами $L = 1.5$ см, $\sqrt{\varepsilon_0} = 1.45$, $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 2 \times 10^{-3}$, $\kappa = 2300$ м $^{-1}$, $\alpha = 4$ нм/см и разными значениями параметра усиления/поглощения: (1) $g = 0$; (2) $g = \kappa$, при падении светового излучения на квазипериодическую структуру справа.

соответствует расположению активных усиливающих 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.

Необходимо отметить, что отмеченная выше спектральная селективность усиления невозможна в чирпированных периодических структурах с однородным профилем усиления. В последнем случае каждая спектральная компонента будет усиливаться на протяжении всей длины распространения. Поскольку пути распространения в чирпированной структуре разных компонент оптического излучения отличаются, то профиль отраженного излучения, в этом случае, будет сильно искажен.

Рассмотрим падение светового импульса гауссовой формы и длительностью ~ 1 пс на правую грань чирпированной структуры. Несущая частота ω падающего излучения соответствует точному брэгговскому резонансу в точке z_0 , а ширина частотного спектра импульса соизмерима с шириной полосы коэффициента отражения квазипериодической структуры $\Delta\omega \approx \Delta\omega_B$. Параметры квазипериодической структуры были выбраны следующими: $L = 1.5$ см, $\sqrt{\varepsilon_0} = 1.4$, $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 2 \times 10^{-3}$, $\kappa = 2300$ м $^{-1}$, $\alpha = 4$ нм/см. Размер фотонного барьера составляет $l_{фб} \approx 1.3$ мм, что соответствует нескольким тысячам периодов. Использование столь короткого светового импульса также потребовало выбора небольших времен релаксации: $T_2 = 0.1$ пс и $T_2^* = 0.01$ пс [87].

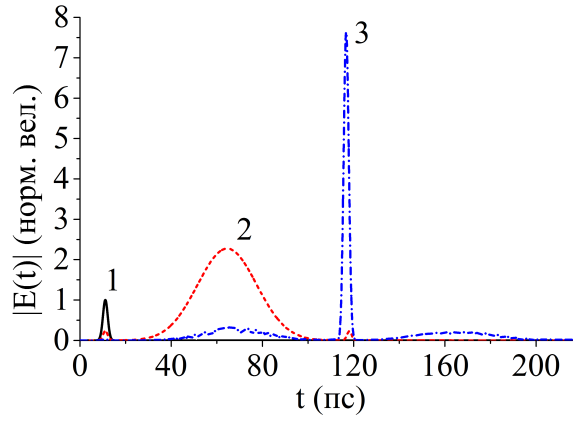


Рисунок 4.10 — Профили (1) входного импульса; (2) растянутого импульса, отраженного от активной квазипериодической структуры с $g = \kappa$; (3) сжатого импульса, отраженного от пассивной периодической структуры.

На Рис. 4.9 для сравнения показаны отражательные спектральные характеристики рассматриваемой структуры с двумя параметрами $g = 0$ и $g = \kappa$. Длина фотонного барьера в пассивном случае ($\kappa l_{\text{фб}} \approx 3$) достаточно большая для того, чтобы прохождение световой волны через него было мало, а $|r| = 1$ (Рис. 4.9а, 1). Это также обуславливает сильные осцилляции времени задержки, которые возникают при переотражении различных спектральных компонент в полостях, образованных между правой границей периодической структуры и фотонными барьерами [79]. Усиление светового излучения при прохождении через структуру с $g = \kappa$ приводит к тому, что $|r| > 1$ и $|t| = 1$ (Рис. 4.9а, 2). В этом случае, отсутствие затухания прямой волны в фотонном барьере вызывает дополнительные переотражения оптического излучения между барьером и левой гранью периодической структуры. Результатом этих переотражений в правой и левой полостях структуры являются характерные аperiodические осцилляции профиля коэффициента отражения, а также ослабление амплитуды колебаний времени задержки (Рис. 4.9б, 2).

После падения короткого светового импульса на такую квазипериодическую структуру на выходе длительность отраженного сигнала будет увеличена до 10 пс, а его амплитуда возрастет в 5 раз, по сравнению с импульсом, отраженным от пассивной периодической структуры (см. Рис. 4.10, 2). В последующем усиленный отраженный импульс может быть направлен на устройство сжатия с противоположным знаком параметра α для восстановления первоначальной длительности (см. Рис. 4.10, 3).

Глава 5. Бистабильность в $\mathcal{PT}$ –симметричных периодических структурах

В данной главе исследованы свойства $\mathcal{PT}$ – симметрических периодических структур с модуляцией керровской нелинейности. Продемонстрировано, что в таких системах возможны переходы от полной $\mathcal{PT}$ – симметрии к нарушенной или в обратном направлении. При адиабатическом увеличении мощности входного излучения зависимость прошедшего излучения от падающего позволяет наблюдать подобные переходы в нелинейных периодических структурах конечной длины. Отмечено, что свойства бистабильности в таких системах значительно зависят от величины параметра усиления и поглощения и направления распространения. Влияние $\mathcal{PT}$ – симметричного изменения диэлектрической проницаемости на свойства бистабильности заключается в уменьшении обратной связи между встречными волнами. Исследовано прохождение световых импульсов через подобные активные нелинейные структуры. Установлено, что несмотря на неустойчивость, связанную с релаксационными колебаниями выходного сигнала, возможно наблюдение переходов между состояниями $\mathcal{PT}$ – симметрии в нестационарном режиме. В частности отмечена возможность порогового усиления оптического излучения.

5.1 Переходы между состояниями $\mathcal{PT}$ – симметрии в периодических структурах с модуляцией керровской нелинейности

Рассмотрим распространение оптического излучения в планарной периодической диэлектрической структуре конечной длины со следующей зависимостью показателя преломления n от координаты распространения z

$$n(z) = n_0 + \Delta n_R \cos\left(\frac{2\pi}{d}z\right) \pm i\Delta n_I \sin\left(\frac{2\pi}{d}z\right) + n_2 |E|^2 + \Delta n_2 \cos\left(\frac{2\pi}{d}z\right) |E|^2. \quad (5.1)$$

Данное выражение аналогично зависимости диэлектрической проницаемости $\mathcal{PT}$ – симметричной ПС, представленной в предыдущей главе (см. выражение 4.1). 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 описывает изменение мнимой части показателя преломления. Знак перед этим слагаемым зависит от выбора входной грани периодической структуры. Падению светового излучения на левую грань среды соответствует положительный знак, а падению на правую грань отвечает отрицательный знак. 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 периодической структуры.

При такой зависимости показателя преломления решение волнового уравнения для $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической среды с модулированной керровской нелинейностью будем искать в виде суперпозиции прямой A_1 и обратной волн A_2 , которое удовлетворяет следующей системе связанных волн [A1]

$$\begin{aligned}
 &+i\left(\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial t}\right) + (\kappa \pm g)A_2 + \gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 \\
 &\quad + \xi(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 + \xi A_1^2 A_2^* = 0; \\
 &-i\left(\frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial t}\right) + (\kappa \mp g)A_1 + \gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 \\
 &\quad + \xi(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 + \xi A_2^2 A_1^* = 0,
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

где ω_0 – несущая частота оптического излучения, $v = c/n_0$ – фазовая скорость, $\kappa = \Delta n_R \omega / c$ – 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. Данная система уравнений, в которой учитывается $\mathcal{PT}$ – симметричное изменение профиля поглощения и усиления, является обобщением уравнений, полученных в работе [93].

Первое нелинейное слагаемое в (5.2) определяет нелинейный сдвиг запрещенной полосы периодической структуры, зависящий от интенсивности прямой и обратной волн. Смысл второго нелинейного слагаемого становится понятным, если ввести эффективный коэффициент брэгговской связи в виде $\bar{\kappa} = \kappa + \xi(|A_{1,2}|^2 + 2|A_{2,1}|^2)$. Это, фактически, означает изменение величины диэлектрического контраста структуры и ширины запрещенной полосы, так как показатель преломления материала испытывает влияние неоднородно распределенного внутри брэгговской структуры оптического поля. В зависимости от знака ξ с увеличением интенсивности падающего излучения ширина запрещен-

ной полосы увеличивается или уменьшается соответственно. Последний член в (5.2) также приводит к небольшому изменению величины брэгговской связи встречных волн, зависящей от разности фаз между этими волнами. Аналогичный эффект изменения диэлектрического контраста имеет место в доступных на данный момент брэгговских решетках с большим диэлектрическим контрастом [94].

Исследуем влияние введенной ранее нелинейности на дисперсионные свойства $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической среды. Представим решения системы уравнений (5.2) в стационарном режиме ($\partial/\partial t = 0$) в виде $A_1(z, t) = u_1 \exp(i(qz - \Omega t))$, $A_2(z, t) = u_2 \exp(i(qz - \Omega t))$ и введем параметр $f = u_2/u_1$, показывающий как полная мощность $P_0 = u_1^2 + u_2^2$ делится между прямой и обратной волнами. Константы u_1 и u_2 запишем в виде $u_1 = (P_0/(1 + f^2))^{1/2}$ и $u_2 = f(P_0/(1 + f^2))^{1/2}$ [59]. После подстановки решений в уравнения (5.2) получим следующие нелинейные дисперсионные соотношения

$$\delta = -\frac{\kappa(1 + f^2)}{2f} - \frac{g(1 - f^2)}{2f} - \frac{3\gamma P_0}{2} - \frac{\xi P_0(6f^2 + f^4 + 1)}{2f(1 + f^2)} \quad (5.3a)$$

$$q = -\frac{(\kappa + \xi P_0)(1 - f^2)}{2f} - \frac{g(1 + f^2)}{2f} - \frac{\gamma P_0(1 - f^2)}{2(1 + f^2)} \quad (5.3b)$$

В случае однородной нелинейности ($\gamma \neq 0$, $\xi = 0$) соотношения (5.3) сводятся к выражениям, полученным в работе [54]. Авторы работы отмечают, что подобная нелинейность приводит к сдвигу запрещенной полосы и образования петли на одной из ветвей дисперсионной кривой. Направление сдвига и ветвь, на которой образуется петля, определяется типом выбранной керровской нелинейности.

На Рис. 5.1 показаны дисперсионные соотношения для брэгговских структур с модулированной дефокусирующей нелинейностью ($\gamma \neq 0$, $\xi \neq 0$) при различных значениях мощности падающего излучения. При расчете использовались параметры близкие к параметрам из работы [55]: $n_0 = 3.6$, $\kappa = 1000 \text{ м}^{-1}$, $g = 980 \text{ м}^{-1}$, $n_2 = 2 \times 10^{-17} \text{ м}^2/\text{Вт}$, $\Delta n_2 = 2 \times 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$.

Как видно из Рис. 5.1а, 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. 5.1б). Затем при превышении некоторой величины мощности излучения происходит нарушение $\mathcal{PT}$ – симметрии (см. Рис. 5.1в). Из численного расчета установлено, что эта величина

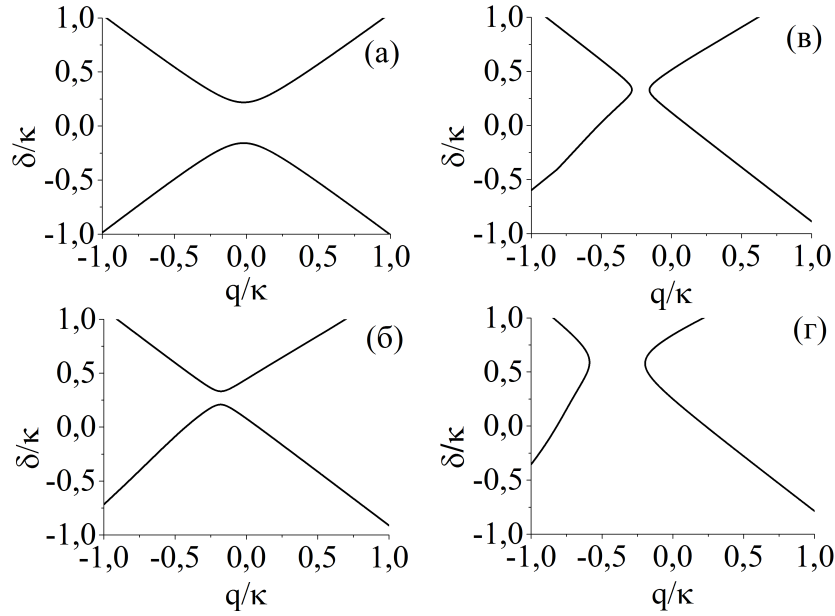


Рисунок 5.1 — Дисперсионные характеристики нелинейной $\mathcal{PT}$ -симметричной периодической структуры ($n_0 = 3.6$, $\kappa = 1000 \text{ м}^{-1}$, $g = 980 \text{ м}^{-1}$, $n_2 = 2 \times 10^{-17} \text{ м}^2/\text{Вт}$, $\Delta n_2 = 2 \times 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$) в зависимости от мощности падающего излучения: а) $P_0 = 25 \text{ МВт}/\text{см}^2$; б) $9P_0$; в) $11P_0$; г) $20P_0$.

мощности может быть аппроксимирована линейной зависимостью: $\xi P_0 = \kappa - g$. Дальнейший рост интенсивности падающего излучений до $20P_0$ сопровождается увеличением расстояния между дисперсионными кривыми (см. Рис. 5.1г).

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.

С физической точки зрения, переходы системы между состояниями $\mathcal{PT}$ -симметрии связаны с модуляцией величины керровской нелинейности в периодической структуре, которая, как уже говорилось ранее, изменяет диэлектрический контраст и, следовательно, эффективную связь между встречными волнами.

5.2 Бистабильность

Возвращаясь к $\mathcal{PT}$ -симметричной периодической структуре конечной длины, исследуем явление оптической бистабильности. Для этого с помощью численного метода Рунге-Кутты четвертого порядка проинтегрируем систему

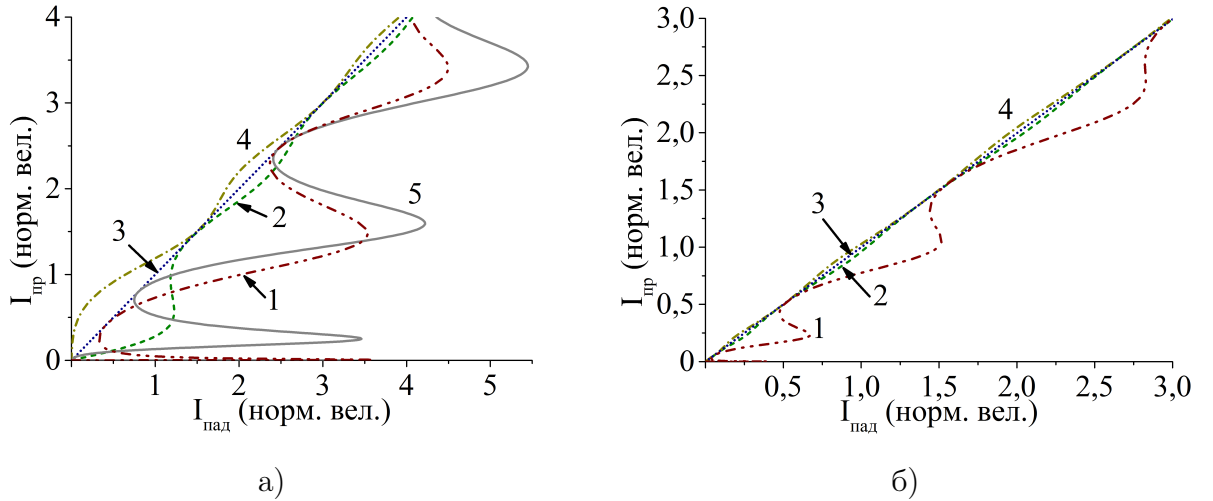


Рисунок 5.2 — Передаточные характеристики при падении оптического излучения на (а) левую и (б) правую грани $\mathcal{PT}$ -симметричной периодической среды без модуляции нелинейности $\gamma < 0$, $\xi = 0$, $\delta/\kappa = 0$: 1) $g/\kappa = 0.8$; 2) 0.98; 3) 1; 4) 1.02; 5) 0.

уравнений (5.2) в стационарном режиме со следующими граничными условиями $A_1(L) = A_0$, $A_2(L) = 0$, где A_0 - амплитуда прошедшего излучения. Для расчета используем выбранные в предыдущем разделе параметры. Длина периодической структуры составляет $L \approx 7$ мм, а пороговое значение параметра усиления и поглощения равно $g_{\text{пор}} \approx 1.025$.

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 периодической структуры, и при различных соотношениях между параметрами g и κ . На Рис. 5.2а и Рис. 5.2б изображены передаточные характеристики, рассчитанные при падении оптического излучения на периодическую структуру 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 периодических структур 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.

Как было отмечено ещё в работе [56], величина обратной связи в ПС определяется параметром κ . В $\mathcal{PT}$ -симметричных ПС связь между волнами за счет поглощающих и усиливающих свойств также зависит и от параметра g

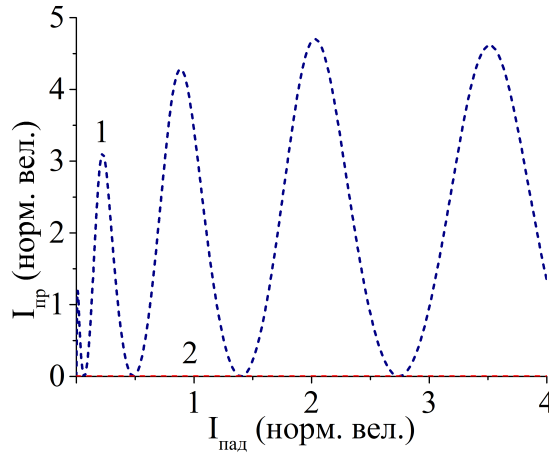


Рисунок 5.3 — Зависимость интенсивности отраженного излучения от интенсивности прошедшего при падении на правую (1) и (2) левую грани $\mathcal{PT}$ -симметричной периодической среды без модуляции нелинейности $\gamma < 0$, $\xi = 0$, $\delta/\kappa = 0$, $g/\kappa = 1$.

(см. уравнения (5.2)). Когда световая волна падает на правую грань, усиление частично уменьшает связь прямой волны с обратной. Обратная ситуация имеет место при падении световой волны на левую грань: поглощение увеличивает связь прямой волны с обратной. Данный эффект обуславливает разницу между передаточными характеристиками для разных входных граней. Однако, несмотря на рост обратной связи при левом падении, вследствие поглощения обратной волны петля гистерезиса все же сокращается.

В случае падения оптического излучения на структуру с параметром $g = \kappa$ (особая точка) вне зависимости от выбора входной грани передаточные характеристики являются линейными функциями (см. Рис. 5.2а, Рис. 5.2б прямые 3). Отсутствие распределенной обратной связи при падении слева является следствием усиления прямой волны, которое полностью компенсирует потери на отражение. При падении световой волны справа образование связи между встречными волнами невозможно вследствие полного поглощения энергии обратной волны. В результате, в обоих случаях прохождение прямой волны в периодической структуре аналогично прохождению через однородную среду. В дальнейшем данная передаточная характеристика будет использоваться как реперная прямая для разделения областей с $g > \kappa$ и $g < \kappa$.

Другой важной особенностью состояния $\mathcal{PT}$ -симметрии с $g/\kappa = 1$ является несимметричность отражения излучения от разных граней периодической среды. В режиме поглощения отраженная волна на выходе из среды фактически отсутствует (см. Рис. 5.3, прямая 1), а режим усиления, наоборот, сопровождается ростом амплитуды отраженной волны (см. Рис. 5.3, кривая 2).

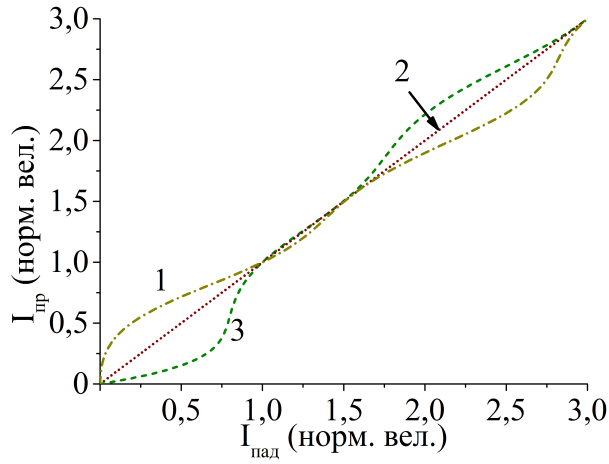


Рисунок 5.4 — Передаточные характеристики при падении оптического излучения на левую грань $\mathcal{PT}$ -симметричной периодической среды с модуляцией нелинейности 1) $\gamma > 0$, $\xi > 0$, $\delta/\kappa = 0$, $g/\kappa = 1.02$; 2) реперная прямая; 3) $\gamma < 0$, $\xi < 0$, $\delta/\kappa = 0$, $g/\kappa = 0.98$.

В периодической среде с нарушенной $\mathcal{PT}$ – симметрией генерация светового излучения не позволяет рассмотреть зависимость интенсивности прошедшего излучения от интенсивности падающего. Поэтому бистабильность исследовалась в допороговом режиме, при котором параметр g задавался в диапазоне $\kappa < g < g_{\text{пор}}$. В этом состоянии вне зависимости от выбора входной грани усиление оптического излучения преобладает над потерями, связанными с отражением, и частично над потерями, возникающими при прохождении. В результате, передаточные характеристики в этом режиме располагаются выше прямых 2, вновь появляется обратная связь между встречными волнами, но области неоднозначности отсутствуют (см. кривая 4, Рис. 5.2а и 5.2б).

Отметим, что аналогичные особенности передаточных характеристик имеют $\mathcal{PT}$ -симметричные периодические структуры с фокусирующей нелинейностью без модуляции нелинейности ($\gamma \neq 0$, $\xi = 0$).

Далее рассмотрим передаточные характеристики при падении излучения на периодические среды с модуляцией нелинейности. Как отмечалось в предыдущем разделе, характерными для таких структур являются переходы между состояниями $\mathcal{PT}$ -симметрии, вызванные интенсивным оптическим излучением. При адиабатическом увеличении мощности падающей световой волны передаточная характеристика позволяет косвенно наблюдать за изменением состояний $\mathcal{PT}$ – симметрии. На Рис. 5.4 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 до-

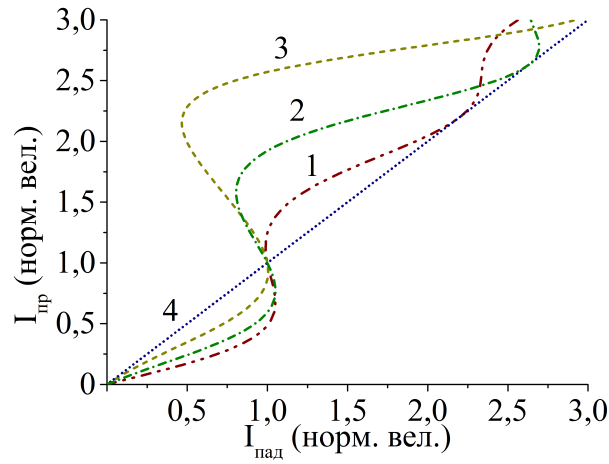


Рисунок 5.5 — Передаточные характеристики при падении оптического излучения на левую грань $\mathcal{PT}$ -симметричной периодической среды с модулированной дефокусирующей нелинейностью $\gamma < 0$, $\xi < 0$, $g/\kappa = 0.98$: 1) $\delta/\kappa = 0.2$; 2) 0.3; 3) 0.4; 4) реперная прямая.

пороговом 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. 5.4 кривая 3).

В последнем случае смещение запрещенной полосы с увеличением интенсивности падающего излучения приводит к тому, что самовозбуждение на выбранной частоте ($\delta = 0$) не происходит. Ограничиваясь рассмотрением области конвективной неустойчивости, проследим за смещением запрещенной полосы. Введение отстройки от брэгговского резонанса позволяет наблюдать с помощью передаточных характеристик рост усиления прошедшего излучения (см. Рис. 5.5). Данная ситуация характерна для случая, когда система приближается к области абсолютной неустойчивости, что подтверждает нарушение $\mathcal{PT}$ -симметрии, показанное на Рис. 5.1.

Индукцированные нелинейностью переходы между состояниями симметрии также возникают и при падении на правую грань периодической среды. Однако вследствие значительного сокращения петли гистерезиса эти переходы слабо выражены по сравнению с левым падением.

5.3 Оптическое переключение при прохождении световых импульсов

Поскольку с экспериментальной точки зрения использование световых импульсов значительно эффективнее в исследовании оптической бистабильности по сравнению с непрерывным излучением, то рассмотрим прохождение оптических импульсов через $\mathcal{PT}$ – симметричные периодические структуры. С этой целью проинтегрируем систему уравнений (5.2) с помощью численного метода, представленного еще в разделе 1.5.

В качестве расчетных параметров $\mathcal{PT}$ – симметричной ПС за основу были взяты следующие: $\sqrt{\epsilon_0} = 3.6$, $\kappa = 1000 \text{ м}^{-1}$, $n_2 = 2 \times 10^{-17} \text{ м}^2/\text{Вт}$, $\Delta n_2 = 2 \times 10^{-18} \text{ м}^2/\text{Вт}$. Длина ПС и отстройка от брэгговского резонанса варьировались с целью избежать колебаний интенсивности выходного излучения [95]. Временная шкала нормировалась параметром $T_0 = 2L\sqrt{\epsilon_0}/c$.

Параметры падающего импульса гауссовой формы подбирались так, чтобы искажения его профиля в ходе туннелирования отсутствовали, а также для того, чтобы обеспечить достаточную контрастность между уровнями переключения. В итоге, во всех расчетах длительность составляла ~ 1 нс, а его входная мощность нормировалась на интенсивность $200 \text{ МВт}/\text{см}^2$. В этом случае, если апертура входного излучения при такой интенсивности равна 10 мкм , то мощность падающего излучения составляет порядка 80 Вт . В силу того, что длительность входного импульса достаточно большая для описания мнимой части диэлектрической проницаемости использовалось выражение (4.3).

Для дальнейшего сравнения сначала рассмотрим взаимодействие оптического импульса с нелинейной пассивной ПС. Несущая частота сигнала располагалась на границе запрещенной полосы с $\delta/\kappa = 0.9$. На Рис. 5.6а изображены передаточные характеристики и профили падающего, прошедшего и отраженного импульсов для этого случая. Пунктирной линией изображена передаточная характеристика пассивной линейной однородной среды с показателем преломления n_0 . Из данного графика легко видеть, что уровни переключения в состояние с высоким пропусканием (отрезок AB) и обратно, в состояние с низкой пропускной способностью (отрезок CD), на кривой бистабильности и профиле прошедшего (отраженного) импульса совпадают. Однако важной особенностью нестационарного решения является наличие релаксационных колебаний

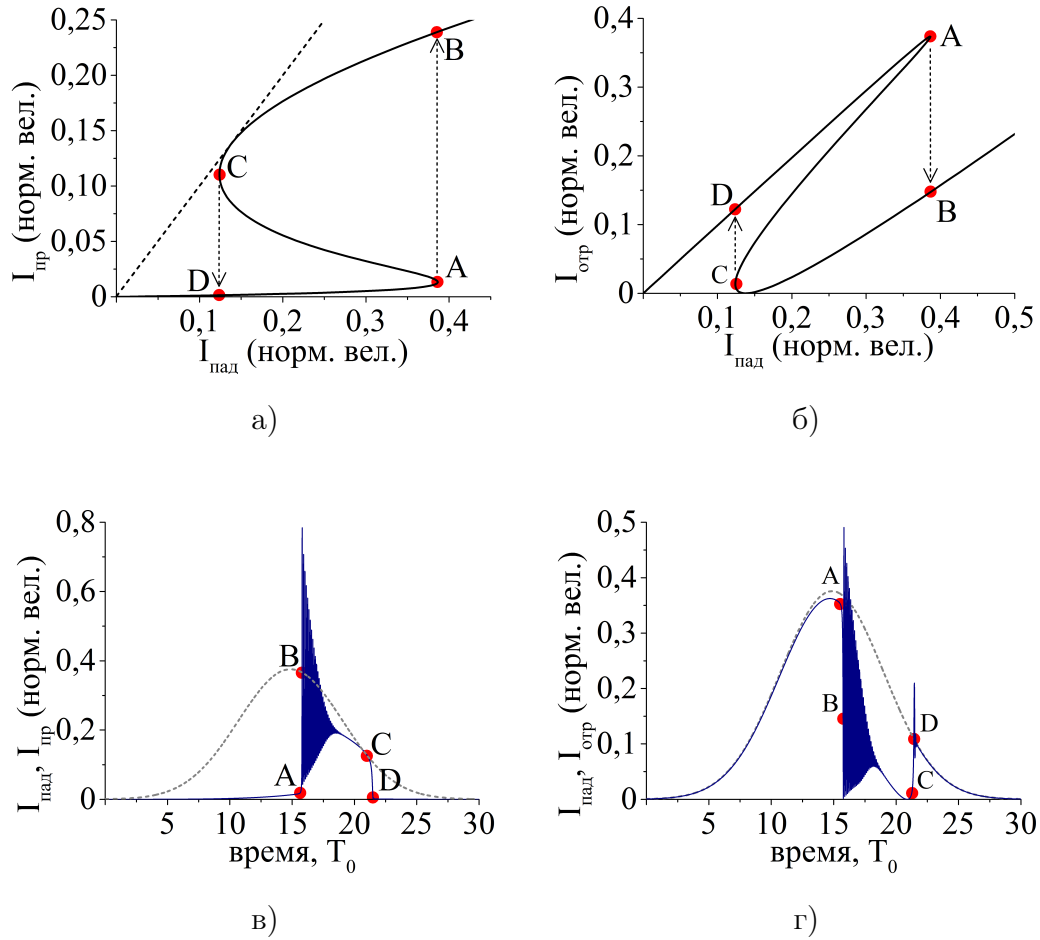


Рисунок 5.6 — (а) и (б) Передаточные характеристики при падении оптического излучения на периодическую среду с параметрами: $\gamma/\kappa = -0.2$, $\xi/\kappa = 0$, $g/\kappa = 0$, $\delta/\kappa = 0.9$, $\kappa L = 5$. Профили (в) прошедшего, (г) отраженного импульсов показаны сплошной линией, а падающий — пунктирной линией.

интенсивности отраженного и прошедшего импульса в ходе переключений (см. Рис. 5.6в и 5.6г).

Поясним причину появления колебаний профиля прошедшего и отраженного импульсов следующим образом. Для этого сначала рассмотрим падение световой волны на ПС с несущей частотой, которая располагается в запрещенной полосе частот. Отражение, в этом случае, будет достаточно высоким, что усилит поле световой волны в приповерхностном слое ПС. Если несущая частота оптического излучения находится вне запрещенной полосы, то отражение такой волны слабо и распределение поля внутри ПС в основном однородно.

При падении на ПС с керровской нелинейностью световой волны небольшой интенсивности с несущей частотой, которая находится в запрещенной полосе, отражение также будет высоким и интенсивность поля в среде, соответственно, будет усилена. С увеличением интенсивности входной волны показатель преломления изменится, что приведет к сдвигу запрещенной полосы. В результа-

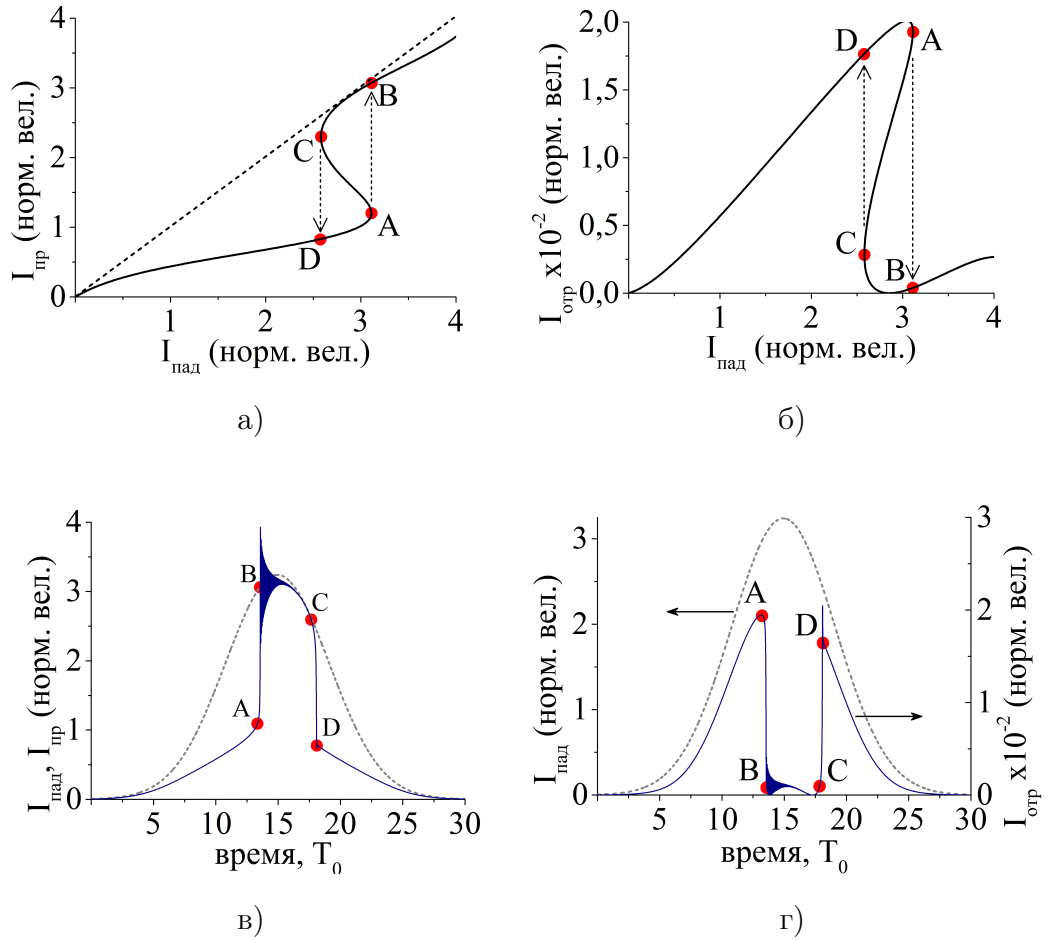


Рисунок 5.7 — (а) и (б) Передаточные характеристики при падении оптического излучения на левую грань $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической среды с дефокусирующей нелинейностью: $g/\kappa = 0.98$, $\gamma/\kappa = -0.2$, $\xi/\kappa = 0$, $\delta/\kappa = 0.4$, $\kappa L = 6$. Профили (в) прошедшего, (г) отраженного импульсов показаны сплошной линией, а падающий – пунктирной линией.

те, частота падающего излучения окажется вне запрещенной полосы. При этом, пропускание системы будет расти, а усиление интенсивности поля прекратится. Это приведет к тому, что показатель преломления вернется к своему начальному значению. Несущая частота вновь окажется внутри запрещенной полосы и отражательная способность возрастает. Данный процесс продолжается до тех пор, пока входная интенсивность не станет ниже определенного уровня.

Теперь исследуем процесс переключения в $\mathcal{PT}$ – симметричных ПС. Поскольку более эффективная обратная связь в подобных ПС имеет место при падении оптического излучения на левую грань, то в расчетах рассматривался только этот случай. Также, вследствие уменьшения ширины запрещенной полосы была выбрана небольшая отстройка от брэгговского резонанса: $|\delta|/\kappa = 0.4$.

На Рис. 5.7 и Рис. 5.8 изображены результаты прохождения оптических импульсов через активные ПС без модуляции нелинейности. Прямым следствием того, что в активной системе с увеличением параметра g уменьшается связь

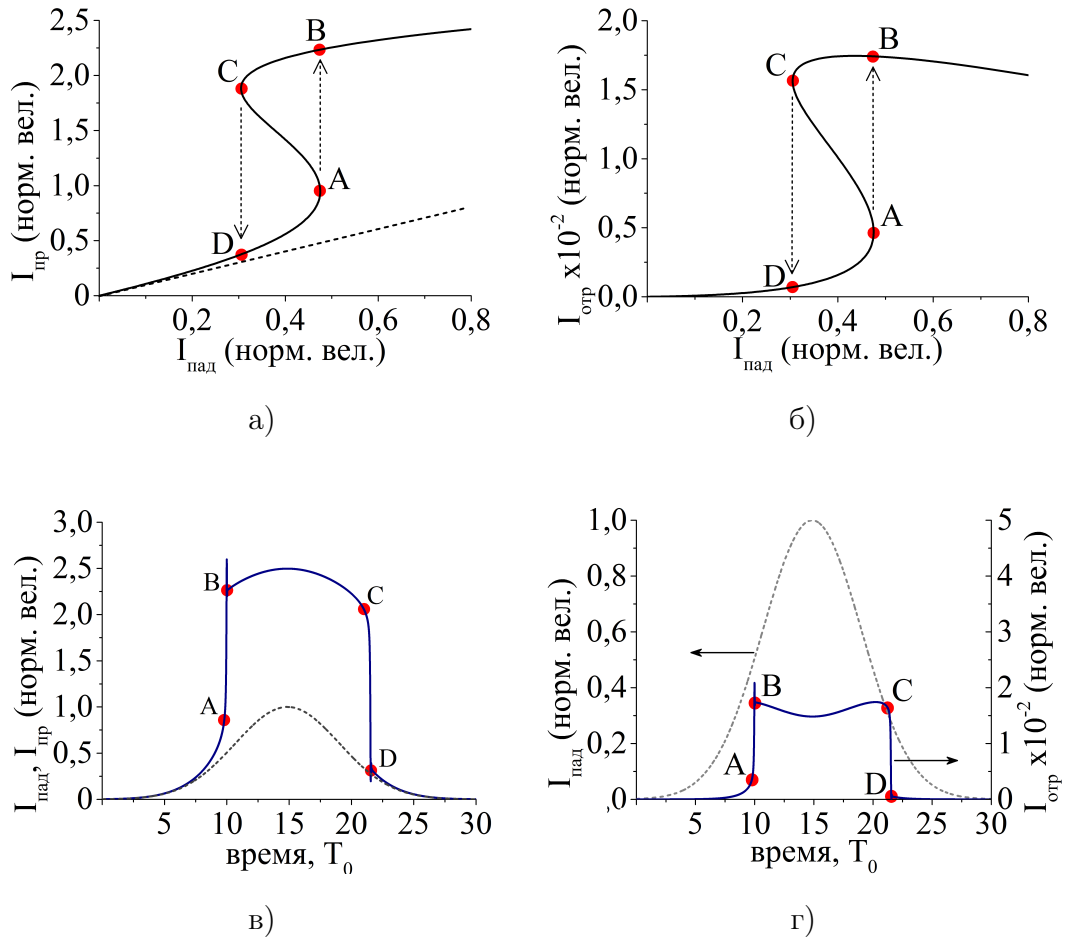


Рисунок 5.8 — (а) и (б) Передаточные характеристики при падении оптического излучения на левую грань $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической среды с дефокусирующей нелинейностью: $g/\kappa = 1.02$, $\gamma/\kappa = -0.2$, $\xi/\kappa = 0$, $\delta/\kappa = 0.4$, $\kappa L = 6$. Профили (в) прошедшего, (г) отраженного импульсов показаны сплошной линией, а падающий – пунктирной линией.

между встречными волнами, является рост порога переключения между уровнями пропускания, а также уменьшение длительности релаксационных колебаний. В случае, когда $g/\kappa = 0.98$ (см. Рис. 5.7), уровни интенсивности, при которых наблюдаются переключения между высоким и низким уровнями пропускания, на порядок превышают интенсивности переключения в пассивной нелинейной структуре. Поглощение обратной волны, в свою очередь, приводит к тому, что максимальная интенсивность отраженного сигнала не превышает 2 % от интенсивности падающего импульса (см. Рис. 5.7г). Отметим хорошее совпадение уровней переключения в стационарном и импульсном режимах.

Аналогично передаточной характеристике на Рис. 5.2 (кривая 4), соответствующей режиму конвективной неустойчивости, передаточная характеристика на Рис. 5.8а показывает усиление прошедшего излучения. В импульсном режиме данный эффект характеризуется тем, что с некоторого порогового значения интенсивность прошедшего импульса резко возрастает (отрезок AB , Рис. 5.8в).

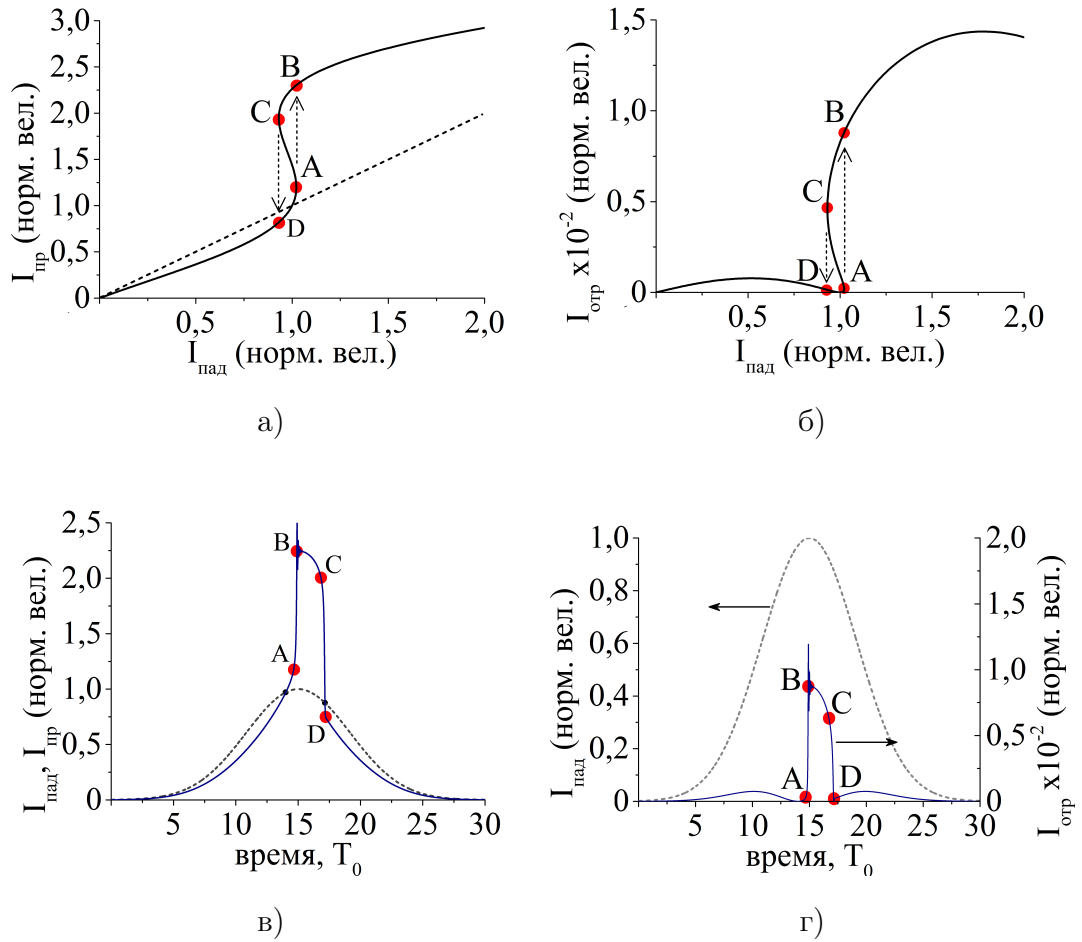


Рисунок 5.9 — (а) и (б) Передаточные характеристики при падении оптического излучения на левую грань $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической среды с дефокусирующей нелинейностью: $g/\kappa = 0.98$, $\gamma/\kappa = -0.2$, $\xi/\kappa = -0.02$, $\delta/\kappa = 0.4$, $\kappa L = 5$. Профили (в) прошедшего, (г) отраженного импульсов показаны сплошной линией, а падающий – пунктирной линией.

Передаточная характеристика для отраженного излучения, по сравнению с двумя предыдущими случаями, изменяет свой наклон и направление переключения (см. Рис. 5.8б). В результате переход из низкого уровня интенсивности отраженного излучения в высокое, и обратно, аналогичен переключениям при прохождении (ср. Рис. 5.8в и Рис. 5.8г).

Значительное подавление релаксационных колебаний, возникающее в этом режиме, является следствием того, что запрещенная полоса фактически отсутствует (см. Рис 5.1г). Однако, в то же время, рост обратной связи между встречными волнами, характерный для режима конвективной неустойчивости, приводит к тому, что уровни переключения между состояниями пропускания сравнимы с соответствующими уровнями в пассивной структуре.

В случае $\mathcal{PT}$ – симметричных периодических структур с модуляцией керровской нелинейности нестационарные решения также позволяют обнаружи-

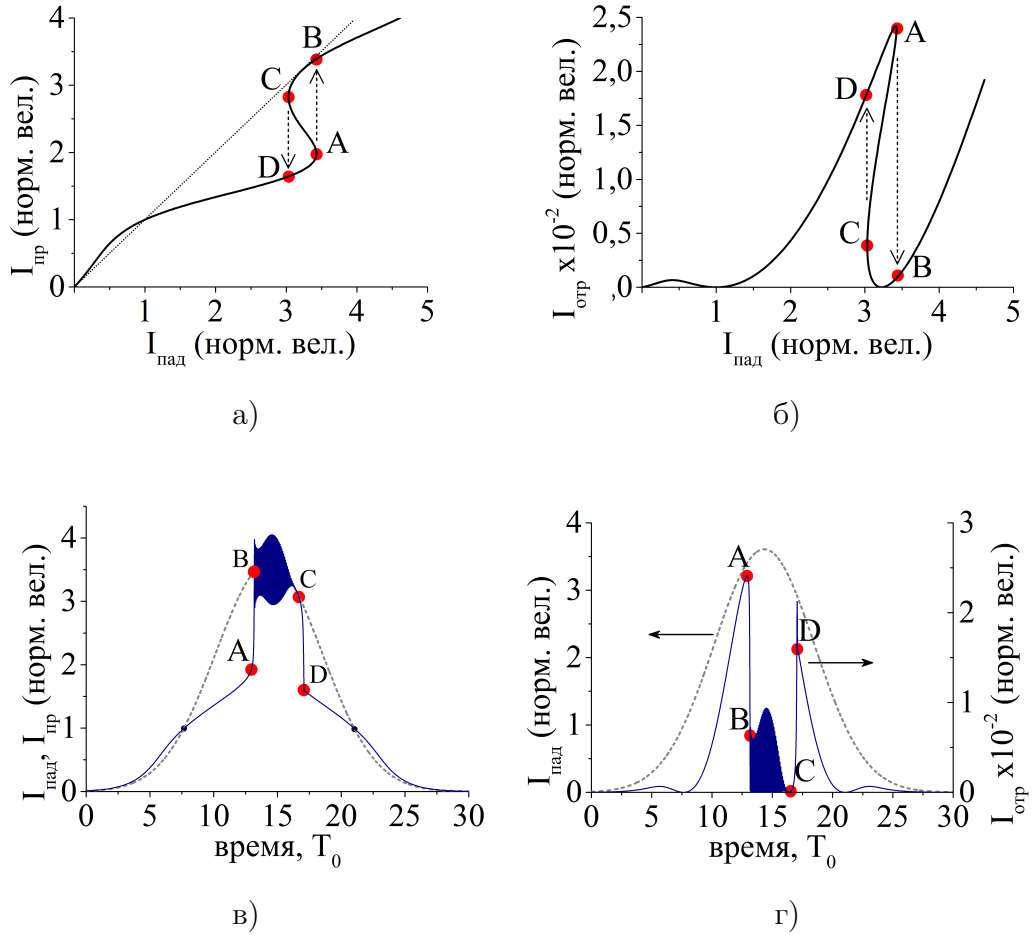


Рисунок 5.10 — (а) и (б) Передаточные характеристики при падении оптического излучения на левую грань $\mathcal{PT}$ – симметричной периодической среды с фокусирующей нелинейностью: $g/\kappa = 1.02$, $\gamma/\kappa = 0.2$, $\xi/\kappa = 0.02$, $\delta/\kappa = -0.4$, $\kappa L = 5$. Профили (в) прошедшего, (г) отраженного импульсов показаны сплошной линией, а падающий – пунктирной линией.

вать индуцированные нелинейностью переходы между состояниями $\mathcal{PT}$ – симметрии.

Нарушение $\mathcal{PT}$ – симметрии изображено на Рис. 5.9. При прохождении светового импульса через периодическую структуру 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 (точка перехода указана черным кружком). Снижение интенсивности входного импульса до уровня $I_{\text{пад}} = 0.8$ переводит периодическую среду обратно в состояние с ненарушенной $\mathcal{PT}$ – симметрией.

Как видно из Рис. 5.9б и 5.9г, такие же переходы можно наблюдать и при отражении. Здесь, как и в предыдущем случае, переключения между высоким и низким уровнями интенсивности происходит в противоположном направлении.

Переход из состояния с $g > \kappa$ в область с $g < \kappa$, т.е. восстановление $\mathcal{PT}$ – симметрии показан на рисунке 5.10. Наравне с тем, что в данном режиме имеет место слабая обратная связь между волнами, данный режим характерен тем, что усиление выходного излучения ограничивается [93]. Непосредственно сам переход слабо выражен (показан черным кружком), поскольку оптическое переключение в этом режиме имеет место только в области с $g < \kappa$ и не пересекает реперную линию (см. Рис. 5.10а).

Заключение

В диссертации проведено исследование распространения оптических волновых пакетов в запрещенной полосе диэлектрических плоскостойных периодических структур. Сформулируем основные выводы:

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 chirпированной 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 взаимодействие 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.

Список сокращений и условных обозначений

ПС	Периодическая структура
ФБ	Фотонный барьер
НПВО	Нарушенное полное внутреннее отражение
ММП	Метод матриц переноса
$\mathcal{PT}$	parity-time

Благодарности

В заключение выражаю глубокую благодарность моему руководителю д.ф.-м.н., Козарю Анатолию Викторовичу, без руководства и помощи которого настоящая диссертационная работа не могла бы состояться.

Автор выражает особую благодарность к.ф.-м.н., Марченко Владимиру Федоровичу, который на протяжении всего времени работы над диссертацией терпеливо и настойчиво вкладывал в меня в свои знания. Обсуждение широкого круга вопросов и советы, которые давал мне Владимир Федорович, позволили мне войти в настоящую научную жизнь, требующую упорного и кропотливого труда.

Выражаю благодарность к.ф.-м.н. Королеву Анатолию Федоровичу и всей кафедре фотоники и физики микроволн за поддержку и всестороннюю помощь. В частности, автор благодарен к.ф.-м.н. Марии Валентиновне Коммисаровой и к.ф.-м.н. Ирине Гургеновне Захаровой.

Отдельно автор благодарит д.ф.-м.н. Сазонова Сергея Владимировича за доброе отношение и неоценимую поддержку.

Автор благодарит всю свою семью: брата, сестру и особенно маму, Шестакову Ларису Васильевну. Ее опыт и знания помогают мне избежать многих трудностей и способствуют моему движению вперед. Также выражаю благодарность моей жене, Шестаковой Вере Анатольевне, которая, вместе со мной переживала мои неудачи и успехи.

Публикации автора по теме диссертации

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

- A1. *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.
- A2. *Козарь А. В., Марченко В. Ф., Шестаков П. Ю.* Отражение световых пучков от чирпированной диэлектрической плоскостройной структуры // *Квантовая Электроника*. — 2017. — Т. 47, № 8. — С. 762—766.
- A3. *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:

- A4. *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.
- A5. *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.
- A6. *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.
- A7. *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.

- A8. *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.
- A9. *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.
- A10. *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.

Список литературы

1. *Hartman T.* Tunneling of a wave packet // J. Appl. Phys. — 1962. — No. 33. — P. 3427.
2. *Steinberg A., Kwiat P., Chiao R.* Measurement of the single-photon tunneling time // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Vol. 71. — P. 2308.
3. *Longhi S., Marano M.* Superluminal optical pulse propagation in periodic fiber Bragg gratings // Phys. Rev. E. — 2001. — Vol. 64. — P. 055602.
4. *Sauter T.* Superluminal signals: an engineer's perspective // Phys. Lett. A. — 2001. — Vol. 282. — Pp. 145–151.
5. *Büttiker M., Washburn S.* Ado about nothing much // Nature. London. — 2003. — Vol. 424, no. 271. — Pp. 271–272.
6. *Chiao R., Kwiat P., Steinberg A.* Faster than Light? // Scientific American. — 1993. — P. 52.
7. *Su W., Besieris I. M., Sedki M. R.* Velocity of an RF pulse signal propagating in a waveguide // IEEE Microw. Guid. Wave Lett. — 1992. — T. 2, № 6. — C. 255–256.
8. *Haibel A., Nimtz G.* Universal Relationship of Time and Frequency in Photonic Tunnelling // Ann. Phys. — 2001. — T. 10, № 8. — C. 707–712.
9. *Nimtz G., Stahlhofen G.* Universal tunneling time for all fields // Ann. Phys. — 2008. — T. 17, № 6. — C. 347–379.
10. *Esposito S.* Universal photonic tunneling time // Phys. Rev. E. — 2001. — T. 64, № 2. — C. 026609.
11. *Winful H.* Energy storage in superluminal barrier tunneling: origin of the Hartman effect // Opt. Express. — 2002. — Vol. 10. — P. 1491.
12. *Winful H.* Mechanism for "superluminal" tunneling // Nature. — 2003. — Vol. 424. — P. 638.
13. *Winful H.* Delay time and the Hartman effect in quantum tunneling // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 260401.
14. *Endo R., Saito R.* Tunneling time of an optical pulse in a photonic bandgap // J. Opt. Soc. Am. B. — 2011. — T. 28, № 10. — C. 2537–2542.

15. *Nimtz G.* On superluminal tunneling // Lecture Notes in Physics. Springer, Berlin. — 2006. — T. 702. — C. 506–531.
16. *Nimtz G.* Do Evanescent Modes Violate Relativistic Causality? // Lecture Notes in Physics. Springer, Berlin. — 2006. — T. 702. — C. 506–531.
17. *Pereyra P., Simanjuntak H. P.* Time evolution of electromagnetic wave packets through superlattices: Evidence for superluminal velocities // Phys. Lett. E. — 2007. — Vol. 75. — P. 056604.
18. *Ragni L.* Group delay of a evanescent signals in a waveguide with barrier // Phys. Rev. E. — 2009. — Vol. 79. — 046609(1–5).
19. *Wigner E. P.* Lower Limit for the Energy Derivative of the Scattering Phase Shift // Phys. Rev. — 1955. — T. 98, № 1. — C. 145.
20. *Smith F. T.* Lifetime Matrix in Collision Theory // Phys. Rev. — 1960. — Vol. 118, no. 1. — P. 349.
21. *Buttiker M.* Larmor precession and the traversal time for tunneling // Phys. Rev. B. — 1983. — T. 27, № 10. — C. 6178.
22. *Goos F., Hanchen H.* Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion // Ann. Phys. — 1947. — Vol. 436, no. 7. — Pp. 333–346.
23. *Felbaq D., Moreau A., Smaali R.* Goos-Hanchen effect in the gaps of photonic crystals // Optics Letters. — 2003. — Vol. 28, no. 18. — Pp. 1633–1635.
24. All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings / A. Galvanauskas [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 1995. — Vol. 66, no. 9. — Pp. 1053–1055.
25. Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses / L. Glebov [et al.] // Optical Engineering. — 2014. — Vol. 5, no. 53. — P. 051514.
26. *Treacy E. B.* Optical pulse compression with diffraction gratings // IEEE J. Quantum Electron. — 1969. — Vol. 9, no. 5. — P. 454.
27. *Martinez O. E.* Negative group-velocity dispersion using refraction // J. Opt. Soc. Am. A. — 1984. — Vol. 1, no. 10. — Pp. 1003–1006.
28. *Galvanauskas A.* Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems // IEEE J. Sel. Top. — 2001. — Vol. 4, no. 7. — P. 2001.

29. Large-aperture chirped grating based fiber CPA system / K.-H. Liao [et al.] // Optics Express. — 2007. — Vol. 8, no. 15. — Pp. 4876–4882.
30. High-power all-fiber femtosecond chirped pulse amplification based on dispersive wave and chirped-volume Bragg grating / R. Sun [et al.] // Optic Express. — 2016. — Vol. 24, no. 20. — P. 22809.
31. Hundred Micro-Joules level High Power Chirped Pulse Amplification of Femtosecond LaserBased on Single Crystal Fiber / F. Li [et al.] // IEEE Photonics J. — 2017. — Vol. 9, no. 6. — P. 1507307.
32. Spectral compression of femtosecond pulses using chirped volume Bragg gratings / M. Nejbauer [et al.] // Optics Letters. — 2016. — Vol. 11, no. 41. — P. 2394.
33. Femtosecond Yb-fiber chirped-pulse-amplification system on chirped-volume Bragg gratings / G. Chang [et al.] // Optics Letters. — 2009. — Vol. 34, no. 19. — Pp. 2952–2954.
34. Compact, all-PM fiber-CPA system based on a chirped volume Bragg grating / G. Sobon [et al.] // Laser Phys. — 2016. — Vol. 66. — 015106(1–6).
35. Beam focusing in reflection from flat chirped mirrors / Y. Cheng [et al.] // Phys. Rev. A. — 2013. — Vol. 87. — 45802(1–4).
36. *Яковлев И.* Стретчеры и компрессоры для сверхмощных лазерных систем // Квант. электроника. — 2014. — Т. 44, № 5. — С. 393–414.
37. Stretching and compressing of short laser pulses by chirped volume Bragg gratings: analytic and numerical modeling / S. Kaim [et al.] // Optical Engineering SPIE. — 2014. — Vol. 5, no. 53. — 051509(1–7).
38. *Силин Р. А., Чепурных И.* О средах с отрицательной дисперсией // Радиотехника и электроника. — 2001. — Т. 46, № 10. — С. 1212–1217.
39. Tunable Waveguide Transmission Gratings Based on Active Gain Control / M. Kulishov [et al.] // IEEE J. Quantum Electronics. — 2004. — Vol. 40, no. 12. — Pp. 1715–1724.
40. *Bender C. M., Boettcher S.* Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Vol. 80. — Pp. 5243–5246.

41. Beam Dynamics in PT Symmetric Optical Lattices / K. G. Makris [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 103904.
42. Observation of parity–time symmetry in optics / C. E. Ruter [et al.] // Nature Physics. — 2010. — Vol. 10. — Pp. 192–195.
43. Nonlinear switching and solitons in PT-symmetric photonic systems / S. V. Suchkov [et al.] // Laser Photonics Rev. — 2016. — Vol. 10, no. 2. — Pp. 1–37.
44. *Konotop V. V., Yang J., Zezyulin D. A.* Nonlinear waves in PT-symmetric systems // Rev. Modern Phys. — 2016. — Vol. 88, no. 3. — P. 035002.
45. Non-Hermitian physics and PT symmetry / R. El-Ganainy [et al.] // Nature Phys. — 2017. — Vol. 14. — Pp. 11–19.
46. *Mostafazadeh A.* Invisibility and PT symmetry // Phys. Rev. A. — 2013. — Vol. 87, no. 1. — P. 012103.
47. Unidirectional Invisibility Induced by PT-Symmetric Periodic Structures / Z. Lin [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 106, no. 21. — 213901(4).
48. Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time meta-material at optical frequencies / L. Feng [et al.] // Nature Mat. — 2012. — Vol. 12. — P. 108.
49. Demonstration of a large-scale optical exceptional point structure / L. Feng [et al.] // Optics Express. — 2014. — Vol. 22, no. 2. — Pp. 1760–1767.
50. Parity–time-symmetric circular Bragg lasers: a proposal and analysis / J. Gu [et al.] // Scientific Reports. — 2016. — Vol. 6. — P. 37688.
51. *Longhi S.* PT-symmetric laser absorber // Scientific Reports. — 2010. — Vol. 82, no. 3. — P. 031801.
52. Nonreciprocal waveguide Bragg gratings / M. Kulishov [et al.] // Opt. Express. — 2005. — Vol. 13, no. 8. — P. 3068.
53. Bragg solitons in nonlinear $\mathcal{PT}$ – symmetric periodic potential / M. Miri [et al.] // Phys. Rev. A. — 2012. — Vol. 86, no. 3. — P. 033801.
54. Optical bistability in nonlinear periodic structures with $\mathcal{PT}$ – symmetric potential / J. Liu [et al.] // Laser Phys. — 2015. — Vol. 25. — P. 015102.

55. Impact of dispersive and saturable gain/loss on distability of nonlinear parity – time Bragg grating / S. Phang [et al.] // Optics Lett. — 2014. — Vol. 39, no. 9. — P. 2603.
56. *Kogelnik H., Shank C. V.* Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers // J. Appl. Phys. — 1972. — Vol. 43, no. 5. — Pp. 2327–2335.
57. *Sipe J. E.* Chap. "Gap Solitons" in Guided Wave Nonlinear Optics, Eds. D. B. Ostrowsky and R. Reinisch. — Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1992.
58. *Карнов С. Ю., Столяров С. Н.* Распространение и преобразование волн в среде с одномерной периодичностью // Успехи Физических Наук. — 1993. — Т. 163, № 1. — С. 63–89.
59. *Кившарь Ю. С., Агравал Г.* Оптические солитоны: От волоконных световодов к фотонным кристаллам. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2005.
60. *Шен И. Р.* Принципы нелинейной оптики. — Москва : Наука, 1989.
61. *Winful H. G., Marburger J. H., Garmire E.* Theory of bistability in nonlinear distributed feedback structures // Appl. Phys. Lett. — 1979. — Vol. 35, no. 5. — Pp. 379–381.
62. *Aceves A. B., Wabnitz S.* Self-induced transparency solitons in nonlinear refractive periodic media // Phys. Lett. A. — 1989. — Vol. 141, no. 1. — Pp. 37–42.
63. *Christodoulides D. N., Joseph R. I.* Slow Bragg solitons in nonlinear periodic structures // Phys. Rev. Lett. — 1989. — Vol. 62, no. 15. — Pp. 1746–1749.
64. *Steel M. J., Sterke C. M. de.* Second-harmonic generation in second-harmonic fiber Bragg gratings // Appl. Opt. — 1996. — Vol. 35, no. 18. — Pp. 3211–3222.
65. From parametric gap solitons to chaos by means of second-harmonic generation in Bragg gratings / S. Trillo [et al.] // Chaos. — 2000. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 590–599.
66. *Bethune D. S.* Optical harmonic generation and mixing in multilayer media: analysis using optical transfer matrix techniques // J. Opt. Soc. Am. B. — 1989. — Vol. 6, no. 5. — Pp. 910–916.

67. *Taflov A.* Computational Electrodynamics: the finite-difference time-domain method. — Boston : Artech House, 1995.
68. *deSterke C. M., Jackson K. R., Robert B. D.* Nonlinear coupled-mode equations on a finite interval: a numerical procedure // J. Opt. Soc. Am. B. — 1991. — Vol. 8, no. 2. — Pp. 403–418.
69. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. — Москва : Наука, 1973.
70. *Мануызов Б. И.* Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2009.
71. *Yee K. S.* Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Trans. Antennas Propagat. — 1966. — Vol. 14. — P. 302.
72. *deSterke C. M., Sipe J.* Gap solitons // Progress in Optics, ed. E. Wolf. — 1994. — Vol. 33. — Pp. 203–259.
73. *Brillouin L.* Wave Propagation and Group Velocity. — New York : Academic Press, 1960.
74. *Kishi G., Nakazawa K.* Relations between reactive energy and group delay in lumped-constant networks // IEEE Trans. Circuit Theory. — 1963. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 67–71.
75. *Carlin H. J.* Network theory without circuit elements // Proceedings of the IEEE. — 1967. — Vol. 55, no. 4. — Pp. 482–497.
76. *Martinez J. C., Polatdemir E.* Origin of the Hartman effect // Physics Letters A. — 2006. — Vol. 351, no. 1. — Pp. 31–36.
77. *Yariv A., Yeh P.* Optical Waves in Crystals. — New York : Wiley, 1984.
78. *Matsuhara M., Hill K. O., Watanabe A.* Optical-waveguide filters: Synthesis // J. Opt. Soc. Am. — 1975. — Vol. 65, no. 7. — Pp. 804–809.
79. *O.V.Belai, E.V.Podivilov, D.A.Shapiro.* Group delay in Bragg grating with linear chirp // Optics Communications. — 2008. — Vol. 266, no. 2. — Pp. 512–520.
80. *Poladian L.* Understanding profile-induced group-delay ripple in Brag gratings // Applied Optics. — 2000. — Vol. 39, no. 12. — Pp. 1920–1923.
81. *Бреховских Л.* Волны в слоистых средах. — 2-е изд. — Москва : Наука, 1973.

82. *Artman K.* Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles // Annalen der Physik. — 1984. — Vol. 87, no. 2. — Pp. 87–106.
83. Transmission enhancement in loss-gain multilayers by resonant suppression of reflection / D. V. Novitsky [et al.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Vol. 96, no. 23. — P. 235129.
84. *Herrmann J., Wilhelmi B.* Lasers for Ultrashort Light Pulses. — New York : Elsevier Science, 1987.
85. Plasmonic modulator based on gain-assisted metal–semiconductor–metal waveguide / V. E. Babicheva [et al.] // Photon. Nanostruct. Fundam. Appl. — 2012. — Vol. 10. — P. 389.
86. Lasing and anti-lasing in a single cavity / Z. J. Wong [et al.] // Nature Photon. — 2016. — Vol. 10. — Pp. 796–801.
87. *Diels J.-C., Rudolph W.* Ultrashort Laser Pulse Phenomena, 2nd ed. — San Diego, CA : Academic Press, 2005.
88. *Palik E. D.* Handbook of Optical Constants of Solids. — San Diego, CA : Academic Press, 1998.
89. Causality and phase transitions in $\mathcal{PT}$ -optical systems / A. A. Zyablovsky [et al.] // Phys. Rev. A. — 2014. — Vol. 89. — P. 033808.
90. Broadband quasi- $\mathcal{PT}$ -symmetry sustained by inhomogeneous broadening of the spectral line / D. M. Tsvetkov [et al.] // Phys. Rev. A. — 2018. — Vol. 98. — P. 053844.
91. *Аллен Л., Эберли Д.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы. — 1-е изд. — Москва : Мир, 1978.
92. *Tsvetkov D. M., Bushuev V. A., Mantsyzov B. I.* Optical-pulse dynamics under quasi- $\mathcal{PT}$ -symmetry // Phys. Rev. A. — 2019. — Vol. 99. — P. 023846.
93. Stable all-optical limiting in nonlinear periodic structures. I. Analysis / D. Pelinovsky [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. — 2008. — Vol. 19, no. 1. — Pp. 43–53.
94. *Salinas D. G., deSterke C. M., Sipe J.* Coupled-mode equations for deep nonlinear gratings // Opt. Comm. — 1994. — Vol. 11, no. 9. — Pp. 105–110.

95. *Winful H. G., Cooperman G. D.* Self-pulsing and chaos in distributed feedback bistable optical devices // *Appl. Phys. Lett.* — 1982. — Vol. 40, no. 4. — Pp. 298–300.