

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Самарский национальный исследовательский
университет имени академика С.П. Королева» (Самарский университет)

На правах рукописи

Безус Евгений Анатольевич

**Расчет резонансных дифракционных оптических структур,
реализующих преобразования волноводных мод и
поверхностных электромагнитных волн**

1.3.6 — Оптика

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
Досколович Леонид Леонидович,
доктор физико-математических наук, профессор, профессор РАН

Самара — 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Резонансные дифракционные структуры для преобразования волноводных мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов	24
1.1 Резонансные дифракционные структуры для мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов на основе выемок или ступенек на поверхности волновода	24
1.1.1 Оптические свойства резонансной структуры, состоящей из пары выемок на поверхности плоскопараллельного волновода	24
1.1.2 Оптические свойства резонансной структуры, состоящей из двух металлических полос, интегрированных в плоскопараллельный волновод	33
1.1.3 Оптические свойства резонансной структуры, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода	41
1.2 Приложения резонансных дифракционных структур для мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов на основе выемок или ступенек на поверхности волновода	56
1.2.1 Спектральные и пространственные фильтры	56
1.2.2 Оптические дифференциаторы и интеграторы	70
1.2.3 Интерферометры Жире–Турнуа	90
1.3 Выводы по главе 1	113
Глава 2. Резонансные дифракционные структуры для преобразования блоховских поверхностных волн	116
2.1 Фазовая модуляция и преломление блоховских поверхностных волн при дифракции на диэлектрических ступеньках, расположенных на поверхности одномерного диэлектрического фотонного кристалла	117
2.1.1 Дисперсионное соотношение блоховских поверхностных волн	117

2.1.2	Фазовая модуляция блоховских поверхностных волн при нормальном падении	122
2.1.3	Фазовая модуляция блоховских поверхностных волн при наклонном падении	124
2.2	Брэгговские решетки и брэгговские решетки с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн	127
2.2.1	Брэгговские решетки для блоховских поверхностных волн .	127
2.2.2	Брэгговские решетки с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн	129
2.2.3	Оптическое дифференцирование профилей импульсов и пучков блоховских поверхностных волн с помощью брэгговских решеток с дефектным слоем	135
2.3	Подавление паразитного рассеяния блоховских поверхностных волн и резонансные дифракционные структуры для блоховских поверхностных волн с подавлением рассеяния	142
2.3.1	Подавление паразитного рассеяния блоховских поверхностных волн	142
2.3.2	Высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме в диэлектрической ступеньке на поверхности фотонного кристалла	146
2.3.3	Резонансные интегральные дифракционные решетки для блоховских поверхностных волн	149
2.4	Выводы по главе 2	164

Глава 3. Подавление паразитного рассеяния и дифракционные структуры для преобразования поверхностных плазмон-поляритонов	167
3.1 Подавление паразитного рассеяния при дифракции поверхностных плазмон-поляритонов на диэлектрическом микрорельефе на поверхности металла	167
3.2 Оптические элементы для поверхностных плазмон-поляритонов с подавлением рассеяния	176
3.2.1 Массив рефракционных линз	176

3.2.2	Массив бинарных дифракционных линз и антиотражающие покрытия	177
3.2.3	Брэгговские решетки	183
3.3	Интегральные дифракционные решетки для поверхностных плазмон-поляритонов	191
3.3.1	Геометрия и оптические свойства интегральных дифракционных решеток для поверхностных плазмон-поляритонов с субволновым или близким к длине волны периодом	191
3.3.2	Широкополосные отражатели для поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных аналогов высококонтрастных дифракционных решеток	199
3.3.3	Делители и дефлекторы пучков поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных дифракционных решеток	212
3.4	Выводы по главе 3	215
Заключение		217
Список сокращений		222
Список литературы		224
Приложение А. Экспериментальное исследование делителей и дефлекторов пучка для поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных дифракционных решеток		256

Введение

В диссертации исследуются оптические эффекты, возникающие при дифракции волноводных мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов и поверхностных электромагнитных волн (блоховских поверхностных волн и поверхностных плазмон-поляритонов) на резонансных дифракционных структурах, расположенных на поверхности волновода или на границе раздела, вдоль которой распространяется поверхностная волна.

Актуальность темы и степень ее разработанности

В течение двух последних десятилетий эффекты взаимодействия световых волн с резонансными дифракционными структурами (в частности, дифракционными решетками, микро- и нанорезонаторами, метаповерхностями, слоистыми и фотонно-кристаллическими структурами) являются предметом интенсивных исследований, о чем, в частности, свидетельствует большое число обзорных статей по данной тематике, выходящих в ведущих мировых научных журналах [1–14].

Одним из наиболее хорошо исследованных типов резонансных структур являются дифракционные решетки, представляющие собой периодически структурированные слои диэлектрика или металла. Несмотря на то, что изучение резонансных оптических свойств дифракционных решеток имеет долгую историю [15–22] (впервые резонансы в дифракционной решетке были обнаружены Р. Вудом в 1902 году [15]), теоретические и экспериментальные исследования в области механизмов формирования и взаимодействия резонансов в дифракционных решетках по-прежнему являются высоко актуальными [2–4, 8, 9, 23]. Это связано с тем, что в решетках существует широкий спектр резонансных оптических эффектов, включающих экстраординарное оптическое пропускание, полное поглощение падающего излучения, формирование широких зон спектра с фактически полным отражением или пропусканием, формирование узких зон (пиков) отражения или пропускания на близком к нулю фоне, большое локальное усиление интенсивности электромагнитного поля за счет возбуждения высокочастотных мод. Указанные эффекты наблюдаются, когда период дифракционной решетки близок к длине волны и перспективны, в частности, для реализации операций оптической фильтрации (частотной и пространственной) [24–32], а также для выполнения заданных пространственно-временных

преобразований оптических сигналов. Последнее позволяет эффективно применять дифракционные решетки в задачах аналоговых оптических вычислений для оптического дифференцирования и интегрирования профилей падающих пространственных, временных или пространственно-временных оптических сигналов [33–36]. Следует отметить, что направление, связанное с оптической реализацией вычисления различных дифференциальных и интегральных операторов является в настоящее время высокоактуальным [37–64]. Кроме того, дифракционные решетки являются базовым элементом широкого класса оптических устройств, включающих антиотражающие покрытия, датчики параметров среды, анализаторы спектра, поляризаторы, делители пучка, устройства ввода-вывода оптического излучения в волноводы и др. [2–4, 8, 9, 65–71]. Активное исследование резонансных свойств дифракционных решеток привело к тому, что для них наиболее развиты методы расчета и моделирования в рамках строгой электромагнитной теории дифракции, среди которых следует выделить метод фурье-мод (англ. rigorous coupled-wave analysis, RCWA или Fourier modal method, FMM) [72–76], который, совместно с формализмом матрицы рассеяния [77–79] и улучшенным алгоритмом матрицы пропускания (англ. enhanced transmittance matrix approach) [80] позволяет численно устойчиво моделировать дифракцию электромагнитного излучения на дифракционных решетках и анализировать их резонансные свойства, в т. ч. с помощью расчета собственных мод исследуемых структур [81]. Важно отметить, что необходимость моделирования резонансных дифракционных решеток (как и других резонансных дифракционных структур) в рамках строгой электромагнитной теории дифракции связана с тем, что характерный размер деталей таких структур сопоставим с длиной волны падающего излучения или несколько меньше ее.

Среди резонансных эффектов и состояний, исследуемых в структурах фотоники, следует отдельно отметить связанные состояния в континууме (ССК; англ. bound states in the continuum, BIC) [5, 10, 12]. Данные резонансные состояния представляют собой невытекающие собственные моды, существующие в структурах с открытыми каналами рассеяния [5, 82, 83]. Впервые ССК были теоретически предсказаны фон Нейманом и Вигнером в 1929 году для частицы в квантовой яме со специальным образом «сконструированным» потенциалом [82]. В течение последних примерно 15 лет ССК активно исследуются в оптике и фотонике. Это связано как с фундаментальным интересом, так и с тем, что вблизи ССК возможно получение высокодобротных резонансов, перспек-

тивных для создания новых оптических фильтров, химических и биологических сенсоров (датчиков) параметров среды, а также для усиления нелинейных оптических эффектов и взаимодействия света с веществом. Наибольшее количество существующих работ по ССК посвящено периодическим структурам, включающим дифракционные решетки, фотоннокристаллические слои и периодические массивы диэлектрических цилиндров и сфер [84–99].

Наряду с дифракционными решетками и другими периодическими структурами, упомянутыми выше, представляет интерес исследование резонансных оптических свойств слоистых структур, состоящих из наборов плоскопараллельных диэлектрических и (или) металлических слоев [57, 59, 100–114]. Среди таких структур следует выделить брэгговские решетки с дефектным слоем (БРДС; англ. phase-shifted Bragg gratings, PSBG), состоящие из двух симметричных брэгговских решеток, разделенных нарушающим периодичность слоем [104, 106–108], слоистые структуры «металл-диэлектрик-металл» (МДМ-структуры), в простейшем случае состоящие из пары металлических слоев, разделенных слоем диэлектрика [101–103, 105, 110–112] и т. н. W-структуры, состоящие из центрального слоя с высоким показателем преломления, находящимся между двумя симметрично расположенными слоями с меньшим показателем преломления, которые, в свою очередь, окружены обкладками с высоким показателем преломления [100, 115]. Название «W-структура» связано с тем, что профиль показателя преломления слоев такой структуры напоминает латинскую букву “W” [115]. В таких структурах в резонансных условиях возникают пики пропускания (в БРДС и W-структурах) или поглощения (в МДМ-структурах) и минимумы отражения, что позволяет также использовать их для оптической фильтрации и аналоговых оптических вычислений.

Важно отметить, что обсужденные выше резонансные дифракционные решетки и слоистые структуры ориентированы на работу с излучением, распространяющимся в свободном пространстве. Вместе с тем, развитие интегральной оптики и фотоники [116–121] делает актуальным исследование интегральных аналогов описанных выше резонансных слоистых структур и дифракционных решеток, ориентированных на работу с модами волноводов, ограниченных по одной координате, или поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), распространяющихся вдоль некоторой поверхности (границы раздела). Такие дифракционные структуры, которые иногда называют элементами «двумерной оптики», могут представлять собой диэлектрический дифракционный микро-

рельеф на поверхности волновода или на поверхности распространения ПЭВ. При этом, с одной стороны, можно ожидать «переноса» оптических свойств, наблюдаемых для резонансных дифракционных структур, ориентированных на работу с излучением, распространяющимся в свободном пространстве, на интегральную геометрию. С другой стороны, задачи дифракции волноводных мод и ПЭВ на элементах «двумерной оптики» не являются эквивалентными задачам дифракции плоских электромагнитных волн на соответствующих «обычных» дифракционных структурах. Следует, прежде всего, упомянуть связь волноводных мод или ПЭВ различной поляризации на границах раздела, в связи с чем можно ожидать возникновения новых интересных оптических эффектов. Кроме того, необходимо также учитывать «паразитное» рассеяние энергии падающей волны на неоднородностях в области над и под волноводным слоем или поверхностью распространения, которое связано с несовпадением поперечного профиля электромагнитного поля моды или ПЭВ в области оптического элемента и вне его. Данный эффект носит скорее негативный характер и может приводить к уменьшению эффективности дифракционных структур для волноводных мод и ПЭВ (в особенности, резонансных), в связи с чем представляет интерес исследование возможности устранения или, хотя бы, уменьшения указанного паразитного рассеяния.

Среди «платформ» двумерной оптики можно выделить три основных, наиболее часто рассматриваемых в существующих работах: платформу волноводных мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов [122–124], платформу блоховских поверхностных волн (БПВ; англ. Bloch surface waves, BSW) — поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы раздела однородного диэлектрика и одномерного фотонного кристалла (ФК) [125–130], и платформу поверхностных плазмон-поляритонов (ППП; англ. surface plasmon polaritons, SPP) — поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы раздела металла и диэлектрика [131–138]. Важно отметить, что интегральные аналоги описанных выше резонансных дифракционных структур для указанных платформ или совсем не были исследованы, или были исследованы недостаточно. Рассмотрим каждую из данных платформ более подробно.

Платформа мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов является наиболее хорошо исследованной среди трех перечисленных. Первые оптические элементы для волноводных мод были предложены и исследованы

еще в 70-х годах прошлого века [139–144]. Указанные элементы включали, в частности, узкополосные и широкополосные спектральные фильтры на основе брэгговских решеток в виде периодического рельефа на поверхности волновода (направление периодичности которого в случае нормального падения волноводной моды совпадает с направлением распространения падающей волны) [140–143]. Кроме того, уже в ранних работах была отмечена возможность устранения паразитного рассеяния из волновода в случае, когда волноводная мода падает на границу раздела (на оптический элемент) в геометрии наклонного падения под достаточно большим углом [145–148]. В этом случае тангенциальная компонента волнового вектора падающей волны превышает величину волновых векторов плоских волн в областях над и под волноводным слоем, и, соответственно, рассеянные волны в этих областях являются затухающими и не переносят энергию из волновода. Подробно этот эффект был также описан и исследован в недавних работах [149, 150].

Отдельный класс оптических элементов для волноводных мод плоско-параллельных волноводов составляют т.н. цифровые планарные голограммы (англ. digital planar holograms), представляющие собой сложные суперпозиции криволинейных низкоконтрастных брэгговских решеток, выполненные в виде рельефа с наноразмерными деталями на поверхности волновода [117, 151–153]. Указанные структуры позволяют эффективно разделять и фокусировать излучение различных длин волн, распространяющееся в волноводе, и могут являться основой для создания компактных интегральных спектрометров. При этом следует отметить, что они весьма сложны в изготовлении, а метод их расчета не был раскрыт и является коммерческим «ноу-хау» авторов.

Кроме того, для волноводных мод были предложены дифракционные решетки (в отличие от брэгговских решеток, направление периодичности таких структур в случае нормального падения перпендикулярно направлению распространения падающей волны) с периодом в несколько длин волн, также предназначенные для применения в интегральных спектрометрах [154, 155]. Расчет и моделирование таких структур проводились в рамках скалярной теории дифракции без учета «электромагнитных» эффектов. Также в недавних работах [156, 157] были рассмотрены субволновые резонансные решетки, предназначенные для оптического вычисления второй производной от профиля нормально падающего пучка, распространяющегося в волноводе [156], и для применения в оптических датчиках температуры [157].

Вместе с тем, не были исследованы структуры, имеющие более простую геометрию, в частности, планарный аналог W-структуры, который в интегральном случае может представлять собой пару протяженных выемок на поверхности волновода, ограничивающих центральную ступеньку. В этом случае профиль эффективного показателя преломления волноводной моды (ее константы распространения, нормированной на волновое число) будет также напоминать латинскую букву “W”. В режиме без паразитного рассеяния и возбуждения кросс-поляризованных волноводных мод у такой структуры можно ожидать наличия резонансных оптических свойств, аналогичных свойствам «обычной» W-структуры. Важно отметить, что потенциальная интегральная реализация W-структуры лишена недостатка исходной W-структуры, связанного с тем, что обкладки структуры имеют высокий показатель преломления. С практической точки зрения это означает необходимость использования призм, что делает структуру громоздкой. Наряду с W-структурой не были исследованы интегральные аналоги слоистых МДМ-структур, для которых представляет интерес исследование возможности получения полного поглощения падающего излучения для случаев падения одной или нескольких волноводных мод. Также в рамках строгой электромагнитной теории дифракции не были исследованы оптические свойства диэлектрической ступеньки на поверхности волновода в геометрии наклонного падения, обеспечивающей отсутствие рассеяния из волновода. Поскольку при увеличении толщины плоскопараллельного волновода количество распространяющихся мод в нем возрастает, можно ожидать возникновения интересных оптических эффектов, вызванных взаимодействием нескольких различных волноводных мод внутри ступеньки. В этом случае можно ожидать, что ступенька будет являться интегральным аналогом т. н. матричного резонатора Фабри–Перо [158, 159], которые в неинтегральном случае обычно реализуются с помощью дифракционных решеток [160–162]. Наряду с исследованием резонансных свойств указанных структур представляет интерес изучение возможности оптической реализации с их помощью операций дифференцирования и интегрирования профиля падающего оптического сигнала, распространяющегося в волноводе. Наконец, в случае, когда выемки или ступеньки располагаются вблизи торца плоскопараллельного волновода, работающего в геометрии полного внутреннего отражения волноводной моды, можно ожидать, что такие структуры будут выступать в качестве интегральных интерферометров Жире–Турнуа. Интерферометр Жире–Турнуа является аналогом

интерферометра (резонатора) Фабри–Перо, в котором одна из границ является полностью отражающей [163]. Такие структуры обеспечивают фазовый набег, имеющий существенно нелинейную зависимость от оптической длины пути в интерферометре, и, в частности, используются для введения или компенсации эффектов, связанных с хроматической дисперсией [164, 165].

Блоховские поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела фотонного кристалла и однородной среды, привлекают интерес исследователей в течение последних полутора десятилетий [125, 126]. Это, в частности, связано с перспективами их применения в химических и биологических датчиках [166–171], вызванными возможностью контролировать долю энергии, переносимую поверхностной волной над фотонным кристаллом (т. е. в среде, некоторый параметр которой необходимо измерить), за счет выбора параметров верхнего слоя фотонного кристалла [125, 127, 128], а также в задачах оптического захвата и манипулирования микрочастицами [172–174]. Кроме того, БПВ рассматриваются в качестве платформы «двумерной» оптики на основе ПЭВ, альтернативной рассмотренной ниже платформе поверхностных плазмон-поляритонов. Поскольку БПВ поддерживаются полностью диэлектрическими структурами, длина их распространения на практике на порядки превышает длину распространения ППП (а с теоретической точки зрения является неограниченной). Для БПВ был предложен ряд оптических элементов [175–179], включающих призмы [178], различные фокусирующие структуры [176, 177, 179] и дифракционные решетки с большим периодом [178]. Кроме того, было исследовано формирование запрещенных зон в брэгговских решетках для БПВ [180, 181].

При этом в существующих работах не были исследованы брэгговские решетки с дефектным слоем для БПВ и возможность использования таких БРДС для дифференцирования оптических сигналов. Кроме того, не были исследованы резонансные оптические свойства интегральных дифракционных решеток для БПВ с периодом, близким к длине волны, а также резонансные оптические свойства отдельных диэлектрических ступенек на поверхности ФК. При этом представляют интерес как субволновые дифракционные решетки, у которых распространяющимися являются только нулевой отраженный и нулевой прошедший порядки дифракции, так и решетки, работающие в т. н. геометрии Литрова, в которой наряду с нулевыми у решетки существуют распространяющиеся -1 -е отраженный и прошедший порядки дифракции, причем направление

распространения –1-го отраженного порядка противоположно направлению распространения падающей БПВ. Для указанных резонансных структур важным является изучение возможности подавления паразитного рассеяния при дифракции БПВ, аналогичного подавлению рассеяния при дифракции волноводных мод, которое, как обсуждалось выше, может быть обеспечено в геометрии наклонного падения при достаточно больших углах падения.

Поверхностные плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль границы раздела металла и диэлектрика, рассматриваются как одна из платформ для создания элементов «двумерной» оптики. Преимуществом ППП, а также распространяющихся в более сложных металлодиэлектрических структурах плазмонных мод является возможность создания волноводов с субволновой областью локализации энергии моды [132, 133, 182, 183], хотя и за счет весьма больших потерь на поглощение в металле при распространении. В число потенциальных областей применения плазмоники входят устройства фотовольтаики [184], химические и биологические сенсоры [185–187], а также дифракционные структуры для излучения, распространяющегося в свободном пространстве, использующие в своей работе возбуждение ППП или плазмонных мод [136, 188–190]. Для ППП были предложены различные интегральные оптические элементы [191–206], расположенные на поверхности металла, в т. ч. призмы [192, 201], фокусирующие структуры [192, 193, 197, 200, 205, 207, 208] и брэгговские отражающие решетки [194–196, 203].

Важным фактором, снижающим эффективность элементов плазмонной оптики, является паразитное рассеяние ППП в область над поверхностью металла. Характерные потери энергии падающего ППП на рассеяние могут достигать 30% и более на каждой границе раздела [199, 209]. В существующих работах были предложены подходы к подавлению рассеяния, основанные на использовании анизотропных метаматериалов [209–212] и подходов т. н. трансформационной оптики [204], при этом реализация последнего подхода на практике также требует использования анизотропного материала (или метаматериала) с заданными параметрами. Суть указанных подходов заключается в том, что использование анизотропного материала позволяет добавить дополнительные степени свободы в дисперсионное соотношение плазмонной моды в области оптического элемента и согласовать ее поперечный профиль электромагнитного поля с профилем поля падающего ППП. Несмотря на то, что эти подходы позволяют полностью устранить потери на паразитное рассеяние ППП, расчет и изготовление ме-

таматериалов с требуемыми эффективными материальными параметрами и их «интеграция» в плазмонные оптические элементы представляют собой сложную задачу. В связи с этим представляет интерес разработка более простых подходов к подавлению паразитного рассеяния ППП, работающих в широком диапазоне углов падения, и исследование возможности их применения для повышения эффективности различных дифракционных структур для ППП. Такие подходы могут быть основаны на усложнении геометрии плазмонного волновода в области дифракционной структуры для ППП (например, к переходу к диэлектрическому дифракционному микрорельефу из нескольких слоев), также вносящем дополнительные степени свободы в соответствующее дисперсионное соотношение.

Кроме того, важно отметить, что в существующих работах не были исследованы интегральные дифракционные решетки для ППП с периодом, близким к длине волны. Исследование таких структур, в т. ч. с подавлением паразитного рассеяния, работающих как отражатели, дефлекторы и делители пучка ППП, представляется перспективной задачей.

Из проведенного обзора существующих работ следуют цель и задачи диссертации.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является теоретическое и численное исследование оптических эффектов, возникающих при дифракции волноводных мод и поверхностных электромагнитных волн на резонансных дифракционных структурах.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи:

1. Численно исследовать резонансные оптические свойства дифракционной структуры, являющейся интегральным аналогом слоистой W-структуры и состоящей из двух выемок на поверхности плоскопараллельного диэлектрического волновода. Исследовать возможность оптического выполнения структурой операций дифференцирования профиля падающего пространственного, временного или пространственно-временного оптического сигнала, распространяющегося в волноводе.
2. Численно исследовать резонансные оптические свойства дифракционной структуры, являющейся интегральным аналогом слоистой

структуры «металл-диэлектрик-металл» и состоящей из двух металлических полос, «погруженных» в плоскопараллельный диэлектрический волновод. Исследовать возможность получения в структуре полного поглощения или когерентного полного поглощения падающего излучения.

3. Численно исследовать и теоретически описать резонансные оптические свойства дифракционных структур, состоящих из одной или нескольких диэлектрических ступенек на поверхности плоскопараллельного волновода. Исследовать возможность оптического выполнения ступенькой операций интегрирования и дифференцирования профиля падающего пучка, распространяющегося в волноводе.
4. Численно и теоретически исследовать резонансные свойства дифракционных структур, состоящих из диэлектрической ступеньки на торце плоскопараллельного диэлектрического волновода или выемки вблизи торца волновода и работающих в геометрии полного внутреннего отражения. Исследовать возможность использования таких структур в качестве интерферометров Жире–Турнуа для волноводных мод.
5. Численно исследовать оптические свойства дифракционных структур, являющихся интегральным аналогом брэгговских решеток с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн и состоящих из набора диэлектрических ступенек с нарушением периодичности на поверхности одномерного фотонного кристалла. Исследовать возможность оптического выполнения с помощью таких структур операции дифференцирования профиля падающего импульса или пучка БПВ.
6. Теоретически и численно исследовать возможность устранения паразитного рассеяния блоховских поверхностных волн при дифракции на интегральных дифракционных решетках на поверхности фотонного кристалла. Исследовать резонансные оптические свойства дифракционных решеток для БПВ, работающих в субволновом режиме и в геометрии Литрова.
7. Теоретически и численно исследовать возможность подавления паразитного рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов при дифракции на диэлектрической ступеньке на поверхности металла в широком диапазоне углов падения за счет перехода к двухслойной геометрии ступеньки. Исследовать возможность применения этого подхода для

увеличения эффективности массивов линз и брэгговских решеток для ППП.

8. Численно исследовать оптические свойства интегральных дифракционных решеток для ППП, представляющих собой периодические наборы диэлектрических ступенек на поверхности металла с периодом, близким к длине волны. Исследовать возможность использования таких структур в качестве отражателей, делителей и дефлекторов пучка ППП.

Научная новизна работы

В диссертационной работе впервые получены следующие результаты:

1. На основе численного моделирования в рамках строгой электромагнитной теории дифракции показано, что в спектрах отражения и пропускания дифракционной структуры, состоящей из двух выемок на поверхности плоскопараллельного диэлектрического волновода, могут возникать высокодобротные резонансы, проявляющиеся в виде нулей отражения и пиков пропускания. Резонансы возникают при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды волновода в случае, когда отсутствует «паразитное» рассеяние и возбуждение ТМ-поляризованных мод. Показано, что структура может быть использована для оптического дифференцирования профиля падающего пространственного, временного или пространственно-временного оптического сигнала.
2. На основе численного моделирования показано, что в дифракционной структуре, состоящей из двух металлических полос, «погруженных» в плоскопараллельный диэлектрический волновод, возможно получение полного поглощения (при падении одной моды) или когерентного полного поглощения (при симметричном падении двух мод с разных сторон структуры). Указанные эффекты имеют место при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды при отсутствии «паразитного» рассеяния и возбуждения ТМ-поляризованных мод.
3. На основе численного моделирования показано, что в спектрах отражения и пропускания дифракционной структуры в виде диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода могут возникать резонансные особенности в виде нулей пропускания и пиков отражения. Эти особенности возникают при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды в диапазоне углов падения,

обеспечивающем отсутствие «паразитного» рассеяния и существование ТМ-поляризованной моды внутри ступеньки. Теоретически и численно показано, что в структуре существуют связанные состояния в континууме. Показано, что структура может быть использована для оптического интегрирования и дифференцирования профиля падающего пучка по пространственной координате. Теоретически и численно показано, что за счет использования структур из нескольких ступенек возможно получение пиков отражения с формой, близкой к прямоугольной.

4. На основе численного моделирования показано, что дифракционные структуры, состоящие из диэлектрической ступеньки на торце плоско-параллельного диэлектрического волновода или выемки вблизи торца волновода, работающие в геометрии полного внутреннего отражения, обеспечивают существенно нелинейную зависимость фазы отраженной моды от оптической длины пути в структуре и могут быть использованы в качестве интерферометров Жире–Турнуа для волноводных мод. Теоретически и численно показано, что в структуре в виде диэлектрической ступеньки на торце волновода существуют резонансы, проявляющиеся в резких изменениях фазы отраженной волны, и связанные состояния в континууме.
5. На основе численного моделирования показано, что дифракционные структуры, являющиеся интегральным аналогом брэгговских решеток с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн и представляющие собой набор диэлектрических ступенек с нарушением периодичности на поверхности одномерного фотонного кристалла, имеют близкий к нулю минимум отражения вблизи центра запрещенной зоны, что позволяет использовать их для дифференцирования профиля падающего импульса или пучка БПВ.
6. Теоретически и численно показано, что в интегральных дифракционных решетках для БПВ в виде периодического набора диэлектрических ступенек на поверхности фотонного кристалла возможно полное устранение паразитного рассеяния БПВ в случаях, когда решетки работают в субволновом режиме или в геометрии Литрова. Теоретически и численно показано, что в этих случаях в интегральных решетках могут существовать высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме. Показано, что субволновые решетки могут быть исполь-

зованы как узкополосные спектральные или угловые фильтры для БПВ, работающие в отражении, а решетки, работающие в геометрии Литрова — как делители или дефлекторы пучка БПВ, работающие в пропускании.

7. На основе теоретического анализа и численного моделирования показано, что при дифракции поверхностного плазмон-поляритона на диэлектрической ступеньке на поверхности металла паразитное рассеяние ППП может быть уменьшено на порядок в широком диапазоне углов падения за счет использования двухслойной ступеньки, обеспечивающей частичное согласование поперечных профилей ППП вне ступеньки и в ней. Показано, что предложенный подход для подавления паразитного рассеяния позволяет увеличить эффективность массивов рефракционных и дифракционных линз и брэгговских отражающих решеток для ППП на 10–30%.
8. На основе численного моделирования показано, что оптические свойства интегральных дифракционных решеток для ППП в виде периодических наборов диэлектрических ступенек на поверхности металла качественно, а при подавлении паразитного рассеяния и количественно близки к оптическим свойствам неинтегральных дифракционных решеток. Показано, что субволновые решетки для ППП с подавлением рассеяния могут быть использованы в качестве компактных узкополосных или широкополосных отражателей для ППП с отражением порядка 0,85. Показано, что дифракционные решетки для ППП, у которых распространяющимися являются нулевые и -1 -е порядки дифракции, могут быть использованы в качестве делителей и дефлекторов пучка ППП.

Положения, выносимые на защиту:

1. При наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды плоскопараллельного диэлектрического волновода на дифракционную структуру, являющуюся интегральным аналогом слоистой W-структуры и состоящую из двух выемок на поверхности волновода, могут возникать высокодобротные резонансы, проявляющиеся в виде нулей отражения и пиков пропускания с формой, близкой к лоренцевой. Резонансы возникают в случае, когда отсутствует «паразитное» рассеяние из волновода и возбуждение ТМ-поляризованных мод, и связаны с

возбуждением вытекающих собственных мод ступеньки, ограниченной выемками. Данная структура позволяет оптически выполнить операцию дифференцирования профиля (огibaющей) падающего пространственного, временного или пространственно-временного оптического сигнала, распространяющегося в волноводе.

2. В дифракционной структуре, являющейся интегральным аналогом слоистой структуры «металл-диэлектрик-металл» и состоящей из двух металлических полос, «погруженных» в плоскопараллельный диэлектрический волновод, возможно получение полного поглощения (при падении одной волноводной моды) или когерентного полного поглощения (при падении двух мод с разных сторон структуры). Указанные эффекты имеют место при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды при отсутствии «паразитного» рассеяния и возбуждения ТМ-поляризованных мод.
3. В спектрах отражения и пропускания дифракционной структуры в виде диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода могут возникать резонансные особенности в виде нулей пропускания и пиков отражения с формой, близкой к лоренцевой. Данные особенности возникают при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды волновода в диапазоне углов падения, обеспечивающем отсутствие «паразитного» рассеяния и существование ТМ-поляризованной моды внутри ступеньки. В структуре существуют связанные состояния в континууме, положения которых в пространстве параметров описываются разработанной моделью связанных волн. Структура может быть использована для оптического интегрирования в отражении и дифференцирования в пропускании профиля падающего пучка, распространяющегося в волноводе, по пространственной координате. За счет использования «каскадных» структур из нескольких последовательно расположенных ступенек возможно получение резонансных пиков отражения с формой, близкой к прямоугольной.
4. Дифракционные структуры, состоящие из диэлектрической ступеньки на торце плоскопараллельного диэлектрического волновода или выемки вблизи торца волновода, работающие в геометрии полного внутреннего отражения, обеспечивают существенно нелинейную зависимость фазы отраженной моды от оптической длины пути в структуре и мо-

гут быть использованы в качестве интерферометров Жире–Турнуа для волноводных мод. В структуре в виде диэлектрической ступеньки на торце волновода существуют «фазовые» резонансы, проявляющиеся в резких изменениях фазы отраженной волны, и связанные состояния в континууме, положения которых в пространстве параметров описываются моделью связанных волн.

5. Дифракционные структуры, являющиеся интегральным аналогом брэгговских решеток с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн и представляющие собой набор диэлектрических ступенек с нарушением периодичности на поверхности одномерного фотонного кристалла, имеют близкий к нулю минимум отражения вблизи центра запрещенной зоны. Предложенные структуры могут быть использованы для выполнения дифференцирования по времени или по пространственной координате огибающей падающего импульса БПВ или профиля пучка БПВ.
6. В интегральных дифракционных решетках для БПВ, представляющих собой периодический набор диэлектрических ступенек на поверхности фотонного кристалла, возможно полное устранение паразитного рассеяния БПВ за счет выбора конфигурации запрещенных зон фотонного кристалла и угла падения в случаях, когда решетки работают в субволновом режиме или в геометрии Литрова. В этих случаях в интегральных решетках могут существовать высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме. Положения ССК в пространстве параметров описываются аналитическими выражениями в рамках модели связанных волн. Резонансные субволновые решетки могут быть использованы как узкополосные спектральные или пространственные (угловые) фильтры для БПВ, работающие в отражении. Решетки, работающие в геометрии Литрова, могут быть использованы как делители или дефлекторы пучка БПВ, работающие в пропускании.
7. При дифракции поверхностного плазмон-поляритона на диэлектрической ступеньке на поверхности металла возможно осуществить уменьшение паразитного рассеяния ППП на порядок в широком диапазоне углов падения ППП за счет перехода к двухслойной геометрии ступеньки, обеспечивающей частичное согласование поперечных профилей ППП вне ступеньки и в ней. Предложенный подход для

подавления паразитного рассеяния позволяет увеличить на 10–30% эффективность массивов рефракционных и дифракционных линз и брэгговских отражающих решеток для ППП.

8. Оптические свойства интегральных дифракционных решеток для ППП, представляющих собой периодические наборы диэлектрических ступенек на поверхности металла, качественно, а при подавлении паразитного рассеяния и количественно близки к оптическим свойствам неинтегральных дифракционных решеток. В субволновом режиме такие интегральные структуры с подавлением рассеяния могут быть использованы в качестве узкополосных или широкополосных отражателей для ППП с отражением порядка 0,85, имеющих субволновый размер в направлении, перпендикулярном направлению периодичности. Дифракционные решетки для ППП, у которых распространяющимися являются нулевые и -1 -е порядки дифракции, могут быть использованы в качестве делителей и дефлекторов пучка ППП, работающих в пропускании.

Теоретическая и практическая значимость работы

Получены выражения, подтверждающие существование и описывающие положение в пространстве параметров связанных состояний в континууме в ряде дифракционных структур для мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов и блоховских поверхностных волн: диэлектрических ступенек на поверхности волновода или фотонного кристалла и интегральных дифракционных решеток для БПВ, состоящих из периодического набора ступенек на поверхности фотонного кристалла. Получены условия, при выполнении которых в «каскадных» структурах из нескольких последовательно расположенных диэлектрических ступенек на поверхности волновода возникают резонансные пики отражения с формой, близкой к прямоугольной.

Предложенные и исследованные в работе дифракционные структуры могут найти применение в интегральных оптических схемах на платформах мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов, блоховских поверхностных волн или поверхностных плазмон-поляритонов в качестве спектральных и пространственных фильтров, узкополосных и широкополосных отражателей, делителей и дефлекторов пучка, интерферометров Жире–Турнуа, а также аналоговых оптических дифференциаторов или интеграторов, выполняющих

дифференцирование или интегрирование профиля падающего оптического сигнала.

Методы исследования, достоверность и обоснованность результатов

В диссертационной работе для теоретического анализа используются методы математического анализа и линейной алгебры. Для моделирования дифракции волноводных мод и поверхностных электромагнитных волн на рассматриваемых интегральных дифракционных структурах используются метод фурье-мод численного решения уравнений Максвелла, метод матрицы рассеяния и улучшенный алгоритм матрицы пропускания. Достоверность полученных результатов подтверждается совпадением результатов строгого численного моделирования в рамках электромагнитной теории дифракции и результатов, полученных с помощью разработанных теоретических моделей. Кроме того, корректность работы разработанной автором программной реализации метода фурье-мод проверялась на тестовых примерах путем сравнения с результатами, опубликованными в работах других авторов, а также с несколькими независимыми реализациями метода. Работоспособность рассчитанных делителей и дефлекторов пучка для поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных аналогов дифракционных решеток была подтверждена экспериментально.

Личный вклад автора

В диссертации изложены оригинальные результаты, полученные лично автором, либо при его определяющем участии. Автор самостоятельно проводил численные эксперименты, самостоятельно разрабатывал теоретические модели или непосредственно участвовал в их разработке совместно с соавторами. Постановка задач и обсуждение результатов проводились совместно с научным консультантом.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 60 работ, в том числе 3 главы в коллективных монографиях и 38 работ в рецензируемых научных журналах и изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией для опубликования основных научных результатов диссертации на соискание ученой степени доктора наук и (или) индексируемых в международных базах данных Web of Science и (или) Scopus.

Апробация результатов

Результаты работы докладывались на международных и всероссийских конференциях, в том числе:

- XIII Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» («Волны-2011») (Москва, Россия, 23–28 мая 2011 г.);
- Asia-Pacific conference on fundamental problems of opto- and microelectronics (APCOM-2011) (Moscow–Samara, Russia, July 4–8, 2011);
- Седьмая международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2011» (Санкт-Петербург, Россия, 17–21 октября 2011 г.);
- The 12th International Conference on Near-Field Optics, Nanophotonics and Related Techniques (NFO12) (Donostia-San Sebastian, Spain, September 3–7, 2012);
- The 34th Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) (Stockholm, Sweden, August 12–15, 2013);
- XIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» («Волны-2014») (Москва, Россия, 26–31 мая 2014 г.);
- The 35th Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) (Guangzhou, China, August 25–28, 2014);
- VIII Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики – 2014» (Санкт-Петербург, Россия, 20–24 октября 2014 г.);
- The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META'16) (Malaga, Spain, July 25–28, 2016);
- SPIE Optics + Optoelectronics 2017 (Prague, Czech Republic, April 24–27, 2017);
- International Conference “Days on Diffraction 2018” (Saint Petersburg, Russia, June 4–8, 2018);
- The 3rd International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (METANANO 2018) (Sochi, Russia, September 17–21, 2018);
- IV Международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии» (ИТНТ-2018) (Самара, Россия, 24–27 апреля 2018 г.);
- The 41st Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2019) (Rome, Italy, June 17–20, 2019);
- The 4th International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (METANANO 2019) (Saint Petersburg, Russia, July 15–19, 2019);

- Workshop on Theoretical and Numerical Tools for Nanophotonics (TNTN 2020) (Berlin, Germany, February 12–14, 2020);
- VI Международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии» (ИТНТ-2020) (Самара, Россия, 26–29 мая 2020 г.);
- XXXII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2021») (Москва, Россия, 6–11 июня 2021 г.);
- V Международная школа молодых ученых «Нелинейная фотоника» (Новосибирск, Россия, 9–13 августа 2021 г.);
- The 6th International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (METANANO 2021) (Online, September 13–17, 2021);
- VII Международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии» (ИТНТ-2021) (Самара, Россия, 20–24 сентября 2021 г.);
- VIII Международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии» (ИТНТ-2022) (Самара, Россия, 23–27 мая 2022 г.);
- International conference “Days on Diffraction 2023” (Saint Petersburg, Russia, June 5–9, 2023);
- IX Международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии» (ИТНТ-2023) (Самара, Россия, 17–23 апреля 2023 г.);
- XXXVI Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2025») (Москва, Россия, 1–6 июня 2025 г.).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и 1 приложения. Полный объем диссертации составляет 260 страниц, включая 110 рисунков и 7 таблиц. Список литературы содержит 316 наименований.

Глава 1. Резонансные дифракционные структуры для преобразования волноводных мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов

В настоящей главе предложены и теоретически и численно исследованы резонансные дифракционные структуры для преобразования волноводных мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов, состоящие из малого числа диэлектрических ступенек или выемок на поверхности волновода. В разделе 1.1 показано, что в режиме, когда отсутствует «паразитное» рассеяние при дифракции волноводной моды на элементе, в исследуемых структурах существуют высокодобротные резонансы (подраздел 1.1.1), полное поглощение падающего излучения (подраздел 1.1.2) и связанные состояния в континууме (подраздел 1.1.3). В разделе 1.2 показана возможность применения предложенных структур в качестве интегрированных «на чипе» спектральных и пространственных фильтров (подраздел 1.2.1), аналоговых оптических дифференциаторов и интеграторов (подраздел 1.2.2), а также интерферометров Жире–Турнуа (подраздел 1.2.3). Результаты, представленные в настоящей главе, были опубликованы в оригинальных работах¹ [213*–234*], в т.ч. 11 статьях в рецензируемых журналах [213*–223*] и 11 тезисах докладов или сборниках трудов конференций [224*–234*].

1.1 Резонансные дифракционные структуры для мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов на основе выемок или ступенек на поверхности волновода

1.1.1 Оптические свойства резонансной структуры, состоящей из пары выемок на поверхности плоскопараллельного волновода

Первая из предлагаемых резонансных структур представляет собой интегральный (т.е. ориентированный на работу не с излучением, распространяю-

¹Здесь и далее работы автора, в которых опубликованы результаты диссертации, отмечены звездочками при цитировании и в списке литературы.

щимся в свободном пространстве, а с модами плоскопараллельного волновода) аналог диэлектрической трехслойной структуры (рис. 1.1(а)), впервые предложенной еще в середине 20 века [235] и вновь исследованной в работе [100], которая позволяет получать узкие резонансные пики в спектре пропускания и существенное локальное увеличение интенсивности электромагнитного поля в структуре. Перед изучением предлагаемой резонансной интегральной дифракционной структуры для мод плоскопараллельного волновода кратко рассмотрим указанную исходную структуру, ориентированную на работу с излучением, распространяющимся в свободном пространстве.

Структура на рис. 1.1(а) состоит из центрального плоскопараллельного слоя с показателем преломления n_{core} и толщиной h_{core} и двух идентичных слоев-обкладок с показателем преломления $n_{\text{cl}} < n_{\text{core}}$ и толщиной h_{cl} . В случае, когда показатель преломления областей над и под обкладками n_{pr} превышает показатель преломления обкладок n_{cl} , при углах падения, превышающих угол полного внутреннего отражения на границе между указанными средами $\theta_{\text{TIR}} = \arcsin(n_{\text{cl}}/n_{\text{pr}})$, и при достаточно больших толщинах обкладок h_{cl} значение коэффициента отражения структуры будет близким к единице. Однако при определенном угле падения в структуре может наблюдаться полное резонансное пропускание за счет возбуждения падающим излучением вытекающей волноводной моды, локализованной в центральном слое, который в этом случае работает как резонатор [100]. Отметим, что полное пропускание (и соответствующее ему нулевое отражение) при резонансе в структуре с указанной конфигурацией слоев может достигаться только в том случае, когда она обладает горизонтальной плоскостью симметрии $x = x_{\text{sp}}$ (рис. 1.1(а)) [18, 35]. В этом случае структура соответствует т. н. W-волноводу [115], профиль показателя преломления в котором напоминает латинскую букву “W” (рис. 1.1(б)). При достаточно больших толщинах обкладок h_{cl} вытекающая мода W-волновода может быть приближенно описана дисперсионным соотношением мод обычного плоскопараллельного волновода (такой подход становится точным при значении h_{cl} , стремящемся к бесконечности). В этом случае возбуждение моды структуры на рис. 1.1(а) будет происходить вблизи угловой частоты $\omega = \omega_0$ и тангенциальной компоненты волнового вектора $k_x = k_{x,0}$, удовлетворяющих дисперсионному соотношению плоскопараллельного волновода [122]. Таким образом, в резонансных условиях коэффициент отражения будет обращаться в нуль при определенных значениях ω и k_x , близких к значениям ω_0 и $k_{x,0}$ соответственно. Следует отметить, что

добротность резонанса (ширина резонансного пика пропускания) определяется толщиной слоев-обкладок [100].

Представленный анализ позволяет ожидать, что W-структура, показанная на рис. 1.1(а), может быть использована как узкополосный спектральный или пространственный (угловой) фильтр, работающий в пропускании. Однако, несмотря на простую геометрию структуры, она обладает рядом недостатков, затрудняющих ее практическое использование. В частности, условие $n_{pr} > n_{cl}$ означает, что, как показано на рис. 1.1(а), в таком фильтре необходимо использовать две оптически плотные призмы для ввода и вывода оптического излучения, что затрудняет его потенциальное применение в компактных оптических схемах.

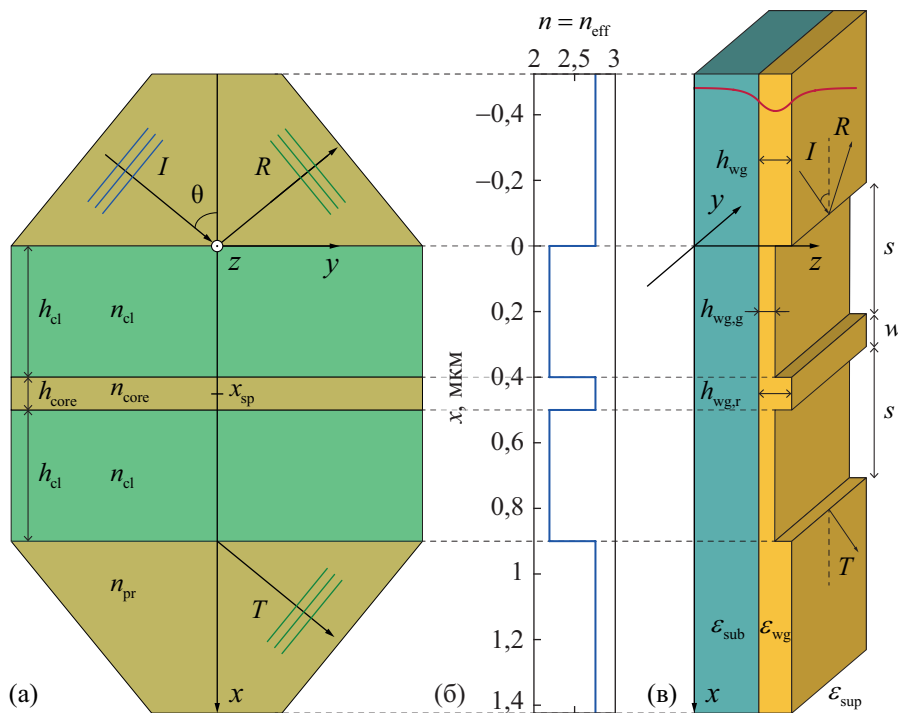


Рисунок 1.1 — Геометрия «обычной» трехслойной резонансной структуры с вводающей и выводающей призмами (а) и предлагаемой интегральной дифракционной структуры, состоящей из двух выемок на поверхности плоскопараллельного волновода и ориентированной на работу с волноводными модами (в), а также профиль показателя преломления n (эффективного показателя преломления мод n_{eff}) структуры (б). Значения на рисунке (б) и относительные размеры на рисунке (в) соответствуют одному из примеров, рассмотренных ниже. I , R и T обозначают падающую, отраженную и прошедшую плоские волны (а) или волноводные моды (в) соответственно.

В то же время такая структура может быть использована как прототип для простой планарной структуры, интегрированной в плоскопараллельный

диэлектрический волновод и, соответственно, ориентированной на работу с излучением, распространяющимся в волноводе (с волноводными модами). Рассматриваемый волновод имеет следующие параметры: диэлектрическая проницаемость и толщина центрального слоя ϵ_{wg} и h_{wg} соответственно, диэлектрические проницаемости обкладок ϵ_{sup} (область над структурой) и ϵ_{sub} (подложка; далее всегда будем полагать, что $\epsilon_{sub} \geq \epsilon_{sup}$). В качестве интегрального аналога трехслойной структуры, показанной на рис. 1.1(а), предлагается использовать структуру, состоящую из двух выемок на поверхности волновода и показанную на рис. 1.1(в). Ширины выемок s и ступеньки между ними w совпадают с толщинами слоев «обычной» структуры для излучения, распространяющегося в свободном пространстве: $s = h_{cl}$, $w = h_{core}$. При этом вместо плоской волны, падающей из среды (призмы) с показателем преломления n_{pr} (рис. 1.1(а)), в качестве падающего излучения рассматривается мода плоскопараллельного волновода с плоским волновым фронтом (рис. 1.1(в)).

Обозначим $h_{wg,g}$ и $h_{wg,r}$ толщины волновода в области выемок и центральной ступеньки соответственно ($h_{wg,g} < h_{wg} \leq h_{wg,r}$). При фиксированной угловой частоте ω (длине волны в свободном пространстве λ) падающего излучения эффективный показатель преломления волноводной моды n_{eff} (ее константа распространения $k_{||}$, нормированная на волновое число $k_0 = 2\pi/\lambda$) является функцией толщины центрального слоя волновода h . Таким образом, предложенная интегральная структура может рассматриваться как прямой аналог «обычной» слоистой структуры с показателями преломления $n_{pr} = n_{eff}(h_{wg})$, $n_{cl} = n_{eff}(h_{wg,g})$, $n_{core} = n_{eff}(h_{wg,r})$ (рис. 1.1(б)). Во всех примерах, рассмотренных в настоящем подразделе, $h_{wg,r} = h_{wg}$, следовательно, $n_{core} = n_{pr}$. Поскольку функция $n_{eff}(h)$ является монотонно возрастающей [122], $n_{core} = n_{pr} > n_{cl}$.

Перед тем, как численно исследовать оптические свойства предлагаемой структуры для мод плоскопараллельного волновода, рассмотрим волны, входящие в решение задачи дифракции в интегральном (волноводном) случае при наклонном падении ТЕ-поляризованной (от англ. transverse electric, «поперечно электрический») моды с эффективным показателем преломления $n_{eff,TE}$. Будем при этом полагать, что рассматриваемый плоскопараллельный волновод является одномодовым, т. е. в нем существуют только фундаментальные ТЕ- и ТМ-поляризованные (от англ. transverse magnetic, «поперечно магнитный») моды, однако отметим, что в многомодовых плоскопараллельных волноводах возможны эффекты, аналогичные описанным ниже, при условии, что падающее

излучение соответствует фундаментальной ТЕ-поляризованной моде, т. е. моде, имеющей наибольший эффективный показатель преломления.

В общем случае при дифракции падающей ТЕ-поляризованной моды на структуре формируются как ТЕ- и ТМ-поляризованные отраженные и прошедшие волноводные моды, так и «континуум» рассеянных плоских волн в областях над и под структурой, распространяющихся вдаль от центрального слоя волновода. Однако можно показать, что при определенных условиях преобразование поляризации и рассеяние излучения из волновода в рассматриваемой интегральной задаче дифракции могут быть полностью устранены [149, 236]. Действительно, рассматриваемая структура инвариантна к переносу в направлении, параллельном выемкам и центральной ступеньке структуры (в направлении оси y). Согласно уравнениям Максвелла, соответствующая тангенциальная компонента волнового вектора падающей волны $k_y = k_0 n_{\text{eff,TE}} \sin \theta$ должна сохраняться для всех рассеянных волн, входящих в решение задачи дифракции. Таким образом, если угол падения выбирается так, что $k_y^2 > k_0^2 \epsilon_{\text{sub}}$, эта тангенциальная компонента имеет величину, превышающую величину волнового вектора распространяющихся плоских волн в подложке. Это означает, что при углах падения, больших, чем «критический» угол

$$\theta_{\text{sub}} = \arcsin(\sqrt{\epsilon_{\text{sub}}}/n_{\text{eff,TE}}), \quad (1.1)$$

все волны, рассеянные в область под структурой, являются затухающими и не переносят энергию. Путем замены ϵ_{sub} на ϵ_{sup} в (1.1) может быть получено аналогичное выражение для критического угла θ_{sup} , соответствующего прекращению рассеяния в область над структурой. Поскольку мы полагаем $\epsilon_{\text{sub}} \geq \epsilon_{\text{sup}}$, то $\theta_{\text{sub}} \geq \theta_{\text{sup}}$, и, следовательно, рассеяния в область над структурой заведомо не происходит при $\theta > \theta_{\text{sub}}$.

Такой же подход может быть применен для «устранения» отраженных и прошедших ТМ-поляризованных мод с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TM}}$, формирующихся при дифракции падающей ТЕ-поляризованной моды. Действительно, поскольку в одномодовом плоскопараллельном волноводе $n_{\text{eff,TE}} > n_{\text{eff,TM}}$ [122], то существует угол отсечки для ТМ-поляризованной моды. Аналогично уравнению (1.1), легко показать, что при углах падения, больших

$$\theta_{\text{TM}} = \arcsin(n_{\text{eff,TM}}/n_{\text{eff,TE}}), \quad (1.2)$$

отраженная и прошедшая ТМ-поляризованные моды являются затухающими.

Отметим, что $n_{\text{eff,ТМ}} > \sqrt{\epsilon_{\text{sub}}}$, следовательно, $\theta_{\text{ТМ}} > \theta_{\text{sub}}$. Таким образом, при $\theta > \theta_{\text{ТМ}}$ рассматриваемая структура имеет только два открытых канала рассеяния, которые соответствуют отраженной и прошедшей ТЕ-поляризованным модам.

Исследуем теперь численно оптические свойства предлагаемой структуры на основе двух выемок на поверхности волновода. Во всех примерах ниже использовались следующие значения параметров: «центральная» длина волны в свободном пространстве $\lambda_0 = 630$ нм, диэлектрические проницаемости материалов $\epsilon_{\text{wg}} = 3,32^2$ (фосфид галлия), $\epsilon_{\text{sub}} = 1,45^2$ (плавленый кварц), $\epsilon_{\text{sup}} = 1$ (воздух). Из решения дисперсионного уравнения мод плоскопараллельного диэлектрического волновода [122, 123] следует, что при указанных параметрах в волноводе существуют только фундаментальные ТЕ- и ТМ-поляризованные моды, если его толщина лежит в диапазоне от 44 нм до 117 нм. В настоящем подразделе будем рассматривать структуры с толщиной волновода $h_{\text{wg}} = 100$ нм. Структура состоит из двух выемок с глубиной $h_{\text{wg}}/2$ (таким образом, $h_{\text{wg,g}} = h_{\text{wg}}/2 = 50$ нм) и ступеньки между ними. В этом случае эффективный показатель преломления падающей ТЕ-поляризованной волноводной моды и моды в области ступеньки равен $n_{\text{eff,ТЕ}} = 2,756$, а эффективный показатель преломления моды в области выемок составляет $n_{\text{eff,ТЕ,g}} = 2,191$. Соответствующие эффективные показатели преломления ТМ-поляризованных мод при этом равны $n_{\text{eff,ТМ}} = 1,994$ и $n_{\text{eff,ТМ,g}} = 1,453$. При указанных параметрах энергия падающей ТЕ-поляризованной моды разделяется только между отраженной и прошедшей модами с той же ТЕ-поляризацией при углах падения $\theta > \theta_{\text{ТМ}} = 46,34^\circ$. Далее оптические свойства рассматриваемой структуры исследуются при углах падения, превышающих указанное «критическое» значение.

Резонансы, возникающие в предлагаемой структуре, связаны с возбуждением вытекающей моды, локализованной в резонаторе, в качестве которого выступает центральная ступенька. Эта мода распространяется вдоль оси y и близка к моде т.н. гребенчатого оптического волновода (англ. photonic rib waveguide) [237]. Добротность резонанса (ширина резонансного пика) определяется шириной выемок s . Для иллюстрации этого факта были рассчитаны спектры пропускания (здесь и далее под пропусканием и отражением, помимо соответствующих физических процессов, для краткости будут пониматься пропускательная и отражательная способности, т.е. доли энергии падающей волны, попадающие в прошедшую и отраженную волны) при изменяющихся угле паде-

ния и длине волны при двух значениях ширины выемок $s = 400$ нм и $s = 600$ нм (рис. 1.2). Как показано ниже, при этих значениях ширины ступеньки угловые и спектральные ширины резонансных пиков отличаются приблизительно в 10 раз. Ширина ступеньки фиксирована и составляет $w = 100$ нм.

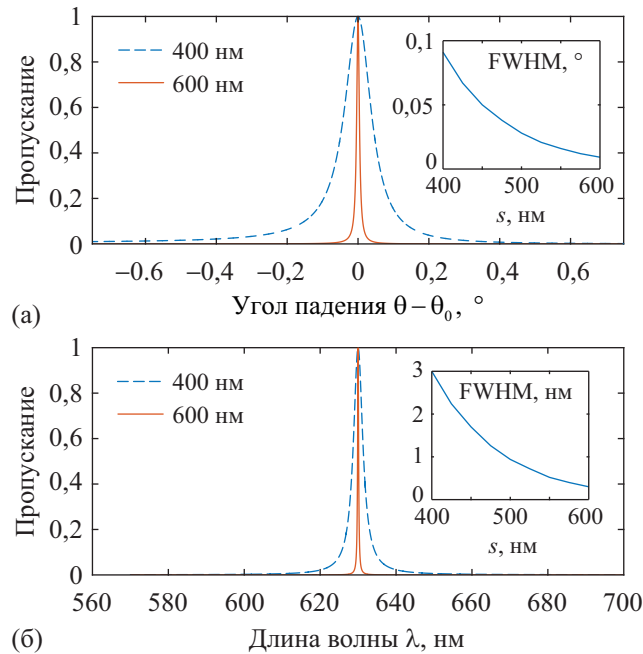


Рисунок 1.2 — Зависимости от угла падения (а) и длины волны (б) пропускания интегральной структуры из двух выемок на поверхности волновода при $s = 400$ нм (пунктирные синие кривые) и $s = 600$ нм (сплошные красные кривые). На вставках показаны зависимости полной ширины по полуспаду (величины FWHM) резонансных пиков от значения s .

Здесь и далее спектры пропускания и отражения рассматриваемых интегральных структур были рассчитаны с помощью собственной реализации [238*] непериодического варианта метода связанных волн (англ. aperiodic rigorous coupled-wave analysis, aRCWA и aperiodic Fourier modal method, aFMM) в геометрии конической дифракции, адаптированного для решения задач интегральной оптики [239, 240]. Указанный метод, в русскоязычной литературе часто называемый методом фурье-мод, представляет собой хорошо развитый метод для численного решения уравнений Максвелла. Для моделирования рассматриваемой интегральной структуры в рамках этого подхода она искусственно периодизуется в направлении оси z , перпендикулярной поверхности волновода [239]. Для устранения взаимодействия между соседними периодами на границы периода добавляются т.н. идеально согласованные поглощающие слои (англ. perfectly matched layers, PML), реализованные в виде нелинейного

преобразования координат [240]. Моделирование проводилось при числе Фурье-гармоник, равном $2 \cdot 350 + 1$, являющимся для рассматриваемой структуры достаточным с точки зрения сходимости метода. Проверка сходимости осуществлялась в отдельных точках при большем числе гармоник (в частности, $2 \cdot 400 + 1$ и $2 \cdot 450 + 1$). Толщина PML-слоев составляла 600 нм.

Угловые спектры пропускания на рис. 1.2(а) были рассчитаны при фиксированной длине волны $\lambda_0 = 630$ нм. Пропускание достигает единицы при углах падения $\theta_1 = 55,20^\circ$ (при $s = 400$ нм) и $\theta_2 = 55,23^\circ$ (при $s = 600$ нм). Полные ширины резонансных пиков пропускания по полуспаду (англ. full width at half maximum, FWHM) составляют $\delta_{\theta,1} = 0,091^\circ$ и $\delta_{\theta,2} = 0,0092^\circ$ при $s = 400$ нм и $s = 600$ нм соответственно. Зависимость указанной ширины резонансного пика от значения s показана на врезке. Следует отметить, что углы падения $\theta_{1,2}$ зависят от толщины волновода в области выемок $h_{wg,g}$. При уменьшении $h_{wg,g}$ (и, следовательно, уменьшении $n_{\text{eff,TE,g}}$) углы $\theta_{1,2}$ также уменьшаются, и при $h_{wg,g} = 0$ (в этом случае можно положить $n_{\text{eff,TE,g}} = 1$ в области выемок) достигают 33° .

Спектры по длине волны на рис. 1.2(б) были рассчитаны при фиксированных углах падения θ_1 и θ_2 с учетом дисперсии диэлектрической проницаемости волноводного слоя. Значения полной ширины по полуспаду резонансных пиков составляют $\delta_{\lambda,1} = 3,0$ нм (при $s = 400$ нм) и $\delta_{\lambda,2} = 0,3$ нм (при $s = 600$ нм). Аналогично рис. 1.2(а), на врезке на рис. 1.2(б) показана ширина резонансного пика в зависимости от значения s .

Для дальнейшего исследования резонансов, связанных с пиками пропускания на рис. 1.2, были рассчитаны собственные моды структуры, соответствующие комплексным полюсам коэффициента пропускания $T(\lambda)$. Для расчета использовался метод, представленный в работе [241]. Полученные значения комплексных длин волн собственных мод $\lambda_{p1} = 629,88 + 1,66i$ нм при $s = 400$ нм и $\lambda_{p2} = 629,93 + 0,16i$ нм при $s = 600$ нм близки к длине волны $\lambda_0 = 630$ нм. Поскольку спектры на рис. 1.2(б) имеют близкий к лоренцеву профиль, значения $\delta_1 = 2 \text{Im}(\lambda_{p1}) = 3,33$ нм и $\delta_2 = 2 \text{Im}(\lambda_{p1}) = 0,32$ нм могут быть использованы для оценки ширины резонансных пиков по полуспаду. Эти значения находятся в хорошем соответствии со значениями $\delta_{\lambda,1}$ и $\delta_{\lambda,2}$, приведенными выше. На рис. 1.3 показаны распределения интенсивности (квадрата модуля) z -компоненты напряженности магнитного поля $|H_z|^2$ при $s = 400$ нм в случае дифракции ТЕ-поляризованной моды на структуре при трех значениях дли-

ны волны: 600 нм (вдали от резонанса), 620 нм (вблизи резонанса) и 630 нм (в резонансных условиях). Угол падения зафиксирован и равен $\theta_1 = 55,20^\circ$. Распределения нормированы на максимальную интенсивность компоненты H_z падающей волноводной моды. При длинах волны 600 нм и 620 нм падающая волноводная мода практически полностью отражается, в соответствии с чем на рисунках 1.3(а) и 1.3(б) хорошо видна интерференция падающей и отраженной мод. При длине волны 630 нм в ступеньке возбуждается вытекающая мода (рис. 1.3(в)), и достигается резонансное полное пропускание, при этом падающая и прошедшая волны не видны на рис. 1.3(в) в связи с локальным увеличением интенсивности электромагнитного поля в центральной ступеньке-резонаторе. Следует отметить, что распределение поля на рис. 1.3(в) визуально идентично распределению поля вытекающей собственной моды структуры.

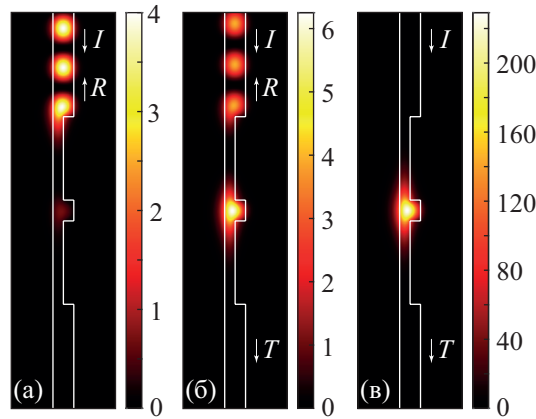


Рисунок 1.3 — Распределения компоненты $|H_z|^2$ электромагнитного поля в структуре из двух выемок на поверхности волновода, нормированные на максимальное значение $|H_z|^2$ падающей волноводной моды при $s = 400$ нм и $\theta = \theta_1$ при длинах волны в свободном пространстве 600 нм (а), 620 нм (б) и 630 нм (в). I , R , и T обозначают падающую, отраженную и прошедшую ТЕ-поляризованные моды соответственно.

Наличие высокодобротных резонансов в спектрах пропускания предложенной структуры делает ее перспективной для ряда применений, в частности, в качестве спектральных фильтров для волноводных мод плоскопараллельных волноводов и аналоговых оптических дифференциаторов. Указанные потенциальные приложения обсуждаются ниже в разделе 1.2.

1.1.2 Оптические свойства резонансной структуры, состоящей из двух металлических полос, интегрированных в плоскопараллельный волновод

Рассмотрим теперь резонансную интегральную дифракционную структуру «металл-диэлектрик-металл» (МДМ-структуру), аналогичную по своей конфигурации рассмотренной выше полностью диэлектрической интегральной W-структуре из двух выемок на поверхности волновода и отличающейся тем, что выемки в этом случае предполагаются заполненными металлом и, в общем случае, имеют различные ширины. На рисунке 1.4 показана геометрия предлагаемой интегральной МДМ-структуры, состоящей из двух металлических полос шириной w_1 и w_2 , «погруженных» в плоскопараллельный диэлектрический волновод толщиной h_{wg} и разделенных «фрагментом» диэлектрического волновода шириной s . Толщина металлических полос полагается равной толщине волновода. Координатная система (x, y, z) показана в нижнем левом углу. Падающая волна I под углом θ к оси x вызывает отраженную волну R и прошедшую волну T . Диэлектрические постоянные слоев обозначены как ϵ_{sup} , ϵ_{wg} , ϵ_m и ϵ_{sub} .

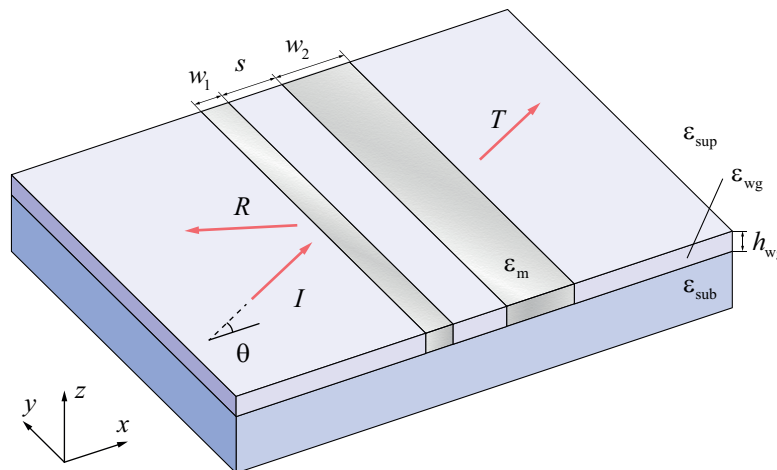


Рисунок 1.4 — Геометрия предлагаемой резонансной интегральной дифракционной структуры «металл-диэлектрик-металл», состоящей из двух металлических полос, интегрированных в плоскопараллельный диэлектрический волновод.

Как и для структуры, описанной выше, будем рассматривать случай, когда волновод является одномодовым, а падающая волна соответствует ТЕ-поляризованной моде волновода, падающей под углом, обеспечивающим закрытие всех каналов рассеяния, кроме каналов, соответствующих отраженной и прошедшей волноводным модам с поляризацией, совпадающей с поляризацией падающей волны. Как будет показано ниже, в этом случае предлагаемая структура позволяет в резонансных условиях обеспечить полное поглощение или т. н. когерентное полное поглощение падающей волноводной моды (или волноводных мод).

Прежде чем исследовать интегральный МДМ-резонатор, изучим оптические свойства одиночной металлической полосы, интегрированной в волновод, которая работает как частично отражающее зеркало для падающей ТЕ-поляризованной моды. Представленные ниже результаты были получены для примера с материальными и геометрическими параметрами волновода, совпадающими с параметрами примера, рассмотренного в предыдущем подразделе. Напомним, что при этих параметрах волновод поддерживает ТЕ-поляризованную моду с эффективным показателем преломления (константой распространения, нормированной на волновое число) $n_{\text{eff,TE}} = 2,756$ и ТМ-поляризованную моду с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TM}} = 1,994$. В этом случае описанный выше режим без «паразитного» рассеяния имеет место при углах падения ТЕ-поляризованной моды $\theta > 46,34^\circ$. Сплошными линиями на рис. 1.5(а) показаны численно рассчитанные с помощью метода фурье-мод амплитуды (абсолютные величины) комплексных коэффициентов отражения r и пропускания t одиночной металлической полосы из серебра (с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_m = -18,13 + 0,51i$ [242, 243]), интегрированной в волновод, от ширины полосы w (см. врезку). ТЕ-поляризованная мода падает на полосу под углом падения $\theta = 55^\circ$, превышающим «критический» угол θ_{TM} . На рис. 1.5(а) намеренно показаны абсолютные величины $|r|$ и $|t|$ (а не отражение $|r|^2$ и пропускание $|t|^2$), поскольку именно зависимости $r(w)$ и $t(w)$ используются в дальнейшем для расчета интегральных МДМ-структур. Для сравнения штриховыми линиями на рис. 1.5(а) показаны аналогичные зависимости амплитуд комплексных коэффициентов отражения и пропускания для случая наклонного падения плоской волны соответствующей поляризации на серебряную пленку (плоскопараллельный слой) толщиной w . В качестве показателя преломления диэлектрических сред над и под пленкой использовалось значение эффективного показателя преломления $n_{\text{eff,TE}}$. Из рис. 1.5(а) видно, что оптические свойства интегрированной в плоскопараллельный волновод металлической полосы очень близки к свойствам тонкой металлической пленки, с тем отличием, что в интегральном случае возникает «локальный» резонансный минимум (пик) в коэффициенте отражения (пропускания) за счет возбуждения вытекающей плазмонной моды металлической полосы (что подтверждается рассчитанным распределением поля, не приведенным здесь для краткости).

Изучив свойства одиночной металлической полосы, интегрированной в волновод, перейдем теперь к расчету МДМ-резонатора, обеспечивающего пол-

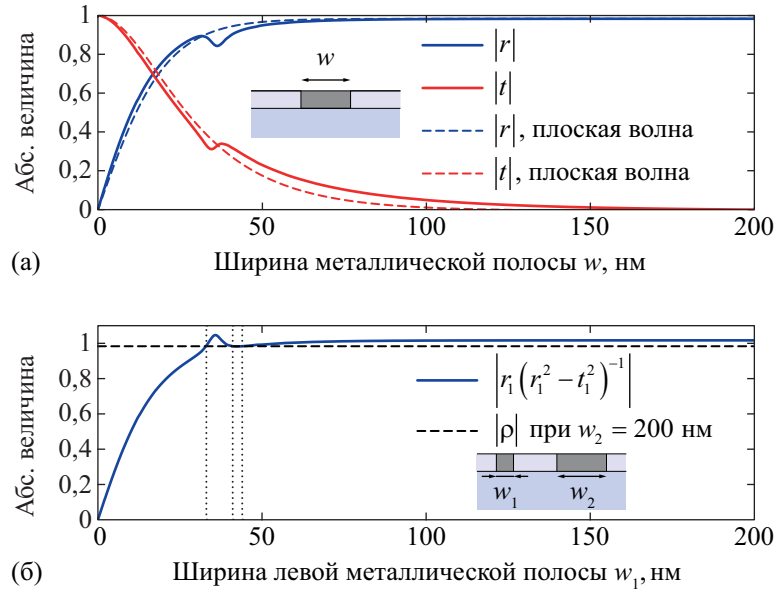


Рисунок 1.5 — (а) Абсолютные величины комплексных коэффициентов отражения r и пропускания t одиночной серебряной полосы, интегрированной в диэлектрический плоскопараллельный волновод (показана на врезке), в зависимости от ее ширины w для падающей ТЕ-поляризованной моды (сплошные линии) и однородной серебряной пленки толщиной w для падающей плоской волны (штриховые линии). (б) Левая (сплошная линия) и правая (пунктирная линия) части уравнения (1.4) в зависимости от ширины левой металлической полосы w_1 при фиксированной ширине правой металлической полосы $w_2 = 200$ нм. Вертикальные точечные линии показывают значения w_1 , равные 33 нм, 41 нм и 44 нм.

ное поглощение (англ. total absorption, TA) падающей волноводной моды. Ширину правой металлической полосы интегральной МДМ-структуры будем считать фиксированной и равной $w_2 = 200$ нм. При такой ширине, согласно рис. 1.5(а), абсолютная величина коэффициента отражения правой полосы, который обозначим как ρ , равна $|\rho| = |r(w_2)| = 0,983$ (что соответствует отражению 96,7%), а абсолютная величина комплексного коэффициента пропускания равна 0,006 (пропускание меньше 0,005%, что будем считать пренебрежимо малой величиной). Следуя анализу, проведенному для обычной (неинтегральной) слоистой МДМ-структуры [112], при фиксированной ширине w_2 можно найти такую ширину левой металлической полосы w_1 и диэлектрической части шириной s , что коэффициент отражения обращается в нуль при требуемой длине волны λ и угле падения θ . Действительно, комплексный коэффициент отражения МДМ-

структуры легко получить в виде

$$r_{\text{MDM}} = \frac{r_1 - \exp(2ik_x s) \rho (r_1^2 - t^2)}{1 - r_1 \rho \exp(2ik_x s)}, \quad (1.3)$$

где $k_x = k_0 n_{\text{eff,TE}} \cos \theta$ — x -компонента волнового вектора падающей ТЕ-поляризованной волноводной моды. Приравнивая числитель выражения (1.3) к нулю, перенося второе слагаемое в правую часть и рассматривая модули левой и правой частей, получим, что ширина w_1 левой металлической полосы должна быть выбрана таким образом, чтобы комплексные коэффициенты отражения и пропускания $r_1 = r(w_1)$ и $t_1 = t(w_1)$ удовлетворяли уравнению

$$|r_1(r_1^2 - t_1^2)^{-1}| = |\rho|. \quad (1.4)$$

Для рассматриваемого примера (рис. 1.5(а)) уравнение (1.4) выполняется при трех значениях w_1 : 33 нм, 41 нм и 44 нм, показанных вертикальными точечными линиями на рис. 1.5(б). Для расчета примера МДМ-структуры воспользуемся последним значением $w_1 = 44$ нм. Для этого значения w_1 ширина диэлектрической части s , разделяющей металлические полосы, обеспечивающая равенство аргументов левой и правой частей уравнения, получающегося при приравнивании к нулю числителя выражения (1.3) (и, следовательно, нулевое отражение для МДМ-структуры), может быть найдена аналитически как [112]

$$s = \frac{\lambda}{2n_{\text{eff,TE}} \cos \theta} \left[\frac{\arg[r_1(r_1^2 - t_1^2)^{-1}] - \arg \rho}{2\pi} + n \right], \quad (1.5)$$

где n — произвольное целое число, при котором получающееся значение s является положительным. Выбор различных значений n в уравнении (1.5) приводит к различной спектральной или угловой ширине минимумов отражения (и пиков поглощения). В качестве примера на рис. 1.6 показаны спектры отражения $|r_{\text{MDM}}|^2$ и поглощения $\mathcal{A}_{\text{MDM}} = 1 - |r_{\text{MDM}}|^2$ интегральной МДМ-структуры в зависимости от длины волны (рис. 1.6(а)) или угла падения (рис. 1.6(б)) для трех значений ширины диэлектрической части s , равных 58 нм, 460 нм и 1058 нм и соответствующих $n = 0$, $n = 2$ и $n = 5$ в уравнении (1.5). Отметим, что при моделировании с изменяющейся длиной волны здесь (рис. 1.6(а)) и далее была учтена частотная дисперсия диэлектрических проницаемостей материалов структуры.

Из рис. 1.6 видно, что интегральная МДМ-структура действительно позволяет получить полное поглощение падающей ТЕ-поляризованной моды на расчетных длине волны и угле падения, при этом ширину пика поглощения

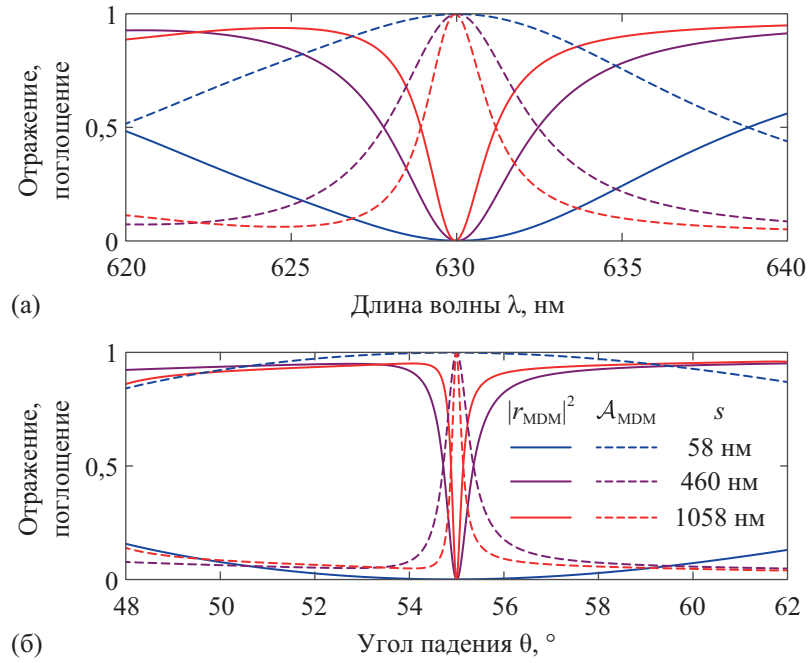


Рисунок 1.6 — Спектры отражения $|r_{\text{MDM}}|^2$ (сплошные линии) и поглощения $\mathcal{A}_{\text{MDM}}$ (пунктирные линии) интегральных МДМ-структур с $w_1 = 44$ нм и $w_2 = 200$ нм в зависимости от длины волны λ (а) и угла падения θ (б) при $s = 58$ нм (синий), $s = 460$ нм (фиолетовый) и $s = 1058$ нм (красный).

(минимума отражения) можно уменьшить или увеличить за счет выбора ширины диэлектрической части структуры, удовлетворяющей уравнению (1.5) (т. е. выбора целочисленного значения n).

На рисунке 1.7 показаны нормированные распределения напряженности магнитного поля в двух интегральных МДМ-структурах с ширинами диэлектрической части $s = 460$ нм (рис. 1.7(а)) и $s = 350$ нм (рис. 1.7(б)). В первом случае распределение поля рассчитано для значения ширины, при котором выполняется уравнение (1.5). В этом случае падающее излучение полностью поглощается и интерференция между падающей и отраженной волнами слева от структуры на рис. 1.7(а) отсутствует. Во втором случае ширина диэлектрической части не удовлетворяет уравнению (1.5), и интерференция хорошо видна на рис. 1.7(б) (отметим, что отражение для этой МДМ-структуры составляет $|r_{\text{MDM}}|^2 = 94\%$).

Дополнительная возможность «управления» спектральной или угловой шириной пика поглощения заключается в выборе материалов структуры, в частности, материала металлических полос. На рисунке 1.8 показаны зависимости полной ширины на полувысоте (FWHM) спектрального (рис. 1.8(а)) и углового (рис. 1.8(б)) пиков поглощения от величины n в уравнении (1.5) для МДМ-структур с полосами из серебра (Ag), золота (Au), меди (Cu) и алюминия (Al). Все

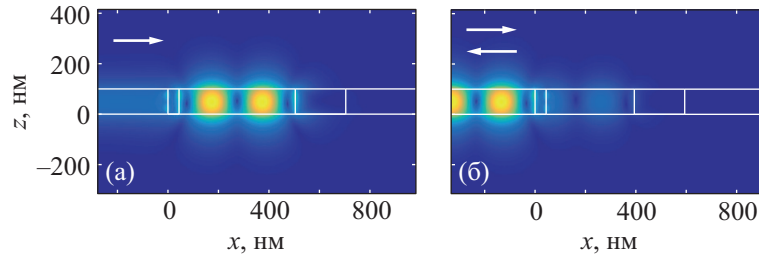


Рисунок 1.7 — Нормированные распределения напряженности магнитного поля $|\mathbf{H}(x, z)|$ для интегральных МДМ-структур с $w_1 = 44$ нм и $w_2 = 200$ нм при $s = 460$ нм (случай полного поглощения) (а) и $s = 350$ нм (б). Структуры показаны сплошными белыми линиями.

структуры были рассчитаны для той же центральной длины волны, угла падения и ширины правой металлической полосы, что и в рассмотренном выше примере. Параметры структур находились из условий получения полного поглощения (1.4) и (1.5) с использованием данных численного расчета, аналогичных зависимостям, представленным на рис. 1.5. Из рис. 1.8 видно, что, выбирая материал металлической полосы и значение n , для рассматриваемых примеров можно получить спектральную ширину пика поглощения на полувысоте в диапазоне от 1,2 нм до около 35 нм, а угловую ширину — в диапазоне от $0,13^\circ$ до примерно 9° .

Покажем теперь, что в дополнение к полному поглощению падающей ТЕ-поляризованной волноводной моды плоскопараллельного волновода предлагаемая интегральная МДМ-структура может обеспечить так называемое когерентное полное поглощение (англ. coherent perfect absorption, CPA). Когерентное полное поглощение является обобщением эффекта полного поглощения, возникающим, когда на структуру падают несколько волн с определенным образом выбранными (в частности, равными или отличающимися только знаком) комплексными амплитудами [7, 11]. Для получения указанного эффекта рассмотрим случай симметричных МДМ-структур, для которых $w_1 = w_2 = w$. Для таких структур комплексные коэффициенты отражения и пропускания имеют вид

$$r_{\text{MDM}} = r + \frac{rt^2\gamma^2}{1 - r^2\gamma^2}, \quad t_{\text{MDM}} = \frac{t^2\gamma}{1 - r^2\gamma^2}, \quad (1.6)$$

где r и t — комплексные коэффициенты отражения и пропускания одиночной металлической полосы шириной w , а $\gamma = \exp(i \cdot 2\pi n_{\text{eff,TE}} \cos \theta / \lambda \cdot s)$.

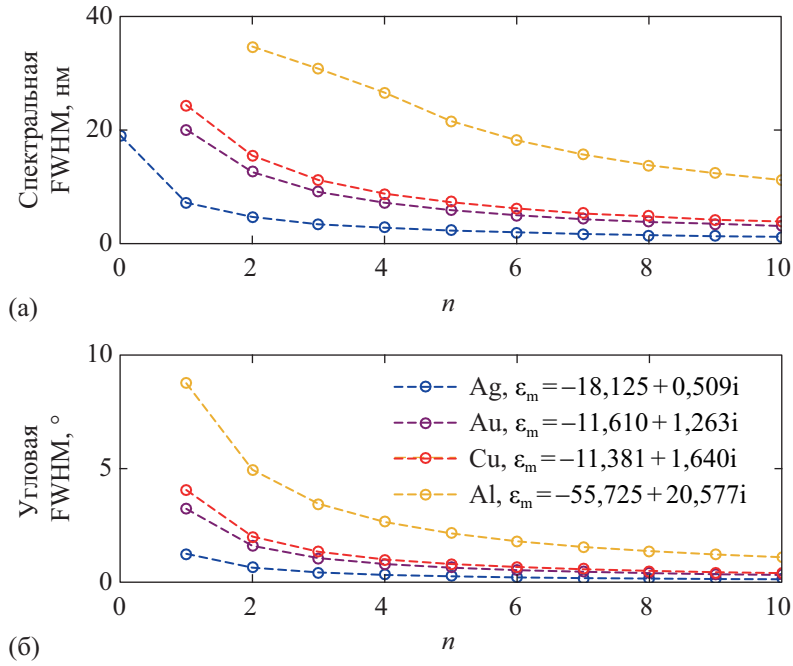


Рисунок 1.8 — Спектральная (а) и угловая (б) ширина на полувысоте (FWHM) пиков поглощения интегральных МДМ-структур с шириной правой металлической полосы $w_2 = 200$ нм, рассчитанных для центральной длины волны $\lambda = 630$ нм и угла падения $\theta = 55^\circ$, в зависимости от значения n в уравнении (1.5). Металлические полосы МДМ-структур предполагаются выполненными из серебра (синий), золота (фиолетовый), меди (красный) или алюминия (желтый) (диэлектрические проницаемости металлов на центральной длине волны, взятые из [242], показаны на рис. (б)).

Когерентное полное поглощение имеет место, когда матрица рассеяния МДМ-структуры

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} r_{\text{MDM}} & t_{\text{MDM}} \\ t_{\text{MDM}} & r_{\text{MDM}} \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

становится вырожденной, т. е. ее определитель обращается в нуль [11]. Действительно, в этом случае собственные векторы, соответствующие нулевому собственному значению матрицы, описывают комплексные амплитуды падающих на структуру волн, при которых рассеянное излучение отсутствует. Очевидно, что матрица рассеяния (1.7) имеет нулевой определитель, когда

$$r_{\text{MDM}} = \mp t_{\text{MDM}}. \quad (1.8)$$

В первом случае ($r_{\text{MDM}} = -t_{\text{MDM}}$) когерентное полное поглощение достигается, если комплексные амплитуды двух волн, симметрично падающих на структуру,

равны, а во втором случае ($r_{\text{MDM}} = t_{\text{MDM}}$) когерентное полное поглощение происходит, если комплексные амплитуды двух падающих волн различаются только фазой на π (т. е. имеют одинаковую абсолютную величину, но разные знаки).

Используя уравнение (1.6), перепишем уравнение (1.8) в виде $r = \pm\gamma(r^2 - t^2)$. Приравнявая модули левой и правой частей этого уравнения, получим условие

$$|r| = |r^2 - t^2|. \quad (1.9)$$

При $w = 0$ левая часть уравнения (1.9) $|r|$ равна нулю и, очевидно, меньше правой части $|r^2 - t^2| = 1$. С другой стороны, при $w \rightarrow \infty$, $t \rightarrow 0$, и $|r|$ становится больше, чем $|r^2 - t^2| \rightarrow |r|^2$. Это доказывает, что всегда можно выбрать определенную ширину металлической полосы w , удовлетворяющую условию (1.9). Аналогично уравнению (1.4) (см. рис. 1.5(б)), для рассматриваемого примера (т. е. зависимостей $r(w)$ и $t(w)$, показанных на рис. 1.5(а)), уравнение (1.9) выполняется при трех значениях w : 34 нм, 39 нм и 56 нм. В примере, представленном ниже, будем использовать первое значение $w = 34$ нм. Нетрудно получить, что при значении w , обеспечивающем выполнение равенства (1.9), уравнение (1.8) выполняется при ширинах диэлектрических частей симметричной МДМ-структуры

$$s = \frac{\lambda}{n_{\text{eff,TE}} \cos \theta} \left[\mp \frac{\arg[r(r^2 - t^2)^{-1}]}{2\pi} + m \right], \quad (1.10)$$

где m — некоторое целое число, при котором s положительно.

Одно из значений ширины диэлектрической части структуры, удовлетворяющих уравнению (1.10), равно $s = 468$ нм. В этом случае $r_{\text{MDM}} = -t_{\text{MDM}}$ и МДМ-структура должна обеспечивать когерентное полное поглощение при равных комплексных амплитудах ТЕ-поляризованных мод, падающих на структуру с левой и правой сторон, что подтверждается результатами строгого численного моделирования. Действительно, на рис. 1.9(а) показано нормированное распределение напряженности магнитного поля в структуре при равных амплитудах волн, падающих с двух сторон. В этом случае вся энергия падающих волн «когерентно поглощается» в структуре, и, аналогично рис. 1.7(а), интерференция между падающими и рассеянными волнами на рис. 1.9(а) отсутствует. Для сравнения на рис. 1.9(б) показано распределение поля для той же структуры в случае, когда фазы падающих волноводных мод отличаются на π . В отличие от рис. 1.9(а), в этом случае эффект когерентного полного поглощения отсутствует,

а интерференция падающего и рассеянного излучения хорошо видна как слева, так и справа от структуры.

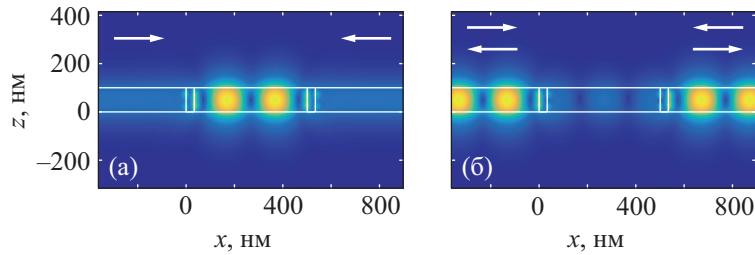


Рисунок 1.9 — Нормированные распределения напряженности магнитного поля $|\mathbf{H}(x,z)|$ для симметричной интегральной МДМ-структуры с $w = 34$ нм и $s = 468$ нм для случаев падения двух волн с равными комплексными амплитудами (случай когерентного полного поглощения) (а) и с комплексными амплитудами, отличающимися только знаками (б). Стрелки схематично показывают падающие и рассеянные (в случае их наличия) волны.

1.1.3 Оптические свойства резонансной структуры, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода

Рассмотрим теперь другую, еще более простую с точки зрения геометрии интегральную дифракционную структуру, показанную на рис. 1.10(а). Предлагаемая структура состоит из одной диэлектрической ступеньки высотой $h_r > 0$ и шириной w , расположенной на поверхности плоскопараллельного диэлектрического волновода с толщиной h_{wg} . Для простоты будем рассматривать случай, когда волноводный слой и ступенька на его поверхности изготовлены из одного и того же материала с диэлектрической проницаемостью ϵ_{wg} . Ограничимся рассмотрением случая, когда волноводы с толщиной h_{wg} и $h_{wg,r} = h_{wg} + h_r$ (соответствующие областям вне ступеньки и области ступеньки) являются одномодовыми как для ТЕ-, так и для ТМ-поляризации. Однако можно показать, что, как и для структур, рассмотренных в предыдущих подразделах, оптические эффекты, аналогичные эффектам, описанным ниже, возникают также в многомоновых плоскопараллельных волноводах, а также в случае, когда ступенька на поверхности волновода выполнена из материала, отличного от материала

волноводного слоя. При этом важно отметить, что, в отличие от структур, рассмотренных в двух предыдущих подразделах, у структуры, рассмотренной ниже, нет прямого «неинтегрального» (ориентированного на работу с излучением, распространяющимся в свободном пространстве) аналога.

Как и ранее, будем исследовать дифракцию ТЕ-поляризованной волноводной моды с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TE}}$, наклонно падающей на ступеньку (рис. 1.10(а)). Угол между ступенькой и волновым фронтом падающей моды (угол падения) обозначен θ .

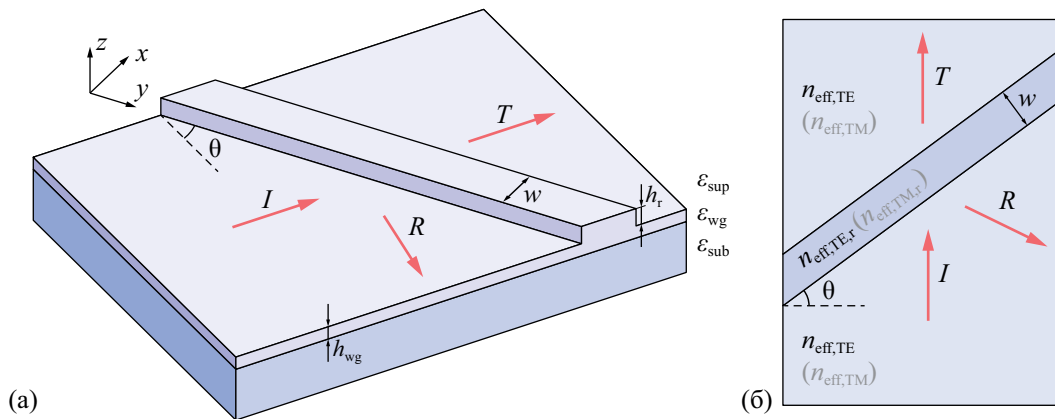


Рисунок 1.10 — (а) Геометрия рассматриваемой интегральной дифракционной структуры, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоско-параллельного волновода. I , R , и T обозначают падающую, отраженную и прошедшую ТЕ-поляризованные моды соответственно. (б) «Двумерная» модель в рамках теории эффективной среды и соответствующие значения показателя преломления.

Как обсуждалось выше, в общем случае при дифракции падающей моды на ступеньке формируются ТЕ- и ТМ-поляризованные отраженные и прошедшие моды, а также континуум волн в областях над и под структурой, распространяющихся под различными углами вверх и вниз от центрального слоя волновода. Однако при углах падения, превышающих «критическое» значение θ_{TM} , определяемое выражением (1.2), преобразование поляризации и рассеяние излучения из волновода в рассматриваемой «интегральной» задаче дифракции могут быть полностью устранены [149, 236]. Аналогично тому, как выше были получены условия отсечки для волновода толщиной h_{wg} , описывающие устранение различных рассеянных волн в рассматриваемой задаче дифракции, может быть проанализирована и область ступеньки, которую можно рассматривать как

«фрагмент» плоскопараллельного волновода с большей толщиной $h_{wg,r}$. Обозначая эффективный показатель преломления ТМ-поляризованной моды такого волновода как $n_{\text{eff},\text{TM},r}$, можем записать соответствующий угол отсечки в виде

$$\theta_{\text{TM},r} = \arcsin(n_{\text{eff},\text{TM},r}/n_{\text{eff},\text{TE}}). \quad (1.11)$$

Следовательно, при углах падения $\theta_{\text{TM}} < \theta < \theta_{\text{TM},r}$ в области ступеньки существуют ТЕ- и ТМ-поляризованные моды, в то время как рассеянное поле (поле вне ступеньки) содержит только ТЕ-поляризованные моды. Как будет показано ниже, именно в этом диапазоне углов падения рассматриваемая интегральная дифракционная структура демонстрирует интересные резонансные оптические свойства.

Проведем численное исследование оптических свойств диэлектрической ступеньки, расположенной на поверхности плоскопараллельного волновода. Моделирование проводилось при длине волны и материальных параметрах структуры, совпадающих с параметрами предыдущих примеров. Рассмотрим волновод с толщиной $h_{wg} = 80$ нм и ступеньку толщиной $h_r = 30$ нм (при этом толщина волновода в области ступеньки составляет $h_{wg,r} = h_{wg} + h_r = 110$ нм). Решая дисперсионное уравнение плоскопараллельного волновода [123], рассчитаем сначала эффективные показатели преломления и углы отсечки (уравнения (1.1)–(1.11)), которые были описаны выше. При рассматриваемых параметрах примера плоскопараллельный волновод в области вне ступеньки поддерживает ТЕ-поляризованную моду с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff},\text{TE}} = 2,591$ и ТМ-поляризованную моду с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff},\text{TM}} = 1,633$. Плоскопараллельный волновод, соответствующий области ступеньки, поддерживает ТЕ- и ТМ-поляризованные моды с эффективными показателями преломления $n_{\text{eff},\text{TE},r} = 2,819$ и $n_{\text{eff},\text{TM},r} = 2,187$ соответственно. Критические углы падения, соответствующие закрытию различных каналов рассеяния, обсужденные выше, равны $\theta_{\text{sup}} = 22,7^\circ$ (паразитное рассеяние из волновода в область над структурой), $\theta_{\text{sub}} = 34,0^\circ$ (паразитное рассеяние из волновода в подложку) и $\theta_{\text{TM}} = 39,1^\circ$ (рассеяние в ТМ-поляризованную волноводную моду). Угол отсечки ТМ-поляризованной моды в области ступеньки составляет $\theta_{\text{TM},r} = 57,6^\circ$.

На рисунках 1.11(а) и 1.11(б) показаны отражение и пропускание ТЕ-поляризованной моды при дифракции на ступеньке, расположенной на поверхности

волновода, в зависимости от угла падения θ и ширины ступеньки w . Для сравнения на рис. 1.11(в) и 1.11(г) показаны отражение и пропускание плоской волны при преломлении на плоскопараллельной пластинке с толщиной, равной ширине ступеньки w . В этой «плосковолновой» задаче дифракции в качестве показателей преломления были использованы эффективные показатели преломления ТЕ-поляризованных мод в соответствующих областях интегральной структуры: значение $n_{\text{eff,TE}}$ было использовано в качестве показателя преломления областей над и под пластинкой, а значение $n_{\text{eff,TE,r}}$ — в качестве показателя преломления пластинки (см. рис. 1.10(б)). Поляризация падающей плоской волны при этом совпадала с поляризацией падающей моды в «интегральной» задаче (т. е. плоская волна была поляризована в плоскости падения). Отметим, что «модельная» задача дифракции на рис. 1.10(б) очень похожа на метод эффективного показателя преломления, широко применяющийся для быстрой оценки эффективных показателей преломления мод в различных оптических волноводах [123, 244].

Из рис. 1.11 следует, что при $\theta > \theta_{\text{TM,r}}$ отражение и пропускание волноводной моды (рассчитанные с помощью метода фурье-мод) очень близки к отражению и пропусканию плоской волны (полученным в рамках метода эффективного показателя преломления и рассчитанных с помощью формул Френеля). Периодически расположенные экстремумы отражения и пропускания, хорошо различимые в этой области, связаны с резонансами Фабри–Перо ТЕ-поляризованной моды внутри ступеньки. В области $\theta < \theta_{\text{TM}}$ присутствуют некоторые различия в графике пропускания, связанные с рассеянием в отраженную и прошедшую кросс-поляризованные (ТМ-поляризованные) моды, а также с паразитным рассеянием в подложку (при $\theta < \theta_{\text{sub}}$) и в область над структурой (при $\theta < \theta_{\text{sup}}$). Тем не менее, рис. 1.11 показывает, что в данных угловых диапазонах ($\theta < \theta_{\text{TM}}$ и $\theta > \theta_{\text{TM,r}}$) метод эффективного показателя преломления может быть использован для получения хороших оценок решения «интегральной» задачи дифракции.

При углах падения $\theta_{\text{TM}} < \theta < \theta_{\text{TM,r}}$ ситуация кардинально иная. В этом диапазоне углов падения в спектрах отражения и пропускания ступеньки (рис. 1.11(а) и 1.11(б) соответственно) присутствуют острые резонансные «пики» и «провалы» (максимумы и минимумы), не объясняющиеся плосковолновой моделью (рис. 1.11(в),(г)). Для понимания природы этих высокодобротных резонансов исследуем распределение поля в структуре в резонансных условиях. Нормированные распределения напряженности электрического поля в

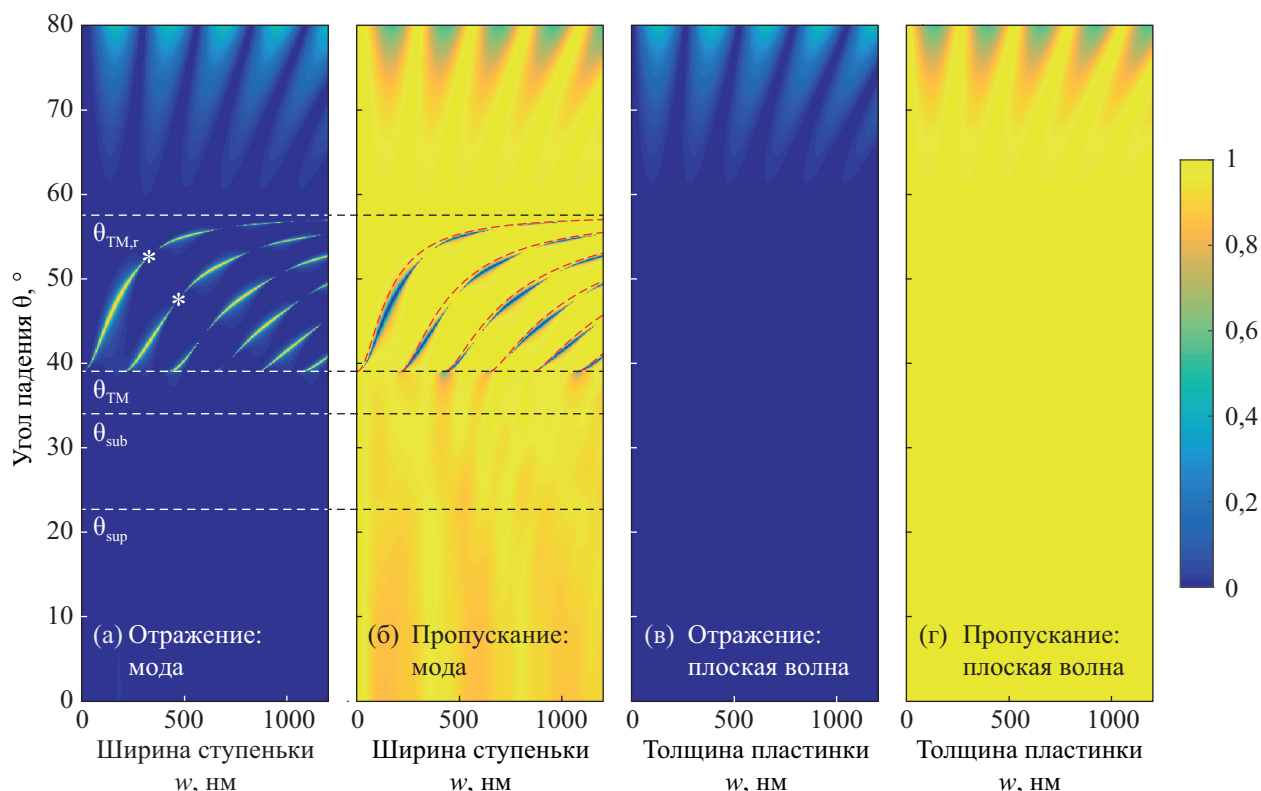


Рисунок 1.11 — Отражение (а) и пропускание (б) ТЕ-поляризованной волноводной моды в зависимости от угла падения θ и ширины ступеньки на поверхности волновода w . Горизонтальные пунктирные линии показывают углы отсечки θ_{sup} , θ_{sub} , θ_{TM} и $\theta_{\text{TM,r}}$. Распределения поля в структуре в точках, отмеченных звездочками на рис. (а), показаны на рис. 1.12. Пунктирные красные кривые на рис. (б), показывающие дисперсию квази-ТМ-поляризованных мод ступеньки, были рассчитаны с помощью приближенного уравнения (1.12). Также показаны отражение (в) и пропускание (г) плоской волны при прохождении через плоскопараллельную пластинку («модельная» задача дифракции в рамках метода эффективного показателя преломления).

интегральной структуре, соответствующие двум точкам, показанным белыми звездочками на рис. 1.11(а), приведены на рис. 1.12(а) и 1.12(б). Из рис. 1.12 следует, что в резонансных условиях в распределениях поля присутствует «выраженная» компонента E_z , отсутствующая в падающей ТЕ-поляризованной волне. Это, а также тот факт, что область, в которой наблюдаются резонансы, ограничена углами отсечки ТМ-поляризованных мод в области ступеньки и вне ее, позволяет предположить, что резонансы связаны с возбуждением «кросс-поляризованных» (квази-ТМ-поляризованных) мод ступеньки, которая в этом случае выступает в качестве оптического волновода с прямоугольным сечением [245, 246].

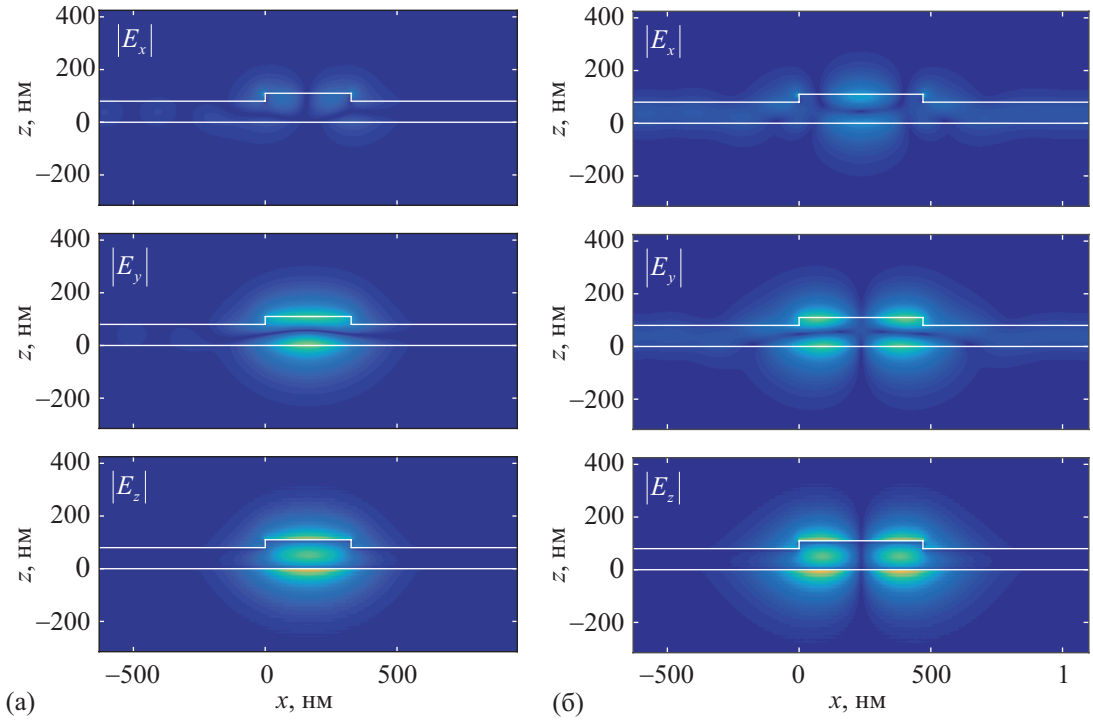


Рисунок 1.12 — Распределения напряженности электрического поля в структуре в резонансных условиях: (а) $w = 326$ нм, $\theta = 52,66^\circ$, (б) $w = 470$ нм, $\theta = 47,58^\circ$.

Для проверки этого предположения оценим эффективные показатели преломления квази-ТМ-поляризованных мод ступеньки в рамках т.н. теории эффективной среды (см. рис. 1.10(б); используемые показатели преломления показаны в скобках) [123, 244]. В рамках этого подхода оценки констант распространения мод ступеньки $k_{y,\text{TM,rib}}$ могут быть найдены путем решения дисперсионного соотношения симметричного трехслойного плоскопараллельного волновода [123]:

$$\text{tg}(kw) = \frac{2k\gamma}{k^2 - \gamma^2}, \quad (1.12)$$

где $k = \sqrt{k_0^2 n_{\text{eff,TM,r}}^2 - k_{y,\text{TM,rib}}^2}$ и $\gamma = \sqrt{k_{y,\text{TM,rib}}^2 - k_0^2 n_{\text{eff,TM}}^2}$. Условие возбуждения рассчитанных мод ступеньки-волновода, связывающее значения w и θ , имеет вид $k_{y,\text{TM,rib}} = k_0 n_{\text{eff,TE}} \sin \theta$. Значения (w, θ) , удовлетворяющие этому условию, показаны пунктирными красными кривыми на рис. 1.11(б) и близки к положению резонансов. Таким образом, наблюдаемые высокодобротные резонансы действительно вызваны возбуждением кросс-поляризованных мод ступеньки.

На рисунке 1.13(а) показан увеличенный фрагмент рис. 1.11(а), соответствующий угловому диапазону $\theta_{\text{TM}} < \theta < \theta_{\text{TM,r}}$. Из рисунка видно, что угловая ширина (и, следовательно, добротность) резонансов сильно изменяется при «движении» по дисперсионным кривым, и, предположительно, обращается в

нуль в некоторых точках (w, θ) , отмеченных белыми кружками на рис. 1.13(а). Это явление отражает потенциальное наличие связанных состояний в континууме (ССК) в исследуемой структуре. ССК представляют собой собственные моды структуры, имеющие открытые дифракционные каналы рассеяния, которые, однако, имеют бесконечную добротность и действительную собственную частоту в силу соображений симметрии или за счет подбора параметров, обеспечивающего отсутствие вытекания моды в открытые каналы рассеяния [5, 12]. В рассматриваемой структуре связанные состояния предположительно возникают в континууме волноводных мод, распространяющихся в плоскопараллельном волноводе с толщиной h_{wg} (см. рис. 1.10(а)).

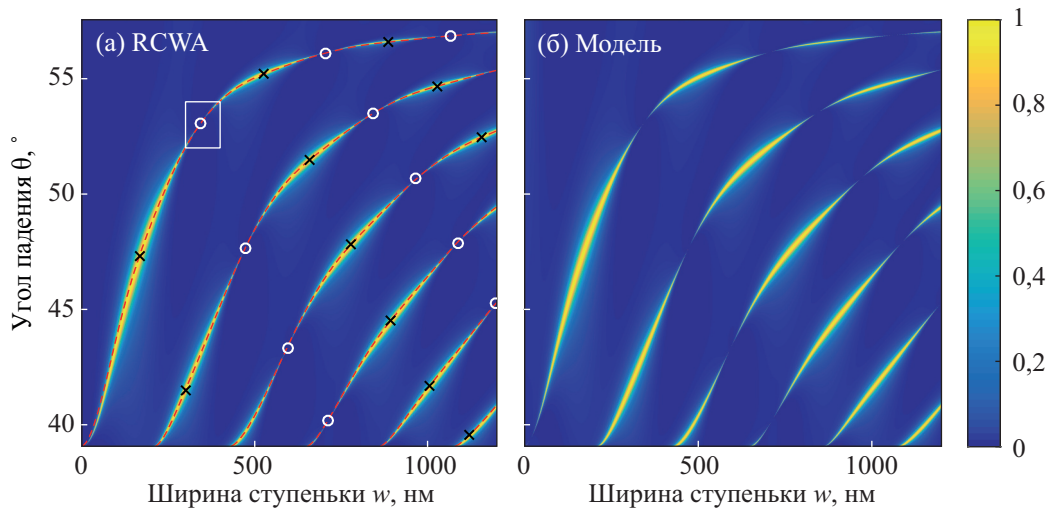


Рисунок 1.13 — (а) Увеличенный фрагмент строго (с помощью метода фурье-мод) рассчитанного спектра отражения ступеньки, показанного на рис. 1.11(а). Красные пунктирные кривые, показывающие дисперсию мод, рассчитаны на основе уравнения (1.20) модели. Точки (w, θ) , показанные белыми кружками и черными крестиками, были получены из уравнений (1.26) и (1.24). Белые кружки предсказывают положение ССК, а черные крестики соответствуют относительно низкодобротным резонансам. (б) Модельный спектр отражения $|R|^2$, рассчитанный с помощью уравнения (1.16).

Для того, чтобы определить, действительно ли в структуре существуют ССК, исследуем добротность мод в области, отмеченной белым прямоугольником на рис. 1.13(а). На рис. 1.14(а) и 1.14(б) показаны резонансный угол падения θ и добротность Q собственных мод ступеньки, рассчитанные в рамках строгого подхода на основе метода фурье-мод, предложенного в работе [241]. Из рис. 1.14 следует, что при $w = 344$ нм и $\theta = 53,06^\circ$ добротность становится бесконечной, что подтверждает существование ССК в рассматриваемой структуре.

Отметим, что ССК в исследуемом случае являются устойчивыми, т.е. при изменении геометрических параметров структуры ССК продолжает существовать при некоторых близких длине волны λ и угле падения θ . Это подтверждается результатами строгого численного моделирования. Например, если ширина ступеньки изменяется с $w = 344$ нм до $w = 343$ нм, положение ССК смещается из точки $(\lambda, \theta) = (630 \text{ нм}, 53,06^\circ)$ в точку $(\lambda, \theta) = (625 \text{ нм}, 53,58^\circ)$. Аналогично, при большей ширине ступеньки $w = 345$ нм, ССК смещается в точку $(\lambda, \theta) = (635 \text{ нм}, 52,55^\circ)$.

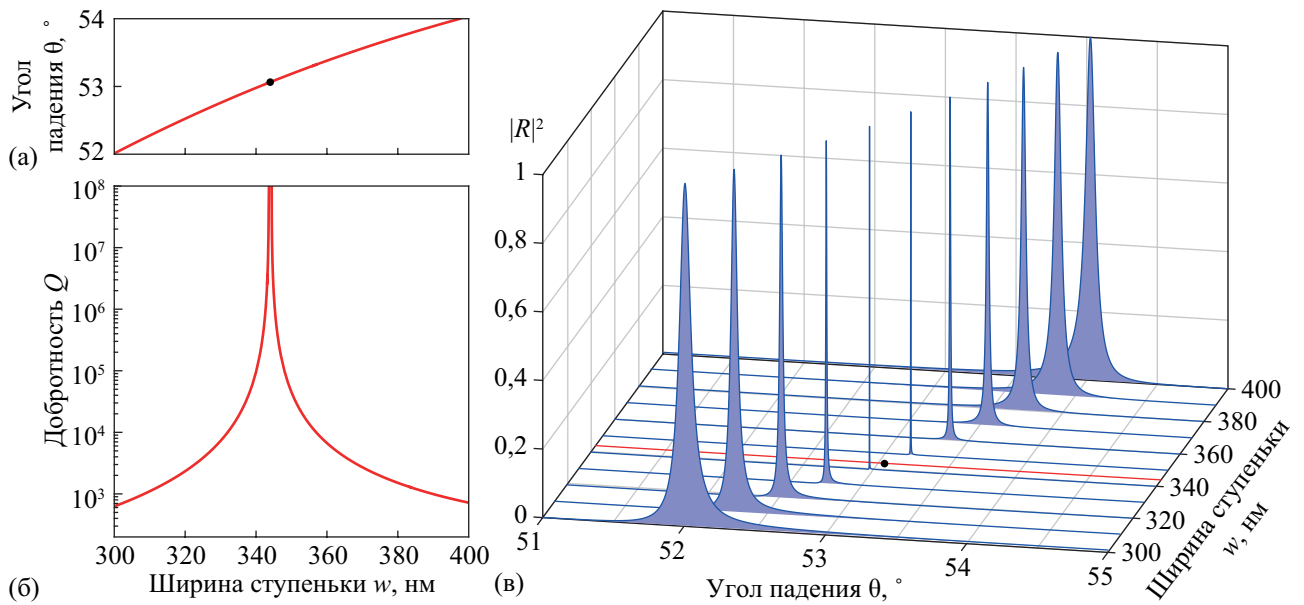


Рисунок 1.14 — Строго рассчитанные углы возбуждения θ (а) и добротность Q (б) моды ступеньки в зависимости от ее ширины w . Угловые спектры отражения при различных значениях ширины ступеньки (в). Красной линией показан спектр структуры, в которой существует ССК. Черными точками на рис. (а) и (в) показано положение ССК.

На рисунке 1.14(в) показаны угловые спектры отражения структуры при различных значениях ширины ступеньки. Согласно рис. 1.14(б) и 1.14(в), добротность резонанса увеличивается при приближении к ССК, что приводит к сужению резонансного пика отражения. Полная ширина по полуспаду пиков отражения на рис. 1.14(в) изменяется от 0° (в случае ССК) до $0,1^\circ$.

Важно отметить, что резонансы на рис. 1.14(в) имеют симметричный лоренцев профиль в отличие от общего случая, соответствующего существенно асимметричному профилю Фано, обычно возникающему вблизи ССК [20, 91]. Лоренцев профиль возникает, когда нерезонансным рассеянием можно пренебречь, т.е. в нерезонансных условиях отражение практически равно нулю. В

рассматриваемом случае это действительно так, поскольку оптический контраст между эффективными показателями преломления ТЕ-поляризованных мод в области ступеньки и вне ее ($n_{\text{eff,TE}}$ и $n_{\text{eff,TE,r}}$) относительно мал, и, следовательно, вдали от резонансов отражение очень близко к нулю. Достижение симметричного профиля резонанса на нулевом фоне важно, в частности, при создании оптических фильтров. Графики на рис. 1.14(в) показывают, что предлагаемая структура может быть использована в качестве узкополосного пространственного (углового) фильтра. Дополнительные результаты численного моделирования, приведенные ниже, показывают, что эта структура (а также более сложные структуры из нескольких ступенек на поверхности волновода, рассмотренные в следующем разделе) также может быть применена в качестве спектрального (частотного) фильтра.

В отличие от положений резонансов, изменение добротности и появление ССК не могут быть объяснены в рамках подхода на основе метода эффективного показателя преломления. Для объяснения указанных эффектов получим на основе т. н. уравнений связанных волн простую и обладающую высокой точностью модель, описывающую спектры отражения и пропускания структуры, предсказывающую возникновение высокодобротных резонансов и подтверждающую существование ССК. Для получения уравнений связанных волн «усложним» модель эффективного показателя преломления, показанную на рис. 1.10(б), в рамках которой интегральная структура, показанная на рис. 1.10(а), заменяется плоскопараллельной пластинкой, инвариантной к сдвигу в направлении оси z , перпендикулярной поверхности волновода в исходной интегральной структуре. В отличие от этой модели, рассмотренной выше, будем теперь учитывать связывание (англ. coupling) мод различных поляризаций, которое имеет место в рассматриваемой интегральной структуре. Для этого представим поле внутри пластинки в виде пар ТЕ- и ТМ-поляризованных волн, «связывающихся» на ее границах. Поле над и под пластинкой при этом содержит только падающую, отраженную и прошедшую ТЕ-поляризованные волны (см. рис. 1.15). Волновые числа плоских волн в модели определяются эффективными показателями преломления волноводных мод: $n_{\text{eff,TE,r}}$ и $n_{\text{eff,TM,r}}$ для волн, распространяющихся внутри пластинки, и $n_{\text{eff,TE}}$ для волн вне пластинки.

Согласно рис. 1.15, введем плоские волны со следующими комплексными амплитудами: падающую волну I ; отраженную волну R ; ТЕ- и ТМ-поляризованные волны U_1 и V_1 , распространяющиеся вниз в плоскопараллельной пластинке;

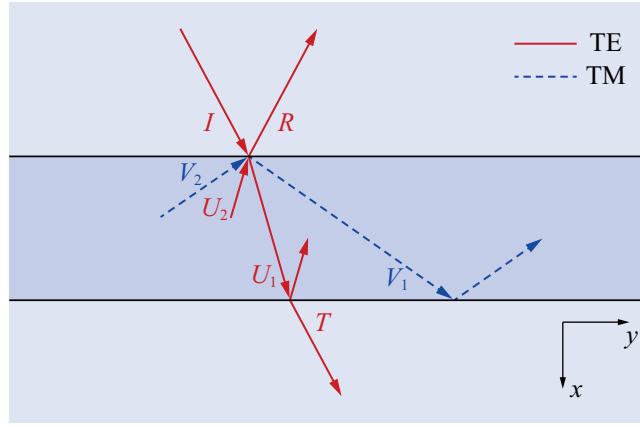


Рисунок 1.15 — «Модельная» задача дифракции плоской волны на плоско-параллельной пластинке, в которой существуют волны двух поляризаций, «связывающиеся» на границах раздела.

аналогичные ТЕ- и ТМ-поляризованные волны в пластинке U_2 и V_2 , распространяющиеся вверх. Комплексные амплитуды U_1 и V_1 заданы на нижней границе пластинки; амплитуды тех же волн на верхней границе пластинки равны $U_1 e^{-i\varphi}$ и $V_1 e^{-i\psi}$. Аналогично, амплитуды U_2 и V_2 заданы на верхней границе пластинки; амплитуды этих волн на нижней границе составляют $U_2 e^{-i\varphi}$ и $V_2 e^{-i\psi}$. Набеги фаз φ и ψ определяются через эффективные показатели преломления ТЕ- и ТМ-волн внутри ступеньки соответственно:

$$\begin{aligned}\varphi &= w \sqrt{k_0^2 n_{\text{eff,TE,r}}^2 - k_y^2}, \\ \psi &= w \sqrt{k_0^2 n_{\text{eff,TM,r}}^2 - k_y^2}.\end{aligned}\tag{1.13}$$

Здесь, w — толщина пластинки, равная ширине ступеньки в исходной «интегральной» задаче дифракции, k_y — компонента волнового вектора плоских волн, параллельная границам пластинки. Отметим, что квадратные корни в уравнении (1.13) — положительные числа, равные x -компонентам волновых векторов ТЕ- и ТМ-волн внутри пластинки.

На верхней границе раздела падающая и рассеянные волны связываются следующей матрицей рассеяния размерности 3×3 :

$$\begin{bmatrix} U_1 e^{-i\varphi} \\ V_1 e^{-i\psi} \\ R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 & r_c & t \\ r_c & r_2 & t_c \\ t & t_c & r \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_2 \\ V_2 \\ I \end{bmatrix},\tag{1.14}$$

где r и t — коэффициенты отражения и пропускания для падающей ТЕ-поляризованной плоской волны I , r_1 и r_2 — коэффициенты отражения для волн U и V , r_c

и t_c — «кросс-поляризационные» коэффициенты отражения и пропускания, описывающие «переход» ТЕ- и ТМ-поляризованных волн друг в друга. Отметим, что матрица рассеяния в уравнении (1.14) является симметричной в силу соображений взаимности. Кроме того, матрица рассеяния является унитарной в силу закона сохранения энергии, поскольку в рассматриваемой интегральной структуре отсутствуют потери на поглощение и паразитное рассеяние из волновода. Отметим также, что элементы матрицы рассеяния могут быть рассчитаны численно с помощью метода фурье-мод [239, 240] путем решения задачи дифракции волноводных мод на границе раздела между плоскопараллельными волноводами с двумя различными толщинами h_{wg} и $h_{wg,r} = h_{wg} + h_r$. Именно такой подход используется ниже при применении настоящей модели.

Применяя такую же матрицу рассеяния на нижней границе пластинки, получим следующую систему уравнений связанных волн:

$$\begin{cases} U_1 = e^{i\varphi}(r_1 U_2 + r_c V_2 + tI), \\ V_1 = e^{i\psi}(r_c U_2 + r_2 V_2 + t_c I), \\ U_2 = e^{i\varphi}(r_1 U_1 + r_c V_1), \\ V_2 = e^{i\psi}(r_c U_1 + r_2 V_1), \\ R = tU_2 + t_c V_2 + rI. \end{cases} \quad (1.15)$$

Для простоты в приведенной системе уравнений было опущено уравнение для амплитуды прошедшей волны T . Однако теоретический анализ, аналогичный проведенному ниже, может быть повторен и для коэффициента пропускания.

Исключая величины U_1 , U_2 , V_1 и V_2 из системы (1.15) и полагая, что падающая волна имеет единичную амплитуду ($I = 1$), представим комплексную амплитуду отраженной волны R , имеющую в этом случае смысл комплексного коэффициента отражения структуры, в следующем виде:

$$R = r + \frac{N}{\mathcal{D}_1 \mathcal{D}_2}. \quad (1.16)$$

Здесь знаменатель представлен в виде произведения следующих двух множителей:

$$\mathcal{D}_1 = (e^{-i\varphi} + r_1)(e^{-i\psi} + r_2) - r_c^2, \quad (1.17)$$

$$\mathcal{D}_2 = (e^{-i\varphi} - r_1)(e^{-i\psi} - r_2) - r_c^2, \quad (1.18)$$

а числитель $\mathcal{N}$ имеет вид

$$\mathcal{N} = r_1 t^2 e^{-2i\psi} + 2r_c t_c t e^{-i\varphi} e^{-i\psi} + r_2 t_c^2 e^{-2i\varphi} - (r_1 r_2 - r_c^2) (r_2 t^2 - 2r_c t_c t + r_1 t_c^2). \quad (1.19)$$

Собственные моды структуры соответствуют полюсам коэффициента отражения [79, 81]. Следовательно, дисперсионное соотношение мод может быть получено путем приравнивания знаменателя в выражении (1.16) к нулю:

$$\mathcal{D}_1 \mathcal{D}_2 = 0. \quad (1.20)$$

Тот факт, что знаменатель представлен в виде произведения двух множителей, означает, что в рассматриваемой структуре существует два не взаимодействующих друг с другом типа мод, а именно, симметричные и антисимметричные моды структуры. Эти моды могут быть рассчитаны независимо друг от друга путем решения уравнений $\mathcal{D}_1 = 0$ и $\mathcal{D}_2 = 0$.

Рассмотрим антисимметричные моды, описываемые уравнением $\mathcal{D}_1 = 0$. Если связывания поляризаций не происходит (т. е. если $r_c = 0$), это уравнение имеет два независимых решения, $e^{-i\varphi} + r_1 = 0$ и $e^{-i\psi} + r_2 = 0$, которые описывают антисимметричные ТЕ-поляризованные и антисимметричные ТМ-поляризованные моды соответственно. Если же $r_c \neq 0$, эти моды связываются и образуют антисимметричные моды с более сложной поляризацией. Аналогично, уравнение $\mathcal{D}_2 = 0$ описывает связывание симметричных ТЕ-поляризованных мод с симметричными ТМ-поляризованными модами.

Следует отметить, что уравнение $\mathcal{D}_1 \mathcal{D}_2 = 0$ может быть записано в следующем матричном виде:

$$\det \left\{ \mathbf{I} - \left(\begin{bmatrix} r_1 & r_c \\ r_c & r_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{i\psi} \end{bmatrix} \right)^2 \right\} = 0,$$

где $\mathbf{I}$ — единичная матрица. Это выражение представляет собой дисперсионное соотношение в теории т. н. матричных резонансов Фано, возникающих в высококонтрастных дифракционных решетках [158]. Аналогичное исследование высококонтрастных решеток было представлено в работе [162], в которой было использовано понятие обобщенных интерферометров Фабри–Перо [159].

Покажем, что модель связанных волн, полученная выше, предсказывает возникновение связанных состояний в континууме (ССК) в исследуемой структуре. Ниже в явном виде получим выражения для частоты ω и волнового числа

k_y ССК, а также выражения для ширины ступеньки w и угла падения θ , описывающие положения ССК на рис. 1.13(а).

Как было отмечено выше, моды структуры описываются нулями знаменателя в уравнении (1.16). Следовательно, ССК — решения одного из уравнений $\mathcal{D}_1 = 0$ или $\mathcal{D}_2 = 0$, имеющие действительную частоту ω и действительную компоненту волнового вектора k_y . Несмотря на простую форму этих уравнений, их сложно решать в действительных ω и k_y . Вместо этого используем следующий альтернативный подход. Предположим, что ω — действительная частота, соответствующая некоторому ССК. Поскольку моды структуры соответствуют нулям знаменателя уравнения (1.16), коэффициент отражения (1.16) при приближении к частоте ω будет стремиться к бесконечности. Это будет нарушать закон сохранения энергии. Для выполнения закона сохранения энергии необходимо, чтобы частота ω также являлась нулем числителя $\mathcal{N}$ в уравнении (1.16). В этом случае полюс коэффициента отражения R (нуль знаменателя) будет компенсироваться нулем числителя. Воспользуемся этим фактом для нахождения ССК.

Рассмотрим сначала моды, описываемые уравнением $\mathcal{D}_1 = 0$. Для нахождения соответствующих ССК будем решать следующую систему относительно экспонент $e^{i\varphi}$ и $e^{i\psi}$:

$$\begin{cases} \mathcal{D}_1 = 0, \\ \mathcal{N} = 0. \end{cases} \quad (1.21)$$

После простых преобразований найдем следующие два решения системы (1.21). Первое решение имеет вид

$$e^{i\varphi} = \frac{t_c}{r_c t - r_1 t_c}, \quad e^{i\psi} = \frac{t}{r_c t_c - r_2 t}. \quad (1.22)$$

Второе решение имеет вид

$$e^{i\varphi} = \pm \sqrt{\frac{r_2}{r_1(r_1 r_2 - r_c^2)}}, \quad e^{i\psi} = \mp \sqrt{\frac{r_1}{r_2(r_1 r_2 - r_c^2)}}. \quad (1.23)$$

Поскольку для существования ССК ω и k_x должны быть действительными, фазы φ и ψ в (1.13) также должны быть действительными. Следовательно, значения $e^{i\varphi}$ и $e^{i\psi}$ должны быть комплексными числами с единичной абсолютной величиной. Для того, чтобы проверить, так ли это, учтем тот факт, что величины r , r_1 , r_2 , r_c , t и t_c — не произвольные комплексные числа, а элементы матрицы рассеяния из уравнения (1.14), являющейся унитарной в силу закона

сохранения энергии. Простые выкладки, которые можно провести, исходя из данного свойства унитарности, показывают, что правые части уравнений (1.22) имеют единичные абсолютные величины, следовательно, уравнение (1.22) действительно описывает ССК. Это, однако, не так в случае второго решения, описываемого уравнением (1.23): рассматривая произвольную унитарную матрицу размерностью 3×3 , можно показать, что абсолютные величины правых частей уравнений (1.23) в общем случае не равны единице.

Получим теперь явные выражения для набегов фаз φ и ψ . Для этого приравняем аргументы левых и правых частей уравнений (1.22):

$$\varphi = \pi m + \arg \frac{t_c}{r_{ct} - r_{1t_c}}, \quad \psi = \pi l + \arg \frac{t}{r_{ctc} - r_{2t}}. \quad (1.24)$$

Здесь, m и l — четные целые числа. Полученные выражения (1.24) описывают положение ССК, удовлетворяющих уравнению $\mathcal{D}_1 = 0$. Аналогичный анализ, проведенный для уравнения $\mathcal{D}_2 = 0$, приводит к тому же уравнению (1.24), в котором m и l — нечетные целые числа. Кроме того, согласно уравнению (1.13), фазы φ и ψ должны быть положительными. Определяя область главного значения аргумента комплексного числа как интервал $[0, 2\pi)$, мы можем наложить условие неотрицательности также на значения m и l . Наконец, согласно уравнениям (1.13), должно выполняться условие $\varphi > \psi$, поскольку $n_{\text{eff,TE,r}} > n_{\text{eff,TM,r}}$.

После получения выражений для фаз φ и ψ уравнения (1.13) могут быть решены относительно ω и k_y :

$$\omega = \frac{c}{w} \sqrt{\frac{\varphi^2 - \psi^2}{n_{\text{eff,TE,r}}^2 - n_{\text{eff,TM,r}}^2}}, \quad k_y = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{\varphi^2 n_{\text{eff,TM,r}}^2 - \psi^2 n_{\text{eff,TE,r}}^2}{n_{\text{eff,TE,r}}^2 - n_{\text{eff,TM,r}}^2}}. \quad (1.25)$$

Полученные выражения (1.24) и (1.25) описывают положения (частоты и волновые числа) ССК при фиксированной геометрии структуры. Если же фиксирована частота падающей волны, ССК может быть получено за счет выбора угла падения θ и ширины ступеньки w , как хорошо видно на рис. 1.13. В этом случае, используя выражение $k_y = k_0 n_{\text{eff,TE}} \sin \theta$, решим уравнения (1.13) относительно θ и w :

$$w = \frac{1}{k_0} \sqrt{\frac{\varphi^2 - \psi^2}{n_{\text{eff,TE,r}}^2 - n_{\text{eff,TM,r}}^2}}, \quad \theta = \arcsin \left(\frac{1}{n_{\text{eff,TE}}} \sqrt{\frac{\varphi^2 n_{\text{eff,TM,r}}^2 - \psi^2 n_{\text{eff,TE,r}}^2}{\varphi^2 - \psi^2}} \right). \quad (1.26)$$

Важно отметить, что само существование аналитических выражений (1.25) и (1.26) подтверждает, что ССК в рассматриваемой структуре являются устойчивыми. Действительно, любое небольшое изменение длины волны падающего

света и (или) геометрических параметров структуры приведет к изменению правых частей уравнений (1.14), (1.24), и (1.26). Следовательно, ССК не исчезнут, а изменят свое положение в пространстве параметров (w, θ) в соответствии с уравнениями (1.26). Эта аргументация верна при условии, что в рассматриваемой структуре остаются открытыми только два канала рассеяния и сохраняется симметрия структуры.

Отметим также, что поскольку ССК представляют собой решения уравнения $\mathcal{D}_1 = 0$ (или уравнения $\mathcal{D}_2 = 0$) с действительной частотой ω , условия ССК единственным образом определяются исключительно комплексными коэффициентами отражения r_1 , r_2 , и r_c , входящими в уравнения (1.17) и (1.18). Однако для получения компактных аналитических выражений для ССК, записанных в явном виде, оказывается целесообразным использовать в уравнениях (1.24) также величины t и t_c .

Для проверки представленной теоретической модели она была использована для расчета спектра отражения, дисперсии мод и положений ССК. Полученные результаты сравнивались с результатами численного моделирования по методу фурье-мод. На рисунке 1.13(б) показан спектр отражения, рассчитанный с помощью уравнений (1.16)–(1.19). Данный модельный спектр находится в отличном соответствии со строго рассчитанным спектром, показанным на рисунке 1.13(а). Небольшие отклонения спектров друг от друга заметны лишь при очень малых ширинах ступеньки (вблизи $w = 0$). Эти отклонения связаны с ближнепольными эффектами в узкой ступеньке (ближнепольным взаимодействием между левой и правой границами ступеньки), которые не учитываются в представленной теоретической модели.

Дисперсия мод была рассчитана путем численного решения уравнения $\mathcal{D}_1 \mathcal{D}_2 = 0$, где $\mathcal{D}_1$ и $\mathcal{D}_2$ определяются выражениями (1.17) и (1.18). Для сравнения с результатами численного моделирования эти дисперсионные кривые показаны не на рис. 1.13(б), а на строго рассчитанном рис. 1.13(а). Из рисунка видно, что представленные дисперсионные кривые с высокой точностью описывают положение резонансов на строго рассчитанном спектре. С помощью предложенной модели также была рассчитана добротность мод, однако график добротности визуально идентичен строго рассчитанной кривой, приведенной на рис. 1.14, и поэтому не показан.

Положения белых кружков, соответствующих точкам ССК на рис. 1.13(а), были рассчитаны с помощью уравнений (1.26) и (1.24). Из рисунка следует,

что представленная модель, основанная на уравнениях связанных волн, позволяет получить точную оценку положений ССК. Как было упомянуто выше, точки, отмеченные белыми кружками, были получены при одинаковой четности значений m и l в выражениях (1.24). Интересно отметить, что когда m и l имеют разную четность, соответствующие точки (w, θ) , полученные из выражений (1.26), также лежат на «резонансных» кривых $|R| = 1$ (это может быть показано путем прямой подстановки в уравнение (1.16)). Эти точки отмечены черными крестиками на рис. 1.13(а). В отличие от ССК (резонансов с бесконечной добротностью, отмеченных белыми кружками), черные крестики показывают положение относительно низкодобротных резонансов структуры.

Выше на основе результатов, полученных в рамках теории эффективной среды, было предположено, что связанные состояния в континууме возникают на дисперсионных кривых квази-ТМ-поляризованных мод ступеньки. Разработанная теоретическая модель позволяет получить более глубокое понимание механизма формирования ССК. Согласно модели, ССК в рассматриваемой структуре возникают за счет взаимодействия квази-ТЕ-поляризованных и квази-ТМ-поляризованных мод. Это подтверждается тем, что если исключить из представленной модели связь между ТЕ- и ТМ-поляризованными волнами, распространяющимися в ступеньке (т. е. положить $r_c = 0$), высокодобротные резонансы и ССК исчезнут из модельного спектра (соответствующие графики не приведены здесь для краткости).

1.2 Приложения резонансных дифракционных структур для мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов на основе выемок или ступенек на поверхности волновода

1.2.1 Спектральные и пространственные фильтры

Фильтры на основе структуры из пары выемок на поверхности волновода. При создании микроспектрометров и гиперспектральных устройств широко применяются т. н. линейно изменяющиеся фильтры (англ. linear variable filters). Такие фильтры работают на пропускание и обычно основаны на

резонаторе Фабри–Перо (диэлектрическом слое) с изменяющейся толщиной, расположенном между двумя брэгговскими отражателями [247–250]. На основе предложенной выше структуры, состоящей из двух выемок на поверхности плоскопараллельного волновода, могут быть созданы интегрированные в волновод линейно изменяющиеся фильтры, в которых спектральный сдвиг пика пропускания может быть достигнут за счет изменения одного из параметров структуры, например, ширины ограниченной выемками ступеньки w . Действительно, на рис. 1.16 показана возможность изменения положения пика за счет изменения значения w . В рассмотренном примере пик сдвигается примерно на 7 нм при изменении значения w на 2,5 нм.

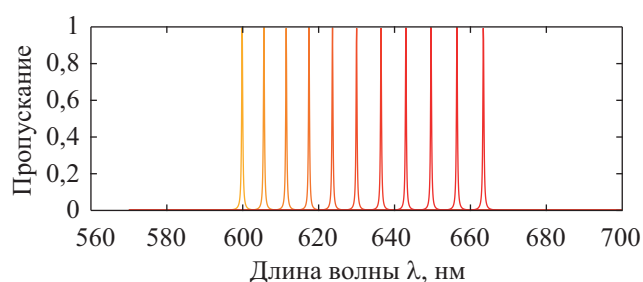


Рисунок 1.16 — Спектры пропускания структуры из пары выемок на поверхности волновода при ширине центральной ступеньки w , изменяющейся от 87,5 нм (самый левый график) до 112,5 нм (самый правый график) с шагом 2,5 нм. Цвета линий соответствуют визуальному восприятию резонансных длин волн при каждом значении ширины ступеньки.

Приведенные примеры показывают, что предлагаемый фильтр позволяет получить узкий пик пропускания субнанометровой ширины, имеющий близкий к лоренцеву профиль. Вместе с тем, в практических приложениях часто более желательно получение близкого к прямоугольному пика пропускания [251]. В фильтрах на основе брэгговских решеток с дефектным слоем (БРДС), представляющих собой две или более симметрично расположенные брэгговские решетки, разделенные т.н. дефектными слоями [251–253], такая форма пика достигается за счет специального выбора параметров дефектного слоя (или слоев) [251]. Аналогичный подход может быть применен и к предлагаемому интегральному фильтру.

В качестве простейшего примера рассмотрим структуру, состоящую из двух последовательно расположенных пар выемок с параметрами $w = 100$ нм и $s = 600$ нм, разделенных дополнительной ступенькой с шириной 198 нм (врезка на рис. 1.17). Следуя подходу, использованному в [108] для анализа спектров

отражения структур, состоящих из нескольких БРДС, ширина дополнительной ступеньки выбиралась таким образом, чтобы обеспечить существование т. н. нуля второго порядка в спектре отражения структуры. Это приводит к появлению в спектре пропускания пика с формой, более близкой к прямоугольной (рис. 1.17).

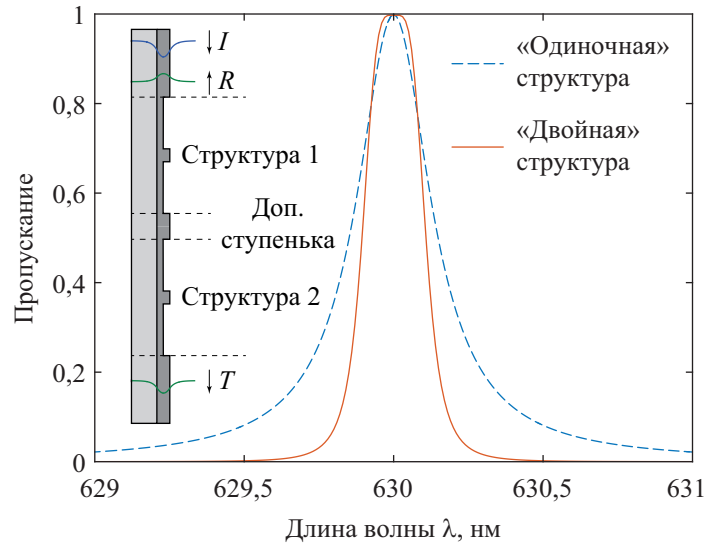


Рисунок 1.17 — Спектры пропускания «одиночного» интегрального фильтра из двух выемок с параметрами $w = 100$ нм, $s = 600$ нм (пунктирная синяя кривая) и «двойной» интегральной структуры, состоящей из двух пар выемок, разделенных дополнительной ступенькой шириной 198 нм (геометрия структуры показана на врезке) (сплошная красная кривая).

Расчет [241] показывает, что «двойная» структура имеет две собственные моды с двумя близкими комплексными длинами волны $\lambda_e = 629,90 + 0,08i$ нм (четная мода) и $\lambda_o = 630,07 + 0,08i$ нм (нечетная мода). Четная и нечетная моды структуры соответствуют синфазному или противофазному возбуждению мод каждого из фильтров, составляющих структуру, соответственно. Отметим, что комплексные длины волны мод удовлетворяют приближенному равенству $(\text{Re } \lambda_o - \text{Re } \lambda_e)^2 \approx 4 \text{Im } \lambda_o \text{Im } \lambda_e$, обеспечивающему резонансный пик с т. н. плоской вершиной (от англ. flat-top) [30]. При этом добротность мод двойной структуры в два раза превышает добротность моды исходной структуры ($\text{Im } \lambda_o = \text{Im } \lambda_e \approx \text{Im } \lambda_{p2}/2$). В результате значение FWHM для двойной структуры уменьшается и для рассмотренного примера составляет 0,22 нм, а не 0,3 нм, как у исходной структуры. Дальнейшее улучшение формы резонансного пика может быть достигнуто за счет добавления дополнительных фильтров аналогично подходу, применяемому для фильтров на основе БРДС [251].

Фильтры на основе диэлектрических ступенек на поверхности волновода.

Как было показано выше в подразделе 1.1.3, в простой интегральной дифракционной структуре, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода (рис. 1.10(а)), существуют связанные состояния в континууме и, вблизи них, высокодобротные резонансные пики отражения и минимумы пропускания. При этом резонансные пики в угловых и частотных спектрах отражения в окрестности ССК имеют практически симметричную лоренцеву форму. В качестве примера на рис. 1.18 показаны спектры отражения по углу и длине волны при ширинах ступеньки $w = 355$ нм, $w = 360$ нм и $w = 380$ нм. Отметим, что данные значения близки к ширине ступеньки $w = 344$ нм, в которой существует ССК при $(\lambda, \theta) = (630 \text{ нм}, 53,06^\circ)$ (см. рис. 1.14). Угловые спектры показаны на рис. 1.18(а). Максимумы отражения наблюдаются при углах падения $\theta_1 = 53,28^\circ$ ($w = 355$ нм), $\theta_2 = 53,37^\circ$ ($w = 360$ нм) и $\theta_3 = 53,72^\circ$ ($w = 380$ нм), при этом ширины пиков отражения по полуспаду (FWHM) составляют $0,0045^\circ$, $0,009^\circ$ и $0,04^\circ$ соответственно. На рис. 1.18(б) показаны спектры по длине волны, рассчитанные при углах падения $\theta_i, i = 1, 2, 3$. Соответствующие ширины пиков отражения составляют $0,04$ нм ($w = 355$ нм), $0,08$ нм ($w = 360$ нм) и $0,37$ нм ($w = 380$ нм). Из рис. 1.18 видно, что ширина пиков уменьшается при приближении к ССК. При этом с теоретической точки зрения в окрестности ССК можно получить пик отражения сколь угодно малой ширины. При практической реализации структуры, однако, минимально достижимая ширина пика будет ограничена прежде всего конечностью структуры, а также погрешностями изготовления и ненулевыми потерями на поглощение в материалах структуры.

Лоренцева форма спектров отражения на рис. 1.18 позволяет использовать ступеньку в качестве углового или частотного фильтра. Однако, как было отмечено выше, для многих приложений желательно получить спектры отражения с пиками с близкой к прямоугольной формой (в частности, с плоской вершиной, крутыми «склонами» и малыми или отсутствующими вторичными максимумами (боковыми лепестками)) [32, 251]. Покажем, что «каскадные» структуры, состоящие из нескольких ступенек на поверхности плоскопараллельного волновода, позволяют получить такую форму пиков отражения. Геометрия каскадной структуры приведена на рис. 1.19. Будем рассматривать случай, когда ступеньки, образующие каскадную структуру, являются одинаковыми и имеют ширину w , а расстояния между ступеньками l_i могут быть различными.

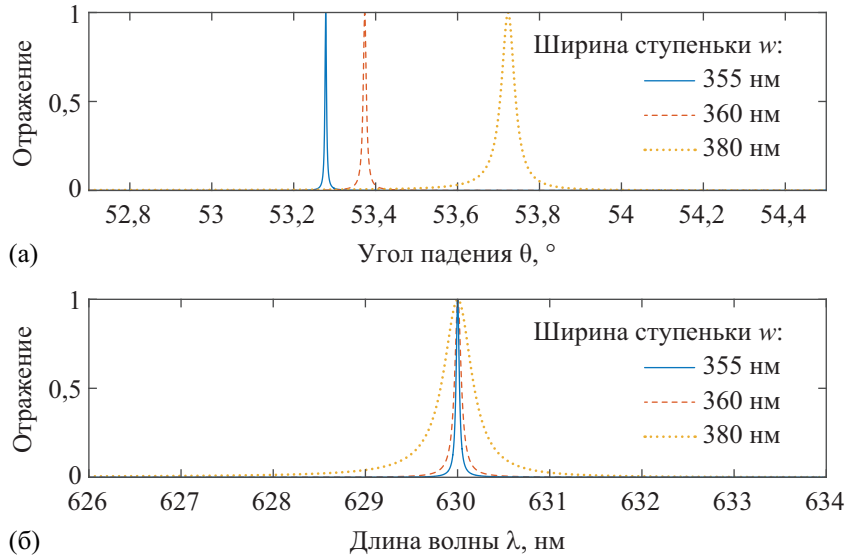


Рисунок 1.18 — Спектры отражения ступенек с ширинами $w = 355$ нм, $w = 360$ нм и $w = 380$ нм в зависимости от угла падения (а) и длины волны (б).

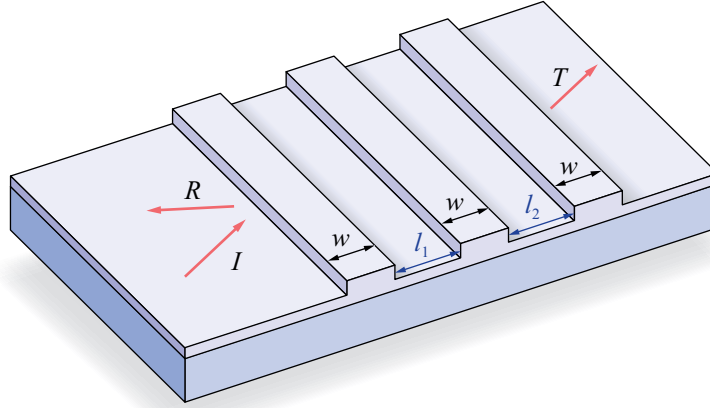


Рисунок 1.19 — Геометрия каскадной интегральной структуры из нескольких ступенек на поверхности волноводного слоя.

Для анализа каскадных структур оптические свойства ступеньки при фиксированном угле падения θ удобно описывать матрицей рассеяния

$$\mathbf{S}_1(\lambda) = \begin{bmatrix} t_1(\lambda) & r_1(\lambda) \\ r_1(\lambda) & t_1(\lambda) \end{bmatrix}, \quad (1.27)$$

где $r_1(\lambda)$ и $t_1(\lambda)$ — комплексные коэффициенты отражения и пропускания ступеньки, рассматриваемые как функции от длины волны. Для лоренцевых резонансов (рис. 1.18) комплексные коэффициенты отражения и пропускания могут быть аппроксимированы следующими выражениями:

$$r_1(\lambda) = \exp(i\varphi) \frac{i \operatorname{Im} \lambda_p}{\lambda - \lambda_p}, \quad t_1(\lambda) = \exp(i\varphi) \frac{\lambda - \operatorname{Re} \lambda_p}{\lambda - \lambda_p}, \quad (1.28)$$

где полюс λ_p — комплексная длина волны собственной моды структуры. Приведенный вид коэффициентов обеспечивает унитарность матрицы рассеяния (1.27). Согласно (1.28), отражение $|r_1(\lambda)|^2 = 1 - |t_1(\lambda)|^2$ обращается в единицу при $\lambda = \text{Re } \lambda_p$. Ширина резонанса определяется мнимой частью полюса λ_p . Действительно, из (1.28) несложно получить, что ширина резонансного пика отражения (и, соответственно, минимума пропускания) по полувысоте (по уровню 0,5) составляет $\Delta = 2|\text{Im } \lambda_p|$.

Рассмотрим теперь каскадную структуру, состоящую из двух ступенек с матрицами рассеяния (1.27), разделенных «фрагментом» волновода с шириной l_1 . В этом случае матрица рассеяния каскадной структуры может быть выражена через матрицу $\mathbf{S}_1(\lambda)$ в виде [78]

$$\mathbf{S}_2(\lambda) = \mathbf{S}_1(\lambda) \otimes \mathbf{L}_1(l_1) \otimes \mathbf{S}_1(\lambda), \quad (1.29)$$

где $\otimes$ обозначает т. н. матричное произведение Редхеффера (англ. Redheffer star product), а $\mathbf{L}_1(l_1)$ — матрица рассеяния области (фрагмента волновода), разделяющей ступеньки. При фиксированном угле падения компоненты волнового вектора падающей ТЕ-поляризованной моды имеют вид $k_y = k_0 n_{\text{eff,TE}} \sin \theta$, $k_x = k_0 n_{\text{eff,TE}} \cos \theta$. При прохождении через область между ступеньками волноводная мода приобретает только фазовый набег

$$\psi(\lambda, l_1) = k_x l_1 = k_0 n_{\text{eff,TE}} \cos \theta \cdot l_1. \quad (1.30)$$

Для простоты будем считать, что функция $\psi(\lambda, l_1)$ слабо зависит от длины волны и может быть аппроксимирована функцией одной переменной $\psi(l_1) = \psi(\lambda_0, l_1)$, где λ_0 — центральная длина волны в рассматриваемом диапазоне длин волн. В этом случае матрица рассеяния $\mathbf{L}_1(l_1)$ имеет вид

$$\mathbf{L}_1(l_1) = \exp(i\psi(l_1)) \mathbf{I}, \quad (1.31)$$

где $\mathbf{I}$ — единичная матрица размера 2×2 . Используя определение произведения Редхеффера [78], несложно получить матрицу рассеяния каскадной структуры в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_2(\lambda) &= \begin{bmatrix} t_2(\lambda) & r_2(\lambda) \\ r_2(\lambda) & t_2(\lambda) \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{1 - \exp(2i\psi)r_1^2} \begin{bmatrix} \exp(2i\psi)t_1^2 & r_1(1 - \exp(2i\psi)[r_1^2 - t_1^2]) \\ r_1(1 - \exp(2i\psi)[r_1^2 - t_1^2]) & \exp(2i\psi)t_1^2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Подставляя (1.28) в (1.32), получим следующие резонансные аппроксимации комплексных коэффициентов отражения и пропускания каскадной структуры:

$$r_2(\lambda) = \gamma_{r,2} \frac{\lambda - \lambda_{z,1}}{(\lambda - \lambda_{p,1})(\lambda - \lambda_{p,2})}, \quad t_2(\lambda) = \gamma_{t,2} \frac{(\lambda - \operatorname{Re} \lambda_p)^2}{(\lambda - \lambda_{p,1})(\lambda - \lambda_{p,2})}, \quad (1.33)$$

где

$$\lambda_{z,1} = \operatorname{Re} \lambda_p + \operatorname{tg}(\psi(l_1) + \varphi) \operatorname{Im} \lambda_p, \quad (1.34)$$

$$\lambda_{p,1,2} = \operatorname{Re} \lambda_p + (1 \pm \sigma) \operatorname{Im} \lambda_p, \quad (1.35)$$

$\gamma_{t,2} = \exp\{i(\psi(l_1) + 2\varphi)\}$, $\gamma_{r,2} = 2i\gamma_{t,2} \cos(\psi(l_1) + \varphi) \operatorname{Im} \lambda_p$, $\sigma = \exp\{i(\psi(l_1) + \varphi)\}$. Согласно (1.33)–(1.35), в каскадной структуре из двух ступенек существуют уже две собственные моды. Данные моды имеют комплексные длины волн (1.35), являющиеся полюсами коэффициентов отражения и пропускания. Кроме того, коэффициент отражения имеет действительный нуль (1.34) при $\lambda = \lambda_{z,1}$, а коэффициент пропускания — действительный нуль второго порядка при $\lambda = \operatorname{Re} \lambda_p$. Выражения (1.33) для коэффициентов отражения $r_2(\lambda)$ и пропускания $t_2(\lambda)$ «двойной» структуры имеют существенно более сложный вид по сравнению с коэффициентами $r_1(\lambda)$ и $t_1(\lambda)$ исходной ступеньки. Это дает больше возможностей по контролю формы спектров отражения и пропускания. В частности, при условии

$$\psi(l_1) + \varphi = \pi(m - 1/2), \quad m \in \mathbb{N} \quad (1.36)$$

коэффициенты $r_2(\lambda)$ и $t_2(\lambda)$ принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} r_2(\lambda) &= \frac{2 \exp(i\varphi) \operatorname{Im} \lambda_p}{1 - [(\lambda - \lambda_p)/\operatorname{Im} \lambda_p]^2}, \\ t_2(\lambda) &= \frac{(-1)^m i \exp(i\varphi) [(\lambda - \operatorname{Re} \lambda_p)/\operatorname{Im} \lambda_p]}{1 - [(\lambda - \lambda_p)/\operatorname{Im} \lambda_p]^2}. \end{aligned} \quad (1.37)$$

Выражение для коэффициента отражения $r_2(\lambda)$ в (1.37) соответствует передаточной функции фильтра Баттерворта 2-го порядка и, как будет показано ниже, обеспечивает существенно более прямоугольную форму пика отражения по сравнению с коэффициентом отражения $r_1(\lambda)$ одной ступеньки.

Аналогично можно получить коэффициенты отражения и пропускания каскадной структуры из трех равноотстоящих друг от друга ступенек. Действительно, вычисляя $S_3(\omega) = S_2(\omega) \otimes L(l_1) \otimes S_1(\omega)$, получим коэффициенты

отражения и пропускания каскадной структуры в виде

$$\begin{aligned} r_3(\lambda) &= \gamma_{r,3} \frac{(\lambda - \lambda_{z,1})(\lambda - \lambda_{z,2})}{(\lambda - \lambda_{p,1})(\lambda - \lambda_{p,2})(\lambda - \lambda_{p,3})}, \\ t_3(\lambda) &= \gamma_{t,3} \frac{(\lambda - \operatorname{Re} \lambda_p)^3}{(\lambda - \lambda_{p,1})(\lambda - \lambda_{p,2})(\lambda - \lambda_{p,3})}, \end{aligned} \quad (1.38)$$

где

$$\lambda_{z,1,2} = \operatorname{Re} \lambda_p + i \frac{1 - \sigma^2}{1 \pm \sigma + \sigma^2} \operatorname{Im} \lambda_p, \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned} \lambda_{p,1} &= \operatorname{Re} \lambda_p + i(1 - \sigma^2) \operatorname{Im} \lambda_p, \\ \lambda_{p,2,3} &= \lambda_p + i \frac{\sigma}{2} (\sigma \pm \sqrt{8 + \sigma^2}) \operatorname{Im} \lambda_p, \end{aligned} \quad (1.40)$$

$\gamma_{r,3} = i \exp(i\varphi) [1 + 2\sigma^3 \cos(\psi(l_1) + \varphi)] \operatorname{Im} \lambda_p$, $\gamma_{t,3} = \exp(2i\psi(l_1) + 3i\varphi)$. Согласно (1.38)–(1.40), коэффициенты отражения и пропускания каскадной структуры из трех ступенек имеют три полюса (три собственных моды с комплексными длинами волн (1.40)). При этом коэффициент отражения имеет два комплексных нуля (1.39), а коэффициент пропускания — кратный нуль 3-го порядка при $\lambda = \operatorname{Re} \lambda_p$.

В общем случае каскадной структуры из N ступенек коэффициенты отражения и пропускания имеют N полюсов (N собственных мод с комплексными длинами волн $\lambda_{p,m}$) и могут быть описаны следующими выражениями:

$$\begin{aligned} r_N(\lambda) &= \gamma_{r,N} \frac{\prod_{m=1}^{N-1} (\lambda - \lambda_{z,m})}{\prod_{m=1}^N (\lambda - \lambda_{p,m})}, \\ t_N(\lambda) &= \gamma_{t,N} \frac{(\lambda - \operatorname{Re} \lambda_p)^N}{\prod_{m=1}^N (\lambda - \lambda_{p,m})}. \end{aligned} \quad (1.41)$$

Отметим, что коэффициент отражения $r_N(\lambda)$ имеет $N - 1$ комплексных нулей $\lambda_{z,m}$, а коэффициент пропускания — кратный нуль N -го порядка при $\lambda = \operatorname{Re} \lambda_p$. В общем случае нули и полюсы коэффициентов отражения (пропускания) являются функциями расстояний l_i , $i = 1, \dots, N - 1$ между ступеньками. Ниже будет показано, что оптимизация по данным параметрам для структур, содержащих более двух ступенек, позволяет получить пик отражения с формой, близкой к прямоугольной.

Выше было показано, что при условии (1.36) комплексный коэффициент отражения каскадной структуры из двух ступенек соответствует передаточной функции фильтра Баттерворта второго порядка, которая обеспечивает существенно более близкую к прямоугольной форму пика отражения, чем у одной ступеньки. К сожалению, данный эффект уже не имеет места при числе ступенек $N > 2$. В качестве примера на рис. 1.20 показаны спектры каскадных структур при $N = 2$, $N = 4$ и $N = 6$. Спектры рассчитаны при угле падения $\theta = 53,72^\circ$, ширине ступенек $w = 380$ нм и при одинаковом расстоянии между ступеньками $l = 948$ нм, удовлетворяющем условию (1.36) при $m = 3$. Для сравнения штриховыми линиями на рис. 1.20 показаны спектры исходной ступеньки. При $N = 2$ спектры на рис. 1.20 с высокой точностью описываются выражениями $\mathcal{R}_2(\lambda) = |r_2(\lambda)|^2$ и $\mathcal{T}_2(\lambda) = 1 - |r_2(\lambda)|^2$, где $r_2(\lambda)$ имеет вид передаточной функции фильтра Баттерворта (1.37). Как видно из рисунка, при увеличении N центральная часть спектров становится еще ближе к прямоугольной, однако в спектрах появляются дополнительные боковые «лепестки» (два лепестка при $N = 4$ и четыре лепестка при $N = 6$). Данные лепестки обусловлены появлением дополнительных полюсов и нулей у коэффициентов отражения и пропускания.

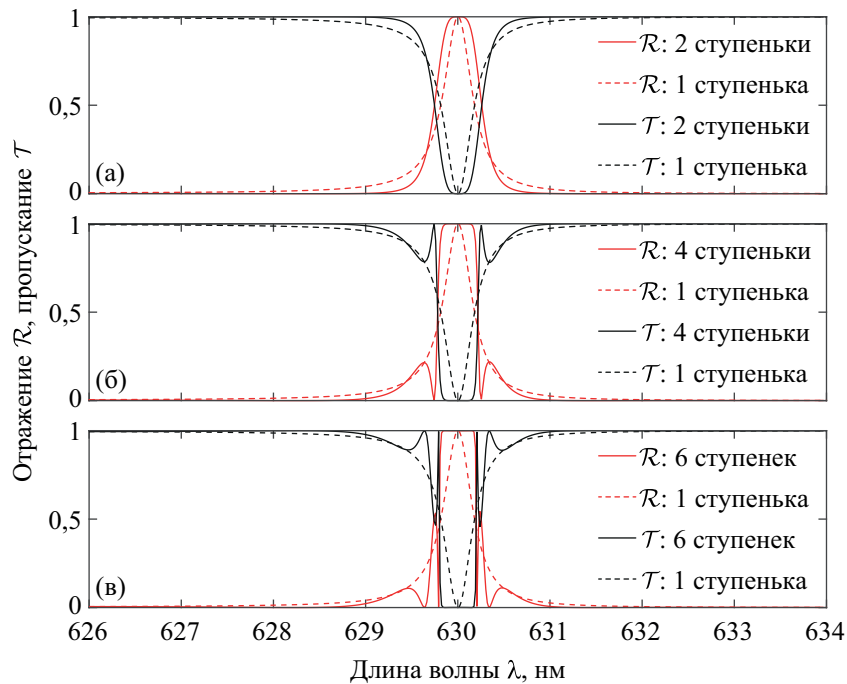


Рисунок 1.20 — Спектры отражения и пропускания каскадных структур при $N = 2$ (а), $N = 4$ (б) и $N = 6$ (в) при $w = 380$ нм и расстоянии между ступеньками $l = 948$ нм. Штриховыми линиями показаны спектры исходной ступеньки.

Более сложный вид спектров каскадной структуры дает возможность управления их формой за счет изменения расстояний l_i между ступеньками.

Действительно, в общем случае нули и полюсы в выражениях (1.41) для коэффициентов отражения и пропускания каскадной структуры из N ступенек являются функциями l_i , $i = 1, \dots, N - 1$. Рассматривая эти значения как параметры оптимизации, можно получить спектры отражения и пропускания заданной формы. Зададим требуемую форму спектра отражения $\mathcal{R}_N(\lambda) = |r_N(\lambda)|^2$ следующей функцией:

$$\mathcal{R}_{\text{BW},N}(\lambda) = \frac{1}{1 + [(\lambda - \lambda_0)/\sigma]^{2N}}, \quad (1.42)$$

имеющей максимум сглаженной прямоугольной формы без боковых лепестков с шириной 2σ . Представление (1.42) обобщает выражение (1.37) и совпадает с квадратом модуля передаточной функции фильтра Баттерворта N -го порядка [254].

Покажем возможность управления формой резонансного максимума отражения (минимума пропускания) на примере каскадных структур при $N = 4$ и $N = 6$. Расстояния l_i были прооптимизированы для каскадных структур при $N = 4$ и $N = 6$ из условия получения спектров отражения, описываемых функциями $\mathcal{R}_{\text{BW},4}$ и $\mathcal{R}_{\text{BW},6}$ при $2\sigma = 1$ нм. Указанная величина 2σ соответствует ширине пика отражения по уровню 0,1 для одной ступеньки (рис. 1.18). В результате оптимизации были получены следующие значения: $l_1 = l_3 = 1278$ нм, $l_2 = 1395$ нм ($N = 4$) и $l_1 = l_5 = 1486$ нм, $l_2 = l_4 = 1383$ нм, $l_3 = 1485$ нм ($N = 6$). Спектры каскадных структур при найденных значениях l_i показаны на рис. 1.21. Полученные спектры с высокой точностью описываются функциями $\mathcal{R}_{\text{BW},N}(\lambda)$ и $\mathcal{T}_{\text{BW},N}(\lambda) = 1 - \mathcal{R}_{\text{BW},N}(\lambda)$ при $N = 4$ (рис. 1.21(а)) и при $N = 6$ (рис. 1.21(б)).

Рассмотрим теперь важное свойство исследуемых структур из нескольких ступенек на поверхности волновода, заключающееся в возможности получения узких (в частности, существенно субнанометровых) пиков отражения с близкой к прямоугольной формой. Ширина пика отражения ступеньки уменьшается при приближении к ССК (рис. 1.14, 1.18). Теоретически, в окрестности ССК можно получить пик отражения с лоренцевой формой сколь угодно малой ширины. Это означает, что с помощью набора ступенек можно получить пик отражения не только с малой шириной, но и со сглаженной прямоугольной формой, описываемой выражением (1.42). Покажем эту возможность. В рассмотренном выше случае ($\theta = \theta_3 = 53,72^\circ$, $w = 380$ нм) ширина пика отражения (рис. 1.18, 1.21) по уровню 0,1 составляет $\Delta \approx 1$ нм. При угле падения $\theta = \theta_2 = 53,37^\circ$ и ширине ступеньки $w = 360$ нм ширина пика отражения (рис. 1.18) уменьшается

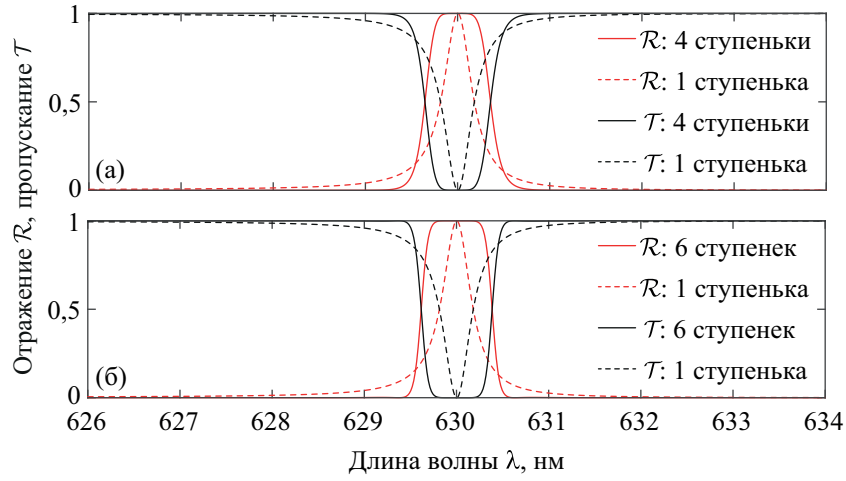


Рисунок 1.21 — Спектры отражения и пропускания прооптимизированных каскадных структур при $w = 380$ нм, $N = 4$ (а) и $N = 6$ (б). Штриховыми линиями показаны спектры исходной ступеньки.

примерно в 5 раз до величины $\Delta \approx 0,2$ нм. На рис. 1.22 приведены спектры каскадных структур (образованных из ступенек с шириной $w = 360$ нм) при $N = 2$, $N = 4$ и $N = 6$. При $N = 2$ расстояние между ступеньками $l = 948$ нм удовлетворяет условию (1.36). В этом случае спектр отражения с высокой точностью описывается выражением для квадрата модуля передаточной функции фильтра Баттерворта второго порядка. При $N = 4$ и $N = 6$ расстояния между ступеньками были прооптимизированы из условия получения спектров, описываемых функциями $\mathcal{R}_{\text{BW},4}(\lambda)$ и $\mathcal{R}_{\text{BW},6}(\lambda)$ соответственно. В результате оптимизации были получены следующие значения: $l_1 = l_3 = 1285$ нм, $l_2 = 1410$ нм ($N = 4$) и $l_1 = l_5 = 1286$ нм, $l_2 = l_4 = 1405$ нм, $l_3 = 1282$ нм ($N = 6$). Рисунок 1.22 показывает формирование сглаженных прямоугольных пиков заданной формы с шириной около 0,2 нм, то есть примерно в пять раз меньшей, чем на рис. 1.21.

Помимо формирования близкого к прямоугольному пика отражения, каскадные структуры из нескольких ступенек имеют еще одно интересное свойство. Покажем, что если расстояния между ступеньками удовлетворяют условию резонанса Фабри–Перо

$$\psi(l_1) + \varphi = \pi t, \quad t \in \mathbb{N}, \quad (1.43)$$

то в каскадной структуре формируются ССК типа Фабри–Перо [5, 68, 84]. Рассмотрим сначала каскадную структуру, состоящую из двух ступенек. Спектры отражения и пропускания этой структуры имеют вид (1.33)–(1.35). При условии (1.43) один из полюсов (1.35) становится действительным и совпадает с действительным нулем пропускания. Пусть для определенности $\text{Im } \lambda_{p,1} = 0$. В

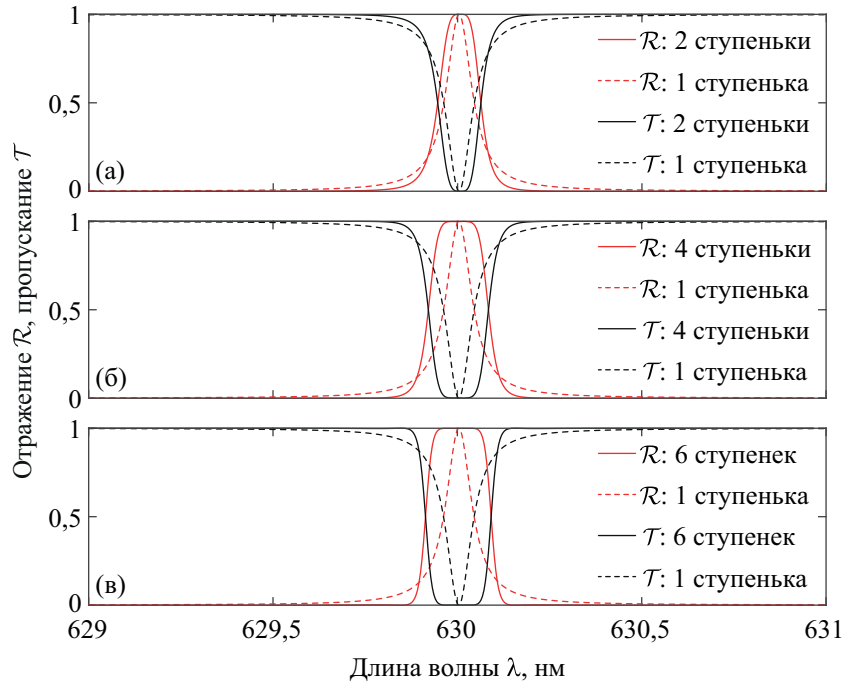


Рисунок 1.22 — Спектры отражения и пропускания прооптимизированных каскадных структур при $w = 360$ нм, $N = 2$ (а), $N = 4$ (б) и $N = 6$ (в). Штриховыми линиями показаны спектры исходной ступеньки.

этом случае m в (1.43) является четным числом, а $\lambda_{p,2} = \text{Re } \lambda_p + 2i \text{Im } \lambda_p$. Мода каскадной структуры с действительной длиной волны $\lambda = \text{Re } \lambda_p$ соответствует ССК [5, 68, 84]. Напомним, что в общем случае под ССК понимается мода, которая существует в структуре с открытыми «каналами вытекания» энергии (открытыми каналами рассеяния), но при этом имеет действительную длину волны (действительную частоту). Рассматриваемая структура из двух ступенек имеет единственный канал рассеяния, соответствующий ТЕ-поляризованной волноводной моде. Вытекания в этот канал не происходит за счет резонанса Фабри–Перо, формируемого между ступеньками при условии (1.43).

Далее рассмотрим каскадную структуру из трех ступенек, спектры которой определены выражениями (1.38)–(1.40). При условии (1.43) полюсы (1.40) (длины волн собственных мод структуры) принимают вид

$$\lambda_{p,1} = \lambda_{p,2} = \text{Re } \lambda_p, \quad \lambda_{p,3} = \text{Re } \lambda_p + 3i \text{Im } \lambda_p. \quad (1.44)$$

Таким образом, при условии (1.43) полюсы $\lambda_{p,1}$ и $\lambda_{p,2}$ становятся действительными и совпадают с действительными нулями коэффициентов отражения и пропускания. Это означает, что в каскадной структуре из трех ступенек формируется два ССК с одинаковыми длинами волн.

В каскадной структуре, состоящей из N ступенек, коэффициенты отражения и пропускания (1.41) имеют N полюсов. По индукции можно показать, что при условии (1.43) $N - 1$ полюсов становятся действительными и совпадают с действительными нулями коэффициентов отражения и пропускания. При этом в каскадной структуре формируется $N - 1$ ССК. Единственный оставшийся полюс $\lambda_{p,N} = \text{Re } \lambda_p + N i \text{Im } \lambda_p$ будет иметь мнимую часть в N раз больше, чем у полюса λ_p коэффициентов отражения и пропускания исходной ступеньки.

Отметим, что формирование ССК типа Фабри–Перо в каскадной структуре, состоящей из двух резонансных структур, является известным [5, 68, 84]. В то же время эффект формирования набора из $N - 1$ ССК в интегральной каскадной структуре из N ступенек ранее не рассматривался.

Для подтверждения формирования ССК типа Фабри–Перо были рассчитаны отражение $\mathcal{R}_N(l, \lambda) = |r_N(l, \lambda)|^2$ и пропускание $\mathcal{T}_N(l, \lambda) = |t_N(l, \lambda)|^2$ каскадных структур в зависимости от расстояния l между ступеньками и длины волны. Расчет проводился при угле падения $\theta = 53,72^\circ$ и ширине ступенек $w = 380$ нм. На рис. 1.23 показаны отражение и пропускание каскадных структур при $N = 2$, $N = 3$ и $N = 4$. Вертикальными пунктирными линиями отмечено расстояние $l = l_{\text{FP}} = 970,2$ нм, при котором выполняется условие (1.43), т. е. между ступеньками формируются резонансы Фабри–Перо. Горизонтальными пунктирными линиями отмечена длина волны $\lambda = 630$ нм, при которой наблюдается резонанс в одной ступеньке. В окрестности пересечения данных линий хорошо видны резонансные особенности, соответствующие минимумам отражения и максимумам пропускания. При приближении к вертикальным пунктирным линиям ширина резонансных особенностей уменьшается (возрастает добротность резонансов). При этом резкие максимумы пропускания наблюдаются на фоне относительно широкого минимума, обусловленного наличием у коэффициента пропускания $t_N(\lambda)$ в (1.41) кратного нуля. Данный эффект является аналогом так называемого эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), который в данном случае обусловлен наличием $N - 1$ комплексных нулей у коэффициента отражения $r_N(\lambda)$ в (1.41). Непосредственно на вертикальных пунктирных линиях резонансные особенности исчезают, что подтверждает формирование ССК. Отметим, что в соответствии с представленным теоретическим описанием число «исчезающих» резонансных особенностей и число формируемых ЭИП-пигов на единицу меньше числа ступенек N , образующих каскадную структуру.

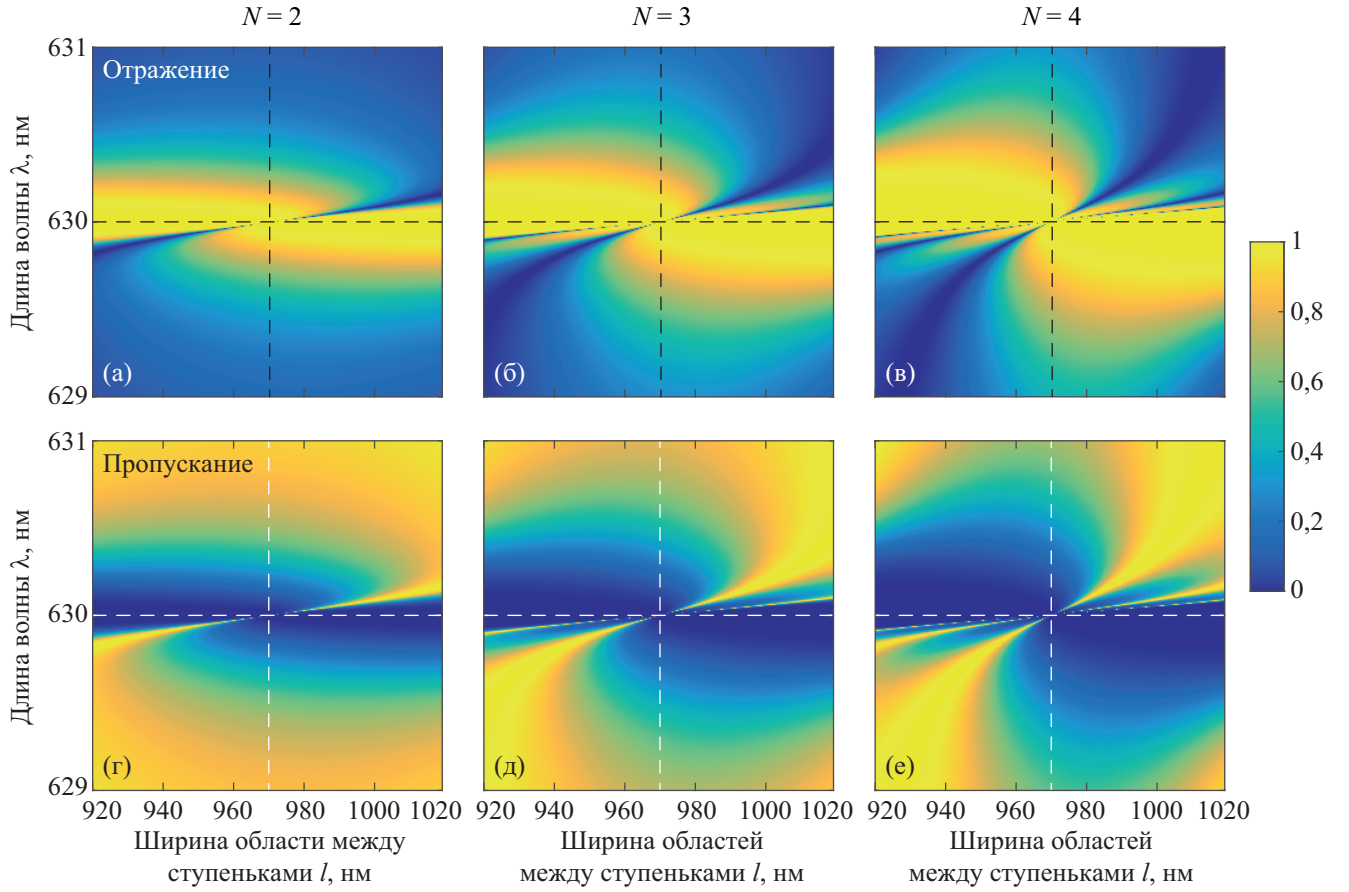


Рисунок 1.23 — Отражение $\mathcal{R}_N(l, \lambda) = |r_N(l, \lambda)|^2$ и пропускание $\mathcal{T}_N(l, \lambda) = |t_N(l, \lambda)|^2$ каскадных структур при $N = 2$ (а), (г), $N = 3$ (б), (д) и $N = 4$ (в), (е) в зависимости от расстояния l между ступеньками и длины волны. Вертикальными пунктирными линиями отмечено расстояние $l = 970,2$ нм, соответствующие резонансу Фабри–Перо.

В качестве дополнительной иллюстрации эффектов формирования ССК и аналога электромагнитно-индуцированной прозрачности на рис. 1.24 показаны спектры пропускания каскадной структуры из трех ступенек, рассчитанные при условии ССК (при расстоянии $l = l_{\text{ФР}} = 970,2$ нм между ступеньками) и при расстояниях $l = l_{\text{ФР}} + 5$ нм = 975,2 нм и $l = l_{\text{ФР}} + 10$ нм = 980,2 нм. При условии ССК ($l = l_{\text{ФР}} = 970,2$ нм) спектр пропускания имеет минимум в окрестности длины волны $\lambda = \lambda_0 = 630$ нм. Это соответствует формуле (1.44), согласно которой при условии (1.43) коэффициент пропускания имеет только один полюс $\lambda_{\text{р},3}$, причем $\text{Im } \lambda_{\text{р},3} = 3\lambda_{\text{р}}$. При отступлении от условия ССК на величину $\Delta = 5$ нм (при $l = l_{\text{ФР}} + 5$ нм = 975,2 нм) в спектре пропускания справа от длины волны λ_0 появляется два узких максимума, соответствующих эффекту электромагнитно-индуцированной прозрачности и обусловленных нулями (1.39) коэффициента отражения. При $\Delta = 10$ нм ЭИП-пики становятся более широкими и сдвигают-

ся сильнее. Интересно отметить, что различная ширина ЭИП-пигов следует из выражения для полюсов коэффициента пропускания (1.40). Действительно, ширина этих пиков определяется величинами мнимых частей полюсов $\lambda_{p,i}$, $i = 1, 2$. Из (1.40) несложно получить, что в окрестности ССК (в окрестности точки $l = l_{FP}$, обеспечивающей выполнение условия (1.43)) мнимые части полюсов $\lambda_{p,i}$, рассматриваемые как функции от величины смещения Δ , имеют квадратичный вид:

$$\text{Im } \lambda_{p,i}(\Delta) = \alpha_i \Delta^2 + O(\Delta^3), \quad i = 1, 2, \quad (1.45)$$

где $\alpha_1 = 2$, $\alpha_2 = 2/27$. Поскольку $\alpha_1/\alpha_2 = 27$, то ЭИП-пик, связанный с полюсом $\lambda_{p,2}$, должен иметь на порядок меньшую ширину. Это полностью согласуется с шириной пиков на рис. 1.24.

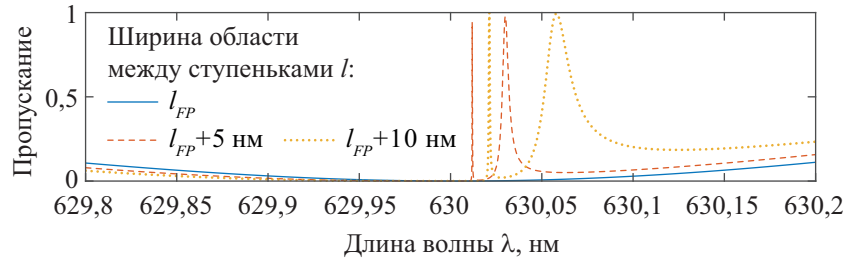


Рисунок 1.24 — Спектры пропускания каскадной структуры для $N = 3$, рассчитанные при расстоянии между ступеньками $l = l_{FP}$, соответствующем условию ССК (сплошная синяя кривая), и при удалении от этого расстояния на величину $\Delta = 5$ нм (пунктирная красная кривая) и $\Delta = 10$ нм (точечная желтая кривая).

1.2.2 Оптические дифференциаторы и интеграторы

Дифференциаторы на основе структуры из пары выемок на поверхности волновода. Перед обсуждением интегральных дифференциаторов кратко опишем преобразование оптического пучка, распространяющегося в свободном пространстве, «обычной» (неинтегральной) дифракционной структурой. В качестве примера рассмотрим структуру, показанную на рис. 1.1(а) и уже обсуждавшуюся выше в качестве «прототипа» интегральной структуры, состоящей из двух выемок на поверхности плоскопараллельного волновода. Данное преобразование может быть описано с использованием аппарата теории линейных

систем [33, 35, 104, 107]. В рамках указанной теории преобразование входного сигнала описывается с помощью передаточной функции (ПФ), которая описывает отклик системы на экспоненциальный гармонический сигнал. В оптике аналогом такого сигнала является плоская волна. В двумерном случае плоская волна описывается частотой ω и тангенциальной компонентой k_y волнового вектора $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, где $k_x = \sqrt{k_0^2 n_{\text{sup}}^2 - k_y^2}$, n_{sup} — показатель преломления среды над структурой (рис. 1.25). В этом случае ПФ, описывающая изменение комплексной амплитуды падающей плоской волны при отражении от структуры (или при прохождении через нее), определяется комплексным коэффициентом отражения (или пропускания) дифракционной структуры, рассматриваемым как функция от k_y и ω .

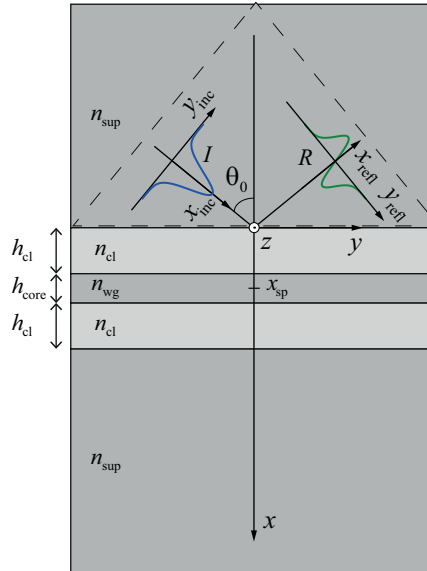


Рисунок 1.25 — Геометрия «обычной» (неинтегральной) трехслойной структуры и схематичное изображение операции пространственного дифференцирования профиля падающего пучка.

В качестве примера получим ПФ для случая преобразования поперечного профиля монохроматического пучка ($\omega = \omega_0$) при отражении от структуры. В системе координат падающего пучка $(x_{\text{inc}}, y_{\text{inc}})$ (рис. 1.25) пучок может быть представлен в виде суперпозиции плоских волн с различными значениями пространственной частоты $k_{y,\text{inc}} = k_0 n_{\text{sup}} \sin \theta$, где θ — угол между направлением плоской волны и осью x_{inc} . Будем считать, что пространственный спектр пучка $G(k_{y,\text{inc}})$, $|k_{y,\text{inc}}| \leq g$, описывающий амплитуды составляющих пучок плоских волн, является достаточно узким, так что $g \ll k_0 n_{\text{sup}}$ и $k_{x,\text{inc}} = \sqrt{k_0^2 n_{\text{sup}}^2 - k_{y,\text{inc}}^2} \approx$

$k_0 n_{\text{sup}}$. В этом случае пучок имеет вид

$$\begin{aligned} u_{\text{inc}}(x_{\text{inc}}, y_{\text{inc}}) &= \exp(ik_0 n_{\text{sup}} x_{\text{inc}}) P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}}) \\ &= \exp(ik_0 n_{\text{sup}} x_{\text{inc}}) \int G(k_{y,\text{inc}}) \exp(ik_{y,\text{inc}} y_{\text{inc}}) dk_{y,\text{inc}}, \end{aligned} \quad (1.46)$$

где $P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}})$ — поперечный профиль пучка. Функция $u(x_{\text{inc}}, y_{\text{inc}})$ соответствует z -компоненте электрического или магнитного поля в зависимости от поляризации (ТЕ- и ТМ- соответственно). Легко видеть, что преобразование спектра пучка $G(k_{y,\text{inc}})$, падающего на структуру под углом θ_0 , при отражении от структуры описывается умножением на коэффициент отражения $R(k_y)$, рассматриваемый как функция y -компоненты волнового вектора плоской волны, падающей под углом $\theta + \theta_0$:

$$k_y = k_0 n_{\text{sup}} \sin(\theta + \theta_0) \approx k_{y,\text{inc}} \cos \theta_0 + k_{y,0}, \quad (1.47)$$

где $k_{y,0} = k_0 n_{\text{sup}} \sin \theta_0$. При этом профиль отраженного пучка в системе координат отраженного пучка $(x_{\text{refl}}, y_{\text{refl}})$ (рис. 1.25) принимает следующий вид:

$$P_{\text{refl}}(y_{\text{refl}}) = \int G(k_{y,\text{inc}}) R(k_y) \exp(ik_{y,\text{inc}} y_{\text{refl}}) dk_{y,\text{inc}}. \quad (1.48)$$

Согласно (1.46)–(1.48), преобразование профиля пучка при отражении $P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}}) \rightarrow P_{\text{refl}}(y_{\text{refl}})$ можно рассматривать как преобразование сигнала $P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}})$ линейной системой со следующей ПФ [104]:

$$H_s(k_{y,\text{inc}}) = R(k_{y,\text{inc}} \cos \theta_0 + k_{y,0}). \quad (1.49)$$

Аналогично можно показать, что для импульса, соответствующего суперпозиции плоских волн с фиксированным направлением, но с различными частотами $\omega = \omega_{\text{inc}} + \omega_0$, где ω_0 — центральная частота импульса, $|\omega_{\text{inc}}| \leq \Omega$, Ω — ширина частотного спектра огибающей импульса, преобразование формы огибающей падающего импульса описывается ПФ следующего вида [33, 35]:

$$H_t(\omega_{\text{inc}}) = R(\omega_{\text{inc}} + \omega_0), \quad (1.50)$$

где $R(\omega)$ — коэффициент отражения структуры, рассматриваемый как функция частоты.

Из (1.49), (1.50) несложно получить, что в общем случае, когда падающий пучок (импульс) представляется в виде суперпозиции плоских волн

различных частот и направлений, пространственно-временное преобразование профиля огибающей падающего импульса $P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}}, t) \rightarrow P_{\text{refl}}(y_{\text{refl}}, t)$ описывается следующей ПФ [35, 36]:

$$H_{\text{st}}(k_{y,\text{inc}}, \omega_{\text{inc}}) = R(k_{y,\text{inc}} \cos \theta_0 + \frac{\omega_{\text{inc}} + \omega_0}{c} n_{\text{sup}} \sin \theta_0, \omega_{\text{inc}} + \omega_0). \quad (1.51)$$

Отметим, что последнее уравнение сводится к уравнениям (1.49) и (1.50) при $\omega_{\text{inc}} = 0$ и $k_{y,\text{inc}} = 0$ соответственно.

Полученные ПФ (1.49)–(1.51) остаются справедливыми и при описании преобразования оптического пучка, распространяющегося в плоскопараллельном волноводе. В этом случае интегральная дифракционная структура может быть, например, представлена набором выемок или ступенек на поверхности волновода (рис. 1.1(в)). Справедливость вида полученных ПФ (1.49)–(1.51) получается повторением вышеприведенных рассуждений с заменой «плоской волны» на «моду плоскопараллельного волновода». При этом волноводный пучок (или импульс) представляется в виде суперпозиции волноводных мод различных направлений (или частот), а в качестве коэффициента отражения в формулах (1.49)–(1.51) используется коэффициент отражения волноводной моды от интегральной структуры. Единственным важным отличием интегральной структуры от «обычной» структуры заключается в том, что показатель преломления n_{sup} заменяется эффективным показателем преломления волноводной моды. Следовательно, необходимо учитывать зависимость эффективного показателя преломления волноводной моды от частоты. Кроме того, отметим, что для всех примеров интегральных дифференциаторов и интеграторов, рассмотренных в настоящем подразделе, условие отсутствия паразитного рассеяния выполняется для всех волноводных мод различных направлений (или частот), составляющих падающий оптический сигнал.

Рассмотрим условия, необходимые для выполнения операции дифференцирования. Пусть коэффициент отражения дифракционной структуры обращается в нуль при угле падения $\theta = \theta_0$ (при $k_{y,\text{inc}} = 0$) и при $\omega = \omega_0$ ($\omega_{\text{inc}} = 0$). Разложим ПФ (1.49)–(1.51) в ряды Тейлора в окрестности точек $k_{y,\text{inc}} = 0$, $\omega_{\text{inc}} = 0$ до линейных членов и получим:

$$H_{\text{s}}(k_{y,\text{inc}}) \approx \alpha k_{y,\text{inc}}, H_{\text{t}}(\omega_{\text{inc}}) \approx \beta \omega_{\text{inc}}, H_{\text{st}}(k_{y,\text{inc}}, \omega_{\text{inc}}) \approx \alpha k_{y,\text{inc}} + \beta \omega_{\text{inc}}, \quad (1.52)$$

где $\alpha = H'_{\text{s}}(0)$, $\beta = H'_{\text{t}}(0)$. Первые две ПФ в (1.52) пропорциональны ПФ дифференциатора по пространственной переменной $H_{\text{s,diff}}(k_{y,\text{inc}}) = ik_{y,\text{inc}}$ и ПФ

дифференциатора по времени $H_{t, \text{diff}} = -i\omega_{\text{inc}}$ соответственно. Третья ПФ соответствует линейной комбинации пространственной и временной ПФ и далее именуется ПФ «пространственно-временного» дифференциатора.

Как правило, наличие нулевого отражения (пропускания) обусловлено резонансным эффектом возбуждения собственной моды дифракционной структуры [33, 104]. Именно поэтому для выполнения операции дифференцирования были предложены резонансные дифракционные решетки и системы однородных слоев. Легче всего нулевое отражение можно получить в диэлектрических структурах, имеющих горизонтальную плоскость симметрии [18, 35]. Для слоистой структуры такая плоскость симметрии параллельна границам слоев структуры и проходит через середину центрального слоя. Примером структуры с горизонтальной симметрией является брэгговская решетка с т.н. дефектным слоем, состоящая из двух симметричных брэгговских решеток, разделенных слоем дефекта. В данной структуре наличие нулевого отражения обусловлено возбуждением волноводной моды, локализованной в слое дефекта [104].

Еще один пример структуры с горизонтальной плоскостью симметрии $x = x_{\text{sp}}$ представлен на рис. 1.1(а), где плоскость симметрии показана пунктирной линией. Данная структура состоит из центрального слоя (показатель преломления n_{core} , толщина h_{core}) и двух слоев-обкладок (показатель преломления $n_{\text{cl}} < n_{\text{core}}$, толщины h_{cl}). Как обсуждалось выше, если показатель преломления среды над и под структурой $n_{\text{sup}} > n_{\text{cl}}$, то в данной структуре существуют резонансы, связанные с возбуждением волноводной моды, локализованной в центральном слое [115]. Как было отмечено выше, резонансная структура такого типа была предложена в работе [100] для достижения большого локального усиления электромагнитного поля. При достаточно большой толщине обкладок h_{cl} указанная мода может быть приближенно описана модой плоскопараллельного волновода, соответствующего центральному слою структуры в бесконечных обкладках из материала с показателем преломления n_{cl} . В этом случае возбуждение моды в трехслойной структуре на рис. 1.1(а) будет происходить в окрестности значений $\omega = \omega_0$, $k_y = k_{y,0}$, удовлетворяющих дисперсионному уравнению плоскопараллельного волновода. Соответственно, в резонансных условиях коэффициент отражения будет обращаться в нуль при некоторых k_y , ω , находящихся в окрестности значений $k_{y,0}$, ω_0 . Отметим, что добротность резонанса (ширина резонансного минимума) для трехслойной структуры определяется толщиной

слоев-обкладок h_{cl} . За счет выбора толщины h_{cl} можно получить требуемый интервал линейности для ПФ (1.49)–(1.51).

Представленный анализ показывает возможность использования трехслойной структуры на рис. 1.1(а) для выполнения операции дифференцирования оптического сигнала по времени или пространственной переменной. Схематично операция дифференцирования профиля пучка показана на рис. 1.25(а). Следует отметить, что в недавней работе [61] такая трехслойная структура была предложена для выполнения операции интегрирования профиля падающего пучка по пространственной переменной в пропускании. Однако, несмотря на простоту структуры, практическая реализация такого дифференциатора связана с рядом сложностей. В силу условия $n_{sup} > n_{cl}$, такой дифференциатор требует использования призмы для ввода и вывода оптического пучка и поэтому не может быть компактным.

В то же время на основе данной структуры может быть предложен простой интегральный дифференциатор, предназначенный для дифференцирования импульсов и пучков, распространяющихся в плоскопараллельном волноводном слое. В качестве интегрального аналога трехслойной структуры, рассмотренной выше, предлагается использовать структуру в виде двух выемок на поверхности волновода (рис. 1.1(в)). Ширины выемок и ступеньки между выемками равны толщинам слоев-обкладок и центрального слоя неинтегральной структуры. Оптические свойства предлагаемой структуры исследованы выше в подразделе 1.1.1. Показанную на рис. 1.1(а) структуру можно рассматривать как вид сверху на интегральную структуру (рис. 1.1(в)). В этом случае угол θ_0 соответствует углу между направлением распространения падающего оптического сигнала и осью x . Отметим, что в случае временного дифференцирования падающий сигнал соответствует модовому импульсу в волноводе, который можно представить как суперпозицию волноводных мод с плоским волновым фронтом разных частот (различных длин волн) с одинаковым направлением распространения, определяемым углом θ_0 . В случае пространственного дифференцирования падающий сигнал соответствует волноводному пучку, который можно представить как суперпозицию волноводных мод одной частоты и различных направлений распространения, сгруппированных вокруг направления, задаваемого углом θ_0 .

Исследуем численно рабочие характеристики предлагаемого интегрального дифференциатора. Для исследования были выбраны следующие параметры,

совпадающие с параметрами структуры, рассмотренной выше: длина волны в свободном пространстве $\lambda_0 = 630$ нм ($\omega_0 = 2,99 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$), $\epsilon_{\text{wg}} = 3,32^2$, $\epsilon_{\text{sub}} = 1,45^2$, $\epsilon_{\text{sup}} = 1$, $h_{\text{wg}} = 100$ нм. Дифференциатор соответствует двум выемкам с глубиной $h_{\text{wg}}/2$ (так что $h_{\text{wg,g}} = h_{\text{wg}}/2$) и ступеньке между ними, в области которой толщина волновода совпадает с исходной толщиной ($h_{\text{wg,r}} = h_{\text{wg}}$). Для волноводной моды с ТЕ-поляризацией эффективные показатели преломления в области ступеньки и выемок равны $n_{\text{eff,TE}} = 2,756$ и $n_{\text{eff,TE,g}} = 2,191$ соответственно.

Как было показано выше, в предложенной интегральной структуре возможны резонансы, связанные с возбуждением моды, локализованной в центральной ступеньке. При этом добротность резонанса (ширина резонансного минимума) определяется шириной выемок s . Для иллюстрации данного эффекта на рис. 1.26(а) и 1.27(а) показаны спектры коэффициента отражения интегральной структуры $|R(k_y, \omega)|$ при ширине выемок $s = \lambda_0/8 = 79$ нм и $s = \lambda_0/4 = 158$ нм соответственно. Ширина ступеньки между выемками в обоих случаях составляет $w = 100$ нм. Рис. 1.26(б) и 1.27(б) показывают пространственные ПФ (1.49), рассчитанные по сечениям комплексных коэффициентов отражения (1.51) при фиксированной частоте $\omega = \omega_0 = 2,99 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ для случаев $s = \lambda_0/8$ и $s = \lambda_0/4$. Данные сечения показаны горизонтальными пунктирными линиями на рис. 1.26(а) и 1.27(а). Рисунки 1.26(б) и 1.27(б) показывают уменьшение ширины резонансного минимума при увеличении ширины выемок с $\lambda_0/8$ до $\lambda_0/4$. Таким образом, за счет выбора ширины выемок можно получить требуемый интервал линейности для ПФ, согласованный с шириной пространственного спектра падающего пучка.

ПФ на рис. 1.26(б) и 1.27(б) в окрестности точки $k_{y,\text{inc}} = 0$ хорошо совпадают с ПФ идеальных дифференциаторов. Отметим, что коэффициент отражения рассмотренной интегральной структуры обращается строго в нуль при действительных значениях k_y и ω . Это связано с большими значениями рабочих углов падения, при которых, как было описано выше, отсутствует преобразование поляризации и паразитное рассеяние энергии падающей моды из волновода. В результате энергия падающего сигнала разделяется между двумя ТЕ-поляризованными пучками (отраженным и прошедшим).

На рис. 1.26(в) и 1.27(в) показаны временные ПФ $H_t(w_{\text{inc}})$, соответствующие сечению строго рассчитанного коэффициента отражения $R(k_y, \omega)$ (1.51)

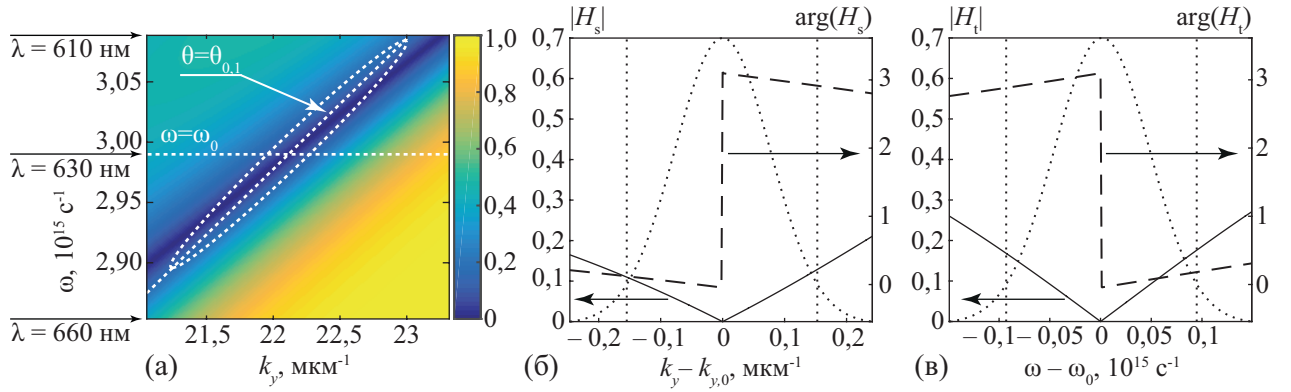


Рисунок 1.26 — Спектр коэффициента отражения интегральной структуры $|R(k_y, \omega)|$ при $s = \lambda_0/8 = 79 \text{ нм}$ (а) и его горизонтальное (б) и наклонное (в) сечения, соответствующие пространственной ПФ при $\omega_0 = 2,99 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ($\lambda_0 = 630 \text{ нм}$) и временной ПФ при $k_{y,0,1} = 0,022 \text{ нм}^{-1}$ ($\theta_{0,1} = 53,56^\circ$) соответственно. Сечения отмечены белыми пунктирными линиями на рис. (а). Точечные эллипс на рис. (а) и вертикальные линии на рис. (б) и (в) показывают уровень $1/e^2$ спектров падающих оптических сигналов (точечные кривые на рис. (б) и (в)), рассмотренных ниже.

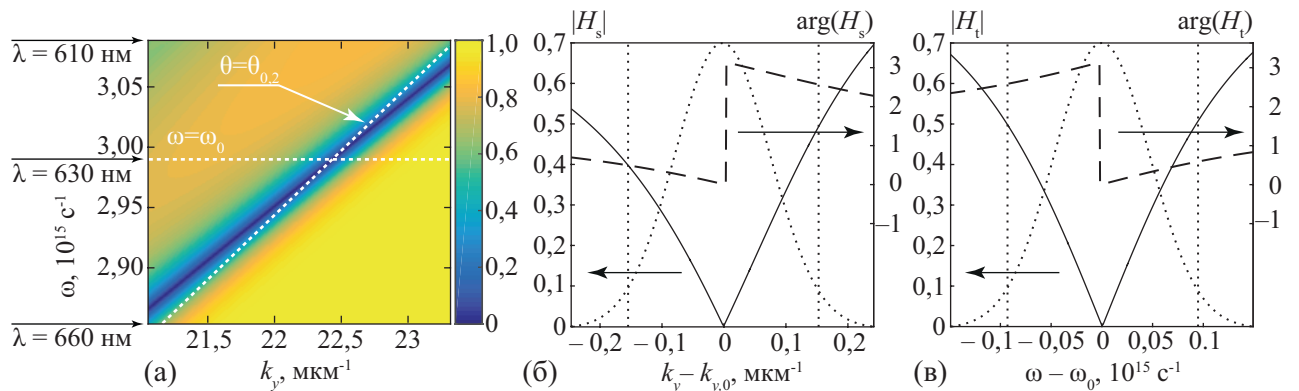


Рисунок 1.27 — Спектр коэффициента отражения интегральной структуры $|R(k_y, \omega)|$ при $s = \lambda_0/4 = 158 \text{ нм}$ (а) и его горизонтальное (б) и наклонное (в) сечения, соответствующие пространственной ПФ при $\omega_0 = 2,99 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ($\lambda_0 = 630 \text{ нм}$) и временной ПФ при $k_{x,0,2} = 0,022 \text{ нм}^{-1}$ ($\theta_{0,1} = 54,69^\circ$) соответственно. Сечения отмечены белыми пунктирными линиями на рис. (а). Точечные эллипс на рис. (а) и вертикальные линии на рис. (б) и (в) показывают уровень $1/e^2$ спектров падающих оптических сигналов (точечные кривые на рис. (б) и (в)), рассмотренных ниже.

при фиксированных углах падения, приведенных выше ($k_{y,\text{inc}} = 0$). Сечения отмечены на рис. 1.26(а) и 1.27(а) наклонными пунктирными линиями.

Для дополнительного подтверждения резонансной природы минимумов на рис. 1.26 и 1.27 были рассчитаны комплексные частоты собственных мод интегральной структуры ω_p для рассматриваемых значений s . Частоты ω_p были рассчитаны как полюсы коэффициента отражения с использованием численного метода [241]. Рассчитанные значения комплексных частот составили $\omega_{p1} = 3,020 \cdot 10^{15} - 4,77 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ при $\theta_0 = \theta_{0,1}$ и $\omega_{p2} = 2,992 \cdot 10^{15} - 1,57 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ при $\theta_0 = \theta_{0,2}$ и находятся в окрестности частоты $\omega_0 = 2,990 \cdot 10^{15}$. Поскольку $\gamma = \text{Im } \omega_{p1} / \text{Im } \omega_{p2} = 3,0$, то добротность резонанса при $s = \lambda_0/8$ в 3 раза меньше добротности резонанса при $s = \lambda_0/4$. Отметим, что эффективность временного дифференциатора можно описывать константой β в выражении для ПФ $H_t(\omega_{\text{inc}})$ в (1.52). Данная константа описывает изменение амплитуды огибающей падающего импульса при отражении. В [35] показано, что $\beta \sim 1/\text{Im } \omega_p$ и поэтому угловые коэффициенты прямых на рис. 1.26(в) и 1.27(в) в окрестности точки $\omega_{\text{inc}} = 0$ отличаются примерно в $\gamma = 3$ раза. Распределения поля мод с комплексными частотами ω_{p1} и ω_{p2} приведены на рис. 1.28. Очевидно, моды локализованы в центральной ступеньке. Отметим, что вытекающие моды с комплексной частотой (в нашем случае, моды рассматриваемой интегральной структуры) экспоненциально возрастают при удалении от структуры [79]. Это особенно заметно на рис. 1.28(а). Однако пространственный рост поля скомпенсирован его экспоненциальным затуханием во времени.

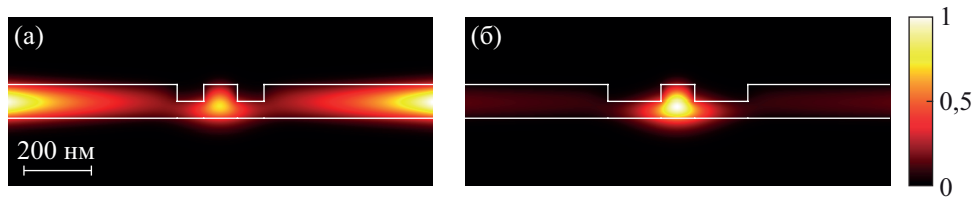


Рисунок 1.28 — Распределение поля ($|H_y|^2$) собственной моды интегральной структуры: $s = \lambda_0/8 = 78,75 \text{ нм}$, $\theta_0 = \theta_{0,1}$, $\omega_{p,1} = 3,020 \cdot 10^{15} - 4,77 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (а); $s = \lambda_0/4 = 157,5 \text{ нм}$, $\theta_0 = \theta_{0,1}$, $\omega_{p,2} = 2,992 \cdot 10^{15} - 1,57 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (б).

Рассмотрим теперь применение данной интегральной структуры для дифференцирования пучков и импульсов волноводных мод.

Пример 1. Рассмотрим дифференцирование монохроматического пучка ($\omega_0 = 2,99 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$) с гауссовым профилем $P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}}) = \exp(-y_{\text{inc}}^2/\sigma_y^2)$,

распространяющегося в плоскопараллельном волноводе. В данном случае пучок соответствует суперпозиции волноводных мод различных направлений, а профиль пучка определяется в сечении волновода, соответствующем центру волноводного слоя: $z = h_{wg}/2$. Нормированный спектр пучка $G(k_{y,inc}) \sim \exp(-k_{y,inc}^2 \sigma_y^2/4)$ при $\sigma_y = 30$ мкм показан пунктирными линиями на рис. 1.26(б) и 1.27(б). Ширины пучка $P_{inc}(y_{inc})$ и его спектра $G(k_{y,inc})$ по уровню $1/e^2$ составляют 42,42 мкм и $0,26 \text{ мкм}^{-1}$ соответственно (пунктирные вертикальные линии на рис. 1.26(б) и 1.27(б)). При $s = \lambda_0/8$ спектр пучка лежит в интервале линейности ПФ $H_s(k_{y,inc})$, как показано на рис. 1.26(б). Отметим, что линейная фаза в ПФ описывает сдвиг отраженного пучка (эффект Гуса–Хенхен) и не влияет на качество дифференцирования. Таким образом, при $s = \lambda_0/8$ следует ожидать высокого качества дифференцирования. При $s = \lambda_0/4$ границы спектра выходят за интервал линейности ПФ (рис. 1.27(б)). Для оценки качества дифференцирования были рассчитаны профили отраженных пучков при $s = \lambda_0/8$ и $s = \lambda_0/4$. Расчет профилей отраженных пучков производился по формуле (1.48), при этом в качестве $R(k_y)$ использовался строго рассчитанный с помощью метода фурье-мод коэффициент отражения интегральной структуры для волноводной моды. На рис. 1.29 показаны падающий пучок, модули рассчитанных профилей отраженных пучков при $s = \lambda_0/8$ (а) и $s = \lambda_0/4$ (б) и модули аналитически вычисленной производной гауссовой функции. Модули производной приведены с масштабными множителями, выбранными из условия совпадения максимумов аналитической производной и отраженного сигнала. Для характеристики качества дифференцирования будем использовать среднеквадратическое отклонение (СКО) между модулями отраженного пучка и аналитической производной, нормированное на максимальную амплитуду отраженного пучка. На рис. 1.29(а) видно высокое качество дифференцирования, СКО в этом случае составляет всего 1,3%. Отметим, что при расчете СКО минимумы графиков на рис. 1.29(а) совмещались, то есть сдвиг отраженного сигнала не учитывался. При этом максимальная амплитуда отраженного сигнала составляет 0,035. При увеличении добротности резонанса (при $s = \lambda_0/4$) качество дифференцирования ухудшается, и СКО между амплитудой отраженного пучка и аналитической производной составляет 3,9% (рис. 1.29(б)). В то же время максимальная амплитуда отраженного пучка возрастает до 0,14. Таким образом, за счет выбора величины s (определяющей добротность резонанса) можно добиться нужного «баланса» между качеством дифференцирования и энергией отраженного пучка.

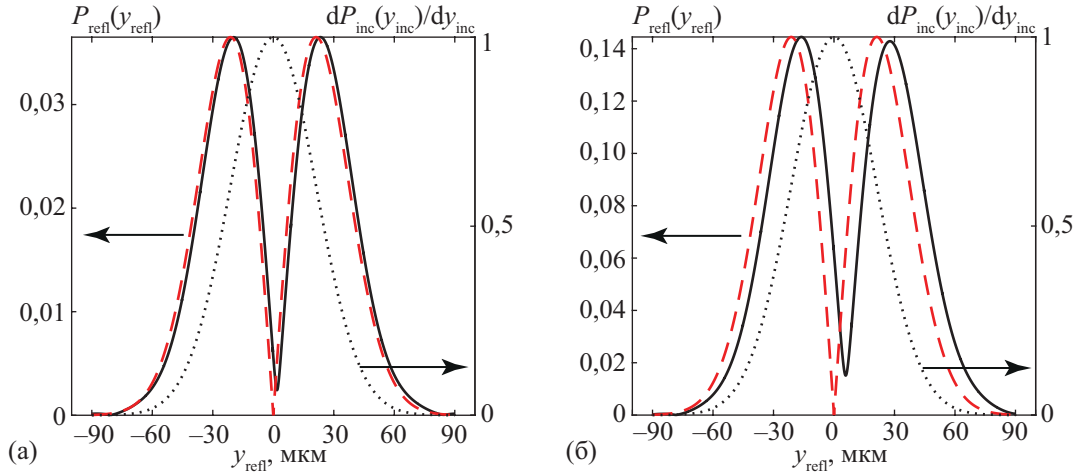


Рисунок 1.29 — Модуль профиля отраженного пучка (сплошная черная линия) и аналитически вычисленная производная гауссовой функции (пунктирная красная линия) (ось слева), и профиль падающего пучка (черная пунктирная линия, ось справа) при $s = \lambda_0/8$ (а) и $s = \lambda_0/4$ (б).

Пример 2. Рассмотрим дифференцирование волноводного импульса с центральной частотой $\omega_0 = 2,99 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и с гауссовым профилем огибающей: $E_{\text{inc}}(t) = \exp(-t^2/\sigma_t^2)$. В данном случае импульс соответствует суперпозиции волноводных мод одного направления, но различных угловых частот, сгруппированных в окрестности центральной частоты ω_0 . Нормированный спектр импульса $G(\omega_{\text{inc}}) \sim \exp(-\sigma_t^2 \omega_{\text{inc}}^2/4)$ при $\sigma_t = 30 \text{ фс}$ показан пунктирными линиями на рис. 1.26(в) и 1.27(в). На рис. 1.30 показаны огибающая падающего импульса, модули огибающих отраженного импульса, рассчитанные при $s = \lambda_0/8$ (а) и $s = \lambda_0/4$ (б), а также модули аналитически вычисленной производной гауссовой функции. Рис. 1.30 показывает высокое качество дифференцирования, СКО между огибающей отраженного импульса и аналитической производной составляет 1,2% и 4,7% при $s = \lambda_0/8$ и $s = \lambda_0/4$ соответственно. При этом максимальные амплитуды огибающей отраженного импульса составляют 0,05 и 0,17. Как и в примере 1, для резонанса с большей добротностью наблюдается ухудшение качества дифференцирования при возрастании амплитуды огибающей отраженного импульса. Как и в случае пространственного дифференцирования, сдвиг огибающей отраженного импульса относительно аналитической производной обусловлен линейной фазой у ПФ (рис. 1.26(в) и 1.27(в)). Величину сдвига τ (задержки импульса вследствие взаимодействия с резонансной структурой) можно интерпретировать как время выполнения операции дифференцирования. В [33] показано, что $\tau \sim 1/\text{Im } \omega_r$. Для представленных

на рис. 1.30 примеров время дифференцирования составляет 2 фс и 6 фс при $s = \lambda_0/8$ и $s = \lambda_0/4$ соответственно.

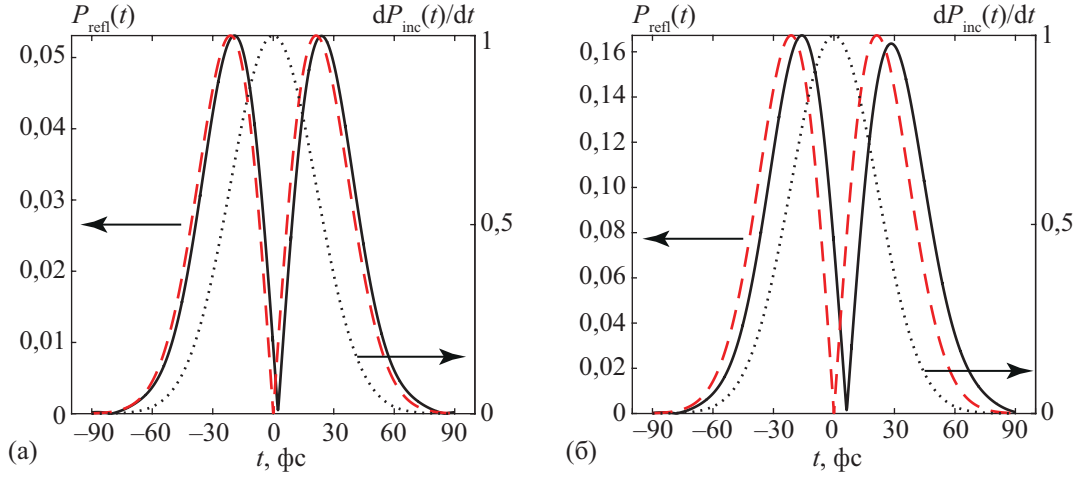


Рисунок 1.30 — Модуль профиля отраженного импульса (сплошная черная линия) и аналитически вычисленная производная гауссовой функции (пунктирная красная линия) (ось слева), и профиль падающего импульса (черная пунктирная линия, ось справа) при $s = \lambda_0/8$ (а) и $s = \lambda_0/4$ (б).

Пример 3. Наконец, рассмотрим дифференцирование пространственно-временного волноводного сигнала. Пусть он имеет ту же центральную частоту $\omega_0 = 2,99 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и гауссов пространственно-временной профиль (огibaющую) $E_{\text{inc}} = \exp(-y_{\text{inc}}^2/\sigma_y^2 - t^2/\sigma_t^2)$. Спектр сигнала запишется в виде $G(k_{y,\text{inc}}, \omega_{\text{inc}}) \sim \exp(-k_{y,\text{inc}}^2 \sigma_x^2/4 - \omega_{\text{inc}}^2 \sigma_t^2/4)$. Ширина спектра по уровню $1/e^2$ при $\sigma_y = 30 \text{ мкм}$ и $\sigma_t = 30 \text{ фс}$ показана пунктирным эллипсом на рис. 1.26(а). В соответствии с выражением для пространственно-временной ПФ $H_{\text{st}}(k_{y,\text{inc}}, \omega_{\text{inc}})$ (1.52), отраженный от интегральной структуры сигнал будет соответствовать линейной суперпозиции производных, взятых по переменным y_{refl} и t :

$$P_{\text{refl}}(y_{\text{refl}}, t) = -i \left(\alpha \frac{\partial E_{\text{inc}}(y_{\text{refl}}, t)}{\partial y_{\text{refl}}} - \beta \frac{\partial E_{\text{inc}}(y_{\text{refl}}, t)}{\partial t} \right) \quad (1.53)$$

$$= 2i \exp(-y_{\text{refl}}^2/\sigma_y^2 - t^2/\sigma_t^2) (\alpha y_{\text{refl}}/\sigma_y^2 - \beta t/\sigma_t^2),$$

где значения $\alpha = -1,274 \text{ мкм}$ и $\beta = 1,87 \text{ фс}$, соответствующие рассматриваемому примеру, рассчитаны численно как производные ПФ на рис. 1.26(б) и 1.26(в) при $k_{y,\text{inc}} = 0$ и $\omega_{\text{inc}} = 0$ соответственно. Отметим, что поскольку в спектре отражения структуры присутствует строгий нуль, полученные значения α и β — действительные. В этом случае выражение (1.53) соответствует производной по направлению, определяемому вектором $\mathbf{d} = (\alpha, -\beta)$ в пространстве (y_{refl}, t) . Из (1.51) и (1.52) и резонансных аппроксимаций коэффициента отражения [35]

можно получить следующую связь между α и β , определяющую направление дифференцирования $\mathbf{d}$:

$$\frac{\beta}{\alpha} \approx \frac{n_{\text{eff,TE}}}{c} \operatorname{tg} \theta_0 + \frac{1}{\cos \theta_0} \frac{1}{\operatorname{Re}(\partial \omega_p / \partial k_y)}, \quad (1.54)$$

где θ_0 — угол нулевого отражения, а ω_p — комплексная частота собственной моды волноводной структуры. Согласно (1.54), направление дифференцирования $\mathbf{d}$ определяется углом θ_0 и дисперсией волноводной моды $\omega_p = \omega_p(k_y)$, которые, в свою очередь, зависят от геометрических и материальных параметров структуры, в частности, ширины выемок s . В рассмотренном примере $\beta/\alpha = -1,47$ фс/мкм при $s = \lambda_0/8$ и $\beta/\alpha = -1,18$ фс/мкм при $s = \lambda_0/4$. Этим значениям соответствуют углы $55,77^\circ$ и $49,72^\circ$ между направлением $\mathbf{d}$ и осью y_{refl} при $s = \lambda_0/8$ и $s = \lambda_0/4$ соответственно.

На рис. 1.31(а) показан модуль огибающей отраженного импульса при $s = \lambda_0/8$, который находится в соответствии с оценкой (1.53), СКО при этом составляет 3,7%. На рис. 1.31(б) показан профиль отраженного оптического сигнала вдоль линии $(y_{\text{refl}}, t) = (y_0 + \alpha \xi, t_0 - \beta \xi)$, соответствующей направлению распространения $\mathbf{d}$, где $(y_0, t_0) = (1,8 \text{ мкм}, 2,34 \text{ фс})$ — центр отраженного сигнала. Этот профиль находится в хорошем соответствии со строго вычисленной производной по направлению $D(\xi) = dE_{\text{inc}}(\alpha \xi, -\beta \xi)/d\xi$, показанной штриховой линией. СКО между кривыми на рис. 1.31(б) составляет 1,7%. Таким образом, пространственно-временной профиль отраженного оптического сигнала в рассмотренном примере соответствует производной от падающего сигнала по направлению $\mathbf{d}$.

Интеграторы и дифференциаторы на основе диэлектрической ступеньки на поверхности волновода. Как было показано выше, преобразование резонансной дифракционной структурой пучка, распространяющегося в волноводе, может быть описано в терминах теории линейных систем. При этом в качестве передаточной функции выступает комплексный коэффициент отражения (в случае работы с отраженным пучком) или пропускания (в случае работы с прошедшим пучком) структуры. Рассмотрим применение резонансной интегральной структуры, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода и рассмотренной выше, в качестве интегратора или дифференциатора профиля пучка, распространяющегося в волноводе.

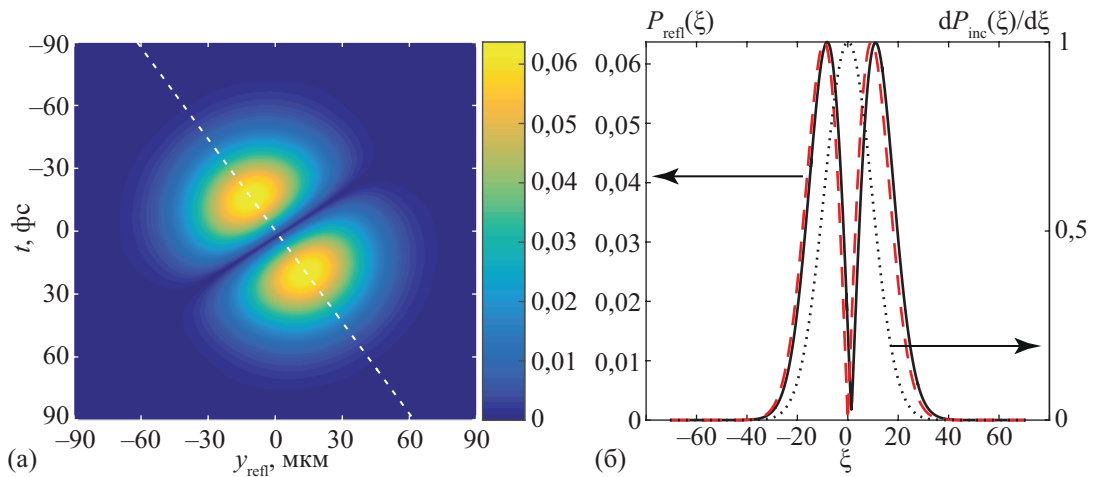


Рисунок 1.31 — (а) Модуль пространственно-временной огибающей отраженного сигнала. (б) Сечение модуля пространственно-временной огибающей вдоль прямой, показанной на рис. (а) (сплошная черная линия) и модуль аналитически рассчитанной производной по направлению от падающего сигнала (красная штриховая линия). Пунктирная черная линия показывает сечение пространственно-временного профиля падающего сигнала.

Параметры рассматриваемого примера совпадают с параметрами примера, рассмотренного выше в разделе 1.1.

На рисунке 1.32 показана геометрия задачи дифракции пучка, распространяющегося в волноводе, на ступеньке на его поверхности. Показаны системы координат, связанные с падающим, отраженным и прошедшим пучками. Также схематично показано выполнение операций интегрирования профиля пучка в отражении и дифференцирования профиля пучка в пропускании, описанные ниже.

На рисунке 1.33 показано отражение $|R(w, \theta)|^2$ и пропускание $|T(w, \theta)|^2$ ступеньки в зависимости от угла падения θ и ширины ступеньки w в случае падения ТЕ-поляризованной моды, где $R(w, \theta)$ и $T(w, \theta)$ — комплексные коэффициенты отражения и пропускания ступеньки соответственно. Точки, отмеченные белыми и черными звездочками на рис. 1.33, соответствуют примерам структур для пространственного интегрирования и дифференцирования, рассмотренным ниже.

Рассмотрим сначала пространственное интегрирование пучка, распространяющегося в волноводе. Наличие высокодобротных резонансов на рис. 1.33 обуславливает возможность использования рассматриваемой структуры в качестве пространственного оптического интегратора, работающего в отражении [61, 106]. Действительно, вблизи резонанса коэффициент отражения может быть ап-

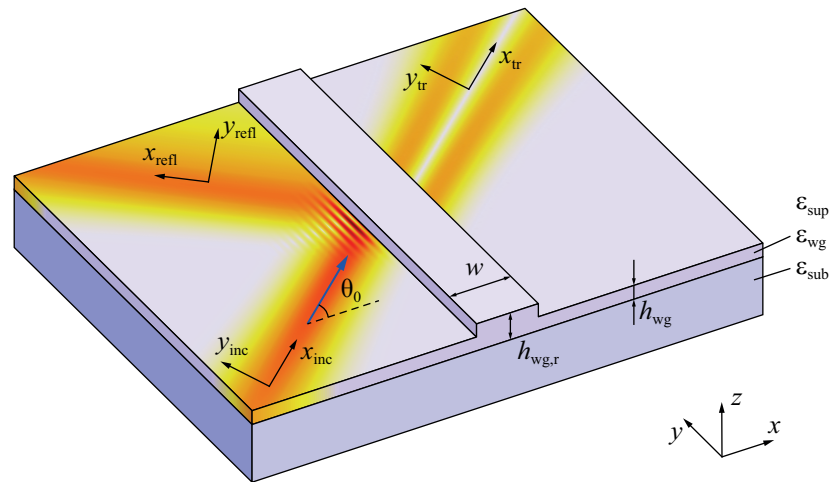


Рисунок 1.32 — Геометрия задачи дифракции пучка, распространяющегося в плоскопараллельном волноводе, на диэлектрической ступеньке на поверхности волновода и схематичное изображение операций интегрирования профиля падающего пучка в отражении и дифференцирования профиля пучка в пропускании.

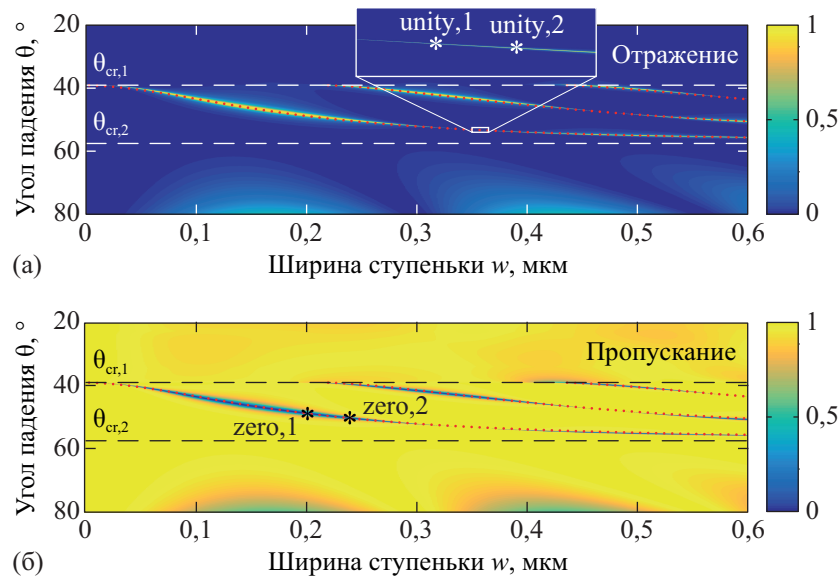


Рисунок 1.33 — Отражение (а) и пропускание (б) ступеньки в зависимости от ее ширины w (горизонтальная ось) и угла падения θ (вертикальная ось). Пунктирные прямые показывают границы резонансной области и соответствуют углам отсечки ТМ-поляризованных мод вне ступеньки (верхние прямые) и внутри нее (нижние прямые). Точечные кривые показывают дисперсионные кривые «кросс-поляризованных» мод ступеньки. Точки, отмеченные белыми и черными звездочками, соответствуют примерам структур для пространственного интегрирования и дифференцирования, рассмотренным ниже.

проксимирован профилем Фано [106]:

$$R(k_y) \approx r + \frac{b}{k_y - k_{y,p}}, \quad (1.55)$$

где r — нерезонансный коэффициент отражения, b — коэффициент, описывающий эффективность возбуждения падающим светом собственной моды структуры, а $k_{y,p} = k'_{y,p} + ik''_{y,p}$ — комплексная константа распространения собственной моды, соответствующей полюсу функции $R(k_y)$. Предполагая, что $k_{y,0} = k'_{y,p}$, $R(k_{y,0}) = 1$, а также что нерезонансным коэффициентом отражения r в выражении (1.55) можно пренебречь, мы можем записать ПФ $H_R(k_{y,inc})$ (см. рис. 1.32) в следующем виде:

$$H_R(k_{y,inc}) = \frac{\gamma}{k_{y,inc} - i\gamma}, \quad (1.56)$$

где $\gamma = k''_{y,p} / \cos \theta_0$. ПФ в уравнении (1.56) представляет собой аппроксимацию ПФ идеального интегратора по пространственной переменной $H_{int}(k_{y,inc}) = 1 / (ik_{y,inc})$. При увеличении добротности резонанса (т. е. при уменьшении мнимой части константы распространения моды $k''_{y,p}$) точность аппроксимации также увеличивается.

В качестве примера сплошные кривые на рис. 1.34(а), 1.34(б) и 1.34(г), 1.34(д) показывают амплитуды и фазы ПФ $H_R(k_{y,inc})$, рассчитанные в двух резонансных точках, в которых отражение обращается в единицу: $(w_{unity,1}, \theta_{unity,1}) = (0,355 \text{ мкм}, 53,28^\circ)$ (точка 1) и $(w_{unity,2}, \theta_{unity,2}) = (0,36 \text{ мкм}, 53,37^\circ)$ (точка 2). Эти точки отмечены белыми звездочками на врезке на рис. 1.33(а).

Резонансные аппроксимации, рассчитанные с помощью выражения (1.56), показаны пунктирными кривыми на рисунках 1.34(а), 1.34(б) и 1.34(г), 1.34(д) и находятся в хорошем соответствии со строго рассчитанными ПФ. Параметры аппроксимаций $\gamma = \gamma_1 = 0,0011 \text{ мкм}^{-1}$ (точка 1) и $\gamma = \gamma_2 = 0,0018 \text{ мкм}^{-1}$ (точка 2) были найдены из условия наилучшей аппроксимации уравнением (1.56) рассчитанных угловых спектров.

Рассмотрим теперь интегрирование пучка, распространяющегося в волноводе и имеющего профиль $P_{inc}(y_{inc}) = (-2y_{inc}/\sigma^2) \exp(-y_{inc}^2/\sigma^2)$, который соответствует производной гауссовой функции $g(y_{inc}) = \exp(-y_{inc}^2/\sigma^2)$. Нормированный пространственный спектр пучка

$$-iG(k_{y,inc}) = \left[\sigma k_{y,inc} / (2\sqrt{\pi}) \right] \exp(-k_{y,inc}^2 \sigma^2 / 4)$$

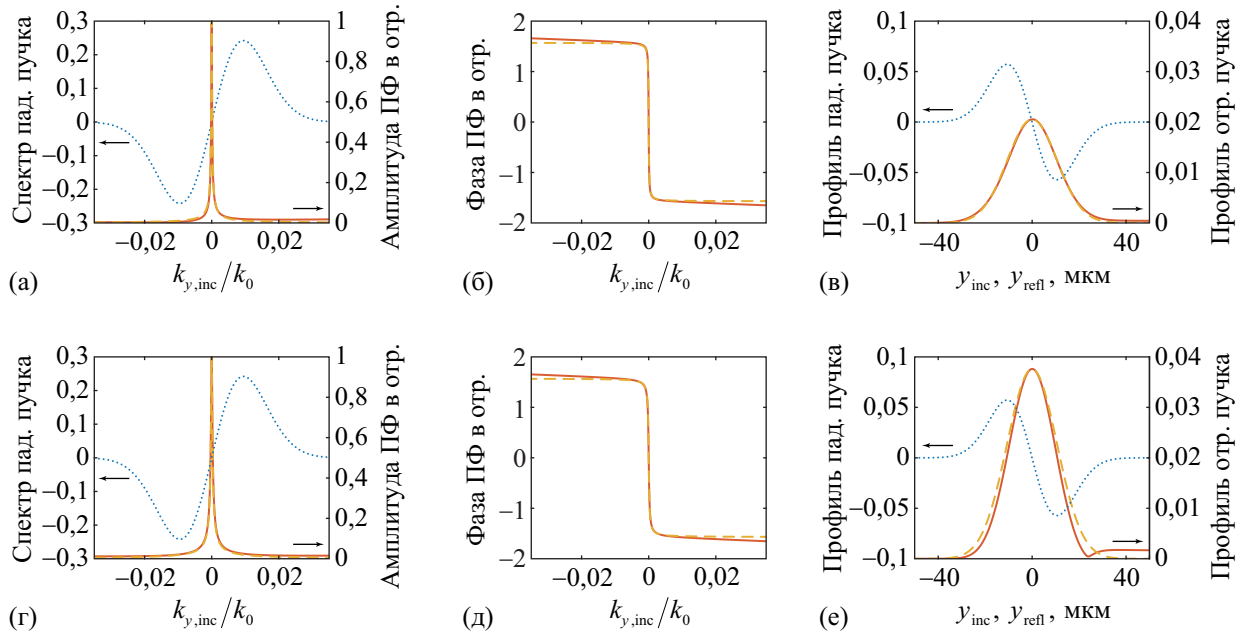


Рисунок 1.34 — Амплитуды (абсолютные величины) и фазы (аргументы) ПФ в отражении $H_R(k_{y,\text{inc}})$, рассчитанные в точках $(w_{\text{unity},1}, \theta_{\text{unity},1}) = (0,355 \text{ мкм}, 53,28^\circ)$ (а), (б) и $(w_{\text{unity},2}, \theta_{\text{unity},2}) = (0,36 \text{ мкм}, 53,37^\circ)$ (г), (д). Точечные кривые на рис. (а) и (г) показывают спектр падающего пучка, пунктирные кривые на рис. (а), (б) и (г), (д) показывают амплитуды и фазы аппроксимаций ПФ, рассчитанных с помощью уравнения (1.56). (в), (е) Абсолютные величины рассчитанных профилей отраженных пучков, соответствующие ПФ, показанным на рис. (а), (б) и (г), (д) соответственно. Точечные кривые на рис. (в) и (е) показывают профиль падающего пучка, пунктирные кривые показывают абсолютные величины аналитически рассчитанного интеграла.

при $\sigma = 15 \text{ мкм}$ показан пунктирной кривой на рис. 1.34(а) и 1.34(г). Ширина пространственного спектра падающего пучка по уровню 0,1 относительно максимального значения составляет $W = 0,052k_0$. Для оценки качества интегрирования были рассчитаны профили отраженного пучка $P_{\text{refl}}(y_{\text{refl}})$. Рисунки 1.34(в) и 1.34(е) показывают падающий пучок (точечные кривые), аналитически рассчитанный интеграл профиля падающего пучка (пунктирные кривые), а также абсолютные величины профилей отраженных пучков (сплошные кривые), соответствующих ПФ на рис. 1.34(а) и 1.34(г). Отраженные пучки нормированы на максимальную амплитуду падающего пучка. Аналитически рассчитанный интеграл (функция $g(y_{\text{refl}})$) показан таким образом, чтобы его значение совпадало с амплитудой отраженного сигнала при $y_{\text{refl}} = 0$.

Резонанс в точке $(w_{\text{unity},1}, \theta_{\text{unity},1})$ (рис. 1.34(а)) имеет более высокую добротность по сравнению с резонансом в точке $(w_{\text{unity},2}, \theta_{\text{unity},2})$

(рис. 1.34(г)). Таким образом, можно ожидать, что качество интегрирования в точке $(w_{\text{unity},1}, \theta_{\text{unity},1})$ (рис. 1.34(в)) будет выше, чем в точке $(w_{\text{unity},2}, \theta_{\text{unity},2})$ (рис. 1.34(е)). В качестве меры качества интегрирования использовалось нормированное СКО абсолютной величины отраженного пучка от аналитически рассчитанного интеграла, соответствующего гауссовой функции. Для рассмотренных примеров значения СКО составляют 1,2% (рис. 1.34(в)) и 4,2% (рис. 1.34(е)). Отметим, что для первого интегратора, соответствующего точке $(w_{\text{unity},1}, \theta_{\text{unity},1})$, значение СКО не превышает 5% для падающих сигналов с шириной пространственного спектра в диапазоне $0,013k_0 \leq W \leq 0,1k_0$. Максимальная ширина спектра сравнима с шириной, достигнутой в работе [61].

Из рис. 1.34 следует, что чем выше качество интегрирования (чем выше добротность), тем ниже амплитуда отраженного сигнала. Максимальные амплитуды отраженного сигнала, нормированные на максимальную амплитуду падающего пучка для рассмотренных примеров составляют 0,02 (рис. 1.34(в)) и 0,038 (рис. 1.34(е)). Таким образом, за счет выбора добротности резонанса может быть достигнут требуемый компромисс между качеством интегрирования и амплитудой отраженного пучка. Интересно отметить, что в отличие от ранее предложенных оптических интеграторов, основанных на брэгговских решетках с дефектным слоем [106] и т.н. W-структурах [61], увеличение добротности (необходимое для увеличения качества интегрирования) не обязательно сопровождается увеличением размеров структуры в направлении распространения.

Следует также отметить, что интегрирование более высокого порядка может быть реализовано за счет использования нескольких последовательно расположенных ступенек аналогично тому, как это было сделано при реализации операции дифференцирования второго порядка в отражении с помощью акустических метаматериалов [255].

Рассмотрим теперь применение исследуемой структуры для вычисления пространственной производной профиля падающего пучка. Как показано выше в разделе 1.1, коэффициент пропускания ступеньки строго обращается в нуль в резонансных условиях, что позволяет использовать структуру в качестве оптического дифференциатора, работающего в пропускании [104]. Действительно, предположим, что коэффициент пропускания $T(k_y)$ обращается в нуль при некотором угле падения θ_0 и ширине ступеньки w . Раскладывая ПФ в ряд Тейлора в точке $k_{y,\text{inc}} = 0$ до линейного члена, получим:

$$H_T(k_{y,\text{inc}}) \approx \alpha_T k_{y,\text{inc}}. \quad (1.57)$$

Таким образом, в первом приближении эта ПФ пропорциональна ПФ точного дифференциатора $H_{\text{diff}}(k_{y,\text{inc}}) = ik_{y,\text{inc}}$.

В качестве примера на рис. 1.35(а) показаны амплитуды (абсолютные значения) и фазы (аргументы) ПФ $H_T(k_{y,\text{inc}})$, рассчитанные в точке $(w_{\text{zero},1}, \theta_{\text{zero},1}) = (0,2 \text{ мкм}, 48,62^\circ)$, отмеченной черной звездочкой на рис. 1.33(б), где $w_{\text{zero},1}$ и $\theta_{\text{zero},1}$ — ширина ступеньки и угол падения, при которых коэффициент пропускания обращается в нуль. Рисунок 1.35(а) показывает, что в окрестности точки $k_{y,\text{inc}} = 0$ (т. е. при $\theta_0 = \theta_{\text{zero},1}$) ПФ ступеньки находится в хорошем соответствии с ПФ точного дифференциатора. Отметим, что линейная фаза ПФ приводит лишь к сдвигу прошедшего пучка аналогично эффекту Гуса–Хенхен и не влияет на качество дифференцирования.

Рассмотрим дифференцирование пучка, распространяющегося в волноводе и имеющего гауссов профиль $P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}}) = \exp(-y_{\text{inc}}^2/\sigma^2)$. Нормированный спектр пучка $(2\sqrt{\pi}/\sigma) G(k_{y,\text{inc}}) = \exp(-k_{y,\text{inc}}^2 \sigma^2/4)$ при $\sigma = 25 \text{ мкм}$ показан пунктирной кривой на рис. 1.35(а). Ширины пучка $P_{\text{inc}}(y_{\text{inc}})$ и его спектра $G(k_{y,\text{inc}})$ (W) по уровню 0,1 относительно максимального значения составляют 75,9 мкм и $0,024k_0$ соответственно.

Для оценки качества дифференцирования был рассчитан профиль прошедшего пучка $P_{\text{tr}}(y_{\text{tr}})$. Рисунок 1.35(б) показывает падающий пучок (точечная кривая), абсолютную величину рассчитанного профиля прошедшего пучка (сплошная кривая), а также абсолютную величину аналитически рассчитанной производной гауссовой функции (пунктирная кривая). Аналитически рассчитанная производная нормирована таким образом, чтобы ее максимальное значение совпадало с максимальным значением прошедшего сигнала. Аналогично случаю интегрирования, для оценки качества дифференцирования использовалось значение СКО прошедшего пучка от аналитически рассчитанной производной. Из рис. 1.35(б) следует, что качество дифференцирования является высоким; действительно, значение СКО в этом случае составляет всего лишь 1,2%. Отметим, что при расчете СКО сдвиг прошедшего пучка не учитывался (т. е. минимумы прошедшего пучка и точной производной были совмещены). Максимальная амплитуда прошедшего пучка в данном примере равна 0,123. Следует также отметить, что для данной структуры СКО не превышает 5% при ширинах пространственного спектра падающего пучка $W \leq 0,06k_0$.

Аналогично случаю оптического вычисления интеграла, рассмотренному выше, требуемый компромисс между качеством дифференцирования и ампли-

тудой прошедшего пучка может быть достигнут за счет выбора добротности резонанса. Например, рассмотрим другую резонансную точку $(w_{\text{zero},2}, \theta_{\text{zero},2}) = (0,24 \text{ мкм}, 50,14^\circ)$, также отмеченную черной звездочкой на рис. 1.33(б), в которой коэффициент пропускания тоже обращается в нуль. В этой точке резонансный минимум является более узким (т. е. резонанс имеет более высокую добротность). Таким образом, соответствующая ПФ, показанная на рис. 1.35(в) имеет меньший интервал линейности, но большую амплитуду. Таким образом, в этом случае следует ожидать ухудшения качества дифференцирования и одновременного увеличения амплитуды прошедшего пучка. Абсолютная величина рассчитанного профиля прошедшего пучка, соответствующего точке $(w_{\text{zero},2}, \theta_{\text{zero},2})$, показана на рис. 1.35(г). В этом случае значение СКО действительно выше, чем в предыдущем примере и составляет 3,5%. В то же время максимальная амплитуда прошедшего сигнала также становится выше и равна 0,21.

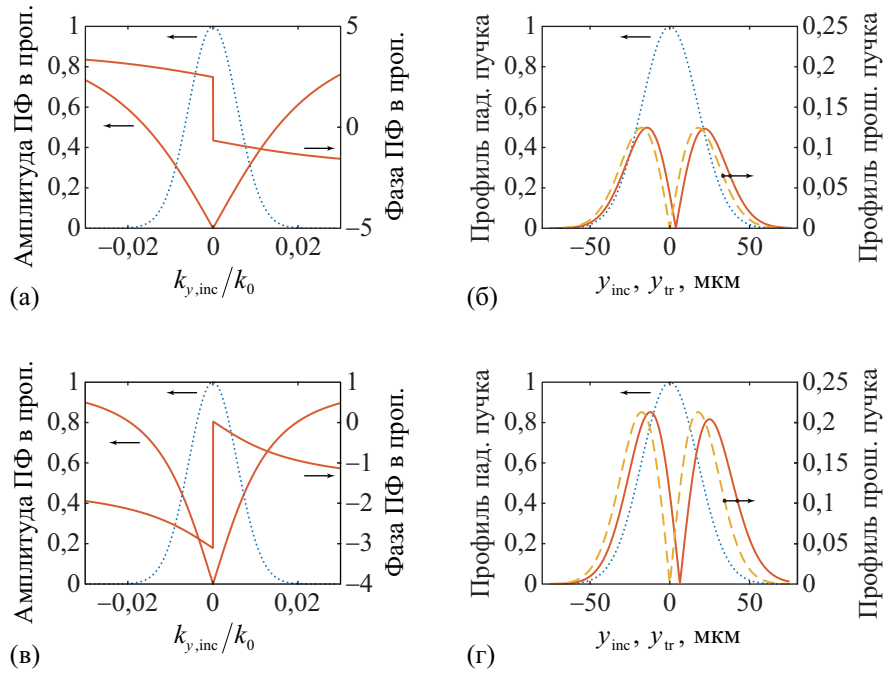


Рисунок 1.35 — Амплитуды (абсолютные величины) и фазы (аргументы) ПФ в пропускании $H_T(k_{y,\text{inc}})$, рассчитанных в точках $(w_{\text{zero},1}, \theta_{\text{zero},1}) = (0,2 \text{ мкм}, 48,62^\circ)$ (а) и $(w_{\text{zero},2}, \theta_{\text{zero},2}) = (0,24 \text{ мкм}, 50,14^\circ)$ (в). Точечные кривые на рис. (а) и (в) показывают нормированный спектр падающего гауссова пучка. (б), (г) Абсолютные величины рассчитанных профилей прошедших пучков, соответствующих ПФ, показанным на рис. (а) и (в) соответственно. Точечные кривые показывают падающий гауссов пучок, пунктирные кривые показывают абсолютные величины аналитически рассчитанной производной гауссовой функции.

Отметим, что в рассмотренных дифференциаторах на основе ступеньки на поверхности волновода (рис. 1.35) ширина ступеньки примерно в три раза меньше длины волны падающего света в свободном пространстве $\lambda = 630$ нм, в то время как высота ступеньки $h_r = h_{wg,r} - h_{wg}$ является существенно субволновой. Из рис. 1.33 следует, что ширина дифференциатора или интегратора может выбираться за счет выбора различных точек (w, θ) , расположенных на дисперсионных кривых резонансов. В частности, в окрестности угла отсечки $\theta_{cr,1}$ ширина ступеньки может составлять 10–100 нм в зависимости от требуемой добротности резонанса.

Также следует отметить, что дифференцирование более высокого порядка может быть реализовано с помощью нескольких последовательно расположенных ступенек на поверхности волновода (число ступенек равно порядку вычисляемой производной) аналогично тому, как это было сделано в работе [34] для случая дифференциаторов на основе дифракционных решеток, также работающих в пропускании.

1.2.3 Интерферометры Жире–Турнуа

В настоящем подразделе рассмотрены интегральные интерферометры Жире–Турнуа (ИЖТ) для излучения, распространяющегося в плоскопараллельном волноводе. Отметим, что ИЖТ для излучения, распространяющегося в свободном пространстве, известны достаточно давно и были предложены в 1964 году [163]. Интерферометры (эталон) указанного типа состоят из плоскопараллельной диэлектрической пластинки, на границах раздела которой находятся зеркала. Первое зеркало является частично отражающим, а второе имеет единичный коэффициент отражения (см. врезку к рис. 1.36). Аналогично интерферометру Фабри–Перо, ИЖТ проявляет резонансные оптические свойства из-за многократных отражений между границами раздела пластинки. Если в ИЖТ нет поглощения, интенсивность отраженного света всегда равна единице, тогда как его фаза изменяется резонансным образом. Это делает ИЖТ полезными в различных приложениях, включающих, в частности, компенсацию дисперсии и сжатие частотно-модулированных световых импульсов [163–165].

Интерферометры Жире–Турнуа на основе структуры из выемок на поверхности волновода. Предлагаемые интегральные интерферометры Жире–Турнуа (ИЖТ) состоят из одной или нескольких субволновых выемок на поверхности полубесконечного плоскопараллельного диэлектрического волновода и, как и все рассмотренные выше структуры, работают при наклонном падении ТЕ-поляризованной волноводной моды с плоским волновым фронтом (рис. 1.36). На практике такие интегральные элементы на платформе плоскопараллельных диэлектрических волноводов используются с широкими пучками волноводных мод, имеющими малую расходимость, и имеют соответствующие поперечные размеры (размеры вдоль оси y ; см., например, недавнюю экспериментальную работу [256]). Как и ранее, будем предполагать, что рассматриваемый волновод является одномодовым, однако предлагаемые структуры могут работать и с более толстыми многомодовыми волноводами при условии, что падающая волна соответствует фундаментальной ТЕ-поляризованной моде (моде с наибольшим эффективным показателем преломления).

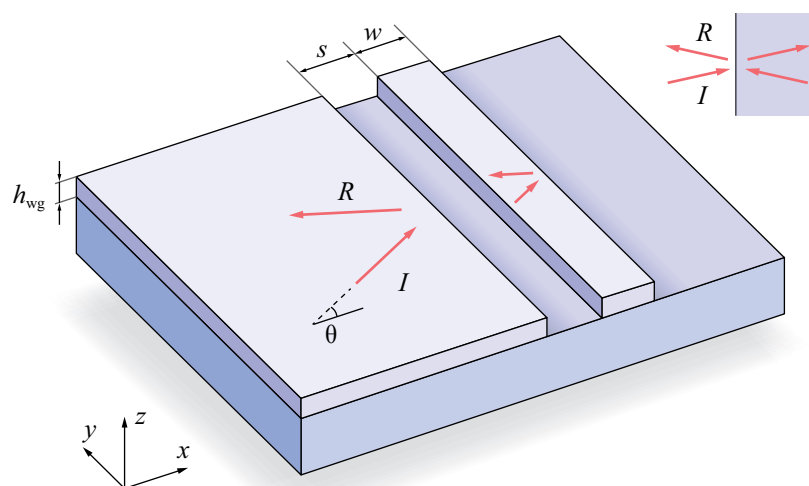


Рисунок 1.36 — Геометрия предлагаемого интегрального ИЖТ (структура инвариантна к переносу в направлении оси y). I и R обозначают падающую и отраженную ТЕ-поляризованные волноводные моды соответственно, θ — угол падения. На врезке показан «обычный» ИЖТ для излучения, распространяющегося в свободном пространстве.

Аналогично структурам, рассмотренным выше, при достаточно больших углах падения, превышающих некоторый «критический» угол, в рассматриваемой структуре остается открытым только один канал рассеяния - отраженная ТЕ-поляризованная мода (рис. 1.36) [149,214,216,236]. Действительно, поскольку

ку предполагается, что структура инвариантна к переносу в направлении оси y , тангенциальная компонента волнового вектора $k_y = k_0 n_{\text{eff,TE}} \sin \theta$ сохраняется для всех рассеянных волн. При достаточно больших углах падения значение k_y превышает волновые числа распространяющихся плоских волн в области над структурой и в подложке, а также превышает волновое число отраженной моды ТМ-поляризации. В результате все эти рассеянные волны становятся затухающими и не переносят энергию (см. подробное обсуждение в разделе 1.1 и работы [149, 214, 216–218, 236, 256, 257]). Таким образом, в структуре остается открытым единственный канал рассеяния, соответствующий отраженной ТЕ-поляризованной моде. Далее мы ограничимся рассмотрением этого «одноканального» режима, который принципиально важен для работы предлагаемых интегральных ИЖТ.

Рассмотрим сначала простейший ИЖТ, содержащий единственную выемку шириной s на поверхности полубесконечного волновода и отделяющую от нее ступеньку шириной w (рис. 1.36). В описанном выше режиме в структуре существует всего четыре распространяющиеся волны, представляющие собой волноводные моды с ТЕ-поляризацией: падающая волна, отраженная волна и две волны внутри ступеньки (см. красные стрелки на рис. 1.36). При попадании на правую грань ступеньки падающая на нее волна претерпевает полное внутреннее отражение, так что эта грань действует как идеальное зеркало с комплексным коэффициентом отражения единичной величины $r_2 = \exp(i\psi)$, где ψ — действительный фазовый сдвиг. Выемка, в свою очередь, работает в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения и играет роль первого (частично отражающего) зеркала ИЖТ. Его коэффициент отражения r_1 можно варьировать, изменяя ширину и (или) глубину выемки. Результирующий комплексный коэффициент отражения ИЖТ можно записать в виде

$$r = \frac{r_1 - e^{i(2 \arg r_1 + \delta + \psi)}}{1 - r_1 e^{i(\delta + \psi)}}, \quad (1.58)$$

где $\delta = 2 \cdot k_0 n_{\text{eff}} \cos \theta \cdot w$ — фазовый сдвиг, приобретаемый при прохождении через ступеньку туда и обратно (без учета дополнительных фазовых сдвигов, вносимых при отражении на левой и правой границах ступеньки). Переписав (1.58) в виде $r = -e^{i(\delta + \psi)} A^* / A$, где $A = r_1^{-1} - e^{i(\delta + \psi)}$, легко увидеть, что комплексный коэффициент отражения ИЖТ r и, следовательно, величина $\mathcal{R} = |r|^2$ имеют единичный модуль, а фаза отраженной волны $\arg r$ нелинейно зависит от фазового сдвига δ , что является характерной особенностью ИЖТ. Эта нелинейная

зависимость возникает из-за многократных отражений ТЕ-поляризованных мод в области ступеньки — механизма, аналогичного механизму работы интерферометра Фабри–Перо.

Прежде чем исследовать характеристики предлагаемого интегрального ИЖТ, изучим отражательную способность $|r_1|^2$ выемки в зависимости от ее ширины w и глубины d . В качестве примера моделировалась дифракция ТЕ-поляризованной волноводной моды с длиной волны в свободном пространстве $\lambda = 630$ нм, падающей под углом 55° на выемку на поверхности одномодового плоскопараллельного волновода. Как и для ряда других примеров, рассмотренных выше, использовались следующие параметры волновода: толщина $h_{wg} = 80$ нм, показатели преломления области над структурой, волновода и подложки $\epsilon_{sub} = 1,45^2$, $\epsilon_{wg} = 3,32^2$ (фосфид галлия) и $\epsilon_{sup} = 1$ соответственно. Волновод с такими параметрами поддерживает только фундаментальные ТЕ- и ТМ-поляризованные моды с эффективными показателями преломления $n_{eff,TE} = 2,591$ и $n_{eff,TM} = 1,633$ соответственно. Отметим, что выбранные значения параметров не являются уникальными, и результаты, аналогичные результатам, представленным ниже, могут быть получены для различных сочетаний материалов, диапазонов длин волн и углов падения при условии, что выполняются условия «одноканального» режима без паразитного рассеяния, описанного выше. Для набора параметров, приведенного выше, этот режим имеет место при $\theta > \arcsin(n_{eff,TM}/n_{eff,TE}) \approx 39,1^\circ$.

На рисунке 1.37 показаны зависимости пропускания выемки $1 - |r_1|^2$ от ее ширины s , рассчитанные для трех значений глубины выемки: $d = 80$ нм (в этом случае выемка «доходит» до подложки), $d = 55$ нм и $d = 40$ нм. Соответствующие толщины волновода в области выемки $h_{wg,g} = h_{wg} - d$ равны 0, 25 нм и 40 нм соответственно. При достаточно большой ширине выемки ее коэффициент пропускания определяется единственной, наиболее медленно затухающей волной. В частности, при $h_{wg,g} = 0$ энергия «передается» излучением в свободном пространстве, которое относительно быстро затухает при увеличении ширины выемки s . Однако при $h_{wg,g} = 25$ нм и $h_{wg,g} = 40$ нм скорость затухания ниже, чем при $h_g = 0$ (см. рис. 1.37). Это связано с тем, что при $h_{wg,g} = 25$ нм и $h_{wg,g} = 40$ нм волновод в области выемки поддерживает ТЕ-поляризованные волноводные моды с эффективными показателями преломления $n_{eff,g} = 1,669$ и $n_{eff,g} = 2,000$ соответственно, которые становятся затухающими при рассматриваемом угле падения θ . Поскольку эти моды затухают медленнее, чем излучение

в свободном пространстве, они определяют зависимость пропускания от ширины выемки:

$$1 - |r_1|^2 \sim \exp \left(-2k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 \sin^2 \theta - n_{\text{eff,g}}^2} \cdot s \right). \quad (1.59)$$

Пунктирными линиями на рис. 1.37 показаны экспоненциальные кривые, рассчитанные по формуле (1.59) (при $h_{\text{wg,g}} = 0$, когда волновод отсутствует в области выемки, будем считать, что $n_{\text{eff,g}} = 1$). При относительно большой ширине выемки эти кривые хорошо согласуются со строго рассчитанными графиками коэффициента пропускания и подтверждают описание механизма «передачи энергии», представленное выше.

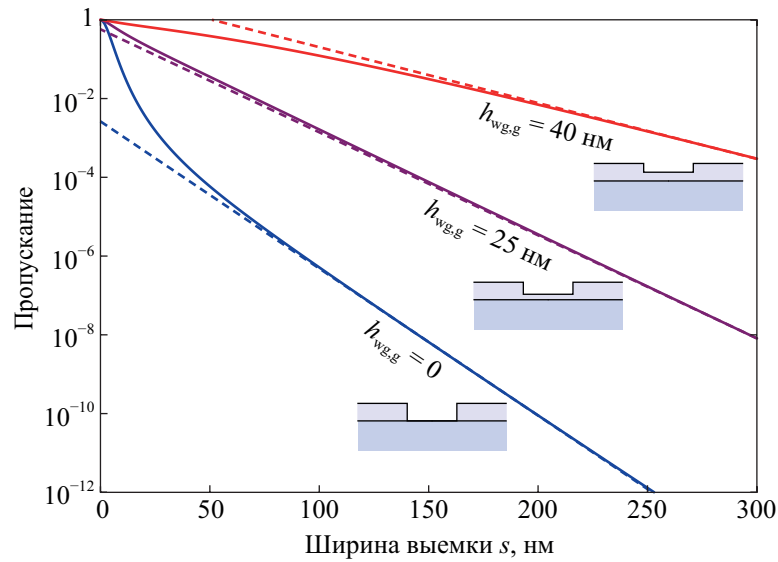


Рисунок 1.37 — Зависимость пропускания выемки от ширины s при трех толщинах волновода в области выемки: $h_{\text{wg,g}} = 0$ (синий), $h_{\text{wg,g}} = 25$ нм (фиолетовый) и $h_{\text{wg,g}} = 40$ нм (красный). Сплошные линии показывают строго рассчитанный коэффициент пропускания, пунктирные линии показывают экспоненциальную аппроксимацию на основе уравнения (1.59); на врезках показана геометрия выемки.

Из рис. 1.37 видно, что, изменяя глубину выемки d , можно выбрать, насколько быстро уменьшается пропускание (и, следовательно, увеличивается отражение) с увеличением ширины выемки s . Например, при $d = 80$ нм (в случае, когда выемка доходит до подложки), отражение становится больше 0,999 уже при $s = 30$ нм (см. сплошную синюю линию на рис. 1.37). С практической точки зрения такое быстрое увеличение отражательной способности потребовало бы при потенциальной экспериментальной реализации интегральных ИЖТ

изготовления структур с очень узкими выемками и очень точно контролируемой шириной. Поэтому в рассмотренных ниже примерах будем использовать глубину выемки $d = 40$ нм, которая обеспечивает более «плавное» увеличение отражательной способности при увеличении ширины s (см. сплошную красную линию на рис. 1.37) и, как следствие, позволяет снизить допуски на изготовление по ширине выемки (например, изменение ширины выемки с 200 нм до 210 нм приводит к небольшому увеличению отражения с 0,885 до 0,895).

Исследовав оптические свойства выемки, играющей роль первого (частично отражающего) зеркала интегрального интерферометра, вернемся теперь к рассмотрению простейшего ИЖТ, состоящего из одной ступеньки-резонатора, отделенной выемкой от плоскопараллельного волновода (рис. 1.36). Будем рассматривать структуры с фиксированной шириной ступеньки $w = 1000$ нм и различными ширинами выемки s , обеспечивающими различные значения отражательной способности первого зеркала. На рисунке 1.38 показана строго рассчитанная зависимость фазы отраженного излучения $\arg r$ от сдвига фазы δ для трех значений $|r_1|^2$: 0,1, 0,5 и 0,9. При используемой глубине выемки $d = 40$ нм эти значения обеспечиваются выемками с ширинами 12 нм, 79 нм и 211 нм соответственно. Для получения различных значений δ при постоянной ширине ступеньки длина волны в свободном пространстве падающей волноводной моды варьировалась в диапазоне от 480 до 780 нм, а угол падения был фиксирован и составлял $\theta = 55^\circ$. Из рис. 1.38 видно, что с увеличением отражения первой выемки зависимость $\arg r(\delta)$ становится существенно нелинейной. При значении $|r_1|^2$, близком к единице, исследуемая интегральная структура демонстрирует «ступенчатый» фазовый отклик, характерный для ИЖТ [258, 259]. Таким образом, рис. 1.38 подтверждает, что предлагаемая структура действительно может рассматриваться как интегральный аналог интерферометра Жире–Турнуа.

Быстрые изменения фазы на рис. 1.38 соответствуют возбуждению собственных мод структуры. Например, строгий расчет [241] собственных частот показывает, что ступенчатое увеличение фазы, происходящее между $\lambda = 600$ нм и 650 нм при $|r_1|^2 = 0,5$ (рис. 1.38), соответствует моде с комплексной частотой $\omega_p = 3,016 \cdot 10^{15} - 2,653 \cdot 10^{13}i$ с⁻¹ (комплексная длина волны $\lambda_p = 624,5 + 5,5i$ нм). Графики групповой задержки (ГЗ) $d \arg r / d\omega$ и дисперсии групповой задержки (ДГЗ) $d^2 \arg r / d\omega^2$, соответствующие этому резонансу, показаны на врезке на рис. 1.38. Отметим, что спектральное положение и полуширина по полуспа-

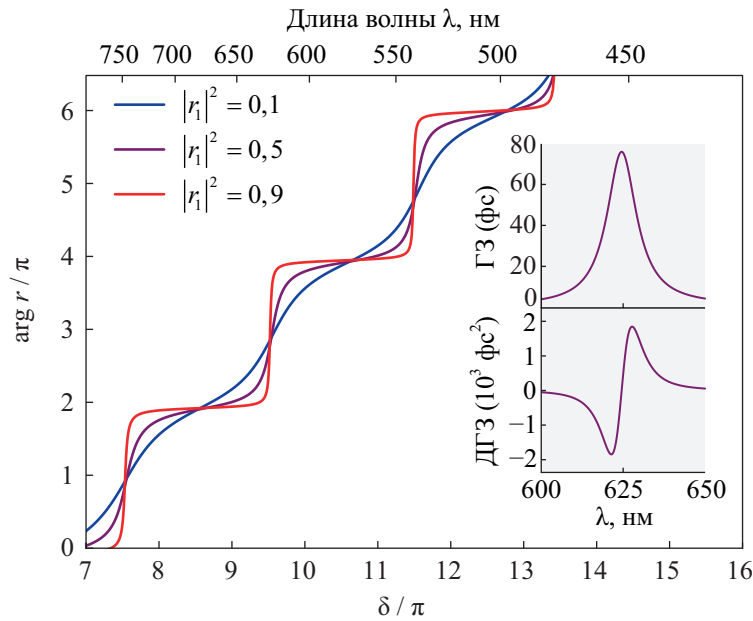


Рисунок 1.38 — Фаза $\arg r$ отраженной моды в случае интегрального ИЖТ, содержащего одну ступеньку с шириной $w = 1000$ нм, в зависимости от фазового набега δ для трех значений ширины выемки, обеспечивающих значения отражательной способности первого зеркала 0,1 (синий), 0,5 (фиолетовый) и 0,9 (красный). На врезке показаны групповая задержка (сверху) и дисперсия групповой задержки (снизу) при $|r_1|^2 = 0,5$.

ду пика групповой задержки отлично согласуются с действительной и мнимой частями λ_r соответственно. Установив связь между оптическими свойствами и резонансами, существующими в ИЖТ, мы можем обсудить в этих терминах их «чувствительность» к изменению параметров структуры. Ширина резонансной линии («крутизна» изменения фазы на рис. 1.38) в первую очередь определяется шириной выемки, допуск на изготовление которой кратко обсуждался выше. Дополнительные расчеты показывают, что небольшое изменение других геометрических параметров структуры в основном приводит к небольшому изменению спектрального положения резонансов. Такие неточности изготовления можно компенсировать путем изменения угла падения и (или) длины волны падающей волноводной моды.

Рассмотрим теперь более сложный ИЖТ, состоящий из нескольких связанных резонаторов-ступенек, разделенных выемками (см. врезку на рис. 1.39). Если в интересующем диапазоне частот ступенька поддерживает одну собственную моду, то N связанных ступенек будут поддерживать N различных собственных мод [260]. В этом случае коэффициент отражения можно выразить

через комплексные собственные частоты $\omega_{p,i}$ структуры [261]:

$$r(\omega) = e^{i\varphi_0} \prod_{i=1}^N \frac{\omega - \omega_{p,i}^*}{\omega - \omega_{p,i}}, \quad (1.60)$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$ — угловая частота падающего света, а φ_0 — некоторая нерезонансная («фоновая») фаза. Следует обратить внимание, что комплексные нули коэффициента отражения ИЖТ являются комплексно сопряженными его полюсов $\omega_{p,i}$, что является особенностью т. н. фазовых фильтров [261]. Фазу коэффициента отражения легко вычислить как

$$\arg r(\omega) = \varphi_0 + 2 \sum_{i=1}^N \arctan \frac{-\operatorname{Im} \omega_{p,i}}{\omega - \operatorname{Re} \omega_{p,i}}. \quad (1.61)$$

Дифференцируя это выражение, получим групповую задержку рассчитываемого фильтра:

$$\frac{d \arg r}{d\omega} = \sum_{i=1}^N \frac{-2 \operatorname{Im} \omega_{p,i}}{(\omega - \operatorname{Re} \omega_{p,i})^2 + (\operatorname{Im} \omega_{p,i})^2}. \quad (1.62)$$

Согласно формуле (1.62), групповая задержка широкополосного фильтра представляет собой сумму лоренцевых профилей. Взяв вторую производную, получим дисперсию групповой задержки:

$$\frac{d^2 \arg r}{d\omega^2} = \sum_{i=1}^N \frac{4 \operatorname{Im} \omega_{p,i} \cdot (\omega - \operatorname{Re} \omega_{p,i})}{[(\omega - \operatorname{Re} \omega_{p,i})^2 + (\operatorname{Im} \omega_{p,i})^2]^2}. \quad (1.63)$$

Следует обратить внимание, что формы линий величин ГЗ и ДГЗ, обеспечиваемые «одиночным» ИЖТ (см. врезку на рис. 1.38), соответствуют случаю $N = 1$ в уравнениях (1.62) и (1.63).

Оптимизируя параметры структуры, содержащей несколько ступенек (а именно, ширины ступенек и выемок), можно изменять положение полюсов в плоскости комплексных частот для получения требуемых значений ГЗ (уравнение (1.62)) или ДГЗ (уравнение (1.63)) в рассматриваемом диапазоне частот. Таким образом, уравнения (1.62) и (1.63) позволяют оценить диапазон возможных спектральных характеристик ГЗ и ДГЗ интегральных ИЖТ, состоящих из N ступенек.

Для иллюстрации представленного подхода решим актуальную практическую задачу создания фильтра с близкой к постоянной дисперсией групповой

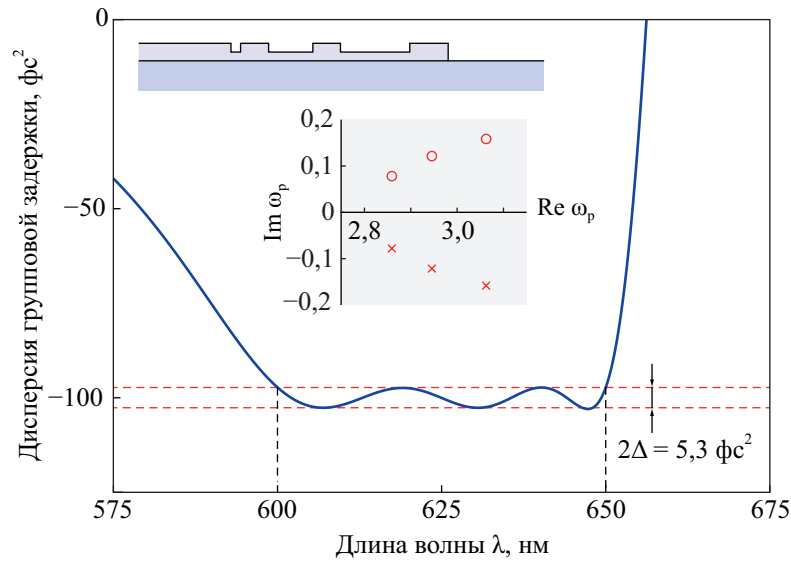


Рисунок 1.39 — Дисперсия групповой задержки, формируемая оптимизированным ИЖТ, содержащим три ступеньки (верхняя врезка) в зависимости от длины волны в свободном пространстве. Нижняя врезка показывает график полюсов и нулей рассчитанного фильтра в единицах 10^{15} с^{-1} .

задержки в требуемом спектральном диапазоне. В качестве примера был рассчитан фильтр, содержащий три ступеньки и работающий в диапазоне длин волн от 600 нм до 650 нм. Оптимизируя параметры структуры, удалось получить практически постоянную ДГЗ, лежащую в диапазоне $-100 \text{ фс}^2 \pm \Delta$, где $\Delta = 2,65 \text{ фс}^2$ (рис. 1.39). Для получения фильтра было сначала рассмотрено некоторое множество случайных начальных точек (наборов параметров структуры $w_i, s_i, i = 1, 2, 3$); в каждой начальной точке был применен квазиньютоновский метод Бroyдена–Флетчера–Гольдфарба–Шанно, который минимизировал среднеквадратическое отклонение ДГЗ от требуемого значения; наконец, лучшее решение было дополнительно оптимизировано с использованием другого критерия, минимизирующего максимальное отклонение от требуемого значения ДГЗ. Найденные ширины ступенек w_i и выемок s_i составляют $s_1 = 42 \text{ нм}$, $w_1 = 122 \text{ нм}$, $s_2 = 193 \text{ нм}$, $w_2 = 120 \text{ нм}$, $s_3 = 302 \text{ нм}$ и $w_3 = 167 \text{ нм}$ (геометрия оптимизированной структуры показана на верхней врезке на рис. 1.39). На нижней врезке на рис. 1.39 показан строго рассчитанный [241] график полюсов и нулей, который согласуется с уравнением (1.60). Рисунок 1.39 демонстрирует высокие рабочие характеристики рассчитанного ИЖТ, сравнимые с коммерчески доступными ИЖТ для излучения, распространяющегося в свободном пространстве [262]. Следует отметить, что можно дополнительно улучшить характеристики интегрального ИЖТ, увеличив количество пар «ступенька-выем-

ка», составляющих структуру. В частности, для рассматриваемого примера добавление четвертой ступеньки-резонатора позволяет на порядок (до $0,3 \text{ фс}^2$) уменьшить значение Δ в том же диапазоне длин волн (600–650 нм). В качестве альтернативы можно расширить рабочий диапазон до 600–670 нм, сохранив примерно такую же величину изменения ДГЗ в рабочем диапазоне ($\Delta = 2,7 \text{ фс}^2$).

Интерферометры Жире–Турнуа на основе диэлектрической ступеньки на поверхности волновода. Рассмотрим теперь еще один интегральный аналог ИЖТ, который показан на рис. 1.40. Предлагаемая структура состоит из одной диэлектрической ступеньки толщиной h_r и шириной w , находящейся на торце полубесконечного плоскопараллельного волновода толщиной h_{wg} . Как и ранее, ограничимся рассмотрением случая, когда оба плоскопараллельных волновода с толщинами h_{wg} и $h_{wg,r} = h_{wg} + h_r$ поддерживают только фундаментальные ТЕ- и ТМ-поляризованные моды. Однако эффекты, обсуждаемые ниже, также могут возникать в более толстых многомодовых волноводах.

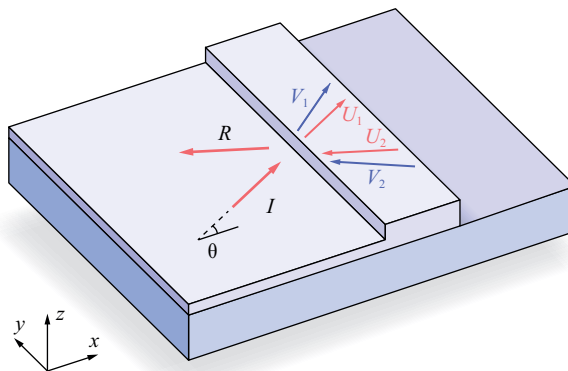


Рисунок 1.40 — Геометрия интегрального интерферометра Жире–Турнуа (структура инвариантна к переносу в направлении оси y). Стрелками схематично показаны направления распространения мод плоскопараллельного волновода внутри структуры. Красные стрелки показывают ТЕ-поляризованные моды, синие стрелки показывают ТМ-поляризованные моды.

Рассмотрим дифракцию ТЕ-поляризованной волноводной моды, наклонно падающей на ступеньку под углом падения θ (рис. 1.40). Как и ранее, сосредоточимся на диапазоне углов падения, в котором не происходит рассеяния энергии падающей моды из волновода и не возбуждается отраженная ТМ-поляризованная мода вне ступеньки. Поскольку справа от ступеньки нет волновода и нет «паразитного» рассеяния, вся энергия отражается на правой границе ступеньки

и, в конечном итоге, направляется в отраженную ТЕ-поляризованную волноводную моду. Следовательно, структура работает в геометрии полного внутреннего отражения и действительно может рассматриваться как интегральный аналог интерферометра Жире–Турнуа: левая граница ступеньки действует как частично отражающее первое зеркало, тогда как вторая граница соответствует второму зеркалу с высокой (единичной) отражательной способностью. Саму ступеньку при этом можно рассматривать как резонатор. Необходимо отметить, что при этом существует важное различие между исследуемой интегральной структурой и обычным интерферометром Жире–Турнуа (а также интегральным ИЖТ на основе выемок в волноводе, рассмотренным выше). Действительно, при углах падения $\theta_{\text{TM}} < \theta < \theta_{\text{TM},r}$ (см. подробное обсуждение выше в подразделе 1.1.3), в области ступеньки существуют как ТЕ-поляризованные, так и ТМ-поляризованные моды, в то время как в волноводе существуют только падающая и отраженная ТЕ-поляризованные моды.

Исследуем оптические свойства предлагаемого ИЖТ, рассмотрев структуру с толщинами волновода вне ступеньки и в области ступеньки $h_{\text{wg}} = 90$ нм и $h_{\text{wg},r} = 110$ нм соответственно. Остальные параметры (длина волны и диэлектрические проницаемости материалов структуры) совпадают с параметрами примеров, рассмотренных выше. Подчеркнем, что выбранные значения параметров не являются уникальными (оптимизация параметров структуры не проводилась) и что эффекты, описанные ниже, можно наблюдать для широкого диапазона материалов и толщин волноводов. Для рассматриваемого примера в волноводе вне ступеньки существует ТЕ-поляризованная мода с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TE}} = 2,681$ и ТМ-поляризованная мода с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TM}} = 1,796$. Плоскопараллельный волновод с толщиной $h_{\text{wg},r}$, соответствующей области ступеньки, допускает существование ТЕ- и ТМ-поляризованных мод с эффективными показателями преломления $n_{\text{eff,TE},r} = 2,819$ и $n_{\text{eff,TM},r} = 2,187$ соответственно. При этих параметрах неравенство $\theta_{\text{TM}} < \theta < \theta_{\text{TM},r}$ выполняется в следующем диапазоне углов падения: $42,05^\circ < \theta < 54,64^\circ$.

Поскольку, как обсуждалось выше, отраженная ТЕ-поляризованная мода имеет постоянную (единичную) амплитуду в интересующем угловом диапазоне, необходимо исследовать фазу отраженного излучения. Строго рассчитанная зависимость фазы $\arg R$ от ширины ступеньки w и угла падения θ показана на рис. 1.41(а). Рисунок 1.41(а) показывает, что наряду с «плавным» изменением

фазы, вызванным резонансами Фабри–Перо ТЕ-поляризованных волноводных мод в области ступеньки, в распределении фазы также присутствуют узкие резонансные особенности. Расчет $\arg R$ в более широком угловом диапазоне (график не представлен здесь для краткости) показывает, что высокодобротные резонансы возникают только при углах падения, рассмотренных на рис. 1.41. Как обсуждалось выше, в этом диапазоне углов отраженное излучение содержит только ТЕ-поляризованную волноводную моду, тогда как в области ступеньки существуют как ТЕ-, так и ТМ-поляризованные моды. Тот факт, что область с высокодобротными резонансами расположена между углами отсечки ТМ-мод снаружи и внутри ступеньки, позволяет предположить, что, аналогично структуре, рассмотренной выше в подразделе 1.1.3, указанные особенности возникают из-за возбуждения кросс-поляризованных (квази-ТМ-поляризованных) собственных мод ступеньки.

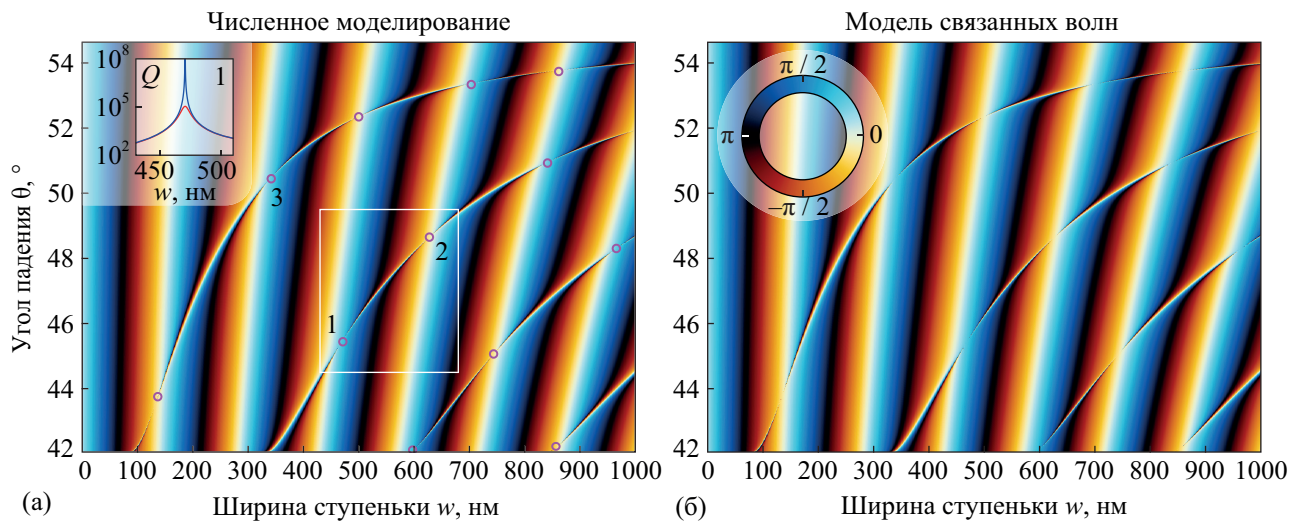


Рисунок 1.41 — Фаза отраженной ТЕ-поляризованной моды ($\arg R$) в зависимости от ширины ступеньки w и угла падения θ , численно рассчитанная с использованием метода фурье-мод (а) и с использованием предложенной модели связанных волн (б). Кружки показывают положения ССК, предсказанные с помощью модели связанных волн. На врезке на (а) показана добротность резонанса вблизи ССК, отмеченного «1» (синяя линия), красная линия показывает уменьшение добротности в случае, когда к показателю преломления волноводного слоя добавляется небольшая мнимая часть ($k = 10^{-5}$). Поведение ССК «1» и «2», ограниченных белым прямоугольником, при изменении одного из параметров структуры подробно исследуется ниже.

Однако наиболее интересной особенностью рис. 1.41(а) является то, что ширина и, следовательно, добротность фазовых резонансов сильно изменяются вдоль дисперсионных кривых. В точках, отмеченных кружками, резонансы исчезают, т. е. их ширины обращаются в нуль, а значения добротности — в бесконечность. Это демонстрируется строго рассчитанным [81, 216, 241] графиком добротности, показанным синей линией на врезке на рис. 1.41(а), которая указывает на наличие ССК в рассматриваемой структуре. Отметим, что поглощение в материалах, которое неизбежно присутствует в реальных структурах, превращает ССК с бесконечной добротностью в высокодобротные резонансы, называемые квази-ССК (см. красную линию на врезке на рис. 1.41(а)).

На рисунке 1.42(а) показаны поперечные сечения рисунка 1.41(а) в непосредственной близости от ССК, отмеченного цифрой «3». Резонансы на этом графике проявляются в быстром изменении фазы, при этом их угловые ширины уменьшаются при приближении к ССК. Аналогично, на верхней части рис. 1.42(б), показывающей зависимость фазы $\arg R(\lambda)$ от длины волны, также видны резонансные особенности, сужающиеся к нулю при приближении к ССК. Представленные графики позволяют предположить, что предложенный интегральный ИЖТ можно использовать в качестве узкополосного фильтра для преобразования оптических импульсов и пучков. На нижней части рис. 1.42(б) показана групповая задержка $-d \arg R / d\omega$, вносимая структурой (на вертикальной оси используется логарифмический масштаб). На графиках групповой задержки видны резкие резонансные пики, которые характерны для интерферометров Жире–Турнуа [163]. Отметим, что пики, обеспечиваемые обычными интерферометрами Жире–Турнуа, равномерно распределены по частоте, тогда как в рассматриваемой интегральной структуре можно получить одиночный пик групповой задержки на весьма широком постоянном фоне. Более того, при приближении к ССК максимальная групповая задержка увеличивается на несколько порядков (см. нижнюю часть рис. 1.42(б)). Максимальные значения групповой задержки варьируются от приблизительно 1 пс при $\theta = 42,5^\circ$ до приблизительно 60 пс при $\theta = 46,5^\circ$. Ширина пиков обратно пропорциональна добротности моды. Для рассматриваемых параметров добротность варьируется в диапазоне от примерно 600 до примерно 47000. Чтобы получить такие высокодобротные резонансы с использованием обычного интерферометра Жире–Турнуа с сопоставимой толщиной и материалами, коэффициент отражения на первой границе (см. врезку на рис. 1.36) должен быть достаточно высоким: 0,98 (для $Q = 600$) и

0,9997 (для $Q = 47000$). В предлагаемом интегральном ИЖТ высокодобротные фазовые резонансы достигаются с использованием другого механизма, основанного на связанных состояниях в континууме.

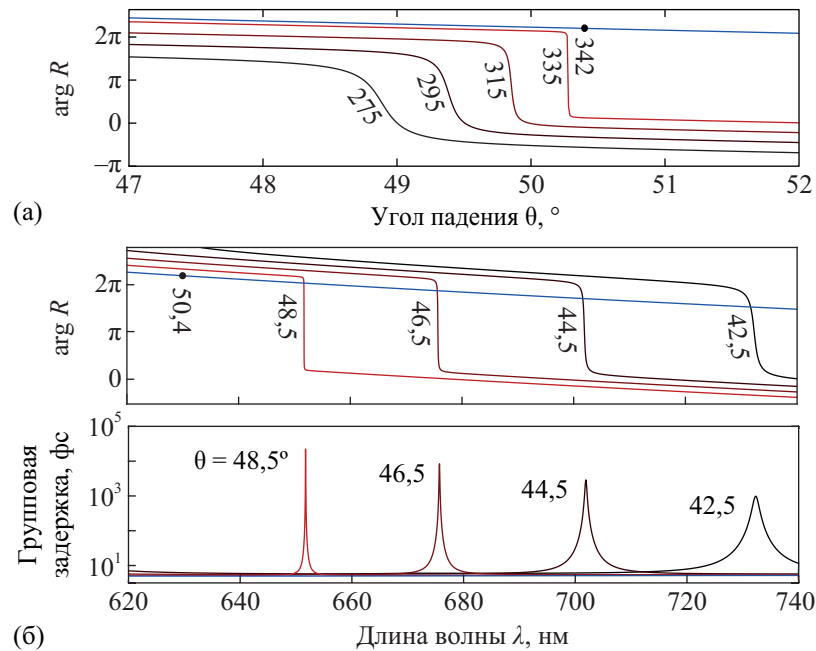


Рисунок 1.42 — Фаза отраженной ТЕ-поляризованной моды ($\arg R$) в зависимости от угла падения θ при различных ширинах ступеньки $w = 275, 295, 315, 335$ и 342 нм при $\lambda = 630$ нм (а) и $\arg R$ (б, верхняя часть рисунка) и групповая задержка (б, нижняя часть рисунка) в зависимости от длины волны λ при различных углах падения $\theta = 42,5^\circ, 44,5^\circ, 46,5^\circ, 48,5^\circ$ и $50,4^\circ$ при $w = 342$ нм.

Положение ССК показано черными кружками.

Чтобы объяснить механизм формирования ССК, получим простую, но весьма точную модель связанных волн, которая доказывает существование ССК и позволяет предсказывать их положения в пространстве параметров. Отметим, что проведенный ниже анализ аналогичен анализу, представленному выше в подразделе 1.1.3 для структуры, представляющей собой ступеньку на поверхности плоскопараллельного волновода. Модель основана на том факте, что, пренебрегая ближнепольными эффектами («взаимодействием» между левой и правой границами ступеньки за счет затухающих волн), мы можем представить поле слева от ступеньки и внутри нее в виде небольшого числа распространяющихся волн (волноводных мод), связываемых на краях ступеньки.

Как было показано выше, структура проявляет резонансные свойства, когда она имеет только один открытый канал рассеяния, а именно, отраженную

ТЕ-поляризованную моду. Обозначим комплексную амплитуду волны, соответствующей этому каналу, как R , а амплитуду падающей волны обозначим как I . Внутри области ступеньки распространяются как ТЕ-, так и ТМ-поляризованные волноводные моды с амплитудами $U_{1,2}$ и $V_{1,2}$ соответственно. Здесь нижний индекс «1» используется для мод, распространяющихся от первого (левого) края ступеньки ко второму (правому), а нижний индекс «2» обозначает моды, которые отражаются от второго края и распространяются в обратном направлении. Направления распространения этих шести волн схематично показаны на рис. 1.40.

Рассматриваемые моды связаны на краях (границах) ступеньки. Связь на первой границе может быть описана матрицей рассеяния размера 3×3 , которая связывает комплексные амплитуды «рассеянных» мод (R , U_1 и V_1) с амплитудами мод, которые падают на первую границу ступеньки (I , U_2 и V_2):

$$\begin{bmatrix} R \\ U_1 \\ V_1 \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} r & t_1 & t_2 \\ t_1 & r_1 & r_c \\ t_2 & r_c & r_2 \end{bmatrix}}_{S_1} \begin{bmatrix} I \\ U_2 \\ V_2 \end{bmatrix}. \quad (1.64)$$

Здесь r и t обозначают комплексные коэффициенты отражения и пропускания соответственно. Индексы обозначают каналы рассеяния, которые связаны: «1» и «2» соответствуют ТЕ- и ТМ-поляризованным волнам внутри ступеньки, тогда как «с» соответствует «кросс-поляризационной» связи мод. Отметим, что эти коэффициенты зависят от угла падения θ и, как и выше, могут быть легко рассчитаны с помощью неперiodической модификации метода фурье-мод [239].

Аналогично, связь на второй границе ступеньки описывается матрицей рассеяния 2×2 :

$$\begin{bmatrix} U_2 e^{-i\varphi} \\ V_2 e^{-i\psi} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} q_1 & q_c \\ q_c & q_2 \end{bmatrix}}_{S_2} \begin{bmatrix} U_1 e^{i\varphi} \\ V_1 e^{i\psi} \end{bmatrix}, \quad (1.65)$$

где индексы имеют тот же смысл, что и в уравнении (1.64). Поскольку $U_{1,2}$ и $V_{1,2}$ обозначают амплитуды мод на первом краю ступеньки, матрица рассеяния S_2 связывает амплитуды волн, умноженные на экспоненты, описывающие изменение фазы при распространении мод между границами ступеньки. Фазы φ и ψ могут быть получены путем умножения компонент волнового вектора мод на

ширину ступеньки w :

$$\varphi = k_x^{\text{TE}} w, \quad \psi = k_x^{\text{TM}} w, \quad (1.66)$$

где

$$\left(k_x^{\text{TE}}\right)^2 + k_y^2 = (k_0 n_{\text{eff,TE,r}})^2, \quad \left(k_x^{\text{TM}}\right)^2 + k_y^2 = (k_0 n_{\text{eff,TM,r}})^2 \quad (1.67)$$

и $k_y = k_0 n_{\text{eff,TE}} \sin \theta$.

Уравнения (1.64) и (1.65) дают систему из пяти уравнений связанных волн, описывающих оптические свойства рассматриваемой структуры. Решая данную систему относительно амплитуды отраженной волны R , при $I = 1$ имеющей смысл комплексного коэффициента отражения структуры, после некоторых преобразований с учетом унитарности матриц рассеяния $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$ получим следующее компактное выражение:

$$R = e^{2i\varphi} e^{2i\psi} d_1 d_2 \frac{\mathcal{D}^*}{\mathcal{D}}. \quad (1.68)$$

Здесь $\mathcal{D}$ — определитель матрицы системы линейных уравнений (1.64) и (1.65), равный

$$\mathcal{D} = \left(r_1 q_1 - e^{-2i\varphi}\right) \left(r_2 q_2 - e^{-2i\psi}\right) - 2q_c r_c e^{-i\varphi} e^{-i\psi} - \left(q_1 q_2 - q_c^2\right) r_c^2 - q_c^2 r_1 r_2, \quad (1.69)$$

$\mathcal{D}^*$ означает комплексное сопряжение $\mathcal{D}$, $d_i = \det \mathbf{S}_i$, $i = 1, 2$ обозначают определители матриц рассеяния. Поскольку матрицы $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$ являются унитарными, определители $d_{1,2}$ имеют единичные модули и, следовательно, из представленной записи следует, что $|R| = 1$. При этом фаза отраженного света $\arg R$ не является постоянной, а резонансно изменяется, когда возбуждаются собственные моды структуры. Для дальнейшего анализа приведем альтернативное выражение для коэффициента отражения R , аналогичное выражению (1.16):

$$R = \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}}, \quad (1.70)$$

где числитель имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{N} = & r \mathcal{D} + q_1 t_1^2 e^{-2i\psi} + 2q_c t_1 t_2 e^{-i\varphi} e^{-i\psi} + q_2 t_2^2 e^{-2i\varphi} \\ & - \left(q_1 q_2 - q_c^2\right) \left(r_2 t_1^2 - 2r_c t_1 t_2 + r_1 t_2^2\right). \end{aligned} \quad (1.71)$$

На рисунке 1.41(б) показана фаза отраженной волны $\arg R$, рассчитанная по формуле (1.68). Из сравнения рис. 1.41(а) и 1.41(б) следует, что разработанная модель связанных волн прекрасно согласуется с результатами строгого

численного моделирования. В частности, представленная модель воспроизводит фазовые резонансы с меняющейся шириной, которые присутствуют в строго рассчитанном спектре на рис. 1.41(a).

Полученные выражения также позволяют доказать существование ССК и рассчитать их положения в пространстве параметров. Поскольку связанные состояния в континууме являются собственными модами с бесконечной добротностью, знаменатель $\mathcal{D}$ в уравнении (1.70) обращается в нуль при действительной частоте ω в случае ССК. Это, однако, не приводит к неограниченному возрастанию R , поскольку числитель в случае ССК также обращается в нуль [90, 216]. Получаемую таким образом систему уравнений можно решить относительно экспонент $e^{-2i\varphi}$ и $e^{-2i\psi}$. После решения системы и ряда преобразований, использующих свойства унитарности матриц рассеяния границ ступеньки, в предположении, что $q_c \neq 0$, справедливом для всех рассматриваемых примеров, получим:

$$\begin{aligned} e^{-2i\varphi} &= d_1 \frac{q_c^2}{2q_2 t_2^2} \cdot \left[2 \frac{|t_2|^2}{|q_c|^2} - (|t_1|^2 + |t_2|^2) \pm \sqrt{\xi} \right], \\ e^{-2i\psi} &= d_1 \frac{q_c^2}{2q_1 t_1^2} \cdot \left[2 \frac{|t_1|^2}{|q_c|^2} - (|t_1|^2 + |t_2|^2) \pm \sqrt{\xi} \right], \end{aligned} \quad (1.72)$$

где ξ — следующее действительное число:

$$\xi = \left(|t_1|^2 + |t_2|^2 \right)^2 - \frac{4|t_1|^2 |t_2|^2}{|q_c|^2}. \quad (1.73)$$

Фазы φ и ψ должны быть действительными в случае ССК. Следовательно, левые и правые части уравнений (1.72) должны лежать на единичной окружности в комплексной плоскости. Покажем, что величина $e^{-2i\varphi}$, определенная в (1.72), действительно лежит на единичной окружности в комплексной плоскости при $\xi \leq 0$. Для этого сначала рассмотрим значение величины в квадратных скобках в первом уравнении в (1.72). Когда $\xi \leq 0$, первые два слагаемых в квадратных скобках являются действительными, тогда как последнее слагаемое, содержащее квадратный корень, является чисто мнимым числом. Следовательно, квадрат модуля выражения в квадратных скобках равен

$$\left[2 \frac{|t_2|^2}{|q_c|^2} - (|t_1|^2 + |t_2|^2) \right]^2 - \xi = 4|t_2|^4 \cdot \frac{1 - |q_c|^2}{|q_c|^4}.$$

Это позволяет записать квадрат модуля $e^{-2i\varphi}$, определенного в (1.72), в следующем виде:

$$|e^{-2i\varphi}|^2 = |d_1|^2 \frac{1 - |q_c|^2}{|q_2|^2}, \quad (1.74)$$

Отметим, что $|d_1| = 1$, поскольку d_1 является определителем унитарной матрицы $\mathbf{S}_1$. Кроме того, из унитарности следует, что дробь в уравнении (1.74) равна единице. Таким образом, получено, что правая часть уравнения (1.74) равна единице, если выполнено условие $\xi \leq 0$. Аналогично можно доказать, что из того же условия следует $|e^{-2i\psi}| = 1$. Таким образом, обе экспоненты в уравнениях (1.72) лежат на единичной окружности, и поэтому ССК существуют при $\xi \leq 0$. Согласно (1.73), это неравенство можно записать в виде

$$|q_c| \leq \frac{2|t_1||t_2|}{|t_1|^2 + |t_2|^2}. \quad (1.75)$$

Согласно этому неравенству, рассматриваемая структура допускает существование ССК, когда q_c относительно мало. В частности, ССК всегда будут существовать, когда отсутствует «кросс-поляризационная связь» (связь ТЕ- и ТМ-поляризованных волноводных мод) на правой границе ступеньки (при $q_c = 0$). Поэтому ССК возникают только в определенной части пространства параметров, в которой выполняется неравенство (1.75), которое можно назвать условием «слабой поляризационной связи». Отметим, что неравенство (1.75) является условием отсечки для ССК, которое, однако, не связано с отсечкой каких-либо волноводных мод или рассеянных волн в структуре.

При выполнении условия (1.75) из выражений (1.72) можно получить выражения для фаз φ и ψ , удовлетворяющих условию ССК. В свою очередь, из уравнения (1.66) можно найти выражения для ширины ступеньки w и угла падения θ , при которых структура допускает существование ССК:

$$w = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{\varphi^2 - \psi^2}{n_{\text{eff,TE,r}}^2 - n_{\text{eff,TM,r}}^2}}, \quad \theta = \arcsin \sqrt{\frac{n_{\text{eff,TM,r}}^2 \varphi^2 - n_{\text{eff,TE,r}}^2 \psi^2}{n_{\text{eff,TE}}^2 (\varphi^2 - \psi^2)}}. \quad (1.76)$$

Положения ССК, рассчитанные с использованием выражений (1.76) и показанные кружками на рис. 1.41(а), полностью соответствуют особенностям, наблюдающимся в строго рассчитанной фазе отраженной волны. Отметим, что положения различных ССК на рис. 1.41(а) были рассчитаны путем добавления

различных значений, кратных 2π , к фазам φ и ψ в выражениях (1.76). Аналогичные уравнения могут быть получены для положений ССК в пространстве параметров (ω, k_y) (см. раздел 1.1.3).

Покажем теперь, что ССК в рассматриваемой структуре являются т. н. топологически защищенными. Для этого покажем, что каждому ССК может быть поставлен в соответствие ненулевой целочисленный топологический заряд. Обычно топологический заряд определяется как криволинейный интеграл некоторой величины, вычисленной вдоль кривой, окружающей ССК в некотором пространстве параметров [86]. Топологический заряд вводится по-разному в зависимости от геометрии исследуемой структуры. В ряде недавних работ были предложены подходы, использующие вектор поляризации в дальнем поле [86, 92] и определенного коэффициента, связанного с разложением по базису т. н. квазинормальных мод [93].

Для введения величины, позволяющей определить топологический заряд для ССК в рассматриваемой структуре, положим $I = 0$, т. е. рассмотрим случай, когда система (1.64) и (1.65) становится однородной. Нетривиальное решение этой системы будет описывать распределение поля без падающей волны, т. е. собственную моду структуры. С учетом свойств унитарности матриц $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$ это нетривиальное решение можно записать в виде

$$\begin{aligned} R &= d_1 e^{i\varphi} (q_c t_1^* e^{i\psi} - q_1 t_2^* e^{i\varphi}) - t_2, \\ V_1 &= d_1 r_1^* - r_2 - d_1 q_1 (1 - r^*) e^{2i\varphi}, \\ V_2 &= -1 + r + q_1 (r_1 - d_1 r_2^*) e^{2i\varphi} + q_c (r_c + d_1 r_c^*) e^{i\varphi} e^{i\psi}, \\ U_1 &= d_1 q_c (1 - r^*) e^{i\varphi} e^{i\psi} - r_c - d_1 r_c^*, \\ U_2 &= -q_1 (r_c + d_1 r_c^*) e^{2i\varphi} - q_c (r_2 - d_1 r_1^*) e^{i\varphi} e^{i\psi}. \end{aligned} \quad (1.77)$$

ССК представляют собой невытекающие собственные моды, поэтому амплитуда R в уравнении (1.77) будет равна нулю в случае ССК. Переобозначим эту амплитуду как

$$\mathcal{P} = d_1 e^{i\varphi} (q_c t_1^* e^{i\psi} - q_1 t_2^* e^{i\varphi}) - t_2 \quad (1.78)$$

и будем использовать ее для определения топологического заряда ССК.

Как обсуждалось выше, в случае ССК значение $\mathcal{P}$ всегда равно нулю. Покажем теперь, что верно и утверждение, что, как только $\mathcal{P} = 0$, имеет место ССК. Чтобы показать это, решим систему (1.64) и (1.65) относительно амплитуд V_1 ,

V_2 , U_1 , U_2 и R , предполагая, что падающая волна имеет единичную амплитуду ($I = 1$). Данное решение будет иметь вид

$$\begin{aligned} V_1 &= -e^{-2i\varphi} e^{-2i\psi} \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{D}}, \quad V_2 = -d_1 d_2 \frac{\mathcal{P}^*}{\mathcal{D}}, \\ U_1 &= -e^{-2i\varphi} e^{-2i\psi} \frac{\mathcal{Q}}{\mathcal{D}}, \quad U_2 = -d_1 d_2 \frac{\mathcal{Q}^*}{\mathcal{D}}, \\ R &= r - d_1 d_2 t_1 \frac{\mathcal{Q}^*}{\mathcal{D}} - d_1 d_2 t_2 \frac{\mathcal{P}^*}{\mathcal{D}} = e^{2i\varphi} e^{2i\psi} d_1 d_2 \frac{\mathcal{D}^*}{\mathcal{D}}, \end{aligned} \quad (1.79)$$

где

$$\mathcal{Q} = d_1 e^{i\psi} (q_{ct_2}^* e^{i\varphi} - q_2 t_1^* e^{i\psi}) - t_1. \quad (1.80)$$

Предположим, что имеются некоторые действительные значения ω , w и θ , при которых $\mathcal{P} = 0$. В этом случае возможны два варианта. Первый вариант заключается в том, что нули числителей $V_{1,2}$ в уравнениях (1.79) компенсируются нулями в знаменателях, поэтому $\mathcal{D} = 0$ и ССК имеет место при заданных значениях (ω, w, θ) . Если в этой точке (ω, w, θ) в структуре нет ССК, то остается второй вариант: дроби в V_1 и V_2 должны обратиться в нуль. В этом случае величины U_1 и U_2 также равны нулю. Это, согласно системе уравнений (1.64) и (1.65), возможно только тогда, когда $t_1 = t_2 = 0$, что приводит нас к противоречию, поскольку t_1 и t_2 являются элементами произвольной унитарной матрицы рассеяния $\mathbf{S}_1$ и в общем случае отличны от нуля. Таким образом, показано, что при $\mathcal{P} = 0$ в структуре действительно существует ССК. Следует отметить, что аналогично можно показать, что те же самые утверждения справедливы для величины $\mathcal{Q}$, поэтому не только $\mathcal{P}$, но и $\mathcal{Q}$ можно использовать для определения топологического заряда ССК.

Для определения топологического заряда возьмем контурный интеграл от градиента аргумента $\mathcal{P}$:

$$C = \frac{1}{2\pi} \oint_{\gamma} d \arg \mathcal{P}(w, \theta), \quad (1.81)$$

где $d \arg \mathcal{P}(w, \theta) = \frac{\partial \arg \mathcal{P}}{\partial w} dw + \frac{\partial \arg \mathcal{P}}{\partial \theta} d\theta$. Напомним, что фазы φ и ψ в $\mathcal{P}$ зависят как от θ , так и w , тогда как коэффициенты связи $q_{1,c}$ и $t_{1,2}$ зависят только от θ .

Когда контур интегрирования γ окружает ССК, уравнение (1.81) определяет его топологический заряд. Более того, когда топологический заряд не равен нулю, внутри контура интегрирования должна быть точка, в которой аргумент величины $\mathcal{P}$ не определен. Следовательно, в этой точке $\mathcal{P} = 0$ и в этой точке пространства параметров в рассматриваемой структуре существует ССК.

На рисунке 1.43 показана зависимость величины $\arg \mathcal{P}$ от рассматриваемых параметров w и θ . ССК отмечены белыми кружками. В этих точках видны особенности $\arg \mathcal{P}$. Следовательно, если мы будем двигаться по контуру, окружающему ССК, фаза не вернется к исходному значению, но будет отличаться на некоторое число, кратное 2π . Например, в случае ССК, обозначенного «1» на рис. 1.43, фаза увеличивается на 2π при окружении ССК против часовой стрелки, поэтому его топологический заряд равен $+1$. Вокруг ССК, обозначенного «2», фаза изменяется в противоположном направлении, что приводит к топологическому заряду -1 .

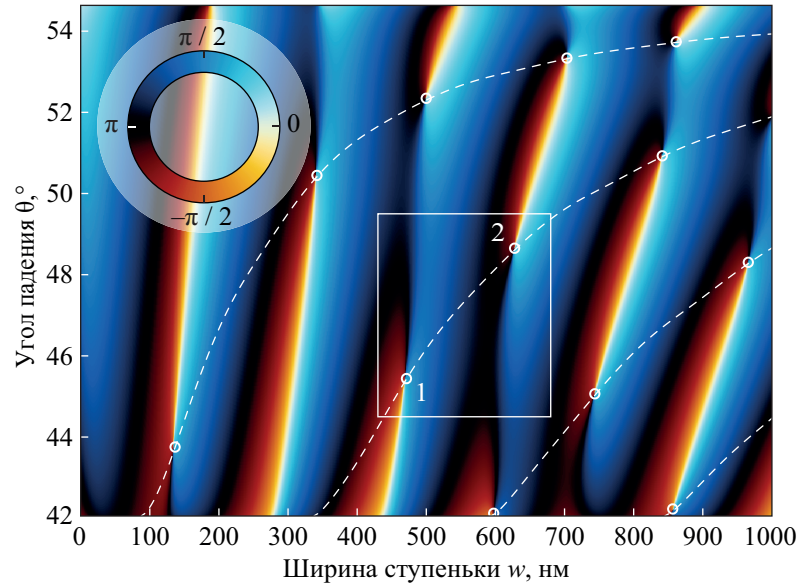


Рисунок 1.43 — Величина $\arg \mathcal{P}$ в зависимости от ширины ступеньки w и угла падения θ . Пунктирные линии показывают дисперсию квази-ТМ-поляризованных мод ступеньки. Белые кружки показывают позиции ССК, предсказанные на основе модели связанных волн.

Небольшие возмущения параметров структуры приводят к небольшим изменениям величины $\mathcal{P}$. Целочисленное значение топологического заряда S , однако, может изменяться только дискретным образом. Следовательно, небольшие возмущения не изменят топологический заряд, и ССК не исчезнет, а сместится в пространстве параметров. Такие ССК называются устойчивыми или топологически защищенными. Расчеты, основанные на уравнении (1.81), показывают, что все ССК, существующие в рассматриваемой структуре, имеют ненулевой топологический заряд и, следовательно, являются устойчивыми. Другим важным приложением топологического заряда является исследование взаимодействия нескольких ССК. Для этого выберем контур интегрирования γ

таким образом, чтобы он охватывал несколько ССК. В этом случае значение C в уравнении (1.81) будет суммой топологических зарядов ССК, окруженных контуром интегрирования. Если ССК взаимодействуют каким-либо образом, то после взаимодействия сумма топологических зарядов сохраняется.

Как было показано выше, соседние ССК в рассматриваемой структуре имеют противоположные топологические заряды (-1 и $+1$). Суммарный топологический заряд двух таких ССК равен нулю. Следовательно, согласно закону сохранения заряда, если за счет изменения какого-либо из параметров структуры произойдет слияние этих ССК в пространстве параметров (w, θ) , то после слияния ССК может исчезнуть. При этом суммарный топологический заряд останется равным нулю. Продемонстрируем этот эффект.

Чтобы «сдвинуть» ССК в пространстве параметров, введем ненулевую толщину h_b волноводного слоя справа от ступеньки (см. врезку на рис. 1.44(б)). Предположим, что значение h_b достаточно мало, так что каналы рассеяния, соответствующие волноводным модам в этой области, остаются закрытыми. В этом случае значения элементов матрицы рассеяния S_2 изменяются, но ее вид остается неизменным и, следовательно, предложенная модель связанных волн остается применимой.

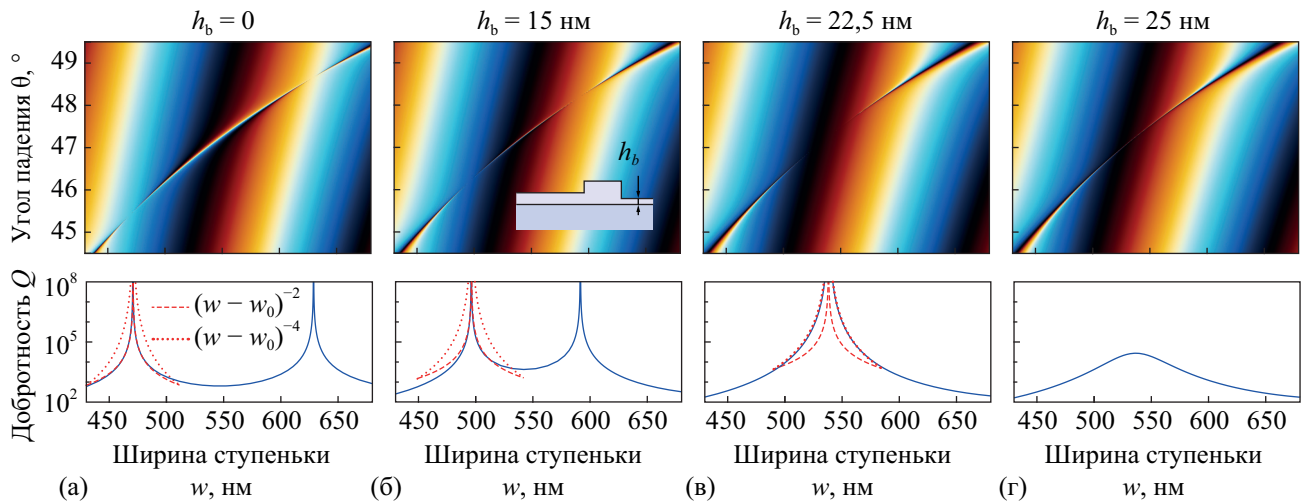


Рисунок 1.44 — Фаза отраженной волны $\arg R$ (верхние рисунки) и соответствующие добротности резонанса (нижние рисунки) при $h_b = 0$ (а), $h_b = 15$ нм (б), $h_b = 22,5$ нм (в) и $h_b = 25$ нм (г). Красные линии показывают аппроксимацию расчетных графиков добротности функциями $(w - w_0)^{-2}$ (пунктирные линии) и $(w - w_0)^{-4}$ (точечные линии).

Рассмотрим два связанных состояния в континууме, ограниченных белым прямоугольником на рис. 1.41(а). На верхних частях рис. 1.44 показана фа-

за отраженной волны, рассчитанная при различных значениях h_b в диапазоне от 0 до 25 нм. Нижние части рис. 1.44 показывают соответствующие строго рассчитанные [241] добротности мод. Верхняя часть рис. 1.44(а) при этом представляет собой увеличенный фрагмент рис. 1.41(а), где присутствуют два ССК. С увеличением h_b эти ССК сближаются (рис. 1.44(б)). Затем при «критической» толщине $h_b = 22,5$ нм ССК «сливаются», как показано на рис. 1.44(в). Важно отметить, что при этой толщине неравенство (1.75) обращается в равенство. При такой толщине ССК перестает быть топологически защищенным, т. е. рассматриваемое ССК на рис. 1.44(в) имеет нулевой топологический заряд. Если мы продолжим увеличивать h_b , ССК исчезнет. Действительно, вместо ССК на рис. 1.44(г), соответствующем $h_b = 25$ нм, виден только резонанс с конечной добротностью. Неравенство (1.75) при этом уже не выполняется. Показанное поведение демонстрирует слияние и последующее исчезновение ССК, обусловленные их топологическими свойствами.

Теперь сосредоточимся на нижних частях рисунка 1.44 и исследуем зависимость добротности от w вблизи ширины ступеньки w_0 , удовлетворяющей условию ССК. Для этого запишем комплексную частоту моды ω_p в следующем виде: $\text{Re } \omega_p = \omega + O(w - w_0)$, $\text{Im } \omega_p = O((w - w_0)^2)$ [90]. Из этих выражений следует квадратичная «скорость» затухания добротности при удалении от ССК: $Q = \text{Re } \omega_p / (-2 \text{Im } \omega_p) \sim (w - w_0)^{-2}$. Действительно, на рисунках 1.44(а) и 1.44(б) закон квадратичного убывания $(w - w_0)^{-2}$, показанный пунктирными линиями, обеспечивает хорошее согласие с расчетными графиками добротности. Однако эти рассуждения неприменимы к рис. 1.44(в), где два ССК сливаются, и скорость убывания описывается уже четвертой степенью: $Q \sim (w - w_0)^{-4}$ (см. пунктирные линии на рис. 1.44(в)). Следует отметить, что подобное поведение было предсказано для различных периодических структур [92–94, 96, 98] и в ряде работ называется сильным резонансом (англ. strong resonance) [92–94, 96]. Следовательно, в случае ССК «второго порядка» предлагаемый интегральный интерферометр Жире–Турнуа демонстрирует т. н. «сильный фазовый резонанс», который обеспечивает более медленное убывание добротности при удалении от ССК. Данный эффект может быть полезным при расчете и создании высокодобротных резонаторов с уменьшенной чувствительностью к погрешностям изготовления.

1.3 Выводы по главе 1

1. В спектрах отражения и пропускания структуры, состоящей из двух выемок на поверхности плоскопараллельного диэлектрического волновода, могут возникать резонансные особенности с высокой добротностью (пики пропускания и минимумы отражения), связанные с возбуждением собственных мод ступеньки, ограниченной выемками. Резонансы возникают при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды волновода в случае, когда угол падения и эффективный показатель преломления падающей моды обеспечивают отсутствие «паразитного» рассеяния из волновода и преобразования поляризации. В этом случае в резонансных условиях пропускание становится единичным, а отражение — нулевым. Добротность резонанса может контролироваться за счет выбора ширины выемок, а его спектральное или угловое положение — за счет выбора ширины центральной ступеньки структуры.
2. В структуре, состоящей из двух металлических полос, «погруженных» в плоскопараллельный волновод, при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды волновода при отсутствии «паразитного» рассеяния и преобразования поляризации возможно получение полного поглощения (при падении одной моды) или когерентного полного поглощения (при симметричном падении двух мод с разных сторон структуры). Ширина получаемых пиков поглощения и минимумов отражения может варьироваться за счет изменения ширины центральной диэлектрической части структуры, разделяющей металлические полосы, а также за счет выбора материала металлических полос.
3. В спектрах отражения и пропускания структуры, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода, могут возникать резонансные особенности (пики отражения и минимумы пропускания). Резонансные особенности возникают при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды волновода при углах падения, при которых выполняются следующие условия: отсутствует «паразитное» рассеяние из волновода, вне ступеньки распространяющейся является только ТЕ-поляризованная мода волновода, а внутри — как ТЕ-, так и кросс-поляризованная, т. е. ТМ-поляризован-

ная моды. В резонансных условиях отражение становится единичным, а пропускание — нулевым. Добротность резонансов существенно изменяется вдоль дисперсионных кривых, в некоторых точках обращаясь в бесконечность, что свидетельствует о возникновении связанных состояний в континууме. Разработанная модель связанных волн с высокой точностью описывает резонансные особенности в спектрах структуры, подтверждает существование связанных состояний в континууме и их устойчивость к изменению параметров структуры, а также позволяет предсказать их положение в пространстве параметров.

4. Предложенные резонансные структуры могут быть использованы в качестве узкополосных спектральных фильтров с близкой к лоренцевой формой пика, работающих в пропускании (фильтры на основе структуры из пары выемок на поверхности волновода) или в отражении (фильтры на основе структуры из ступеньки на поверхности волновода). За счет использования «каскадных» фильтров, состоящих из нескольких последовательно расположенных пар выемок или ступенек, можно получить фильтры с формой пика, близкой к прямоугольной, и с существенно субнанометровой шириной пика при длине волны 630 нм.
5. С использованием предложенных резонансных структур могут быть эффективно выполнены следующие аналоговые преобразования оптических сигналов, распространяющихся в волноводе: пространственное, временное или пространственно-временное дифференцирование в отражении профилей падающих пучков или импульсов в случае структуры из пары выемок на поверхности волновода, а также пространственное интегрирование в отражении и пространственное дифференцирование в пропускании профиля падающих пучков в случае структуры из ступеньки на поверхности волновода. Для рассмотренных примеров нормированное среднеквадратическое отклонение оптически вычисленных производных или первообразных от соответствующих аналитически рассчитанных значений составляет 1,2–4,7%.
6. Дифракционные структуры на основе выемки или ступеньки, расположенных вблизи торца плоскопараллельного волновода, могут быть использованы в качестве интегральных интерферометров Жире—Турнуа. За счет использования «каскадной» структуры, состоящей из нескольких выемок, возможно получение требуемой групповой задержки или

дисперсии групповой задержки в некотором рабочем диапазоне длин волн. Рассмотренный пример структуры позволил получить практически постоянную дисперсию групповой задержки, составляющую -100 фс^2 , в рабочем диапазоне длин волн шириной 50 нм. В структуре, состоящей из диэлектрической ступеньки перед торцом волновода, существуют «фазовые» связанные состояния в континууме и высокочастотные резонансы, которые с высокой точностью описываются разработанной моделью связанных волн.

Глава 2. Резонансные дифракционные структуры для преобразования блоховских поверхностных волн

В настоящей главе теоретически и численно исследовано преобразование блоховских поверхностных волн (БПВ, поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы одномерного фотонного кристалла и однородного диэлектрика) с помощью резонансных дифракционных структур, расположенных на поверхности фотонного кристалла (ФК). В разделе 2.1 приведено дисперсионное соотношение БПВ (подраздел 2.1.1) и исследована фазовая модуляция БПВ с помощью диэлектрических ступенек и выемок на поверхности ФК при нормальном (подраздел 2.1.2) и наклонном (подраздел 2.1.3) падении. На основе полученных результатов в разделе 2.2 предложены и численно исследованы интегральные брэгговские решетки (подраздел 2.2.1) и брэгговские решетки с дефектным слоем (подраздел 2.2.2) для БПВ, а также исследована возможность применения последних для оптического дифференцирования профилей импульсов и пучков БПВ (подраздел 2.2.3). В разделе 2.3 исследовано подавление паразитного рассеяния БПВ (подраздел 2.3.1) и предложены и исследованы резонансные дифракционные структуры для БПВ с подавлением рассеяния: диэлектрические ступеньки на поверхности ФК (подраздел 2.3.2) и интегральные дифракционные решетки для БПВ (подраздел 2.3.3), в которых существуют высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме. Результаты, представленные в настоящей главе, были опубликованы в оригинальных работах [224*, 263*–278*], в т. ч. главе в коллективной монографии [263*], 8 статьях в рецензируемых журналах [264*–271*] и 8 тезисах докладов или сборниках трудов конференций [224*, 272*–278*].

2.1 Фазовая модуляция и преломление блоховских поверхностных волн при дифракции на диэлектрических ступеньках, расположенных на поверхности одномерного диэлектрического фотонного кристалла

2.1.1 Дисперсионное соотношение блоховских поверхностных волн

Перед исследованием фазовой модуляции БПВ с помощью диэлектрических ступенек на поверхности фотонного кристалла (рис. 2.1) для полноты изложения приведем дисперсионное соотношение такой поверхностной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль границы раздела полубесконечного одномерного фотонного кристалла (ФК) и однородной среды. Поле такой поверхностной электромагнитной волны является затухающим при удалении от границы раздела. В однородной среде, находящейся над ФК, поле соответствует затухающей плоской волне. В области фотонного кристалла поле соответствует затухающей «объемной» моде одномерного ФК.

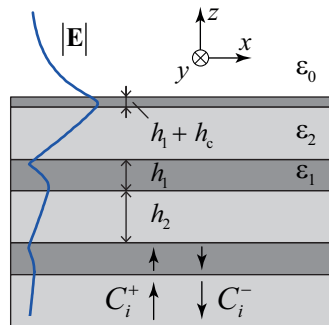


Рисунок 2.1 — Геометрия полубесконечного одномерного фотонного кристалла.

Для получения дисперсионного соотношения БПВ необходимо записать общее представление поля в области ФК и в однородной среде над ФК. Рассмотрим случай ТЕ-поляризации, при котором $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$, $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$ (рис. 2.1). Пусть период ФК состоит из двух однородных слоев с толщинами h_1 и h_2 (период $d = h_1 + h_2$) и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , $\epsilon_1 > \epsilon_2$. Электрическое поле в каждом из слоев кристалла при $-d \leq z < 0$ может быть представлено в виде суперпозиции двух плоских волн противопо-

ложных направлений:

$$\begin{aligned} E_{y,1}(x, z) &= \exp(ik_{x,0}x) \{C_1^+ \exp(ik_{z,1}z) + C_1^- \exp(-ik_{z,1}z)\}, \quad -h_1 \leq z < 0, \\ E_{y,2}(x, z) &= \exp(ik_{x,0}x) \{C_2^+ \exp(ik_{z,2}[z + h_1]) + C_2^- \exp(-ik_{z,2}[z + h_1])\}, \quad (2.1) \\ -d \leq z < -h_1, \end{aligned}$$

где $C_i^\pm$ ($i = 1, 2$) — неизвестные коэффициенты, $k_{z,i} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_i - k_{x,0}^2}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны. Будем теперь считать, что верхний слой ФК «продолжен» или «обрезан» до значения координаты $z = h_c$, $h_c > -h_1$, соответствующей границе распространения БПВ (рис. 2.1). Значение h_c при этом можно называть величиной обрезки верхнего слоя. Поле над границей раздела $z = h_c$ соответствует затухающей плоской волне:

$$E_{y,0}(x, z) = \exp(ik_{x,0}x) \exp(ik_{z,0}[z - h_c]), \quad z > h_c, \quad (2.2)$$

где $k_{z,0} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_0 - k_{x,0}^2}$. Для существования электромагнитного поля, имеющего вид плоской волны (2.2) при $z > h_c$ и вид «объемной» моды ФК при $z < h_c$, необходимо выполнение условий непрерывности тангенциальных компонент поля $E_{y,0}$, $H_{x,0} \propto \partial E_{y,0}/\partial z$ и $E_{y,1}$, $H_{x,1} \propto \partial E_{y,1}/\partial z$ на границе $z = h_c$, условий непрерывности тангенциальных компонент поля $E_{y,i}$, $H_{x,i} \propto \partial E_{y,i}/\partial z$ ($i = 1, 2$) при $z = -h_1$ и условий квазипериодичности $E_{y,2}(x, -d) = E_{y,1}(x, 0)\xi$, $H_{x,2}(x, -d) = H_{x,1}(x, 0)\xi$, где $\xi = \exp(-i\tilde{k}d)$, $\tilde{k}$ — волновое число «объемной» моды ФК. Применяя вышеприведенные граничные условия, получим следующую систему из шести уравнений относительно шести неизвестных: коэффициентов (амплитуд волн) C_1^+ , C_1^- , C_2^+ , C_2^- , величины ξ и константы распространения БПВ $k_{x,0}$ (входящей в систему неявно через величины $k_{z,0}$, $k_{z,1}$ и $k_{z,2}$):

$$\begin{cases} C_1^+ \exp(ik_{z,1}h_c) + C_1^- \exp(-ik_{z,1}h_c) = 1, \\ C_1^+ k_{z,1} \exp(ik_{z,1}h_c) - C_1^- k_{z,1} \exp(-ik_{z,1}h_c) = k_{z,0}, \\ C_1^+ \exp(-ik_{z,1}h_1) + C_1^- \exp(ik_{z,1}h_1) - C_2^+ - C_2^- = 0, \\ C_1^+ k_{z,1} \exp(-ik_{z,1}h_1) - C_1^- k_{z,1} \exp(ik_{z,1}h_1) - C_2^+ k_{z,2} + C_2^- k_{z,2} = 0, \\ C_1^+ \xi + C_1^- \xi - C_2^+ \exp(-ik_{z,2}h_2) - C_2^- \exp(ik_{z,2}h_2) = 0, \\ C_1^+ k_{z,1} \xi - C_1^- k_{z,1} \xi - C_2^+ k_{z,2} \exp(-ik_{z,2}h_2) + C_2^- k_{z,2} \exp(ik_{z,2}h_2) = 0. \end{cases} \quad (2.3)$$

Последовательно выражая неизвестные C_1^+ , C_1^- , C_2^+ , C_2^- , ξ из первых пяти уравнений в (2.3) и подставляя получаемые выражения в шестое уравнение,

получим:

$$\begin{aligned}
& 2k_{z,1}k_{z,2} \sin(k_{z,1}h_1) \cos(k_{z,2}h_2) + (k_{z,1}^2 + k_{z,2}^2) \cos(k_{z,1}h_1) \sin(k_{z,2}h_2) - \\
& - \frac{k_{z,1}^2 - k_{z,2}^2}{k_{z,1}^2 - k_{z,0}^2} \sin(k_{z,2}h_2) \cdot \\
& \cdot \{ (k_{z,1}^2 + k_{z,0}^2) \cos(k_{z,1}[2h_c + h_1]) - 2ik_{z,1}k_{z,0} \sin(k_{z,1}[2h_c + h_1]) \} = 0.
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Уравнение (2.4) является дисперсионным уравнением БПВ. При заданных длине волны λ и параметрах ФК из него может быть найдена константа распространения БПВ $k_{x,0}$.

Система уравнений (2.3) соответствует граничным условия для случая ТЕ-поляризации. Для ТМ-поляризации граничные условия также можно описать системой уравнений вида (2.3), однако в этом случае нужно выполнить две следующие замены. Во-первых, величины $k_{z,i}$, $i = 0,1,2$ в (2.3) нужно заменить на $k_{z,i}/\varepsilon_i$. Во-вторых, величины h_i , $i = 0,1$ нужно заменить на $\varepsilon_i h_i$ (а величину h_c — на $\varepsilon_0 h_c$). Поскольку при данных заменах общий вид системы (2.3) не изменяется, то дисперсионное уравнение (2.4) будет описывать случай ТМ-поляризации, если в уравнении (2.4) выполнить вышеуказанные замены.

Из уравнения (2.4) можно в явном виде определить связь константы распространения БПВ $k_{x,0}$ с величиной h_c , определяющей толщину верхнего слоя ФК. Действительно, представляя последнее выражение в скобках в левой части (2.4) как косинус суммы, получим:

$$\begin{aligned}
& 2k_{z,1}k_{z,2} \sin(k_{z,1}h_1) \cos(k_{z,2}h_2) + (k_{z,1}^2 + k_{z,2}^2) \cos(k_{z,1}h_1) \sin(k_{z,2}h_2) = \\
& = (k_{z,1}^2 - k_{z,2}^2) \sin(k_{z,2}h_2) \cdot \cos(k_{z,1}[2h_c + h_1] + \varphi),
\end{aligned} \tag{2.5}$$

где $\varphi = -\arccos \left[(k_{z,1}^2 + k_{z,0}^2) / (k_{z,1}^2 - k_{z,0}^2) \right]$. Напомним, что поле БПВ в однородной среде над ФК соответствует затухающей плоской волне, т.е. величина $k_{z,0}$ является чисто мнимой. При этом $k_{z,1}^2 + k_{z,0}^2 < k_{z,1}^2 - k_{z,0}^2$ и $|\cos \varphi| < 1$.

Из (2.5) несложно получить искомое выражение для h_c в виде

$$\begin{aligned}
h_c = & \pm \frac{1}{2k_{z,1}} \arccos \left[\frac{2k_{z,1}k_{z,2}}{k_{z,1}^2 - k_{z,2}^2} \sin(k_{z,1}h_1) \operatorname{ctg}(k_{z,2}h_2) + \frac{k_{z,1}^2 + k_{z,2}^2}{k_{z,1}^2 - k_{z,2}^2} \cos(k_{z,1}h_1) \right] + \\
& + \frac{1}{2k_{z,1}} \arccos \left(\frac{k_{z,1}^2 + k_{z,0}^2}{k_{z,1}^2 - k_{z,0}^2} \right) - \frac{h_1}{2} + \frac{\pi m}{k_{z,1}}, \quad m \in \mathbb{Z}.
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Для ТМ-поляризации в уравнении (2.6) нужно выполнить описанные выше замены. Согласно (2.6), величина h_c определена с точностью до $\pi/k_{z,1}$.

Это условие определяет существование БПВ с одинаковыми константами распространения $k_{x,0}$ при различных значениях h_c . Аналогично модам плоскопараллельного волновода будем называть такие БПВ модами различных порядков. Кроме того, при некоторых значениях h_c может существовать несколько БПВ с различными эффективными показателями преломления [266].

Напомним, что дисперсионное уравнение (2.4) определяет поле, имеющее вид плоской волны (2.2) при $z > h_c$ и вид моды ФК (2.1) при $z < h_c$. В ФК всегда существуют две моды противоположных направлений с константами распространения $\pm \tilde{k}$. Знаки « $\pm$ » у первого слагаемого в правой части уравнения (2.6) как раз описывают случай этих двух мод. В фотонной запрещенной зоне одна из мод является затухающей в направлении от границы раздела ($|\xi| < 1$), а вторая — возрастающей ($|\xi| > 1$). Соответственно, решения уравнений (2.4) и (2.6) будут описывать БПВ только при выполнении следующих условий: $k_{x,0} > k_0 \epsilon_0$ (условие затухания плоской волны (2.2) в области над ФК) и $|\xi| < 1$ (условие затухания моды ФК в направлении от границы). Таким образом, при расчете h_c по заданному $k_{x,0}$ необходимо в уравнении (2.6) выбирать знак первого слагаемого в соответствии с условием $|\xi| < 1$. Выражение для ξ может быть получено последовательным выражением коэффициентов C_1^+ , C_1^- , C_2^+ , C_2^- из первых четырех уравнений в (2.3) и их подстановкой в пятое уравнение в следующем виде:

$$\begin{aligned} \xi = \cos(k_{z,1}[h_c + h_1]) \cdot \frac{ik_{z,0} \cos(k_{z,2}h_2) + k_{z,2} \sin(k_{z,2}h_2)}{ik_{z,0} \cos(k_{z,1}h_c) + k_{z,1} \sin(k_{z,1}h_c)} + \\ + \sin(k_{z,1}[h_c + h_1]) \cdot \frac{k_{z,1}^2 \cos(k_{z,2}h_2) - ik_{z,0}k_{z,2} \sin(k_{z,2}h_2)}{ik_{z,0}k_{z,1} \cos(k_{z,1}h_c) + k_{z,1}^2 \sin(k_{z,1}h_c)}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где величина h_c , рассматриваемая как функция от $k_{x,0}$, имеет вид (2.6). Таким образом, расчет величины ξ по формуле (2.7) позволяет выбрать правильный знак перед первым слагаемым в правой части формулы (2.6).

Расчет зависимости константы распространения БПВ $k_{x,0}$ (или эффективного показателя преломления $n_{\text{eff}} = k_{x,0}/k_0$) от какого-либо параметра γ ФК может быть произведен «графически», то есть на основе анализа нулей графика функции $|D(n_{\text{eff}}, \gamma)|$, являющейся левой частью дисперсионного уравнения (2.4). Для понимания вида дисперсионных зависимостей $h_c(n_{\text{eff}})$ на рис. 2.2 показано полутонное изображение функции $\ln(|D(n_{\text{eff}}, h_c)|)$, рассчитанной при следующих параметрах: $\lambda = 800$ нм, $\epsilon_0 = 1$, $\epsilon_1 = 7$, $\epsilon_2 = 2,25$, $h_1 = 120$ нм, $h_2 = 200$ нм (рис. 2.2. Такие параметры использовались в ряде примеров дифракционных

структур для БПВ, рассмотренных ниже. Линии минимумов на рис. 2.2 описывают решения дисперсионного уравнения (2.4).

Графики зависимостей эффективного показателя преломления БПВ n_{eff} от величины $h_c \in [-120, 120]$ нм, рассчитанные по формулам (2.6), (2.7) для двух мод соседних порядков ($m = 0$ и $m = 1$ в (2.6)), показаны пунктиром на рис. 2.2 и совпадают с линиями минимумов функции $|D(n_{\text{eff}}, h_c)|$. На основе приведенного выше анализа можно заключить, что линии минимумов на рис. 2.2, которые не отмечены пунктиром, описывают решения дисперсионного уравнения, для которых мода фотонного кристалла является возрастающей при удалении от границы раздела. Горизонтальными точечными линиями на рис. 2.2 показаны границы фотонных запрещенных зон. Согласно рис. 2.2, вне запрещенных зон не существует волн с действительным значением n_{eff} , имеющих вид плоской волны (2.2) при $z > h_c$ и вид моды ФК (общее представление поля (2.1)) при $z < h_c$. Отметим, что вне запрещенных зон значения h_c , рассчитываемые по формуле (2.6), получаются комплексными. Вертикальными точечными линиями на рис. 2.2 показаны соответствующие границам запрещенных зон значения $h_c = 0$ и $h_c = 17$ нм, а также значение $h_c = 32$ нм, соответствующее началу «двухмодового» режима, в котором для одного значения h_c существуют две БПВ с различными константами распространения.

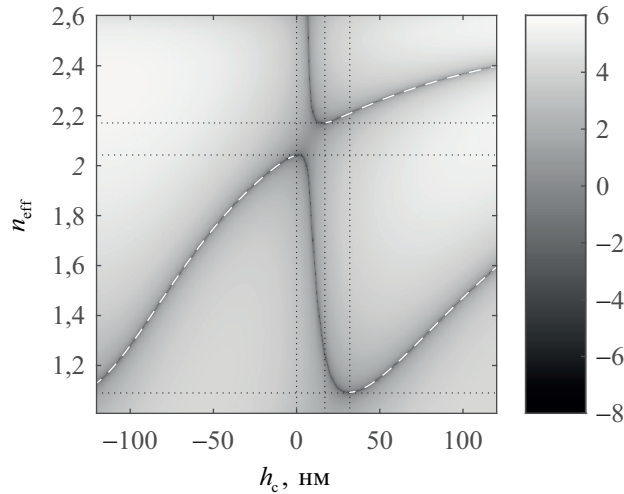


Рисунок 2.2 — Полутоновое изображение функции $\ln |D(n_{\text{eff}}, h_c)|$, где $D(n_{\text{eff}}, h_c)$ — левая часть дисперсионного уравнения (2.4). Пунктирными линиями показаны дисперсионные кривые, рассчитанные по формулам (2.6), (2.7).

2.1.2 Фазовая модуляция блоховских поверхностных волн при нормальном падении

Исследуем фазовую модуляцию БПВ, осуществляющуюся диэлектрической ступенькой или выемкой, расположенной на поверхности фотонного кристалла (рис. 2.3). Параметры примера показаны на рисунке и совпадают с параметрами, для которых были рассчитаны решения дисперсионного уравнения БПВ в предыдущем подразделе. Исследуем с помощью численного моделирования прохождение БПВ при $h_c = -83$ нм через зону модуляции, соответствующую ступеньке или выемке с высотой h и шириной w . При этом толщина верхнего слоя фотонного кристалла в зоне модуляции будет равна $h_1 + h_c + h = h_1 + h'_c$, где $h'_c = h_c + h$. Эффективный показатель преломления падающей БПВ составляет $n_{\text{eff,inc}} = 1,44$, поперечный профиль поля показан на рис. 2.3. Как и в случае структур, ориентированных на работу с модами плоскопараллельных диэлектрических волноводов и рассмотренных в предыдущей главе, моделирование проводилось в рамках электромагнитной теории дифракции на основе неперидической модификации метода фурие-мод.

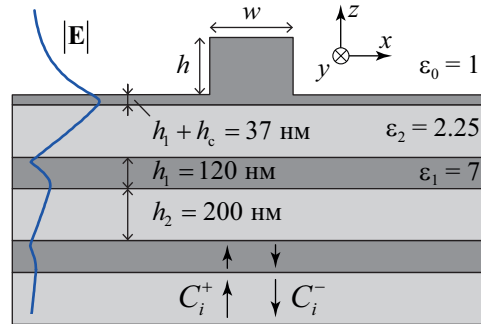


Рисунок 2.3 — Геометрия дифракции БПВ на диэлектрической ступеньке на поверхности фотонного кристалла.

На рис. 2.4(а) и 2.4(б) показаны пропускание и фаза (по модулю 2π) прошедшей БПВ в зависимости от геометрических параметров ступеньки или выемки. При $h \in [-37, 83]$ нм в зоне модуляции существует единственная БПВ с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff}}(h)$, определяющая фазу прошедшей волны (значение $h = 83$ нм отмечено пунктирными прямыми на рис. 2.4(а) и 2.4(б)). Действительно, на рис. 2.4(в) показана «теоретическая» фаза (по модулю 2π), рассчитанная по формуле

$$\varphi(w, h) = k_0 n_{\text{eff}}(h) w, \quad (2.8)$$

аналогичной выражению для фазы плоской волны, прошедшей через плоскопараллельную пластинку. При $h \in [-37, 79]$ нм разность между расчетной и теоретической фазой не превышает $\pi/10$. Коэффициент пропускания в указанной области описывается плавно изменяющейся функцией, монотонно убывающей при увеличении высоты (глубины) ступеньки (выемки). При $h > 83$ нм характер изменения коэффициента пропускания и фазы БПВ меняется. В области вне запрещенной зоны ($h \in [83, 100]$ нм) распределение поля в области ступеньки оказывается близким по виду к полю фундаментальной ТЕ-моды плоскопараллельного волновода с $\varepsilon_1 = 7$ и толщиной $h_1 + h_c + h$ при материалах обкладок $\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_2 = 2,25$. При этом фаза прошедшей БПВ приближенно описывается выражением вида (2.8)), где $n_{\text{eff}}(h)$ соответствует эффективному показателю преломления моды волновода. Наконец, область $h > 115$ нм соответствует «двухмодовому» режиму. В данной области фаза прошедшей БПВ определяется двумя модами (двумя БПВ, существующими в ступеньке), а зависимость пропускания от ширины ступеньки имеет характерные максимумы (минимумы), соответствующие конструктивной (деструктивной) интерференции мод. Отметим, что значения $h \in \{83, 100, 115\}$ нм соответствуют значениям $h'_c \in \{0, 17, 32\}$ нм, отмеченным на рис. 2.2.

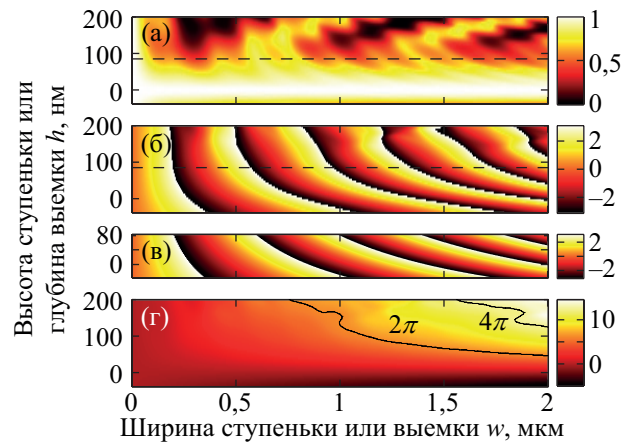


Рисунок 2.4 — Пропускание (а) и фаза (б) БПВ, прошедшей через диэлектрическую ступеньку (выемку), теоретическая фаза (в) и фазовый набег относительно БПВ, распространяющейся по поверхности ФК в отсутствие ступеньки или выемки (г).

На рис. 2.4(г) показан фазовый набег БПВ, прошедшей через зону модуляции, относительно БПВ, распространяющейся по неструктурированной поверхности ФК. Из данного рисунка следует, что фазовая модуляция в

диапазоне $[0, 2\pi]$ может быть осуществлена за счет изменения ширины диэлектрической ступеньки при фиксированной высоте. Так, при $h = 47$ нм фазовый набег изменяется в диапазоне $[0, 2\pi]$ при $w \in [0, 2]$ мкм. Среднее пропускание при этом превышает 0,82. Данный метод фазовой модуляции аналогичен методу фазовой модуляции плоской электромагнитной волны за счет изменения толщины оптического элемента. Кроме того, из рис. 2.4(б) следует, что фазовая модуляция прошедшей БПВ возможна также за счет изменения высоты диэлектрической ступеньки или выемки при фиксированной ширине. В частности, при $w = 720$ нм фаза прошедшей волны изменяется на 2π при изменении h от -26 нм до 149 нм. Среднее пропускание при этом также превышает 0,82. Данный метод аналогичен методу фазовой модуляции в оптических элементах с непрерывно изменяющимся показателем преломления. Отметим, что аналогичные методы фазовой модуляции существуют для ППП, в этом случае диэлектрическая ступенька расположена на поверхности металла [279].

2.1.3 Фазовая модуляция блоховских поверхностных волн при наклонном падении

Рассмотрим теперь наклонное падение БПВ на диэлектрическую ступеньку с высотой h и шириной w , расположенную на поверхности ФК (рис. 2.3, угол падения БПВ изменяется в плоскости xu). Как и в предыдущем подразделе, вне ступеньки зафиксируем значение $h_c = -83$ нм (толщина верхнего слоя ФК при этом будет равна $h_1 + h_c = 37$ нм). Напомним, что при этом эффективный показатель преломления (нормированная константа распространения) падающей БПВ составляет $n_{\text{eff,inc}} = 1,44$. Рассмотрим два значения высоты ступеньки: $h = 33$ нм (соответствует $h'_c = -50$ нм и толщине верхнего слоя ФК в области ступеньки 70 нм и $h = 140$ нм (соответствует $h'_c = 57$ нм и толщине верхнего слоя ФК в области ступеньки 177 нм). В соответствии с рис. 2.2, в первом случае в области ступеньки существует одна БПВ с $n_{\text{eff}} = 1,74$, а во втором случае — две БПВ с различными эффективными показателями преломления $n_{\text{eff,1}} = 1,18$ и $n_{\text{eff,2}} = 2,27$.

Как и выше, прохождение БПВ через диэлектрическую ступеньку моделировалось с помощью собственной реализации метода фурье-мод в геометрии

т. н. конической дифракции, адаптированного для решения задач интегральной фотоники [239, 240]. В «одномодовом» случае (при $h = 33$ нм) пропускание, отражение и фаза прошедшей БПВ сравнивались с аналогичными значениями для ТМ-поляризованной плоской волны (ПВ), прошедшей через плоскопараллельную пластинку. Соответствующие значения для ПВ-модели были рассчитаны аналитически с помощью стандартных формул Френеля для ТМ-поляризации. При этом в качестве показателей преломления материалов пластинки и окружающего диэлектрика в ПВ-модели использовались эффективные показатели преломления БПВ в области ступеньки и вне ее соответственно.

На рис. 2.5 показаны отражение $\mathcal{R}$ и пропускание $\mathcal{T}$ БПВ, а также фаза прошедшей БПВ по модулю 2π для случая $h = 33$ нм ($h'_c = -50$ нм) в зависимости от угла падения БПВ θ и ширины диэлектрической ступеньки w . Также показаны аналогичные величины для ПВ-модели. Под фазой прошедшей волны понимается аргумент ее комплексной амплитуды на правой границе ступеньки (или нижней границе плоскопараллельной пластинки в случае ПВ), при этом фаза падающей волны полагается равной нулю на левой границе ступеньки (верхней границе пластинки в случае ПВ). Из рис. 2.5 следует, что в «одномодовом» случае формулы Френеля хорошо описывают преломление и фазовую модуляцию БПВ: среднее отклонение отражения и пропускания БПВ от соответствующих значений для ПВ-модели не превышает 0,06. Соответственно, средние потери на паразитное рассеяние БПВ $\mathcal{S} = 1 - (\mathcal{R} + \mathcal{T})$ также не превышают 0,06. При этом среднее отклонение фазы БПВ, прошедшей через диэлектрическую ступеньку, от фазы ПВ, прошедшей через плоскопараллельную пластинку, составляет $\pi/70$ (при расчете оптических элементов такое отклонение, как правило, считается пренебрежимо малым). Таким образом, для расчета различных оптических элементов для БПВ могут быть использованы стандартные методы, разработанные для расчета оптических элементов для «обычного» оптического излучения. При этом, как будет обсуждаться в следующей главе, средние потери на паразитное рассеяние для рассматриваемого примера фазовой модуляции БПВ на порядок меньше, чем характерные потери на рассеяние ППП (без использования специальных подходов для подавления рассеяния).

В то же время преломление БПВ, распространяющихся в рассматриваемой структуре, не всегда близко к преломлению ПВ. В качестве примера на рис. 2.6 показаны зависимости отражения и пропускания БПВ и фазы прошедшей БПВ для случая $h = 140$ нм ($h'_c = 57$ нм) от угла падения и ширины ступеньки.

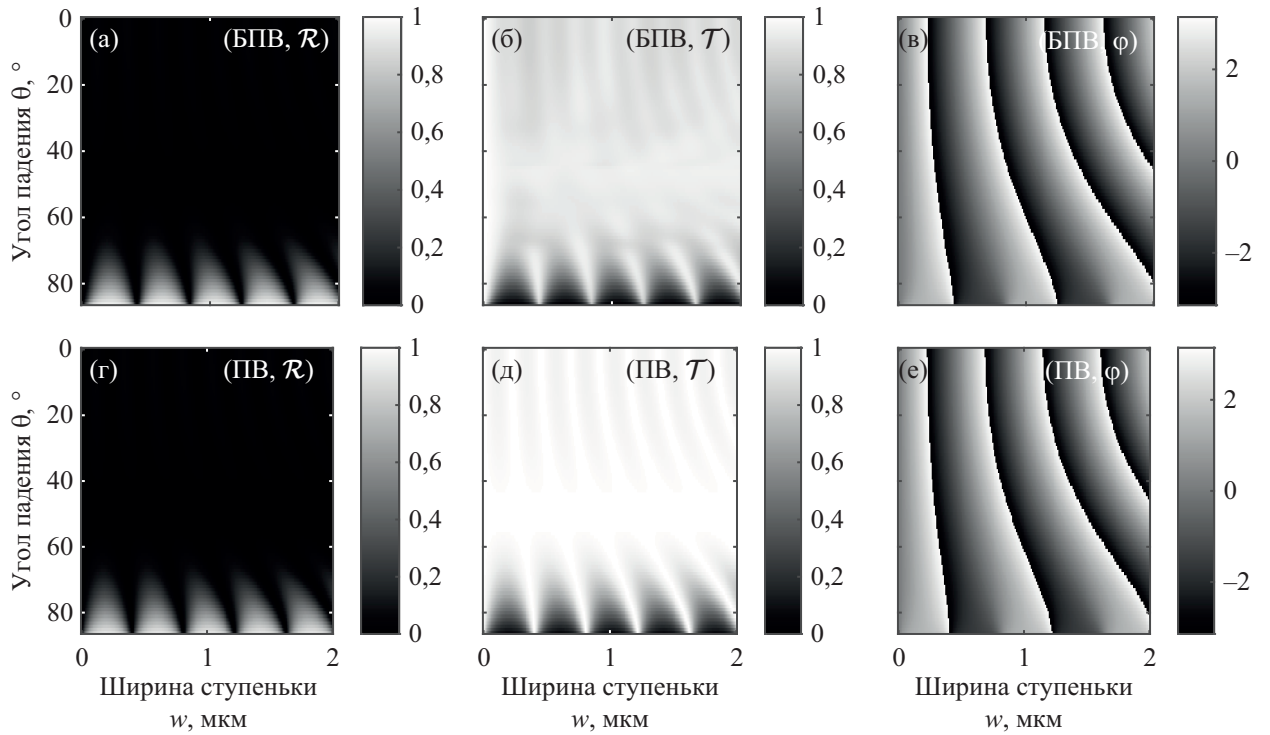


Рисунок 2.5 — Отражение $\mathcal{R}$ (а), пропускание $\mathcal{T}$ (б) и фаза прошедшей волны φ по модулю 2π (в) при прохождении БПВ через диэлектрическую ступеньку высотой 33 нм и аналогичные величины для ПВ-модели (г)–(е).

Согласно рис. 2.2, в этом случае в области ступеньки существуют две БПВ с различными константами распространения, и зависимости отражения и пропускания от угла падения и ширины ступеньки имеют существенно более сложный вид, чем на рис. 2.5, который уже не может быть описан простой ПВ-моделью. Средние потери на рассеяние в этом случае возрастают на порядок и составляют 0,33. При этом в зависимостях коэффициентов отражения и пропускания присутствуют резонансные особенности, в частности, области высокого отражения. Например, при $w = 1,17$ мкм и $\theta = 52^\circ$ отражение БПВ превышает 0,76, а пропускание составляет менее 0,005. Следует отметить, что указанное значение отражения близко к значениям, получаемым при использовании диэлектрических брэгговских решеток для поверхностных электромагнитных волн (поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела металла и однородного диэлектрика), имеющих почти на порядок большие размеры в направлении распространения волны [203]. Таким образом, в этом случае диэлектрическая ступенька может работать как достаточно эффективный рефлектор для БПВ. Следует отметить, что специальной оптимизации высоты ступеньки для максимизации коэффициента отражения не проводилось, поэтому можно ожидать дальнейшего увеличения отражения при оптимизации высоты

ступеньки и (или) при использовании подхода для подавления паразитного рассеяния БПВ.

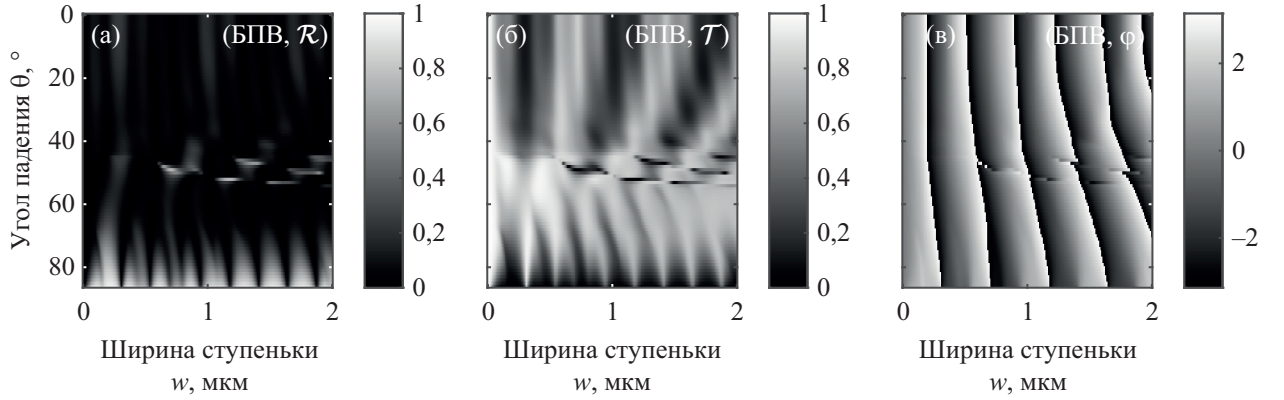


Рисунок 2.6 — Отражение $\mathcal{R}$ (а), пропускание $\mathcal{T}$ (б) и фаза прошедшей волны ϕ по модулю 2π (в) при прохождении БПВ через диэлектрическую ступеньку высотой 140 нм.

Рассмотренные в этом и предыдущем подразделах методы фазовой модуляции БПВ являются основой для расчета дифракционных структур различного типа для преобразования и фокусировки БПВ. В частности, ниже рассмотрены примеры расчета брэгговских решеток и брэгговских решеток с дефектным слоем для БПВ.

2.2 Брэгговские решетки и брэгговские решетки с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн

2.2.1 Брэгговские решетки для блоховских поверхностных волн

Рассмотрим расчет отражающей брэгговской решетки для БПВ с одной ступенькой с $h = 33$ нм на периоде, ориентированной на нормальное падение ТЕ-поляризованной БПВ. При длине волны в свободном пространстве $\lambda = 800$ нм в области ступеньки эффективный показатель преломления БПВ равен $n_{\text{eff},1} = 1,74$, вне ступеньки $n_{\text{eff},2} = n_{\text{eff},\text{inc}} = 1,44$. Зависимости эффективных показателей преломления БПВ от длины волны показаны на врезке на рис. 2.7. Поскольку в соответствии с рис. 2.4(б) и 2.4(в) при $h = 0$ и при $h = 33$ нм фаза БПВ хорошо описывается выражением (2.8), ширина ступеньки

w и расстояние между ступеньками s были определены аналитически из условия $wk_0n_{\text{eff},1} = sk_0n_{\text{eff},2} = \pi/2$, обеспечивающего конструктивную интерференцию волн, отраженных от различных периодов решетки. Для рассматриваемого примера $w = 115$ нм, $s = 139$ нм (период решетки составляет 254 нм). На рис. 2.7 показаны расчетные спектры отражения и пропускания брэгговской решетки для БПВ из 16 периодов (общий размер решетки вдоль направления периодичности составляет 4064 нм), а также, для сравнения, аналогичной брэгговской решетки для нормально падающей линейно поляризованной плоской электромагнитной волны. Частотная дисперсия показателей преломления слоев решетки для плоской волны при расчетах совпадала с дисперсией эффективных показателей преломления БПВ. Рис. 2.7 показывает, что спектр отражения решетки для БПВ близок к спектру отражения решетки для плоской волны, при этом коэффициент отражения БПВ при $\lambda = 800$ нм превышает 0,95. Следует отметить, что несмотря на отсутствие потерь на поглощение, сумма коэффициентов отражения и пропускания БПВ меньше 1. Это связано с т. н. паразитным рассеянием, вызванным несовпадением поперечных профилей БПВ в разных областях и аналогичным паразитному рассеянию волноводных мод при дифракции на диэлектрических структурах на поверхности волновода, которое обсуждалось в предыдущей главе. При этом в области высокого отражения решетки ($\mathcal{R}_{\text{BSW}} > 0,95$) потери на рассеяние не превышают 0,04.

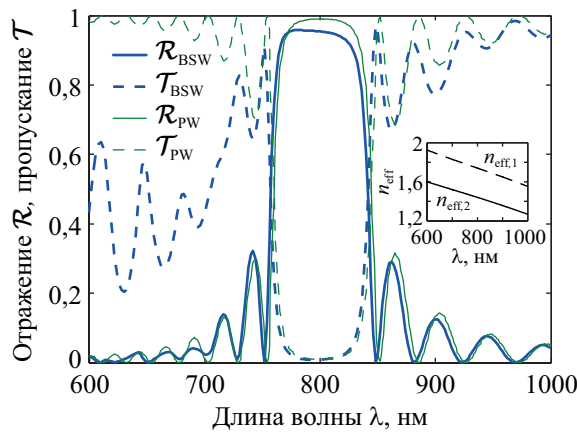


Рисунок 2.7 — Спектры отражения (сплошные линии) и пропускания (пунктирные линии) брэгговской решетки (16 периодов) для БПВ (толстые линии) и аналогичной решетки для плоской волны (тонкие линии) в зависимости от длины волны. Врезка: дисперсия эффективных показателей преломления БПВ.

2.2.2 Брэгговские решетки с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн

Рассмотрим теперь брэгговские решетки с дефектным слоем (БРДС) для блоховских поверхностных волн. Обычная БРДС для плоских электромагнитных волн состоит из двух симметричных брэгговских решеток, разделенных т. н. дефектным слоем (рис. 2.8(а)). Для компактности рисунка показаны только два периода каждой из решеток. Дефектный слой нарушает периодичность всей структуры в целом, поэтому БРДС также называются брэгговскими решетками с дефектом периода.

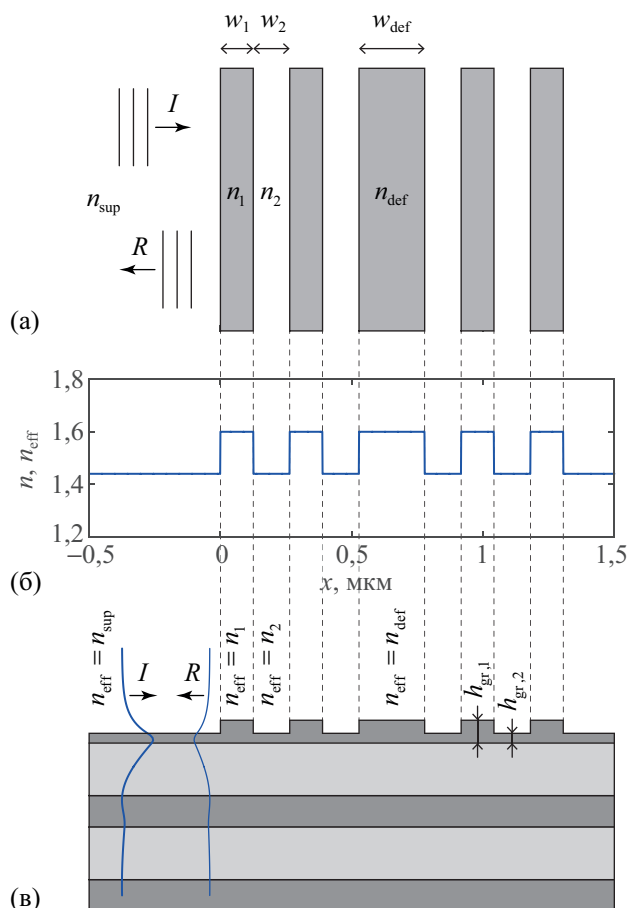


Рисунок 2.8 — (а) Геометрия БРДС для плоских электромагнитных волн. (б) Профиль показателя преломления рассматриваемой БРДС. (в) Интегральная БРДС для БПВ. Показанные на рис. (в) размеры слоев ФК и ступенек соответствуют рассматриваемому примеру (за исключением высоты ступенек, увеличенной в 3 раза для лучшей видимости).

Как обсуждалось в предыдущем подразделе, в простейшем случае период брэгговской решетки состоит из двух однородных слоев с равной оптической

толщиной:

$$\tilde{n}_1 w_1 = \tilde{n}_2 w_2 = \lambda_B / 4, \quad (2.9)$$

где $\tilde{n}_i = \sqrt{n_i^2 - n_{\text{sup}}^2 \sin^2 \theta_0}$, $i = 1, 2$, n_i , w_i — показатели преломления и толщины слоев брэгговской решетки, λ_B — брэгговская длина волны, n_{sup} — показатель преломления области над решеткой, θ_0 — угол падения. Типичный профиль показателя преломления такой структуры, соответствующий рассматриваемому примеру, показан на рис. 2.8(б). Если дефектный слой имеет оптическую толщину, в два раза большую по сравнению с оптической толщиной обычного слоя брэгговской решетки и равную $\tilde{n} w_{\text{def}} = \lambda_B / 2$ (где $\tilde{n} = \sqrt{n_{\text{def}}^2 - n_{\text{sup}}^2 \sin^2 \theta_0}$, а n_{def} — показатель преломления дефектного слоя), то коэффициент отражения БРДС обращается в нуль при длине волны λ_B и угле падения θ_0 [39, 104]. Этот эффект имеет резонансную природу и связан с возбуждением собственной моды, локализованной в дефектном слое. Отметим, что длина волны λ_B соответствует центру первой запрещенной зоны брэгговской решетки.

Предлагаемая интегральная БРДС для БПВ состоит из набора диэлектрических ступенек, расположенных на поверхности ФК и показана на рис. 2.8(в). Будем полагать, что ступеньки имеют диэлектрическую проницаемость, совпадающую с диэлектрической проницаемостью верхнего слоя ФК. Как обсуждалось в подразделе 2.1.1, эффективный показатель преломления БПВ зависит от толщины верхнего слоя ФК. Выберем толщины $h_{\text{gr},1}$ и $h_{\text{gr},2}$ таким образом, что эффективный показатель преломления БПВ будет соответствовать показателям преломления n_1 и n_2 обычной брэгговской решетки. Ширина ступенек и расстояние между ними равны толщинам слоев w_1 , w_2 брэгговской решетки для плоских волн (рис. 2.8).

Исследуем эффективность БРДС со следующими параметрами: $\lambda_B = 800$ нм, $\theta_0 = 0$, $n_1 = n_{\text{def}} = 1,6$, $n_{\text{sup}} = n_2 = 1,44$. Для выбранных значений n_1 и n_2 $w_1 = 125$ нм, $w_2 = 139$ нм и $w_{\text{def}} = 250$ нм. Параметры используемого фотонного кристалла приведены выше. Из рис. 2.2 следует, что эффективный показатель преломления БПВ принимает значения n_1 и n_2 при $h_{\text{c},1} = -66$ нм и $h_{\text{c},2} = -83$ нм соответственно. В этом случае толщины верхнего слоя ФК в областях ступенек и выемок между ними составляют $h_{\text{gr},1} = h_1 + h_{\text{c},1} = 54$ нм и $h_{\text{gr},2} = h_1 + h_{\text{c},2} = 37$ нм. Вне БРДС $h_{\text{c}} = h_{\text{c},2} = -83$ нм. Таким образом, эффективный показатель преломления падающей БПВ равен $n_{\text{eff,inc}} = n_2 = 1,44$. Отметим, что значения $h_{\text{c},1}$, $h_{\text{c},2}$ соответствуют одномодовому режиму. В этом случае, как

обсуждалось выше, можно ожидать, что дифракция БПВ будет близка к дифракции плоских электромагнитных волн.

Будем рассматривать БРДС, содержащую две брэгговские решетки, состоящие из $N_{\text{per}} = 4$ или $N_{\text{per}} = 5$ периодов. Полное число «слоев» (ступенек и областей между ними) в структуре равно 17 и 21 соответственно.

Пунктирные линии на рис. 2.9 показывают абсолютные величины и фазы (аргументы) комплексного коэффициента отражения в зависимости от частоты для обычной БРДС при $N_{\text{per}} = 4$ (красные кривые) и $N_{\text{per}} = 5$ (зеленые кривые). Для этой структуры коэффициент отражения обращается в нуль при угловой частоте $\omega_B = 2,355 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, соответствующей длине волны в свободном пространстве $\lambda_B = 800 \text{ нм}$. В то же время фаза отраженной волны скачкообразно изменяется на π за счет изменения знака коэффициента отражения. Отметим, что увеличение числа периодов брэгговской решетки приводит к увеличению добротности резонанса и, следовательно, к уменьшению ширины минимума отражения.

Сплошные линии на рис. 2.9 показывают модули и фазы комплексного коэффициента отражения БРДС для БПВ, рассчитанные с помощью собственной реализации непериодической модификации метода фурье-мод [239, 240] при $N_{\text{per}} = 4$ (красные кривые) и $N_{\text{per}} = 5$ (зеленые кривые).

Согласно рис. 2.9, спектры отражения обычной БРДС и БРДС для БПВ хорошо совпадают по форме: выборочный коэффициент корреляции Пирсона превышает 0,99. В то же время спектры сдвинуты по отношению друг к другу. Коэффициент отражения БРДС для БПВ достигает минимума не на угловой частоте $\omega_B = 2,355 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, соответствующей расчетной длине волны $\lambda_B = 800 \text{ нм}$, а на частоте $\tilde{\omega}_B = 2,359 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ($\tilde{\lambda}_B = 798,6 \text{ нм}$). Кроме того, минимальные значения коэффициента отражения отличаются от нуля и составляют 0,0013 и 0,0021 при $N_{\text{per}} = 4$ и $N_{\text{per}} = 5$ соответственно. Отметим, что доля энергии падающей волны, содержащаяся в отраженной БПВ, определяется как квадрат модуля коэффициента отражения и для рассматриваемых примеров составляет порядка 10^{-6} . Наблюдаемые различия в спектрах отражения обусловлены потерями на паразитное рассеяние БПВ. Действительно, при дифракции БПВ на БРДС помимо отраженной и прошедшей БПВ формируются также плоские волны и моды ФК, распространяющиеся от границы раздела. При $N_{\text{per}} = 4$ и $\tilde{\lambda}_B = 798,6 \text{ нм}$ квадраты модулей коэффициентов отражения и пропускания, соответствующие долям энергии в отраженной и прошедшей БПВ составляют

$\mathcal{R} = |R|^2 = 1,69 \cdot 10^{-6}$ и $\mathcal{T} = |T|^2 = 0,984$. Таким образом, потери на рассеяние $\mathcal{S} = 1 - (\mathcal{R} + \mathcal{T})$ для рассмотренного примера относительно малы и составляют менее 1,6%. При увеличении числа периодов решетки потери на рассеяние увеличиваются и минимальное значение коэффициента отражения растет.

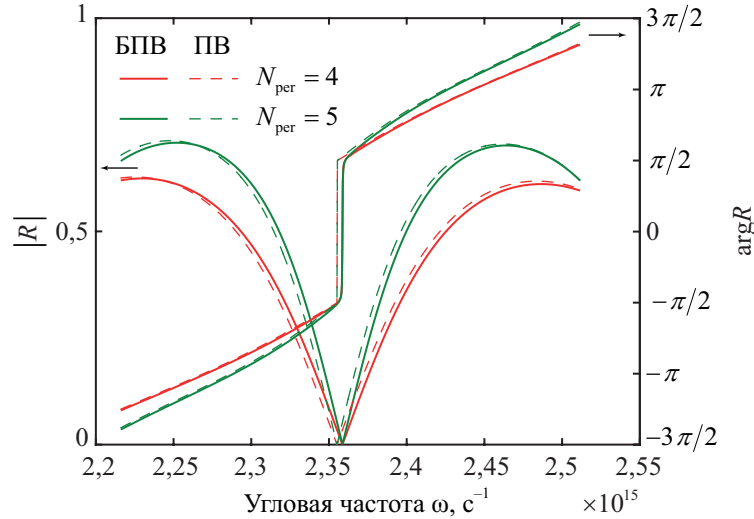


Рисунок 2.9 — Абсолютные величины (левая вертикальная ось) и фазы (правая вертикальная ось) комплексного коэффициента отражения БРДС в зависимости от угловой частоты. Сплошные кривые показывают значения для БРДС для БПВ при $N_{\text{per}} = 4$ (красные кривые) и $N_{\text{per}} = 5$ (зеленые кривые). Пунктирные кривые показывают соответствующие значения для обычной БРДС для плоских электромагнитных волн.

На рис. 2.10(а) показано рассчитанное распределение электрического поля $|E_y(x, z)|$ при дифракции БПВ на рассматриваемой БРДС при $N_{\text{per}} = 4$ и $\tilde{\lambda}_B = 798,6$ нм. Направление распространения падающей БПВ показано белой стрелкой. На рис. 2.10 видно, что в области падения БПВ (слева от решетки) отсутствует характерная интерференционная картина, формируемая падающей и отраженной БПВ, поскольку коэффициент отражения близок к нулю. Соответственно, коэффициент пропускания близок к 1, и поле прошедшей БПВ (в области справа от решетки) визуально идентично полю падающей БПВ. В области решетки поле имеет характерный вид, соответствующий моде, локализованной вблизи дефектного слоя. Такое распределение поля подтверждает резонансную природу минимума отражения. Для сравнения, на рис. 2.10(б) показано распределение поля, формируемое в брэгговской решетке без дефектного слоя, состоящей из 9 периодов. В этом случае $\mathcal{R} = 0,543$, $\mathcal{T} = 0,445$, и интер-

ференционная картина, формируемая падающей и отраженной поверхностными волнами, хорошо видна.

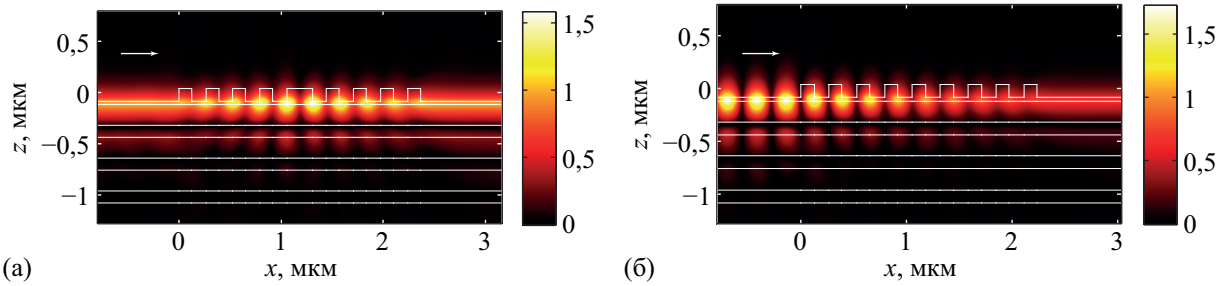


Рисунок 2.10 — Распределение поля $|E_y(x, z)|$, формируемое при дифракции БПВ на БРДС ($N_{\text{per}} = 4$) (а) и на брэгговской решетке без дефекта из 9 периодов (б). Высота ступеньки решеток показана утроенной (51 нм вместо 17 нм) для лучшей видимости.

Рассмотрим теперь БРДС для БПВ, рассчитанную для случая наклонного падения. Положив $\theta_0 = 10^\circ$, получим из (2.9) $w_1 = 127$ нм, $w_2 = 141$ нм, $w_{\text{def}} = 253$ нм. Рассмотрим БРДС, состоящую из двух брэгговских решеток с числом периодов $N_{\text{per}} = 4$ (общее число «слоев» структуры составляет $4N_{\text{per}} + 1 = 17$). На рис. 2.11 показаны модуль и фаза комплексного коэффициента отражения как функции угла падения для БРДС, рассчитанной для блоховских поверхностных волн (непрерывные линии), и для обычной БРДС для плоских волн. В соответствии с выбранными параметрами, коэффициент отражения обычной БРДС на рис. 2.11 обращается в нуль при угле падения $\theta_0 = 10^\circ$. При данном значении угла фаза (аргумент) коэффициента отражения испытывает скачок на π вследствие изменения его знака. Согласно рис. 2.11, угловые спектры отражения обычной БРДС и БРДС для БПВ хорошо совпадают между собой с точностью до сдвига. Действительно, коэффициент отражения БРДС для блоховских поверхностных волн имеет минимум не при угле падения $\theta_0 = 10^\circ$, а при угле $\tilde{\theta}_0 = 9,01^\circ$. При этом минимум модуля коэффициента отражения не равен строго нулю, как для обычной БРДС, а составляет $1,2 \cdot 10^{-4}$. Отметим, что доля энергии, содержащаяся в отраженной БПВ, определяется квадратом модуля коэффициента отражения и для рассмотренного примера в минимуме имеет порядок 10^{-8} .

Смещение спектров обусловлено тем, что предложенный метод построения БРДС для блоховских поверхностных волн является приближенным. В частности, изменение фазы БПВ при прохождении через ступеньку брэгговской структуры и изменение фазы плоской волны при прохождении через плоскопараллельный слой несколько отличаются. Как обсуждалось выше, характерные

отличия фазы составляют сотые доли π и меньше. Такая ошибка в фазе обычно считается пренебрежимо малой, однако, в силу резонансной природы минимума отражения, такого отличия достаточно для его сдвига на величину $\Delta\theta_0 = \theta_0 - \tilde{\theta}_0 \approx 1^\circ$. Кроме того, при дифракции блоховской поверхностной волны на БРДС часть энергии падающей волны переходит в рассеянное излучение (плоские волны над структурой и моды фотонного кристалла, по поверхности которого распространяется БПВ). В данном примере доля энергии падающей волны, переходящей в рассеянное излучение, составляет около 2% для рассматриваемого интервала углов падения. Для оценки степени совпадения формы угловых спектров отражения на рис. 2.11 были рассчитаны относительные среднеквадратические отклонения (ОСКО) между спектром обычной БРДС и сдвинутым на величину $\Delta\theta_0$ спектром отражения БРДС для блоховских поверхностных волн. ОСКО составило 3,85% для амплитуд и 2,99% для фаз комплексных коэффициентов отражения. Таким образом, формы спектров совпадают с хорошей точностью. Отметим, что при необходимости получить минимум отражения именно на заданном угле можно выполнить оптимизацию параметров БРДС (например, ширины дефектного слоя). В рассмотренном в следующем подразделе применении БРДС для пространственного дифференцирования БПВ угловое положение минимума отражения не является существенным.

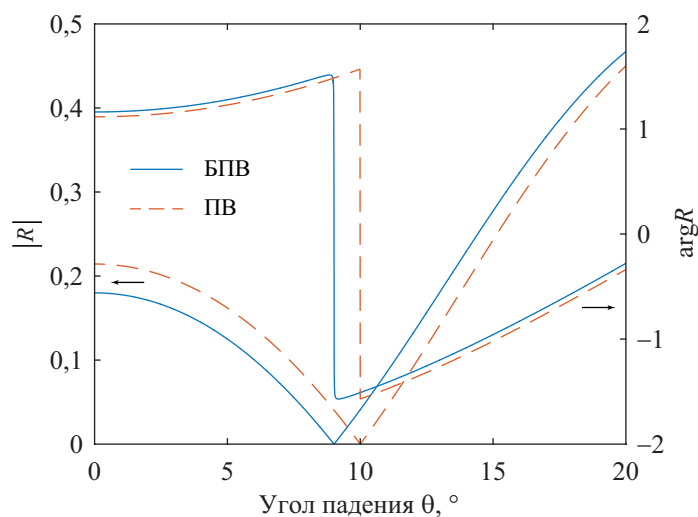


Рисунок 2.11 — Амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения БРДС как функции угла падения. Непрерывными линиями показаны амплитуды (левая вертикальная ось) и фазы (правая вертикальная ось) коэффициентов отражения БРДС для блоховских поверхностных волн. Пунктирными линиями показаны амплитуды и фазы коэффициента отражения обычной БРДС для плоских волн.

2.2.3 Оптическое дифференцирование профилей импульсов и пучков блоховских поверхностных волн с помощью брэгговских решеток с дефектным слоем

Временное дифференцирование огибающих импульсов блоховских поверхностных волн. Одно из перспективных приложений обычных БРДС заключается во временных преобразованиях оптических сигналов. В частности, ранее было показано, что обычная БРДС может выполнять операцию временного дифференцирования огибающей падающего оптического импульса в отражении [39]. Рассмотрим применение описанной в предыдущем подразделе БРДС, рассчитанной для случая нормального падения, для дифференцирования импульсов БПВ. Теоретическое описание дифференцирования полностью совпадает с теоретическим описанием дифференцирования по времени огибающих импульсов, распространяющихся в плоскопараллельном волноводе, приведенном в предыдущей главе, поэтому не будем повторять его здесь для краткости. Отметим лишь, что из вида спектров отражения обычной БРДС (пунктирные кривые) и БРДС для БПВ (сплошные кривые) на рис. 2.9 видно, что коэффициенты отражения в окрестности угловых частот ω_B и $\tilde{\omega}_B$ близки к ПФ дифференцирующего фильтра с точностью до линейной фазы. Указанный линейный фазовый сдвиг приводит к задержке отраженного импульса и не влияет на качество дифференцирования.

Рассмотрим теперь дифференцирование падающего импульса БПВ с гауссовой огибающей с помощью БРДС. В этом случае огибающая падающего импульса и его спектр имеют вид $P_{\text{inc}}(0, 0, t) = \exp(-t^2/\sigma^2)$ и $G(\omega) \sim \exp(-\sigma^2\omega^2/4)$. В качестве центральной частоты импульса было выбрано значение $\tilde{\omega}_B = 2,359 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ($\tilde{\lambda}_B = 798,6 \text{ нм}$), при котором модуль коэффициента отражения достигает минимума. На рис. 2.12(а) показаны модуль и фаза ПФ, соответствующей коэффициенту отражения БРДС для БПВ при $N_{\text{per}} = 4$. Эта ПФ была получена из спектра отражения, показанного на рис. 2.9. Черная точечная кривая на рис. 2.12(а) показывает нормированный спектр $G(\omega)$ огибающей падающего импульса при $\sqrt{2}\sigma = 0,2 \text{ пс}$. Для этого импульса значения ширины по уровню $1/e^2$ огибающей падающего импульса $P_{\text{inc}}(0, 0, t)$ и спектра $G(\omega)$ составляют $T = \sqrt{2}\sigma = 0,2 \text{ пс}$ и $2\Omega = 0,8 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ соответственно. Согласно рис. 2.12(а), амплитуда и фаза передаточной функции БРДС почти ли-

нейны при $|\omega| \leq \Omega$. Таким образом, в рассматриваемом случае можно ожидать высокого качества дифференцирования. На рис. 2.12(б) показана огибающая падающего импульса и модули огибающей отраженного импульса и аналитически рассчитанной производной гауссовой функции. Из рис. 2.12(б) следует, что исследуемая структура обеспечивает высокое качество дифференцирования падающего оптического импульса. Действительно, для рассмотренного примера значение коэффициента корреляции Пирсона между огибающей отраженного импульса и точной производной превышает 0,999. Максимальная амплитуда отраженного импульса при этом составляет 0,285. Отметим, что сдвиг в 20 фс между оптически рассчитанной и точной производными может быть интерпретирован как время выполнения операции дифференцирования.

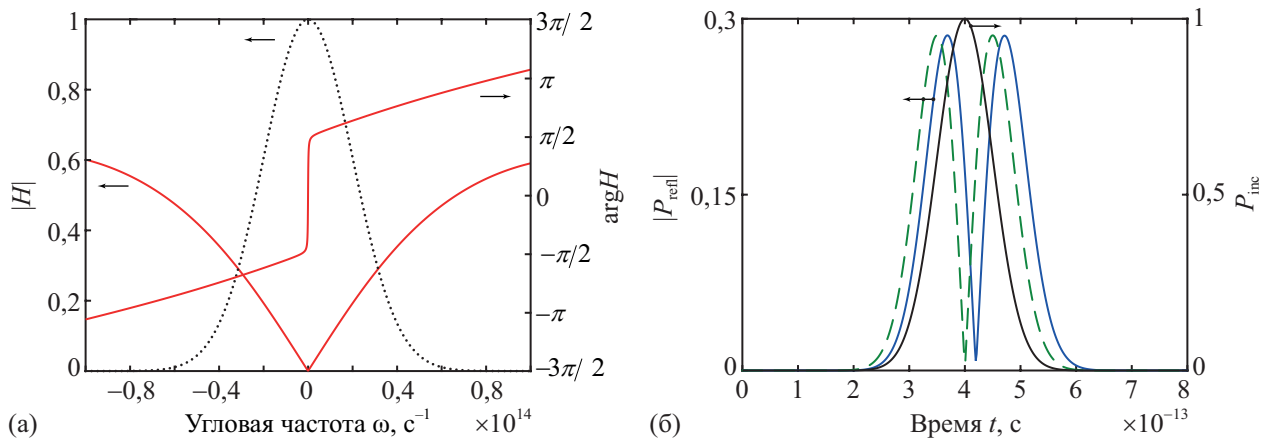


Рисунок 2.12 — (а) Нормированный спектр падающего импульса БПВ (точечная черная кривая); амплитуда и фаза передаточной функции БРДС при $N_{\text{per}} = 4$ (сплошные красные кривые). (б) Огибающая падающего импульса БПВ (сплошная черная кривая, правая вертикальная ось), модуль огибающей отраженного импульса (сплошная синяя кривая, левая вертикальная ось) и модуль аналитически рассчитанной производной гауссовой функции (пунктирная зеленая кривая, левая вертикальная ось). Точная производная нормирована так, чтобы ее амплитуда совпадала с амплитудой отраженного импульса.

Отметим, что увеличение числа периодов брэгговских решеток, составляющих БРДС, приводит к увеличению добротности резонанса и, как следствие, к уменьшению области линейности ПФ. На рис. 2.13 показаны те же величины, что и на рис. 2.12(б), но при $N_{\text{per}} = 5$. В этом случае качество дифференцирования уменьшается незначительно: коэффициент корреляции между оптически рассчитанной и точной производными составляет 0,997. При этом максимальная амплитуда отраженного импульса увеличивается до 0,42. Таким образом,

выбор числа периодов N_{per} позволяет достигнуть нужного компромисса между качеством дифференцирования и энергией отраженного импульса.

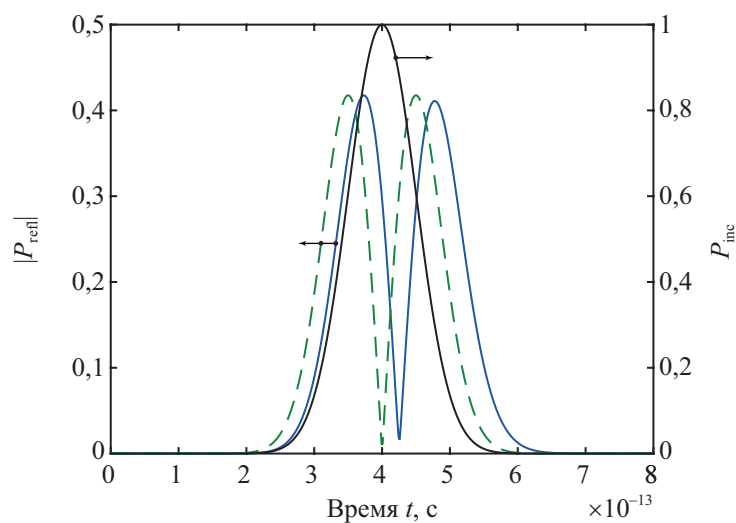


Рисунок 2.13 — Огибающая падающего импульса БПВ (сплошная черная кривая, правая вертикальная ось), модуль отраженного импульса БПВ (сплошная синяя кривая, левая вертикальная ось) при $N_{\text{per}} = 5$, и модуль аналитически рассчитанной производной гауссовой функции (пунктирная зеленая линия, левая вертикальная ось).

В таблице 1 приведены значения коэффициента корреляции и максимальные амплитуды отраженного импульса, рассчитанные для падающих импульсов различной длительности при $N_{\text{per}} = 4$ и $N_{\text{per}} = 5$. Из таблицы 1 следует, что предложенная БРДС позволяет выполнять временное дифференцирование импульсов БПВ с длительностями от 0,1 пс до 3 пс. Коэффициент корреляции для рассмотренных случаев превышает 0,98. Отметим, что при увеличении длительности импульса (и уменьшении его спектральной ширины) коэффициент корреляции сначала увеличивается, но затем опять начинает уменьшаться (см. две последние строки таблицы 1). Такое поведение связано с тем, что ПФ БРДС не обращается в нуль на центральной частоте, как ПФ идеального дифференциатора. Таким образом, при уменьшении спектральной ширины в окрестности центральной частоты качество дифференцирования падает.

Пространственное дифференцирование профилей пучков блоховских поверхностных волн. В работе [104] было показано, что БРДС позволяет реализовать операцию дифференцирования по пространственной координате профиля двумерного монохроматического оптического пучка, распространяющегося в свободном пространстве. Данная операция выполняется в отражении

Таблица 1 — Коэффициент корреляции Пирсона r_p между точной и оптически вычисленной производными и максимальная амплитуда отраженного импульса $P_{\max}$ для падающих импульсов с различными длительностями T

T , пс	$N_{\text{per}} = 4$		$N_{\text{per}} = 5$	
	r_p	$P_{\max}$	r_p	$P_{\max}$
0,1	0,992	0,51	0,982	0,71
0,2	0,999	0,25	0,997	0,41
0,5	0,999	0,12	0,999	0,18
1,0	0,999	0,06	0,998	0,09
2,0	0,997	0,03	0,995	0,05
3,0	0,992	0,02	0,989	0,03

при наклонном падении, угол падения совпадает с нулем коэффициента отражения. Исследуем применение БРДС для блоховских поверхностных волн для пространственного дифференцирования. Рассмотрим БРДС, рассчитанную для случая наклонного падения и описанную в предыдущем подразделе. В качестве падающего пучка БПВ выберем гауссов пучок: $u_{\text{inc,BSW}}(y_{\text{inc}}, 0) = \exp(-y_{\text{inc}}^2/\sigma^2)$, $G_{\text{BSW}}(k_y) \sim \exp(-k_y^2\sigma^2/4)$.

На рис. 2.14(а) показаны модуль и фаза ПФ, соответствующей коэффициенту отражения БРДС для блоховских поверхностных волн при $N_{\text{per}} = 4$. ПФ получена из спектра отражения, показанного на рис. 2.11 непрерывными линиями. На рис. 2.14(а) также показан нормированный спектр $G_{\text{BSW}}(k_y)$ падающего пучка при $\sqrt{2}\sigma = 10$ мкм. В этом случае ширины пучка $u_{\text{inc,BSW}}(y_{\text{inc}}, 0)$ и его спектра $G_{\text{BSW}}(k_y)$ по уровню $1/e^2$ составляют $2w = 20$ мкм и $2g = 0,57$ мкм⁻¹ соответственно. Согласно рис. 2.14(а), передаточная функция БРДС при $|k_y| \leq g$ с точностью до линейной фазы хорошо соответствует ПФ дифференцирующего фильтра. Линейная фаза описывает сдвиг отраженного пучка (эффект Гуса–Хенхен) и не влияет на качество дифференцирования. Таким образом, при указанных параметрах следует ожидать высокого качества дифференцирования. На рис. 2.14(б) показаны падающий пучок, модуль отраженного пучка и модуль аналитически вычисленной производной гауссовой функции. Модуль производной приведен с масштабным множителем, выбранным из условия совпадения

максимумов аналитической производной и отраженного сигнала. В качестве характеристики качества дифференцирования будем использовать СКО между модулями отраженного пучка и аналитической производной, нормированное на максимальную амплитуду отраженного пучка. Рис. 2.14(а) показывает высокое качество дифференцирования, СКО составляет всего 0,63%. Отметим, что при расчете СКО минимумы графиков на рис. 2.14(б)) совмещались, то есть сдвиг отраженного сигнала не учитывался. При этом максимальная амплитуда отраженного сигнала составляет 0,025.

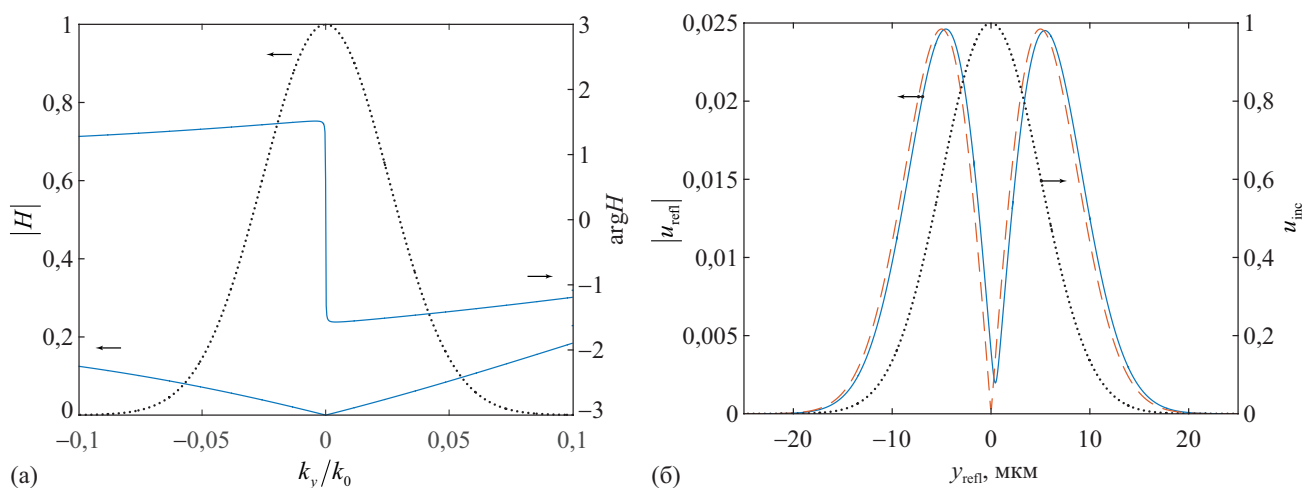


Рисунок 2.14 — (а) Спектр падающего пучка (черная точечная кривая) и амплитуда (левая вертикальная ось) и фаза (правая вертикальная ось) (сплошные синие кривые) коэффициента отражения БРДС для БПВ с $N_{\text{per}} = 4$. (б) Модуль отраженного пучка (сплошная синяя кривая) и производная профиля падающего пучка (красная пунктирная кривая) (левая вертикальная ось), профиль падающего пучка (черная точечная кривая, правая вертикальная ось) при $N_{\text{per}} = 4$.

При увеличении числа периодов у брэгговских решеток, образующих БРДС, увеличивается добротность резонанса и, соответственно, уменьшается интервал линейности ПФ (рис. 2.15(а)). На рис. 2.15(б) показан модуль пучка, отраженного от БРДС при $N_{\text{per}} = 8$. В данном случае качество дифференцирования ухудшилось, СКО между амплитудой отраженного пучка и аналитической производной составляет 3,37%. В то же время максимальная амплитуда отраженного импульса возросла до 0,10. Таким образом, как и в случае дифференцирования по времени, рассмотренном выше, за счет выбора числа периодов N_{per} можно добиться нужного «баланса» между качеством дифференцирования и энергией отраженного пучка.

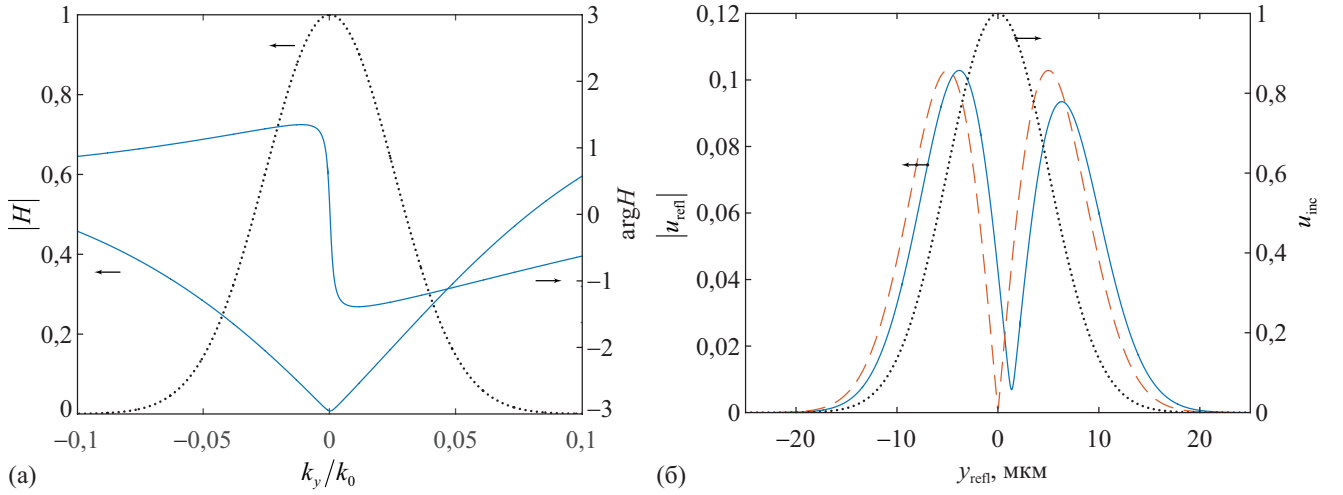


Рисунок 2.15 — (а) Спектр падающего пучка (черная точечная кривая) и амплитуда (левая вертикальная ось) и фаза (правая вертикальная ось) (сплошные синие кривые) коэффициента отражения БРДС для БПВ с $N_{\text{per}} = 8$. (б) Модуль отраженного пучка (сплошная синяя кривая) и производная профиля падающего пучка (красная пунктирная кривая) (левая вертикальная ось), профиль падающего пучка (черная точечная кривая, правая вертикальная ось) при $N_{\text{per}} = 8$.

В таблице 2 приведены значения СКО и максимальной амплитуды при различных значениях ширины пучка $w = \sqrt{2}\sigma$ и при числе периодов $N_{\text{per}} = 4$ и $N_{\text{per}} = 8$ у брэгговских решеток, образующих БРДС для БПВ. Данные таблицы показывают, что, аналогично случаю временного дифференцирования, для БРДС для блоховских поверхностных волн СКО при увеличении ширины пучка w может увеличиваться (случай $N_{\text{per}} = 8$). Это обусловлено тем фактом, что передаточная функция БРДС для блоховских поверхностных волн не равна строго нулю в точке $k_y = 0$, как в случае идеального дифференциатора.

Отметим, что при дифференцировании двумерного гауссова пучка формируется мода Эрмита–Гаусса $H_1(y/\sigma)$, где $H_1(y) = 2\sqrt{2}y \exp(-y^2)$ [104]. Как отмечено выше, поле пучка БПВ на поверхности распространения совпадает по виду с представлением обычного двумерного пучка через угловой спектр плоских волн. Поэтому при дифференцировании гауссова пучка БПВ будет формироваться аналог моды Эрмита–Гаусса $H_1(y/\sigma)$. В качестве примера на рис. 2.16 показаны сечения отраженного пучка БПВ на различных расстояниях от БРДС. Указанные сечения рассчитаны для случая отражения гауссова пучка БПВ ($w = 10$ мкм) от БРДС при $N_{\text{per}} = 4$ и показывают сохранение (с точностью до масштаба) формы пучка при распространении.

Таблица 2 — Среднеквадратическая ошибка дифференцирования и максимальная амплитуда отраженного сигнала для падающих пучков с различными ширинами w

w , МКМ	$N_{\text{per}} = 4$		$N_{\text{per}} = 8$	
	СКО, %	P_{max}	СКО, %	P_{max}
5	1,82	0,049	3,95	0,188
10	0,63	0,025	3,37	0,103
15	0,40	0,017	4,86	0,071
20	0,39	0,012	6,33	0,055

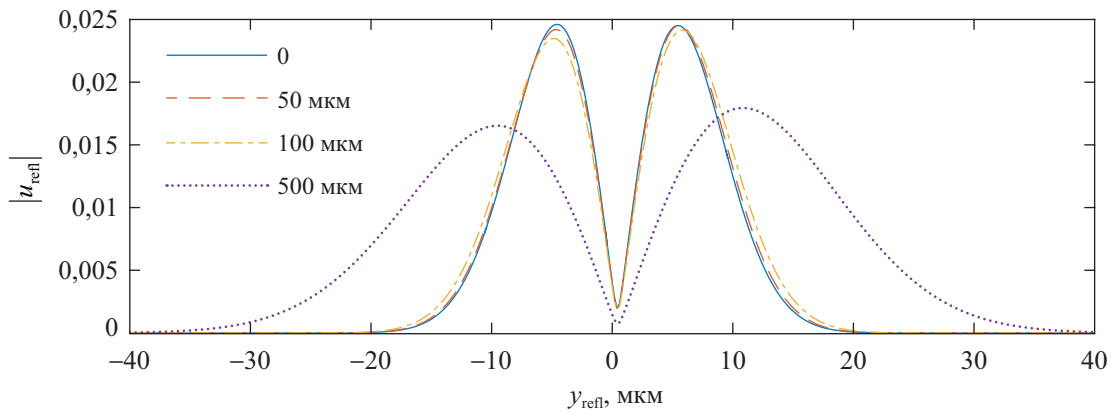


Рисунок 2.16 — Амплитуда отраженного пучка БПВ на различных расстояниях от БРДС при числе периодов $N_{\text{per}} = 4$.

Формирование модового пучка Эрмита-Гаусса также иллюстрируется рис. 2.17(а), где показано двумерное распределение поля (модуль z -компоненты магнитного поля), формируемое при дифракции гауссова пучка с $w = 5$ МКМ на БРДС при $N_{\text{per}} = 8$. Данные значения параметров w и N_{per} были выбраны для удобства визуализации поля, поскольку при этих параметрах амплитуда отраженного пучка является максимальной среди приведенных в таблице 2 случаев. Пучок на рис. 2.17(а) падает под углом $\tilde{\theta}_0 = 9,14^\circ$, который соответствует минимуму отражения при $N_{\text{per}} = 8$. Отраженный пучок имеет характерный минимум, обусловленный операцией дифференцирования, и сохраняет свою форму при распространении. На рис. 2.17(б) и 2.17(в) показано распределение поля в области структуры. Это поле имеет характерный вид моды, локализованной в

окрестности слоя дефекта, что подтверждает резонансную природу процесса дифференцирования.

2.3 Подавление паразитного рассеяния блоховских поверхностных волн и резонансные дифракционные структуры для блоховских поверхностных волн с подавлением рассеяния

2.3.1 Подавление паразитного рассеяния блоховских поверхностных волн

Рассмотрим теперь, при каких условиях в дифракционных структурах для БПВ отсутствуют потери на «паразитное» рассеяние. Однако перед этим для полноты изложения обсудим каналы рассеяния, существующие в рассматриваемых структурах. На рис. 2.18 показана диаграмма в пространстве параметров (k_x, k_y) (компонент волнового вектора), на которой отражены распространяющиеся волны в структуре, представляющей собой полубесконечный фотонный кристалл с некоторой «обрезкой» верхнего слоя (рис. 2.1). Рассмотрим пример со следующими параметрами, совпадающими с параметрами ФК, исследуемого ниже в подразделе 2.3.3, посвященном интегральным дифракционным решеткам для БПВ: центральная длина волны в свободном пространстве $\lambda = 630$ нм, показатели преломления материалов $n_0 = 1$, $n_1 = 3,32$ (фосфид галлия), $n_2 = 1,48$ (диоксид кремния), толщины слоев фотонного кристалла $h_1 = 0,04\lambda = 25$ нм и $h_2 = 0,26\lambda = 164$ нм, толщина верхнего слоя фотонного кристалла $h'_1 = 63$ нм ($h_c = 38$ нм). Граница раздела ФК с такими параметрами поддерживает ТЕ-поляризованную БПВ с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TE}} = 2,4$. Соответствующая окружность $(k_x/k_0)^2 + (k_y/k_0)^2 = n_{\text{eff,TE}}^2$ показана синим на рис. 2.18. Как и в остальных примерах в настоящей главе, будем рассматривать эту БПВ в качестве падающей волны. По границе ФК с приведенными параметрами также может распространяться ТМ-поляризованная БПВ с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,ТМ}} = 1,575$ (соответствующая окружность показана зеленым). Остальные волны, которые могут распространяться в структуре, не являются «привязанными» к границе раздела и представляют собой плоские волны в области над ФК с показателем преломления $n_0 = 1$ (серый круг

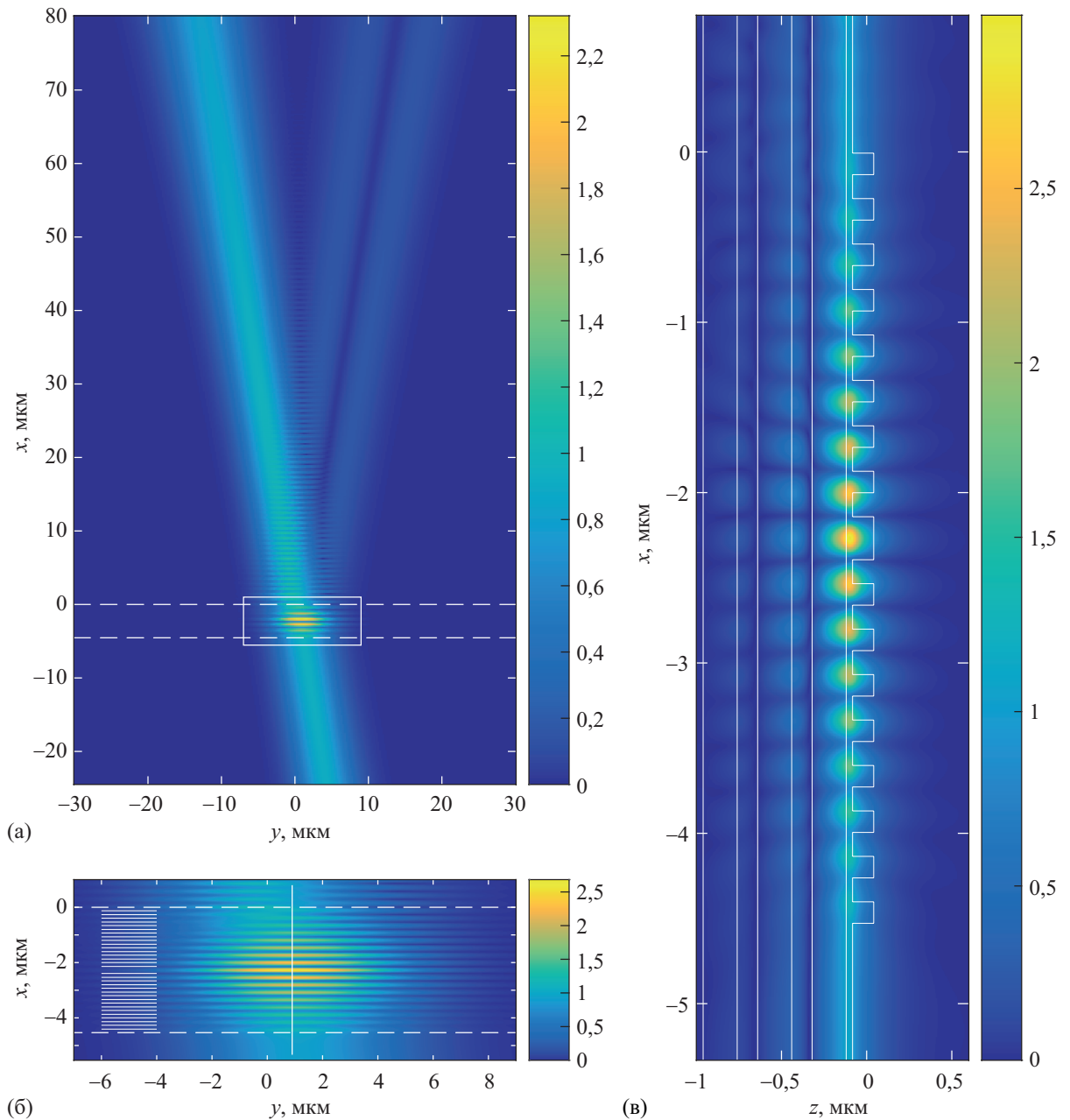


Рисунок 2.17 — (а) Абсолютная величина z -компоненты магнитного поля на расстоянии 10 нм над поверхностью фотонного кристалла. Границы БРДС показаны пунктирными линиями. Прямоугольник показывает область, распределение поля в которой более подробно приведено на рис. (б). (б) Фрагмент распределения поля в области, отмеченной прямоугольником на рис. (а). Пунктирные линии показывают границы структуры, горизонтальные сплошные отрезки показывают границы ступенек структуры и областей между ними. Вертикальная линия показывает прямую, вдоль которой построено сечение поля на рис. (в). (в) Распределение поля в плоскости xz вдоль вертикального отрезка на рис. (б). БРДС показана сплошными линиями, высота ступенек увеличена в 3 раза для наглядности.

с вертикальной штриховкой) или т. н. «объемные» моды фотонного кристалла. Для рассматриваемого примера ТЕ-поляризованные объемные моды существуют при $1,429 < k_{||}/k_0 < 1,931$ (синее «кольцо» со штриховкой под углом 45° на рис. 2.18), где $k_{||}^2 = k_x^2 + k_y^2$. ТМ-поляризованные «объемные» моды существуют при $0,952 < k_{||}/k_0 < 1,572$ и показаны на рис. 2.18 в виде зеленого кольца со штриховкой под углом 135° . Следует отметить, что поскольку эффективный показатель преломления $n_{\text{eff,ТМ}}$ лишь немного превышает значение 1,572, зеленая окружность, показывающая ТМ-поляризованные БПВ на рис. 2.18 визуально совпадает с внешней границей заштрихованного кольца, показывающего объемные ТМ-поляризованные моды фотонного кристалла. Также следует отметить, что, как следует из рис. 2.18, ТЕ-поляризованная БПВ имеет наибольший эффективный показатель преломления из всех волн, распространяющихся в структуре.

Обсудим теперь режим, в котором интегральная структура на поверхности ФК работает в режиме, в котором отсутствуют потери на «паразитное» рассеяние падающей ТЕ-поляризованной БПВ (т. е. не просходит ее рассеяния в плоские волны над структурой и в «объемные» моды ФК), а также не происходит преобразования поляризации, т. е. возбуждения ТМ-поляризованных отраженной и прошедшей БПВ. Будем считать, что структура или инвариантна к переносу в направлении оси y (как все структуры фотоники для БПВ или мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов, рассмотренные выше), или периодична в этом направлении, т. е. представляет собой интегральную дифракционную решетку для БПВ (см. раздел 2.3.3 ниже). Во втором случае будем считать, что решетка является субволновой, т. е. имеет только нулевые распространяющиеся отраженный и прошедший порядки дифракции. В обоих рассматриваемых случаях y -компонента волнового вектора падающей БПВ будет сохраняться для всех рассеянных волн, составляющих решение задачи дифракции. Указанная компонента составляет $k_{y,0} = k_0 n_{\text{eff,ТЕ}} \sin \theta$. Если угол падения является достаточно большим, так что значение $k_{y,0}$ превышает величины волновых векторов всех распространяющихся волн (кроме ТЕ-поляризованной БПВ), то эти волны уже не будут распространяющимися и, соответственно, паразитное рассеяние и преобразование поляризации будут отсутствовать. Обозначая максимальное значение эффективного показателя преломления «объемных» мод ФК как $n_{\text{eff,cr}}$, условие отсутствия паразитного рассеяния и преобразования поляризации можно записать в виде следующего неравенства:

$$k_{y,0} > k_0 \max\{n_0, n_{\text{eff,ТМ}}, n_{\text{eff,cr}}\}. \quad (2.10)$$

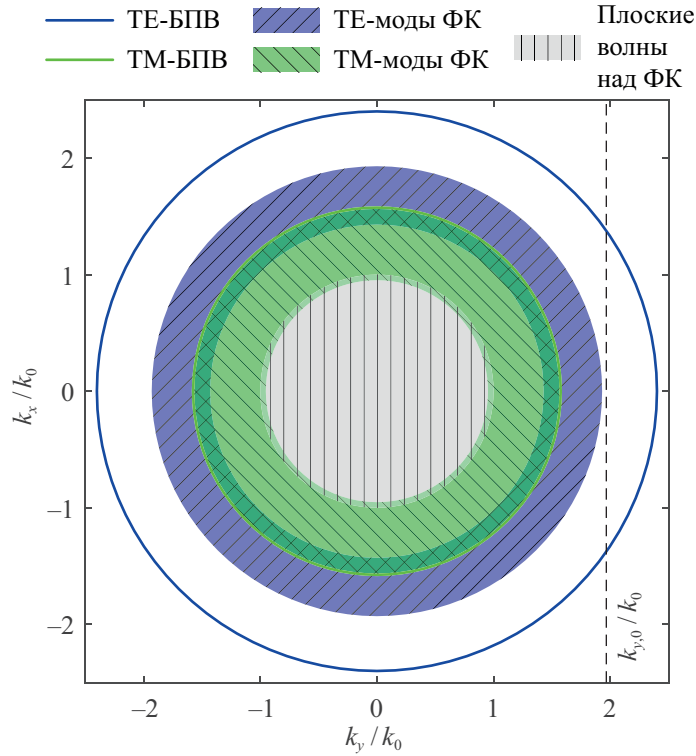


Рисунок 2.18 — Диаграмма распространяющихся волн (в пространстве компонент волнового вектора k_x и k_y) на границе фотонного кристалла с «обрезкой» верхнего слоя (параметры приведены в тексте). Синяя и зеленая окружности показывают ТЕ- и ТМ-поляризованные БПВ соответственно. Синее и зеленое кольца со штриховкой под углами 45° и 135° показывают ТЕ- и ТМ-поляризованные «объемные» моды фотонного кристалла соответственно. Серый круг с вертикальной штриховкой показывает плоские волны в области над структурой. Вертикальная пунктирная прямая показывает y -компоненту волнового вектора ТЕ-поляризованной БПВ, наклонно падающей под углом $\theta = 55^\circ$.

Из неравенства (2.10) можно получить аналогичное неравенство для угла падения ТЕ-поляризованной БПВ:

$$\theta > \theta_{\text{cr}} = \arcsin \left(\frac{\max\{n_0, n_{\text{eff,TM}}, n_{\text{eff,cr}}\}}{n_{\text{eff,TE}}} \right). \quad (2.11)$$

При выполнении указанного условия (в виде одного из эквивалентных неравенств (2.10) и (2.11)) энергия падающей БПВ с ТЕ-поляризацией делится только между отраженной и прошедшей БПВ с ТЕ-поляризацией. Как будет показано в двух следующих подразделах, именно в этом случае резонансные дифракционные структуры для БПВ демонстрируют наиболее интересные оптические свойства. Для рассматриваемого примера $n_{\text{eff,cr}} = 1,931$ и, согласно неравенству (2.11), требуемый режим имеет место при $\theta_{\text{cr}} = \arcsin(1,931/2,4) = 53,57^\circ$.

Для примера на рис. 2.18 вертикальной пунктирной прямой показано значение $k_{y,0}/k_0 = n_{\text{eff,TE}} \sin 55^\circ = 1,966$ для угла падения 55° , превышающего указанный «критический» угол. Данная линия пересекает только синюю окружность, соответствующую ТЕ-поляризованным БПВ, следовательно, отраженные и прошедшие волны не будут «содержать» распространяющиеся волны других типов, показанные на рис. 2.18.

2.3.2 Высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме в диэлектрической ступеньке на поверхности фотонного кристалла

Исследуем теперь оптические свойства диэлектрической ступеньки на поверхности фотонного кристалла (рис. 2.3) в режиме без «паразитного» рассеяния. Рассмотрим для длины волны в свободном пространстве $\lambda = 630$ нм фотонный кристалл со следующими параметрами: $n_1 = 2,32$ (оксид ниобия(V)), $n_2 = 1,48$ (диоксид кремния), $h_1 = 0,031\lambda \approx 20$ нм, $h_2 = 0,3\lambda = 189$ нм. При указанных материалах выбранные толщины слоев фотонного кристалла обеспечивают наличие фотонной запрещенной зоны для обеих поляризаций (ТЕ- и ТМ-) при всех значениях $k_{||}/k_0$, превышающих величину $n_{\text{eff,cr}} = 1,584$.

Выберем следующие значения толщины «обрезки» верхнего слоя фотонного кристалла и высоты ступеньки на его поверхности: $h_c = 76$ нм (т.е. толщина верхнего слоя фотонного кристалла составляет $h'_1 = h_1 + h_c \approx 96$ нм), $h = 60$ нм. Согласно дисперсионному соотношению БПВ в случае, когда над фотонным кристаллом находится среда с показателем преломления $n_0 = 1$, вне ступеньки поверхность фотонного кристалла поддерживает ТЕ-поляризованную БПВ с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TE}} = 1,8$ (которая будет рассматриваться в качестве поверхностной волны, падающей на ступеньку) и ТМ-поляризованную БПВ с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TM}} = 1,53$. В области ступеньки существуют ТЕ- и ТМ-поляризованные БПВ с эффективными показателями преломления $n_{\text{eff,TE,r}} = 2,0$ и $n_{\text{eff,TM,r}} = 1,75$ соответственно.

Как обсуждалось выше, в общем случае при дифракции падающей ТЕ-поляризованной БПВ на ступеньке будут формироваться не только отраженные и прошедшие ТЕ- и ТМ-поляризованные БПВ, но и излучение, рассеянное в

область над фотонным кристаллом и «вглубь» фотонного кристалла. Наличие данного «паразитного» рассеяния может существенно снизить эффективность резонансных дифракционных структур для БПВ. Однако, как было показано в предыдущем подразделе, в рассматриваемой структуре потери на «паразитное» рассеяние, а также «преобразование поляризации» (т. е. возбуждение отраженной и прошедшей ТМ-поляризованных БПВ) можно полностью устранить за счет выбора угла падения. Действительно, при углах падения $\theta > \theta_{cr,0} = \arcsin(n_0/n_{eff,TE}) = 33,75^\circ$ у-компонента волнового вектора падающей БПВ превышает величину волнового вектора плоских волн в области над структурой. Поскольку в силу инвариантности структуры к переносу в направлении оси у эта компонента сохраняется для всех волн, составляющих решение задачи дифракции, это означает, что волны, рассеянные в область над структурой, становятся затухающими, т. е. при $\theta > \theta_{cr,0}$ не происходит потерь энергии падающей БПВ на «паразитное» рассеяние в эту область. Выбранная конфигурация запрещенных зон фотонного кристалла обеспечивает устранение «паразитного» рассеяния в «объемные» моды фотонного кристалла при углах падения $\theta > \theta_{cr,PC} = \arcsin(n_{eff,cr}/n_{eff,TE}) = 61,64^\circ$. При этом при углах падения $\theta > \theta_{cr,TM} = \arcsin(n_{eff,TM}/n_{eff,TE}) = 58,21^\circ$ перестают возбуждаться (т. е. становятся затухающими) отраженные и прошедшие ТМ-поляризованные БПВ. Наконец, при $\theta > \theta_{cr,TM,r} = \arcsin(n_{eff,TM,r}/n_{eff,TE}) = 76,46^\circ$ ТМ-поляризованные БПВ в области ступеньки также становятся затухающими.

Покажем, что в диапазоне углов падения $\max\{\theta_{cr,0}, \theta_{cr,PC}, \theta_{cr,TM}\} < \theta < \theta_{cr,TM,r}$, т. е. в случае, когда в области ступеньки существуют ТЕ- и ТМ-поляризованные БПВ, а в области вне ступеньки — только ТЕ-поляризованные БПВ, рассматриваемая структура проявляет резонансные оптические свойства. На рис. 2.19 показана зависимость отражения ступеньки при наклонном падении ТЕ-поляризованной БПВ от угла падения и ширины ступеньки. В рассматриваемом диапазоне углов падения описанные выше «паразитное» рассеяние и преобразование поляризации отсутствуют, и энергия падающей БПВ делится между отраженной и прошедшей ТЕ-поляризованными БПВ. Поэтому аналогичный график для пропускания не приведен для краткости. Как и для всех примеров, рассмотренных выше, показанная на рис. 2.19 зависимость была рассчитана с помощью собственного моделирующего программного обеспечения, реализующего модификацию метода фурье-мод численного решения уравнений Максвелла, ориентированную на решение задач интегральной оптики [239, 240].

При этом моделировался фотонный кристалл, состоящий из конечного числа периодов, равного 6, и расположенный на диэлектрической подложке с показателем преломления, равным показателю преломления менее оптически плотного слоя кристалла. Число периодов было выбрано из условия хорошего совпадения значений эффективных показателей преломления БПВ, существующих в такой структуре, с эффективными показателями преломления, рассчитанными для случая полубесконечного фотонного кристалла (для всех четырех значений $n_{\text{eff,TE}}$, $n_{\text{eff,TM}}$, $n_{\text{eff,TE,r}}$ и $n_{\text{eff,TM,r}}$ отличие не превышает $5 \cdot 10^{-4}$).

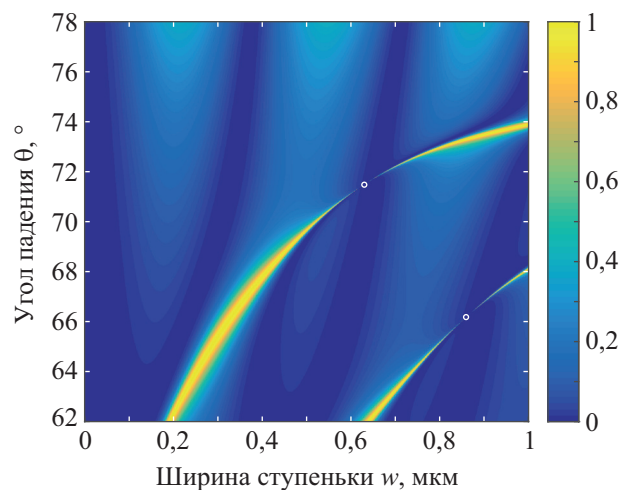


Рисунок 2.19 — Зависимость отражения диэлектрической ступеньки на поверхности фотонного кристалла от угла падения и ширины ступеньки при падении ТЕ-поляризованной БПВ. Белые кружки показывают положения ССК, предсказанные построенной моделью связанных волн.

Из рис. 2.19 видно, что в рассматриваемом угловом диапазоне присутствуют высокодобротные резонансы, при этом ширина резонанса (и, следовательно, его добротность) существенно варьируется вдоль дисперсионных кривых. В нескольких точках ширина резонанса обращается в нуль, что свидетельствует о наличии в структуре связанных состояний в континууме. Вид резонансных особенностей и связанных состояний аналогичен рассмотренной выше интегральной дифракционной структуре, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного диэлектрического волновода (при этом основное отличие заключается в несколько более сложном механизме «выключения» потерь на паразитное рассеяние в области под ступенькой в случае БПВ). Для теоретического описания возникающих резонансов применима модель связанных волн, первоначально разработанная для диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода и описанная выше. Построенная

модель учитывает возбуждение падающей ТЕ-поляризованной поверхностной волной ТЕ- и ТМ-поляризованных БПВ в области ступеньки и связь БПВ двух поляризаций, существующих в ступеньке, на ее границах. При этом не учитывается лишь «ближнепольное» взаимодействие между левой и правой границами ступеньки, которым, как показывает сравнение с результатами строгого численного моделирования, можно пренебречь уже при ширине ступеньки в несколько десятков нанометров. «Модельный» спектр отражения визуально практически неотличим от строго рассчитанного спектра, показанного на рис. 2.19, и поэтому не приведен здесь для краткости. Кроме того, модель связанных волн позволяет с высокой точностью предсказать положение ССК (предсказанные моделью положения ССК показаны белыми кружками на рис. 2.19 и хорошо согласуются с результатами численного моделирования).

2.3.3 Резонансные интегральные дифракционные решетки для блоховских поверхностных волн

Рассмотрим теперь интегральные дифракционные решетки для БПВ. Геометрия предлагаемой структуры представлена на рис. 2.20. Интегральная решетка состоит из периодического набора (с периодом d) диэлектрических столбиков прямоугольного сечения, высоты h , ширины (размера в направлении периодичности) w и длины (размера в направлении, перпендикулярном направлению периодичности) l , расположенных на поверхности одномерного диэлектрического фотонного кристалла. Для простоты будем полагать, что диэлектрические столбики, составляющие решетку, выполнены из того же материала, что и верхний слой фотонного кристалла, имеющего показатель преломления n_1 .

В общем случае наклонного падения БПВ на интегральную решетку падающая поверхностная волна имеет компоненты волнового вектора в плоскости $k_{y,0} = k_{\text{BSW}} \sin \theta$ и $k_{x,0} = k_{\text{BSW}} \cos \theta$, где θ — угол падения, который будем считать положительным (см. рис. 2.1), $k_{\text{BSW}} = k_0 n_{\text{eff,TE}}$ — волновой вектор падающей БПВ (как и ранее, будем рассматривать падение ТЕ-поляризованной блоховской поверхностной волны). За счет периодичности решетка формирует набор порядков дифракции в отраженном и прошедшем поле со следующими

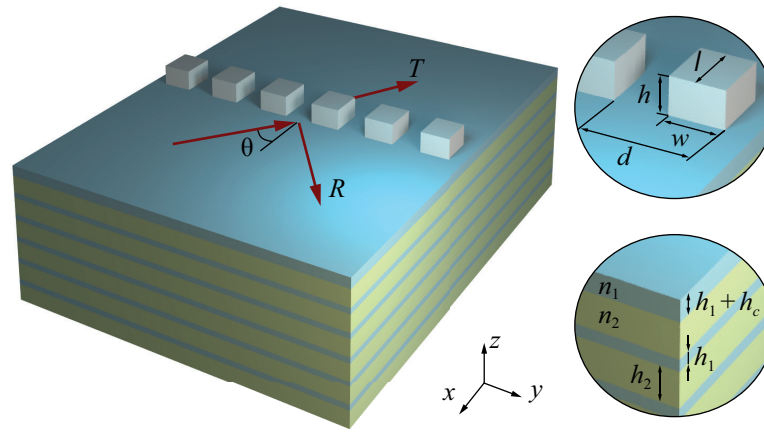


Рисунок 2.20 — Геометрия исследуемых интегральных решеток для блоховских поверхностных волн, распространяющихся по поверхности одномерного фотонного кристалла.

у-компонентами волнового вектора: $k_{y,i} = k_{y,0} + 2\pi i/d$, $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ [17]. В случае обычной (а не интегральной) дифракционной решетки, работающей в т.н. планарной (не конической) конфигурации падения, каждый из порядков дифракции соответствует либо распространяющейся, либо затухающей плоской волне, имеющей ту же поляризацию, что и падающая волна [73]. В случае интегральных дифракционных решеток, ориентированных на работу с поверхностными электромагнитными волнами, ситуация существенно более сложная. В связи с тем, что структура не инвариантна к переносу в направлении оси z , перпендикулярной поверхности ФК, каждый из порядков дифракции в самом общем случае будет «содержать» не только отраженную или прошедшую БПВ, имеющую одинаковую поляризацию с падающей волной (ТЕ-поляризацию для всех рассмотренных примеров), но также и «кросс-поляризованную» (в рассматриваемом случае — ТМ-поляризованную) БПВ, а также излучение, рассеянное с поверхности распространения в область над структурой (плоские волны в однородном диэлектрике с показателем преломления n_0) и в подложку («объемные» моды одномерного фотонного кристалла). Эти «паразитные» волны могут существенно ухудшить работу интегральных оптических элементов для БПВ и, в частности, сделать невозможным достижение высокодобротных резонансных состояний.

Однако, как обсуждалось выше в подразделе 2.3.1, подбирая конфигурацию запрещенных зон фотонного кристалла и выбирая угол падения БПВ, падающей на решетку, можно полностью исключить потери из-за паразитного рассеяния и преобразования поляризации. Покажем, что интегральные ди-

фракционные решетки для БПВ, удовлетворяющие описанным выше условиям отсутствия паразитного рассеяния (см. неравенства (2.10) и (2.11)), демонстрируют интересные оптические свойства, в частности, высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме. Далее рассмотрим пример со следующими параметрами, совпадающими с параметрами примера, для которого обсуждалось подавление паразитного рассеяния в подразделе 2.3.1: центральная длина волны в свободном пространстве $\lambda = 630$ нм, показатели преломления материалов $n_0 = 1$, $n_1 = 3,32$ (фосфид галлия), $n_2 = 1,48$ (диоксид кремния), толщины слоев фотонного кристалла $h_1 = 0,04\lambda = 25$ нм и $h_2 = 0,26\lambda = 164$ нм, толщина верхнего слоя фотонного кристалла $h'_1 = 63$ нм ($h_c = 38$ нм). Как обсуждалось выше, при указанных параметрах требуемый режим достигается при углах падения БПВ, превышающих «критическое» значение $\theta_{cr} = 53,57^\circ$. Следует подчеркнуть, что выбранные параметры не уникальны, и результаты, аналогичные представленным ниже, могут быть получены для широкого диапазона материалов и длин волн при условии правильного выбора геометрических параметров слоев ФК, обеспечивающих режим без паразитного рассеяния.

Начнем с изучения субволновых интегральных решеток, в которых только нулевой отраженный и прошедший порядки дифракции являются распространяющимися, т. е. справедливы следующие неравенства: $|k_{y,1}| = |k_{y,0} + 2\pi/d| > k_0 n_{eff,TE}$, $|k_{y,-1}| = |k_{y,0} - 2\pi/d| > k_0 n_{eff,TE}$. Выберем фиксированный угол падения $\theta = 55^\circ$, который превышает критический угол θ_{cr} , определяемый по формуле (2.11). Для этого угла падения и выбранных параметров примера приведенные выше неравенства, обеспечивающие субволновый режим, выполняются при $d < \lambda/4,366$. На рисунке 2.21 показана интенсивность $\mathcal{R}_0$ нулевого отраженного порядка дифракции для решетки с высотой ступеньки $h = 33$ нм и коэффициентом заполнения $w/d = 0,5$ в зависимости от длины волны λ и длины решетки l , нормированных на период решетки d . Следует отметить, что такое пространство параметров является удобным для исследования т. н. высококонтрастных дифракционных решеток [2]. При расчете зависимости, показанной на рис. 2.21, длина волны падающего излучения λ оставалась постоянной, а геометрические параметры решетки (период d и длина l) варьировались. Отметим, что график интенсивности нулевого прошедшего порядка $\mathcal{T}_0$ не показан, так как в режиме без рассеяния в рассматриваемой структуре без потерь $\mathcal{T}_0 = 1 - \mathcal{R}_0$.

Из рис. 2.21 видно, что в субволновом режиме (при $\lambda/d > 4,366$) интегральная решетка проявляет высокодобротные резонансы и связанные состояния

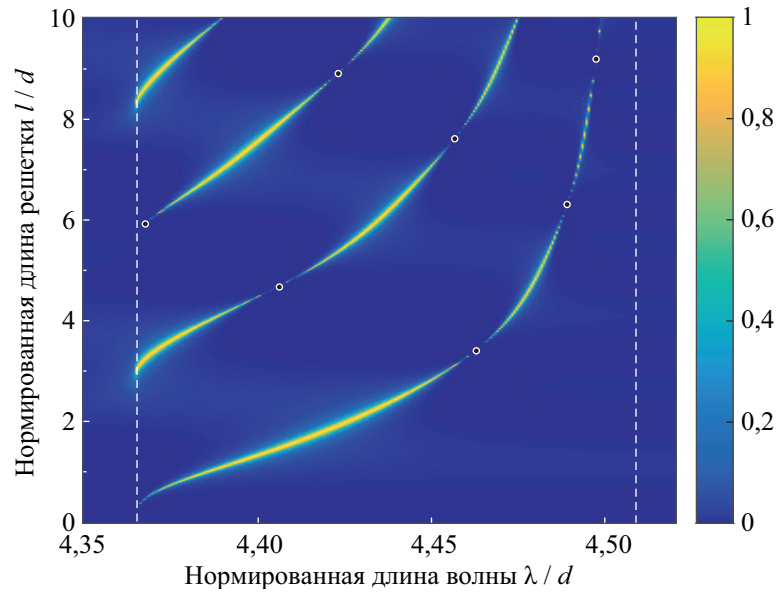


Рисунок 2.21 — Отражение (интенсивность нулевого отраженного порядка дифракции) $\mathcal{R}_0$ субволновой интегральной решетки для блоховских поверхностных волн в случае наклонного падения ТЕ-поляризованной БПВ под углом $\theta = 55^\circ$ в зависимости от нормированных длины волны λ/d и длины решетки l/d . Вертикальными штриховыми линиями показана граница субволнового режима (левая линия) и «двухмодового» режима в решетке (правая линия). Белые кружки показывают положения ССК, предсказанные разработанной моделью связанных волн.

в континууме (точки, где ширина резонанса обращается в нуль). Для понимания природы резонансных особенностей в спектре решетки вычислим моды, распространяющиеся в ней. Для этого будем рассматривать решетку как конечный (в направлении оси x) периодический массив прямоугольных фотонных волноводов, связанных ближним полем и расположенных на поверхности фотонного кристалла, инвариантного к переносу в плоскости xu , и вычислим распространяющиеся волноводные моды этой структуры. На рисунке 2.22 показаны дисперсия (зависимость нормированных констант распространения k_x/k_0 от нормированного параметра λ/d) и распределения поля мод, рассчитанные с использованием численного метода, основанного на методе фурье-мод [81].

Из рис. 2.22(а) следует, что при $\lambda/d < 4,509$ в области решетки присутствуют две распространяющиеся моды (характерные распределения поля мод показаны на врезках на рис. 2.22(б) и 2.22(в)). В силу геометрии наклонного падения эти моды не обладают какой-либо особой симметрией и связываются на границах раздела решетки. Сравнивая рис. 2.21 и 2.22(а), можно

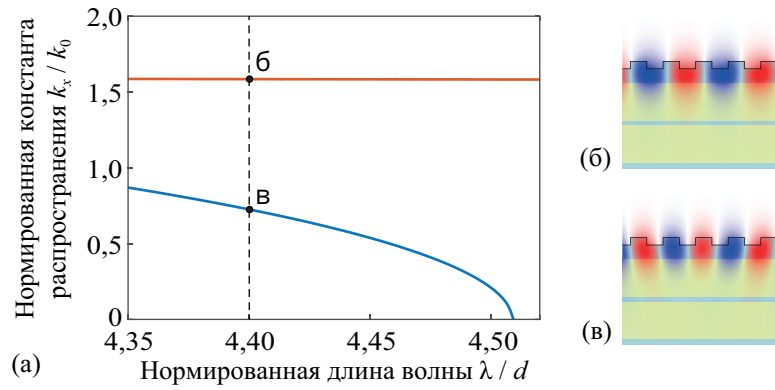


Рисунок 2.22 — (а) Нормированные константы распространения k_x/k_0 мод, поддерживаемых интегральной решеткой бесконечной длины, в зависимости от нормированного параметра λ/d . (б), (в) Распределения действительной части компоненты поля E_x мод при $\lambda/d = 4,4$.

увидеть, что именно в двухмодовом режиме решетка проявляет высокодобротные резонансы и ССК. Это говорит о том, что резонансные свойства решетки вызваны интерференцией между двумя распространяющимися модами, и что ССК, существующие в структуре, относятся к типу Фридриха–Винтгена [83]. Существование ССК может быть доказано, а их положение в пространстве параметров может быть предсказано с помощью модели связанных волн, предложенной выше для описания ССК, возникающих в диэлектрической ступеньке на поверхности плоскопараллельного волновода. Напомним, что выше двумя типами волн, за счет взаимодействия которых возникали высокодобротные резонансы и ССК, являлись ТЕ- и ТМ-поляризованные волноводные моды в области ступеньки. Для рассматриваемой же здесь интегральной дифракционной решетки для БПВ взаимодействуют две моды решетки (рис. 2.22(а)). Положения ССК, предсказанные моделью, показаны на рис. 2.21 белыми кружками.

Отметим, что резонансы и связанные состояния в континууме в рассматриваемой интегральной решетке для БПВ аналогичны эффектам, наблюдаемым в обычных (неинтегральных) бинарных дифракционных решетках и фотоннокристаллических слоях [2, 97, 99, 160], причем важным отличием является необходимость обеспечения режима без паразитного рассеяния в интегральной структуре.

Чтобы показать важность режима без паразитного рассеяния, рассмотрим другой фотонный кристалл с толщинами слоев $h_1 = 0,055\lambda = 35$ нм и $h_2 = 0,26\lambda = 164$ нм. При $h_c = 29$ нм граница раздела такого ФК поддерживает распространение ТЕ-поляризованной БПВ с таким же эффективным показате-

лем преломления $n_{\text{eff,TE}} = 2,4$ как у исходной структуры и ТМ-поляризованную БПВ с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff,TM}} = 1,005$. Диаграмма распространяющихся волн, аналогичная рис. 2.18 в подразделе 2.3.1, показана на рис. 2.23. Согласно этому рисунку, в этом случае поля, соответствующие нулевому отраженному и прошедшему порядкам дифракции, будут содержать не только ТЕ-поляризованные БПВ, но и ТЕ-поляризованные «объемные» моды ФК. На рис. 2.24 показаны зависимости отражения, пропускания и потерь на паразитное рассеяние при угле падения $\theta = 55^\circ$ от нормированного параметра l/d для интегральных дифракционных решеток с $\lambda/d = 4,4$, расположенных на поверхности «исходного» ФК, которому соответствует рис. 2.18 и фотонного кристалла, которому соответствует рис. 2.23. В первом случае (рис. 2.24(а)) потери на рассеяние отсутствуют и в резонансе отражение и пропускание обращаются в единицу и нуль соответственно. Во втором случае потери на паразитное рассеяние (рис. 2.24(б)) существенно ухудшают резонансные оптические свойства структуры. Действительно, в этом случае добротность резонанса уменьшается, а единичное отражение и нулевое пропускание больше не достигаются в условиях резонанса.

Возвращаясь к структурам с подавлением паразитного рассеяния, следует отметить, что, аналогично ступенькам на поверхности плоскопараллельного волновода, рассмотренным в главе 1, они могут быть использованы в качестве узкополосных спектральных или пространственных фильтров для БПВ. Действительно, на рис. 2.25 показано отражение (интенсивность нулевого отраженного порядка дифракции) решетки в зависимости от длины волны (рис. 2.25(а)) (рассчитанное при фиксированном угле падения $\theta = 55^\circ$) и в зависимости от угла падения (рис. 2.25(б)) (рассчитанное при фиксированной длине волны $\lambda = 630$ нм) для двух субволновых интегральных дифракционных решеток с параметрами $(\lambda/d, l/d) = (4,469, 3,775)$ (первая решетка) и $(\lambda/d, l/d) = (4,479, 4,6)$ (вторая решетка). Значения λ/d приведены для центральной длины волны $\lambda = 630$ нм.

Рисунки 2.25(а) и 2.25(б) показывают, что такие структуры могут быть использованы в качестве узкополосных спектральных или пространственных (угловых) фильтров, работающих в отражении. Добротность резонанса (и связанная с ней ширина пика отражения) могут быть выбраны за счет выбора расстояния в рассматриваемом пространстве параметров от одного из ССК, существующих в структуре. Действительно, первая решетка с параметрами

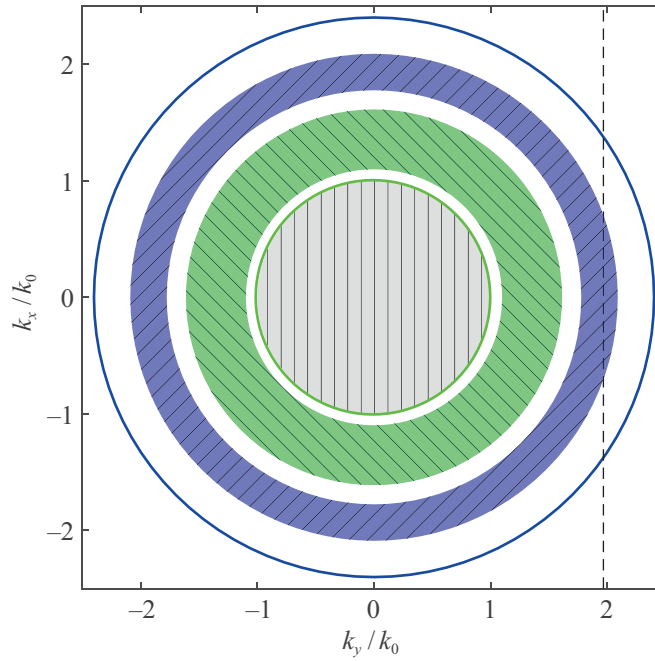


Рисунок 2.23 — Диаграмма распространяющихся волн (в пространстве компонент волнового вектора k_x и k_y) на границе фотонного кристалла с «обрезкой» верхнего слоя, в котором при рассматриваемом угле падения БПВ присутствуют потери на паразитное рассеяние. Синяя и зеленая окружности показывают ТЕ- и ТМ-поляризованные БПВ соответственно. Синее и зеленое кольца со штриховкой под углами 45° и 135° показывают ТЕ- и ТМ-поляризованные «объемные» моды фотонного кристалла соответственно. Серый круг с вертикальной штриховкой показывает плоские волны в области над структурой. Вертикальная пунктирная прямая показывает y -компоненту волнового вектора ТЕ-поляризованной БПВ, наклонно падающей под углом $\theta = 55^\circ$.

$(\lambda/d, l/d) = (4,469, 3,775)$ ближе к ССК, чем вторая решетка с параметрами $(\lambda/d, l/d) = (4,479, 4,6)$ и, как следствие, имеет более узкий пик отражения. Полные ширины по полуспаду (от англ. full width at half maximum, FWHM) резонансных пиков составляют для первой структуры 0,04 нм (рис. 2.25(а)) и $0,015^\circ$ (рис. 2.25(б)), в то время как для второй структуры они равны 0,134 нм и $0,050^\circ$ для пиков на рис. 2.25(а) и 2.25(б) соответственно.

Покажем теперь, что также можно найти конфигурации падения, в которых интегральные решетки, работающие в несубволновом режиме (т. е. решетки, в котором распространяющимися являются какие-либо порядки дифракции помимо нулевых отраженного и прошедшего), также свободны от паразитного рассеяния. В этом случае не только y -компоненты волнового вектора падающей волны и нулевых порядков дифракции $k_{y,0}$ должны удовлетворять уравне-

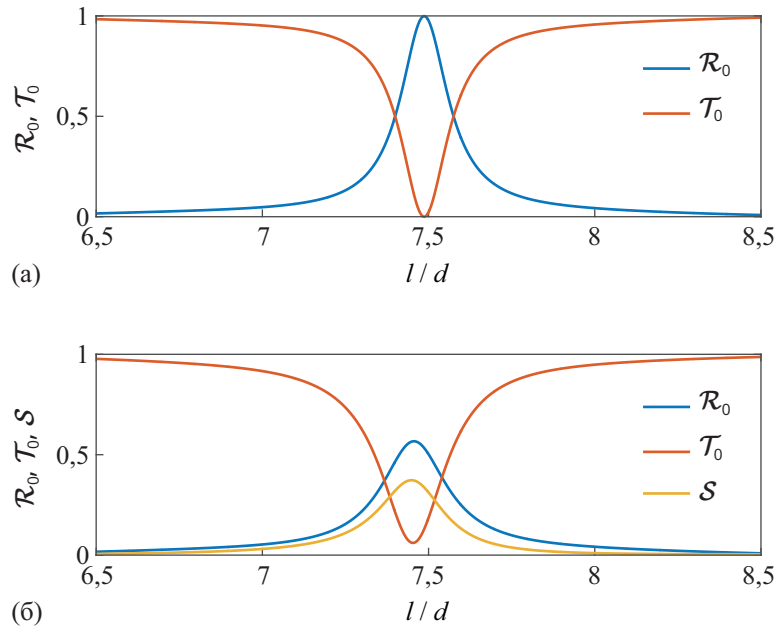


Рисунок 2.24 — Отражение $\mathcal{R}_0$, пропускание $\mathcal{T}_0$ и потери на паразитное рассеяние $\mathcal{S} = 1 - (\mathcal{R}_0 + \mathcal{T}_0)$ интегральных субволновых дифракционных решеток для БПВ без (а) и с (б) потерями на паразитное рассеяние в зависимости от нормированного параметра l/d при $\lambda/d = 4,4$, $\theta = 55^\circ$ и $w/d = 0,5$.

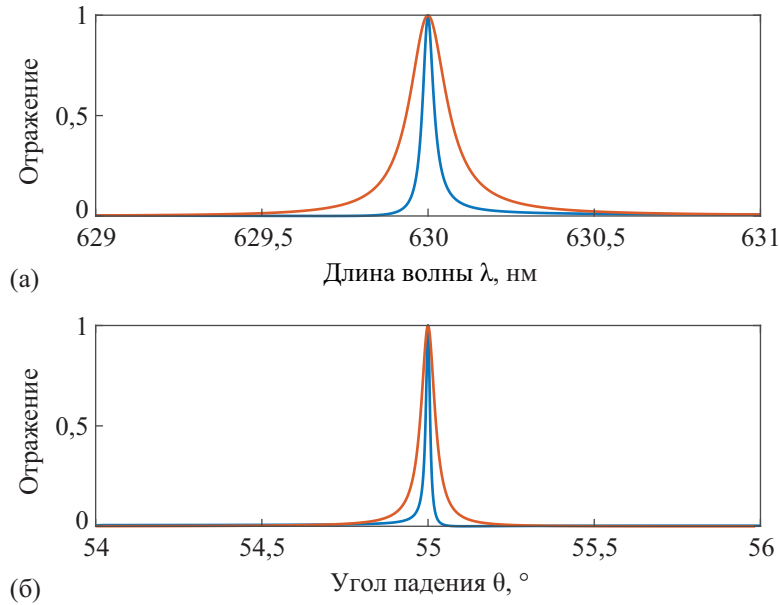


Рисунок 2.25 — Спектры отражения, рассчитанные при фиксированном угле падения $\theta = 55^\circ$ в зависимости от длины волны (а) и фиксированной длине волны $\lambda = 630$ нм в зависимости от угла падения (б) для двух субволновых интегральных дифракционных решеток для БПВ с параметрами $(\lambda/d, l/d) = (4,469, 3,775)$ (синие кривые) и $(\lambda/d, l/d) = (4,479, 4,6)$ (красные кривые).

нию (2.10), но и компоненты волновых векторов $k_{y,i}$ всех распространяющихся порядков дифракции, с той разницей, что в левой части неравенства должны использоваться абсолютные величины $|k_{y,i}|$ (поскольку при $i < 0$ соответствующее значение $k_{y,i}$ может быть отрицательным). Если предположить, что наряду с нулевыми порядками решетка поддерживает распространение -1 -го порядка дифракции, а значение $k_{y,0}$ удовлетворяет неравенству (2.10), то абсолютная величина $|k_{y,-1}| = |k_{y,0} - 2\pi/d|$, очевидно, также будет удовлетворять неравенству (2.10) если

$$k_{y,-1} \approx -k_{y,0}. \quad (2.12)$$

В рассмотренных ниже примерах мы сосредоточимся на частном «высокосимметричном» случае, когда приближенное равенство (2.12) становится строгим. Эта конфигурация падения известна как геометрия Литрова (см. врезку на рис. 2.26(а)) и широко используется для создания так называемых решеток с блеском, перенаправляющих падающее излучение в определенный ненулевой порядок дифракции [66, 280–284]. Нетрудно показать, что для рассматриваемого случая условие Литрова выполняется, когда $k_{y,0} = \pi/d$, или, другими словами,

$$\sin \theta_{\text{Litt}} = \frac{\lambda}{2n_{\text{eff,TE}}d}. \quad (2.13)$$

На рисунке 2.26(а) показана зависимость угла падения Литрова θ_{Litt} от нормированного параметра λ/d . Показанный диапазон λ/d был выбран таким образом, чтобы, с одной стороны, не распространялись никакие другие порядки дифракции, кроме нулевого и -1 -го, и, с другой стороны, соответствующие углы падения, определяемые уравнением (2.13), обеспечивали описанный выше режим без рассеяния (см. неравенства (2.10) и (2.11)). На рисунках 2.26(б) и 2.26(в) показаны спектры интенсивностей нулевого ($\mathcal{T}_0$) и -1 -го ($\mathcal{T}_{-1}$) прошедших порядков дифракции интегральной решетки, работающей в геометрии Литрова в зависимости от нормированных параметров λ/d и l/d . Все остальные параметры совпадают с параметрами предыдущего примера за исключением того, что для обеспечения выполнения условия Литрова $k_{y,-1} = -k_{y,0}$ угол падения θ не был постоянным, а выбирался для каждой нормированной длины волны λ/d в соответствии с уравнением (2.13).

Результаты моделирования подтверждают, что решетка действительно работает в режиме без паразитного рассеяния, т. е. $\mathcal{R}_0 + \mathcal{R}_{-1} + \mathcal{T}_0 + \mathcal{T}_{-1} = 1$, где

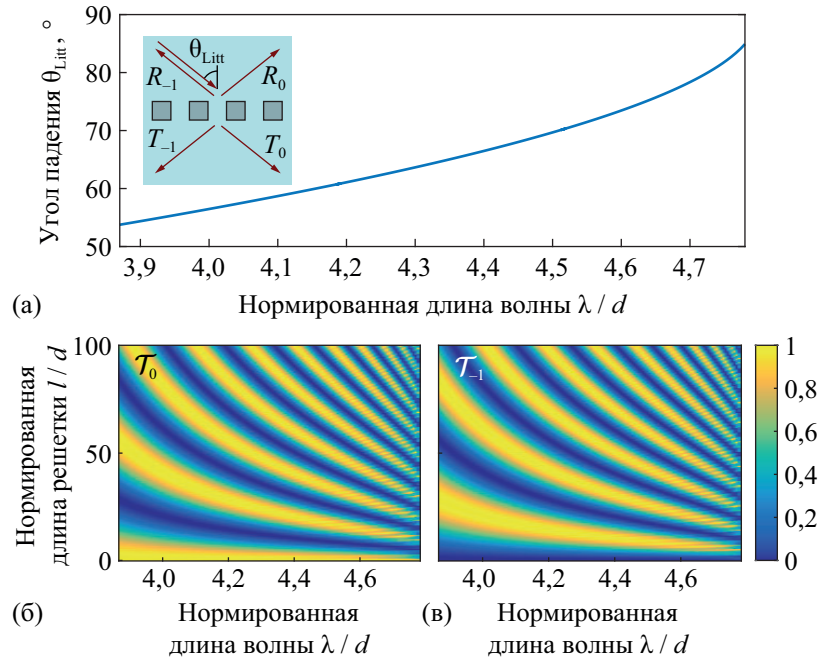


Рисунок 2.26 — (а) Углы падения, обеспечивающие выполнение условия Литрова, определенного уравнением (2.13), в зависимости от λ/d . На врезке схематично показана геометрия Литрова. Интенсивность нулевого (б) и -1 -го (в) прошедших порядков дифракции интегральной решетки, работающей в геометрии Литрова, в зависимости от нормированной длины волны λ/d и длины решетки l/d .

$\mathcal{R}_{-1}$ — интенсивность -1 -го отраженного порядка дифракции. Кроме того, из рисунков 2.26(б) и 2.26(в) следует, что решетку можно использовать в качестве эффективного делителя или дефлектора пучка БПВ, работающего на пропускание. Например, при $\lambda/d = 3,916$ и $l/d = 13$, $\mathcal{T}_0 = 0,4953$ и $\mathcal{T}_{-1} = 0,495$, т. е. более чем 99% энергии падающей ТЕ-поляризованной БПВ почти поровну делится между нулевым и -1 -м прошедшими порядками дифракции. При $\lambda/d = 4,5$ и $l/d = 9$ интегральная структура работает как решетка с блеском и почти полностью перенаправляет падающую волну в -1 -й прошедший порядок дифракции: $\mathcal{T}_{-1} > 0,9999$. Отметим, что при $\lambda/d < 4,4$ суммарное пропускание $\mathcal{T}_0 + \mathcal{T}_{-1}$ превышает 0,95 для всех рассматриваемых значений l/d .

Чтобы объяснить оптические свойства структуры, рассмотрим, какие моды поддерживаются решеткой. Расчет мод показывает, что, как и в рассмотренном выше субволновом случае, рассматриваемая решетка, работающая в геометрии Литрова, поддерживает две распространяющиеся моды. Из-за свойств симметрии, которыми обладает геометрия Литрова, эти моды «несовместимы» по симметрии и не связываются друг с другом при отражении от границ раздела ре-

шетки. В этой связи структуру можно рассматривать как аналог интерферометра Маха–Цендера: на первой границе раздела решетки падающая БПВ возбуждает две моды, которые соответствуют двум оптическим путям в интерферометре (т. н. плечам интерферометра). На второй границе эти моды выводятся в прошедшие дифракционные порядки, интенсивности которых зависят от фазового сдвига между модами решетки. Подробное описание этого механизма для неинтегральных решеток представлено в работе [66].

Принимая во внимание наличие связанных состояний в континууме в субволновых решетках, изученных выше, также интересно исследовать, могут ли такие состояния существовать в решетках, работающих в конфигурации Литрова. В этой связи важно отметить, что существование ССК в периодических фотонных структурах с несколькими распространяющимися порядками дифракции было ранее продемонстрировано в [85, 87]. Однако отсутствие взаимодействия мод в области решетки в рассматриваемой интегральной структуре из-за несоответствия симметрии препятствует появлению ССК (см. рис. 2.26, на котором видно отсутствие высокодобротных особенностей в построенных зависимостях интенсивностей прошедших порядков дифракции). Чтобы получить взаимодействие мод в решетке, необходимо увеличить количество распространяющихся мод, чтобы возникла третья мода, которая совместима (с точки зрения симметрии) с одной из двух мод, обсуждавшихся выше. Для рассматриваемого примера это можно сделать, увеличив высоту столбиков решетки до $h = 62$ нм и коэффициент заполнения до $w/d = 0,75$. В этом случае решетка поддерживает три распространяющиеся моды, дисперсионные кривые и распределения поля которых показаны на рис. 2.27. Две из этих мод, имеющих одинаковую симметрию (см. рис. 2.27(б) и 2.27(г)), взаимодействуют, т. е. связываются на границах раздела решеток, что, как показывают результаты строгого моделирования, представленные на рис. 2.28, действительно приводит к появлению высокодобротных резонансов и связанных состояний в континууме, которые появляются в спектрах всех распространяющихся порядков дифракции. Теоретическое обоснование существования ССК в этом режиме дается моделью связанных волн, которая, как и в предыдущем случае, позволяет предсказывать местоположения ССК в пространстве параметров (см. рис. 2.28(б)).

Рассмотрим указанную модель связанных волн. Поскольку решетка в данном случае не является субволновой (т. к. распространяющимися являются не только нулевые порядки дифракции), необходимо рассматривать четыре падаю-

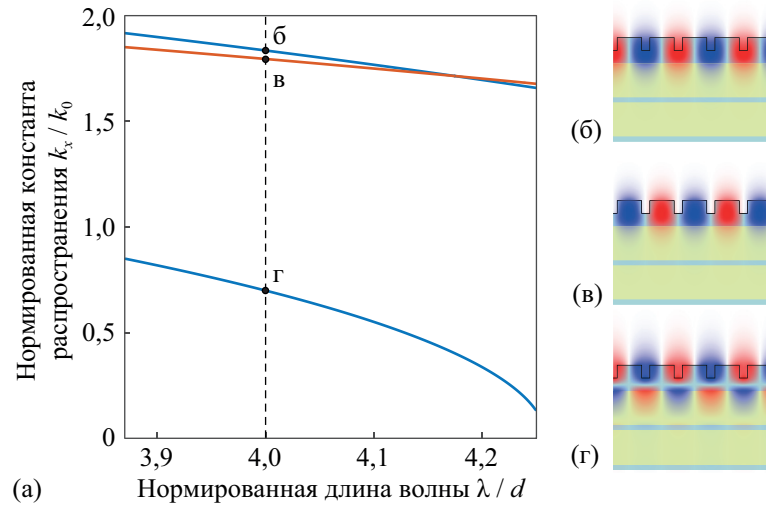


Рисунок 2.27 — (а) Нормированные константы распространения k_x/k_0 мод, поддерживаемых интегральной решеткой бесконечной длины, в зависимости от нормированного параметра λ/d в геометрии Литрова. (б)–(г) Распределения действительной части компоненты поля E_x мод при $\lambda/d = 4$.

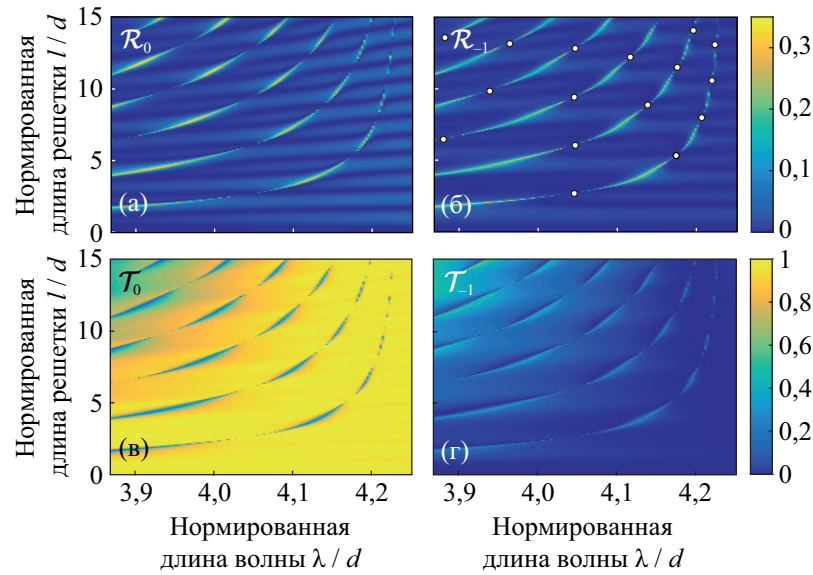


Рисунок 2.28 — Интенсивности нулевого ((а) и (в)) и –1-го ((б) и (г)) отраженных ((а) и (б)) и прошедших ((в) и (г)) порядков дифракции интегральной решетки, работающей в геометрии Литрова и поддерживающей связанные состояния в континууме, в зависимости от нормированной длины волны λ/d и длины решетки l/d . Белые кружки на (б) показывают положения ССК, рассчитанные с помощью разработанной модели связанных волн.

щие и четыре отраженные волны, соответствующие нулевому и -1 -му порядкам дифракции (рис. 2.29). Комплексные амплитуды падающих волн обозначим I_0 , I_{-1} и J_0 , J_{-1} . Отметим, что рассмотрение падающих волн I_{-1} , J_0 и J_{-1} наряду с «фактически присутствующей» в рассматриваемой задаче дифракции падающей волной I_0 необходимо для применения формализма матрицы рассеяния, используемого при построении модели связанных волн. Комплексные амплитуды рассеянных волн, соответствующих нулевому и -1 -му отраженным и прошедшим порядкам дифракции обозначим R_0 , R_{-1} , T_0 и T_{-1} . Как обсуждалось выше, в решетке при этом распространяется три моды. При этом две из них (с комплексными амплитудами, обозначенными U_i и V_i , где индекс $i = 1, 2$ соответствует модам, распространяющимся в решетке в положительном и отрицательном направлениях оси x) имеют совпадающую симметрию, а третья (с комплексными амплитудами, обозначенными W_i) — «противоположную» (см. рис. 2.27).

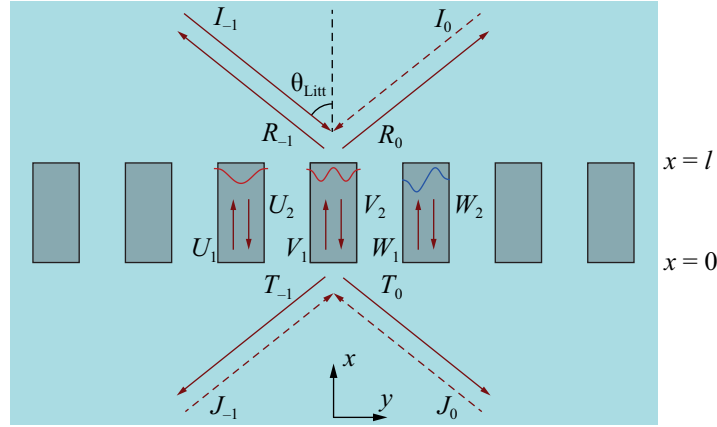


Рисунок 2.29 — Волны, распространяющиеся в интегральной решетке, работающей в геометрии Литрова.

Геометрия рассматриваемой задачи дифракции определяет симметрию матрицы рассеяния $\mathbf{S}$, описывающей первую (левую) границу решетки, которая представляет собой матрицу размерности 5×5 , связывающую пять падающих на эту границу волн (три моды решетки U_1 , V_1 , W_1 и две БПВ вне решетки I_{-1} и I_0) с пятью рассеянными волнами (U_2 , V_2 , W_2 , R_{-1} и R_0):

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} r_{uu} & r_{uv} & 0 & t_u & t_u \\ r_{uv} & r_{vv} & 0 & t_v & t_v \\ 0 & 0 & r_{ww} & t_w & -t_w \\ t_u & t_v & t_w & b & r \\ t_u & t_v & -t_w & r & b \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

Нулевые элементы матрицы отражают тот факт, что моды различной симметрии не связываются друг с другом при отражении от границы решетки. Поскольку матрица рассеяния, описывающая вторую (правую) границу решетки, имеет такой же вид, можем записать модель связанных волн для интегральной решетки, работающей в геометрии Литрова, в виде

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} U_2 \\ V_2 \\ W_2 \\ R_{-1} \\ R_0 \end{bmatrix} &= \mathbf{S} \cdot \begin{bmatrix} U_1 e^{i\varphi} \\ V_1 e^{i\psi} \\ W_1 e^{i\xi} \\ I_{-1} \\ I_0 \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} U_1 \\ V_1 \\ W_1 \\ T_{-1} \\ T_0 \end{bmatrix} &= \mathbf{S} \cdot \begin{bmatrix} U_2 e^{i\varphi} \\ V_2 e^{i\psi} \\ W_2 e^{i\xi} \\ J_{-1} \\ J_0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Для упрощения модели связанных волн учтем тот факт, что решетка обладает плоскостью симметрии $y = 0$ (см. рис. 2.29). Это позволяет отдельно рассматривать симметричные и антисимметричные решения задачи дифракции. Для этого перейдем к другому «базису» для представления падающих и рассеянных волн. Вместо волн I_0, I_{-1}, J_0 и J_{-1} рассмотрим симметричные падающие волны $I_s = (I_{-1} + I_0)/\sqrt{2}$, $J_s = (J_{-1} + J_0)/\sqrt{2}$ и антисимметричные волны $I_a = (I_{-1} - I_0)/\sqrt{2}$, $J_a = (J_{-1} - J_0)/\sqrt{2}$. Аналогично введем симметричные (R_s, T_s) и антисимметричные (R_a, T_a) рассеянные волны.

В этом базисе матрица рассеяния (2.14) принимает блочно-диагональный вид $\text{diag}(\mathbf{S}_s, \mathbf{S}_a)$, где

$$\mathbf{S}_s = \begin{bmatrix} r_{uu} & r_{uv} & t_u \sqrt{2} \\ r_{uv} & r_{vv} & t_v \sqrt{2} \\ t_u \sqrt{2} & t_v \sqrt{2} & r + b \end{bmatrix}, \quad (2.16)$$

$$\mathbf{S}_a = \begin{bmatrix} r_{ww} & t_w \sqrt{2} \\ t_w \sqrt{2} & r - b \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

Отметим, что обе матрицы $\mathbf{S}_s$ и $\mathbf{S}_a$ являются симметричными и унитарными.

Блочно-диагональный вид матрицы рассеяния позволяет рассматривать уравнения связанных волн отдельно для симметричного и антисимметричного случаев. Поскольку в силу симметрии структуры она поддерживает только

симметричные ССК, сосредоточимся на «симметричных» уравнениях связанных волн:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} U_2 \\ V_2 \\ R_s \end{bmatrix} &= \mathbf{S}_s \cdot \begin{bmatrix} U_1 e^{i\Phi} \\ V_1 e^{i\Psi} \\ I_s \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} U_1 \\ V_1 \\ T_s \end{bmatrix} &= \mathbf{S}_s \cdot \begin{bmatrix} U_2 e^{i\Phi} \\ V_2 e^{i\Psi} \\ J_s \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Можно видеть, что полученные уравнения связанных волн совпадают (с точностью до обозначений) с моделью связанных волн, рассмотренной выше в разделе 1.1.3. Поэтому соображения, примененные для описания положений ССК с помощью этой модели применимы и для рассматриваемой интегральной решетки для БПВ. Положения ССК, предсказываемые моделью, показаны белыми кружками на рис. 2.28 и хорошо совпадают с результатами строгого численного моделирования.

Также интересно отметить, что в резонансах энергия падающей БПВ почти поровну делится между распространяющимися порядками дифракции. Например, при $\lambda/d = 3,957$ и $h/d = 2,025$ интенсивности порядков дифракции составляют $\mathcal{R}_0 = 0,249$, $\mathcal{R}_{-1} = 0,247$, $\mathcal{T}_0 = 0,253$ и $\mathcal{T}_{-1} = 0,251$ (рис. 2.28). Таким образом, в этом случае интегральная решетка может использоваться как резонансный «четырёхканальный» делитель пучка.

2.4 Выводы по главе 2

1. Фазовая модуляция блоховских поверхностных волн может быть осуществлена при нормальном падении БПВ на диэлектрическую ступеньку (или выемку) на поверхности фотонного кристалла за счет изменения ее ширины при фиксированной высоте или за счет изменения ее высоты при фиксированной ширине. Для рассмотренного примера (длина волны в свободном пространстве 800 нм, эффективный показатель преломления падающей ТЕ-поляризованной БПВ 1,44) в обоих случаях возможно осуществление фазовой модуляции в диапазоне $[0, 2\pi]$ при среднем пропускании БПВ, превышающем 0,82. Фазовая модуляция за счет изменения ширины ступеньки при фиксированной высоте может быть также осуществлена при наклонном падении БПВ, при этом для рассмотренного примера (диапазон углов падения $[0, 85^\circ]$, эффективный показатель преломления БПВ в области ступеньки 1,74) средние потери на «паразитное» рассеяние БПВ при прохождении через диэлектрическую ступеньку не превышают 0,06, а среднее отклонение фазы БПВ, прошедшей через ступеньку, от «модельного» значения фазы плоской электромагнитной волны, прошедшей через плоскопараллельную пластинку, составляет лишь $\pi/70$.
2. Периодические наборы диэлектрических ступенек на поверхности ФК могут быть использованы как брэгговские решетки для БПВ (при этом в случае нормального падения БПВ направление периодичности структуры совпадает с направлением распространения падающей волны). Для рассмотренного примера брэгговская решетка из 16 периодов позволила получить отражение для расчетной длины волны 800 нм более 0,95 при потерях на паразитное рассеяние, не превышающих 0,04. За счет удвоения ширины центральной ступеньки брэгговской решетки из нечетного числа периодов возможно получение т. н. брэгговской решетки с дефектным слоем для БПВ, имеющей минимум отражения и близкое к единичному пропускание на длине волны, близкой к расчетной (в частности, для БРДС из 17 «слоев» (ступенек и областей между ними) пропускание на длине волны 798,6 нм составляет 0,984, а отражение не превышает $2 \cdot 10^{-6}$).

3. Предложенные БРДС для БПВ могут быть использованы для выполнения дифференцирования первого порядка по времени огибающей падающего импульса БПВ или дифференцирования первого порядка по пространственной координате профиля падающего пучка БПВ с высоким качеством. В частности, характерное значение среднеквадратической ошибки в случае пространственного дифференцирования для рассмотренных примеров составило порядка 0,5%.
4. За счет выбора конфигурации запрещенных зон ФК и угла падения возможно полное устранение «паразитного» рассеяния БПВ при дифракции на диэлектрической ступеньке на поверхности ФК. В этом случае в спектрах отражения и пропускания ступеньки возникают резонансные пики отражения и минимумы пропускания. Резонансные особенности возникают при наклонном падении ТЕ-поляризованной БПВ в случае, когда вне ступеньки распространяющейся является только ТЕ-поляризованная БПВ, а внутри — как ТЕ-, так и ТМ-поляризованная БПВ. В ступеньке на поверхности ФК также существуют связанные состояния в континууме. Резонансные свойства структуры описываются моделью связанных волн, полностью аналогичной модели для диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода, описанной в главе 1.
5. В интегральных дифракционных решетках для БПВ, представляющих собой периодический набор диэлектрических ступенек на поверхности ФК (в отличие от брэгговских решеток, в случае нормального падения БПВ направление периодичности таких структур перпендикулярно направлению распространения падающей волны), также возможно полное устранение паразитного рассеяния. Это возможно при наклонном падении БПВ в случаях, когда решетки работают в субволновом режиме, в котором распространяющимися являются только нулевой отраженный и нулевой прошедший порядки дифракции, или в т. н. геометрии Литрова, в которой распространяющимися являются нулевые и -1 -е порядки дифракции и направление распространения -1 -го отраженного порядка дифракции противоположно направлению распространения падающей волны. В этих случаях при отсутствии паразитного рассеяния в таких структурах могут существовать связанные состояния в континууме, а в их спектрах отражения и пропускания могут воз-

никать резонансные особенности. Резонансные субволновые решетки могут быть использованы как узкополосные спектральные или пространственные (угловые) фильтры для БПВ, работающие в отражении. Решетки, работающие в геометрии Литрова, могут быть использованы как эффективные делители или дефлекторы пучка БПВ, работающие в пропускании. Оптические свойства решеток и возникновение в них резонансных особенностей и ССК с высокой точностью описываются разработанными моделями связанных волн.

Глава 3. Подавление паразитного рассеяния и дифракционные структуры для преобразования поверхностных плазмон-поляритонов

В настоящей главе предложены и исследованы дифракционные структуры для поверхностных плазмон-поляритонов (ППП, поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы раздела металла и диэлектрика). В разделе 3.1 описан предлагаемый метод подавления «паразитного» рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов при дифракции ППП на диэлектрическом микрорельефе на поверхности металла, который может быть применен в широком диапазоне углов падения ППП. На основе полученных результатов в следующих двух разделах предложен и исследован ряд оптических элементов для ППП с подавлением рассеяния. В разделе 3.2 рассмотрены массивы рефракционных линз (подраздел 3.2.1) и бинарных дифракционных линз с антиотражающими покрытиями (подраздел 3.2.2), а также брэгговские решетки для ППП (подраздел 3.2.3). В разделе 3.3 рассмотрены интегральные дифракционные решетки для поверхностных плазмон-поляритонов, в частности, решетки с субволновым или близким к длине волны периодом (подраздел 3.3.1), широкополосные отражатели для ППП на основе высококонтрастных дифракционных решеток (подраздел 3.3.2), а также исследованы делители и дефлекторы пучков поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных дифракционных решеток (подраздел 3.3.3). Результаты, представленные в настоящей главе, были опубликованы в оригинальных работах [224*, 272*, 285*–305*], в т. ч. 2 главах в коллективных монографиях [285*, 286*], 9 статьях в рецензируемых журналах [287*–295*] и 12 тезисах докладов или сборниках трудов конференций [224*, 272*, 296*–305*].

3.1 Подавление паразитного рассеяния при дифракции поверхностных плазмон-поляритонов на диэлектрическом микрорельефе на поверхности металла

Опишем предлагаемый подход для подавления паразитного рассеяния ППП. Зависимость от времени и координат ППП, распространяющегося вдоль

границы раздела $z = 0$, имеет вид $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y - \kappa_j |z|)$, где индексы $j = d, m$ соответствуют диэлектрику (d) и металлу (m), а компоненты волнового вектора k_x , k_y , κ_z удовлетворяют дисперсионному соотношению ППП $k_x^2 + k_y^2 = k_{\text{spp}}^2 = k_0^2 \epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d)$, $\kappa_j = \sqrt{k_{\text{spp}}^2 - k_0^2 \epsilon_j}$, где ϵ_m и ϵ_d — диэлектрические проницаемости двух сред. Прохождение ППП через границу раздела между «исходным» диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_d и диэлектриком с некоторой другой диэлектрической проницаемостью (см., например, границу между областями 1 и 2 на рис. 3.1) влечет за собой изменение поперечного профиля поля ППП. Таким образом, граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля не могут быть удовлетворены за счет только трех волн (падающего, отраженного и прошедшего ППП), поэтому падающий ППП частично рассеивается, преобразуясь в излучение, распространяющееся от поверхности металла. Для подавления паразитного рассеяния необходимо обеспечить совпадение поперечных профилей поля до и после границы раздела за счет добавления дополнительных степеней свободы в соответствующие дисперсионные соотношения поверхностных плазмон-поляритонов (или, говоря точнее, плазмонных мод до и после границы раздела). Один из возможных способов заключается в изменении тензоров диэлектрической и (или) магнитной проницаемостей материалов структуры [209–212]. Другой возможный подход основан на изменении геометрии плазмонного волновода. В частности, покажем, что добавление дополнительного диэлектрического слоя к диэлектрической ступеньке (рис. 3.1) обеспечивает частичное совпадение поперечного профиля поля мод. Полагая, что толщина верхнего слоя ступеньки h_2 достаточно велика, можно описать плазмонную моду такой двухслойной структуры с помощью дисперсионного соотношения для ТМ-поляризованных мод плоскопараллельного волновода [306, 307]:

$$\tanh(\gamma_1 h_1) = -\frac{\gamma_1 \epsilon_1 (\epsilon_2 \gamma_m + \epsilon_m \gamma_2)}{\epsilon_2 \epsilon_m \gamma_1^2 + \epsilon_1^2 \gamma_2 \gamma_m}, \quad (3.1)$$

где $\gamma_j^2 = k_{\text{mode}}^2 - k_0^2 \epsilon_j$, $j = m, 1, 2$, k_{mode} — константа распространения плазмонной моды структуры. За счет выбора диэлектрических проницаемостей ϵ_1 , ϵ_2 и толщины h_1 может быть обеспечено совпадение профилей поля падающего ППП и плазмонной моды в структуре при $h_1 < z < h_1 + h_2$. Совпадение поперечных профилей происходит при $\text{Re } \gamma_2 = \text{Re } \kappa_d$. Если материальные параметры структуры зафиксированы, толщина h_1 , обеспечивающая выполнение данного

равенства, может быть аналитически рассчитана из уравнения (3.1). Однако теоретическое значение может не являться оптимальным с точки зрения подавления паразитного рассеяния, поскольку часть энергии ППП переносится вне области $h_1 < z < h_1 + h_2$.

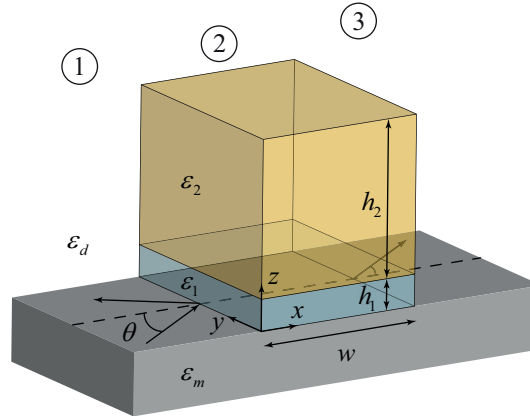


Рисунок 3.1 — Геометрия распространения ППП через диэлектрическую ступеньку (геометрия задачи инвариантна к переносу вдоль оси y). Ниже также рассмотрен случай прохождения ППП через границу раздела между двумя средами (из области 1 в область 2 и из области 2 в область 3).

В рассмотренных ниже примерах используются следующие параметры: длина волны в свободном пространстве $\lambda = 800$ нм, $\epsilon_m = -24,06 + 1,51i$ (соответствует золоту [242, 243]), $\epsilon_d = 1$, $\epsilon_1 = 1,45^2$, $\epsilon_2 = 1,7^2$, $h_2 = 1,5$ мкм. Во всех примерах рассмотрены два значения толщины первого слоя: значение $h_1 = 0$, соответствующее обычной однослойной ступеньке с высотой h_2 и диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , и значение $h_1 = 62$ нм, обеспечивающее подавление паразитного рассеяния и найденное с помощью оптимизационной процедуры, включающей строгое численное моделирование дифракции ППП на ступеньке в рамках электромагнитной теории дифракции по методу фурье-мод [239, 240]. Последнее значение близко к теоретической оценке $h_1 = 57$ нм, полученной из выражения (3.1). Отметим, что поскольку рассматриваемый эффект подавления рассеяния не является резонансным, используемые параметры структуры не являются уникальными и похожее подавление паразитного рассеяния может быть получено для различных сочетаний длин волн и материалов структуры за счет выбора значения толщины h_1 при условии, что толщина h_2 достаточно велика. Для рассмотренных параметров эффективные показатели преломления (константы распространения, нормированные на волновое число) падающего (и прошедшего) ППП (области 1 и 3 на рис. 3.1) и плазмонных мод в области 2

при $h_1 = 0$ и $h_1 = 62$ нм составляют $n_{\text{spp}} = 1,021 + 0,001i$, $n_{\text{mode},0} = 1,812 + 0,008i$ и $n_{\text{mode},62} = 1,706 + 0,002i$ соответственно. Для простоты анализа будем пренебрегать потерями на поглощение в металле при рассмотрении прохождения ППП через ступеньку и границы раздела, но затем рассмотрим реалистичный (поглощающий) металл при исследовании примеров оптических элементов с подавлением рассеяния для ППП. Во всех примерах результаты моделирования для ППП сравниваются с аналитической моделью, описывающей преломление ТЕ-поляризованной плоской волны (ПВ), в которой в качестве показателей преломления используются нормированные константы распространения (эффективные показатели преломления) плазмонных мод.

Перед тем, как перейти к рассмотрению распространения ППП через диэлектрическую ступеньку, исследуем преломление и рассеяние ППП, наклонно падающего на границу раздела между двумя диэлектрическими средами (полубесконечными в направлении оси x), одна из которых может состоять из двух слоев (при этом металл с обеих сторон от границы раздела является одинаковым). Как было указано выше, интересно сравнить преломление ППП с преломлением ТЕ-поляризованной плоской волны. Рассмотрим сначала случай, когда ППП распространяется из окружающего диэлектрика в двухслойную среду (т. е. из области 1 в область 2 на рис. 3.1). Как и для всех структур, рассмотренных в предыдущих главах, численное моделирование было выполнено с помощью собственной реализации метода фурье-мод в геометрии конической дифракции, адаптированного для решения неперiodических задач [239, 240]. Значения коэффициентов отражения и пропускания для модели, описывающей преломление плоской волны, были рассчитаны аналитически с помощью стандартных формул Френеля для ТЕ-поляризации:

$$\begin{aligned} r &= \frac{n_I \cos \theta - n_{II} \cos \theta_t}{n_I \cos \theta + n_{II} \cos \theta_t}, \\ t &= \frac{2n_I \cos \theta}{n_I \cos \theta + n_{II} \cos \theta_t}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где r и t — комплексные коэффициенты отражения и пропускания (при единичной комплексной амплитуде падающей волны совпадающие с комплексными амплитудами отраженной и прошедшей волн) соответственно, θ — угол падения, а θ_t — угол распространения прошедшей волны. В качестве показателей преломления n_I и n_{II} использовались эффективные показатели плазмонных мод

в соответствующих областях. Отражение и пропускание (доли энергии падающей волны, направленные в отраженную и прошедшую волны) для модели могут быть рассчитаны в следующем виде: $\mathcal{R} = |r|^2$, $\mathcal{T} = n_{II} \cos \theta_t |t|^2 / (n_I \cos \theta)$. Результаты численного моделирования для ППП и аналитических расчетов для «плосковолновой» модели при различных углах падения показаны на рис. 3.2(а) и 3.2(б).

Без подавления рассеяния ($h_1 = 0$, рис. 3.2(а)) потери на паразитное рассеяние ППП $\mathcal{S}$ (и, соответственно, различие между результатами моделирования для ППП и ПВ-моделью) достигают 0,23, в то время как средние потери на рассеяние составляют 0,19. Рис. 3.2(б) показывает, что добавление нижнего диэлектрического слоя с $h = 62$ нм уменьшает максимальные потери на рассеяние до 0,02. Средние потери на рассеяние в данном случае составляют менее 0,015.

На рис. 3.2(в) и 3.2(г) показаны аналогичные зависимости для случая, когда плазмонная мода падает из двухслойной среды (т. е. из области 2 в область 3 на рис. 3.1). Добавление нижнего слоя также существенно уменьшает как максимальные (с 0,24 до 0,05), так и средние (с 0,11 до 0,014) потери на рассеяние. Следует отметить, что потери на рассеяние достигают максимума вблизи критического угла падения θ_{TIR} , при превышении которого на этой границе раздела наступает полное внутреннее отражение (т. е. прошедший ППП становится затухающим). С подавлением рассеяния максимум является глобальным, без подавления рассеяния — локальным (см. врезки на рис. 3.2(в) и 3.2(г)). Отметим, что эта особенность аналогична перераспределению энергии между дифракционными порядками дифракционной решетки вблизи аномалии Рэлея, когда один из порядков становится затухающим.

Из рис. 3.2(в) и 3.2(г) следует, что для обеих геометрий падения преломление ППП с подавлением рассеяния хорошо описывается аналитическими выражениями для соответствующей ПВ-модели (средняя разность между данными ПВ-модели и результатами строгого численного моделирования для ППП не превышает 0,01).

Рассмотрим теперь прохождение ППП через однослойную или двухслойную диэлектрическую ступеньку с конечной шириной w (рис. 3.1). В этом случае соответствующая ПВ-модель — прохождение плоской волны через плоскопараллельную пластинку. На рис. 3.3 показано пропускание и отражение ППП и ПВ в зависимости от угла падения θ и ширины ступеньки w (или толщины плоскопараллельной пластинки для ПВ-модели). Потери на рассеяние ППП в

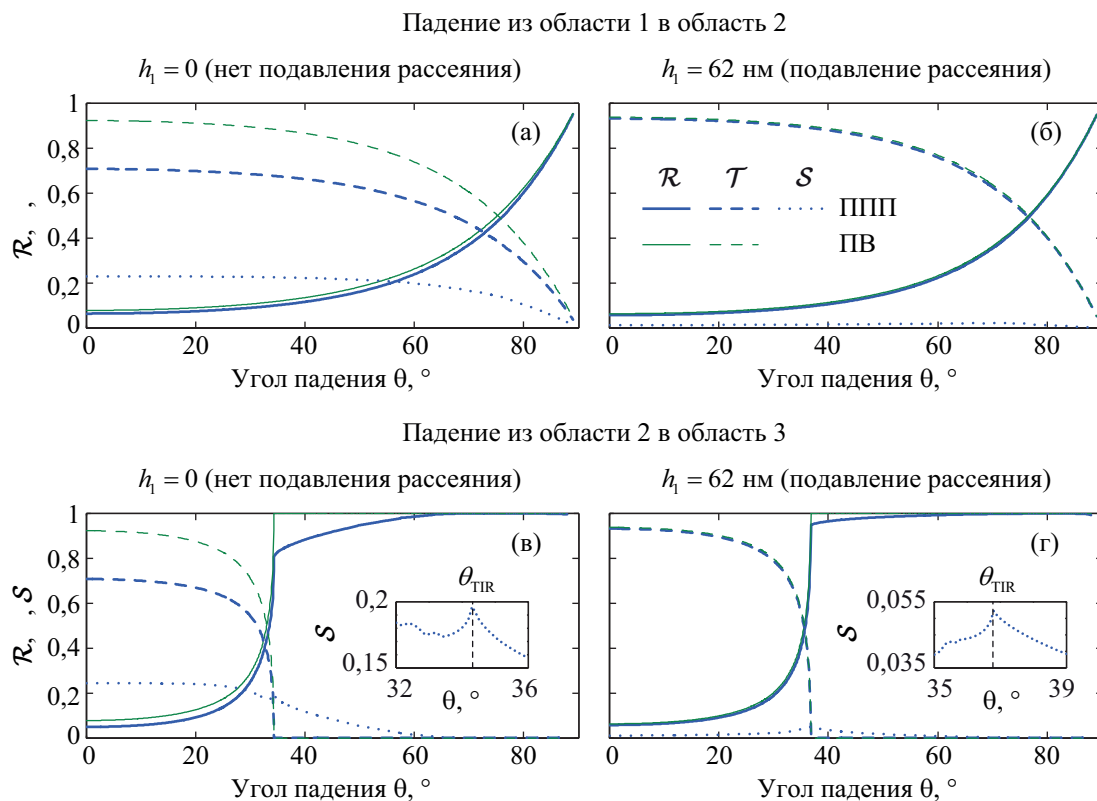


Рисунок 3.2 — Сравнение преломления ППП и ТЕ-поляризованной плоской волны на границе раздела между двумя средами. Показаны отражение ($\mathcal{R}$) ППП (толстые сплошные синие линии) и плоской волны (тонкие сплошные зеленые линии), пропускание ($\mathcal{T}$) ППП (толстые пунктирные синие линии) и плоской волны (тонкие пунктирные зеленые линии) и потери на паразитное рассеяние ППП ($\mathcal{S}$, толстые точечные синие линии) в зависимости от угла падения θ . ППП падает из окружающего диэлектрика в двухслойную среду ((а), (б)) или наоборот ((в), (г)). Рассмотрены случаи $h_1 = 0$ ((а), (в)) и $h_1 = 62$ нм ((б), (г)). Врезки на рис. (в) и (г) показывают потери на рассеяние ППП вблизи угла полного внутреннего отражения θ_{TIR} , отмеченного вертикальными черными пунктирными линиями.

зависимости от угла падения и ширины ступеньки показаны на рис. 3.4. При $h_1 = 0$ (рис. 3.4(а)) средние потери на рассеяние составляют 0,2. Как и в предыдущих случаях, использование предлагаемого подхода для подавления рассеяния ($h_1 = 62$ нм, рис. 3.4(б)) уменьшает средние потери на рассеяние на порядок до 0,027.

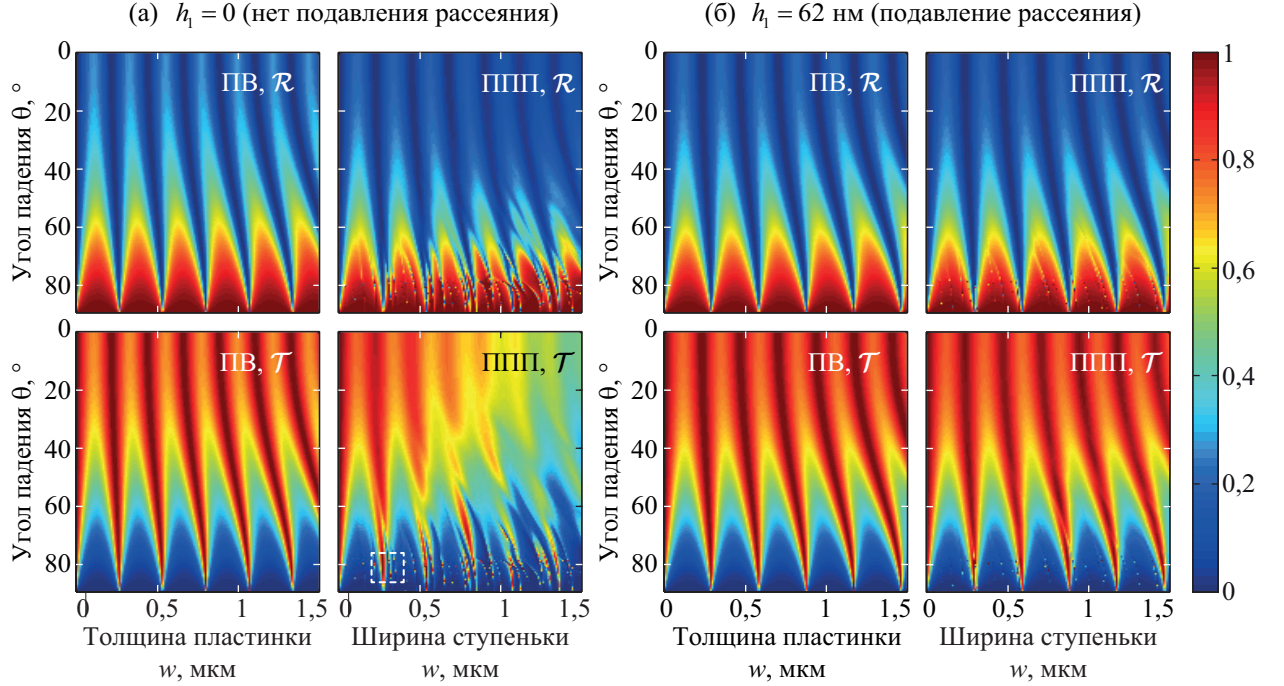


Рисунок 3.3 — Сравнение отражения ($\mathcal{R}$) и пропускания ($\mathcal{T}$) ППП при прохождении через диэлектрическую ступеньку и плоской волны, распространяющейся через плоскопараллельную пластинку, в зависимости от угла падения θ и ширины ступеньки (или толщины пластинки) w : $h_1 = 0$ (а), $h_1 = 62$ нм (б).

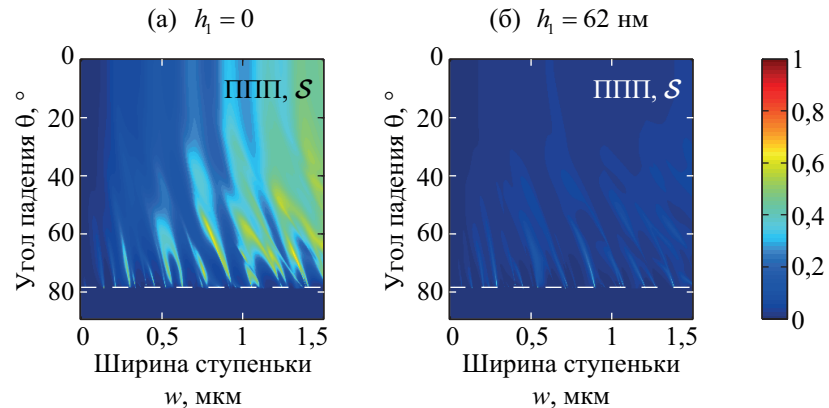


Рисунок 3.4 — Потери на рассеяние ППП ($\mathcal{S}$) в зависимости от угла падения θ и ширины ступеньки w : $h_1 = 0$ (а), $h_1 = 62$ нм (б).

На графиках для ППП на рис. 3.3 и рис. 3.4 можно выделить несколько интересных особенностей как для $h_1 = 0$, так и для $h_1 = 62$ нм. Во-первых,

при углах падения, больших некоторого граничного значения θ_{cr} (показанного белыми пунктирными линиями на рис. 3.4(а) и 3.4(б)), потери на рассеяние отсутствуют. Граничное значение угла падения θ_{cr} определяется выражением $\sin \theta_{cr} = k_0 \sqrt{\epsilon_d / k_{spp}}$. При углах, больших этого значения, проекция волнового вектора падающего ППП на ось y больше волнового вектора плоской волны в окружающем диэлектрике и, таким образом, соответствующие плоские волны вне ступеньки являются затухающими. Соответственно, ППП не может быть «преобразован» в распространяющиеся волны, и паразитное рассеяние полностью исчезает. Данный эффект полностью аналогичен механизму подавления паразитного рассеяния мод плоскопараллельного диэлектрического волновода, рассмотренному в главе 1. Однако с практической точки зрения отличие заключается в том, что в данном случае потери на паразитное рассеяние исчезают при больших углах падения, близких к т. н. «скользящему» падению (см. рис. 3.4), поскольку эффективный показатель преломления падающего ППП лишь незначительно превышает показатель преломления окружающего диэлектрика над поверхностью металла (напомним, что для рассматриваемого примера, в котором мы пренебрегаем потерями на поглощение в металле, он составляет $n_{spp} = 1,021$). В связи с этим практическое использование этого эффекта в случае ППП представляется затруднительным.

Во-вторых, пропускание и отражение ППП (рис. 3.3) претерпевают острые (резонансные) изменения для некоторых сочетаний угла падения и ширины ступеньки. Например, на рис. 3.5(а) показан фрагмент пропускания ППП при $h_1 = 0$ в области, показанной белым пунктирным прямоугольником на рис. 3.3(а). Наряду с широким максимумом, обусловленным резонансом Фабри–Перо и присутствующим также и в ПВ-модели, на графике присутствует ряд регулярных особенностей (локальных максимумов пропускания, пронумерованных 1, 3, 4, 5, и локальный минимум пропускания, пронумерованный 2), характерных только для ППП. Эти особенности связаны с возбуждением вытекающих мод ступеньки, которая при этом играет роль т. н. волновода с диэлектрической полосой для ППП (DLSP-волновода, от англ. dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguide) [308]. Дисперсионные кривые этих мод, рассчитанные с помощью программного обеспечения COMSOL, показаны черными пунктирными линиями на рис. 3.5(а) и хорошо согласуются с резонансами пропускания ППП. Для дальнейшего подтверждения того факта, что возбуждение мод DLSP-волновода действительно является причиной рассматриваемых особенностей в

зависимостях пропускания и отражения ППП, на рис. 3.5(б) показано распределение интенсивности электрического поля при дифракции ППП (рассчитанное с помощью метода фурье-мод) и аналогичное распределение интенсивности собственной моды DLSP-волновода (рассчитанное с помощью COMSOL) в точке, показанной белой звездочкой на рис. 3.5(а). Рассчитанные распределения почти идентичны (рис. 3.5(б)).

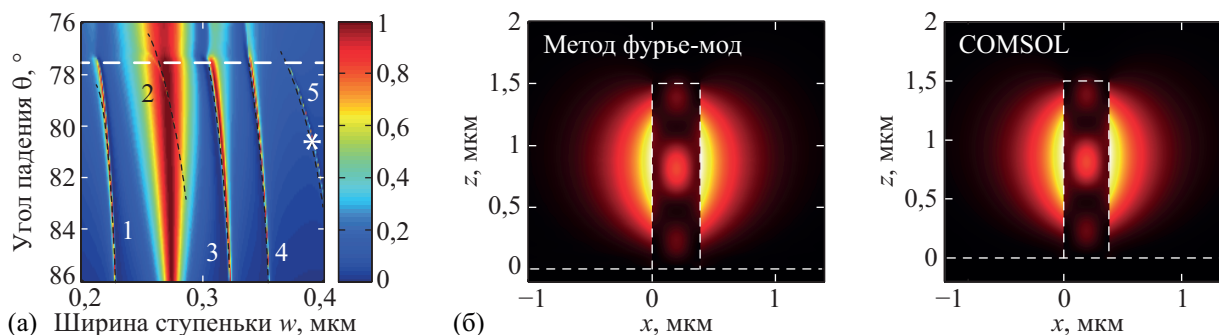


Рисунок 3.5 — (а) Фрагмент зависимости пропускания ППП при $h_1 = 0$ в области, отмеченной белым пунктирным прямоугольником на рис. 3.3(а), черные пунктирные линии — дисперсионные кривые мод DLSP-волновода, белой пунктирной прямой отмечено значение угла θ_{cr} . (б) Распределения величины $|E|^2$ в диэлектрической ступеньке: дифракция ППП (слева) и собственная мода DLSP-волновода (справа) в точке, отмеченной белой звездочкой на рис. (а). Диэлектрическая ступенька и граница раздела металла и диэлектрика показаны пунктирными белыми линиями.

Отметим, что несмотря на то, что происходит возбуждение мод DLSP-волновода, средняя разность между пропусканием и отражением ППП с подавлением рассеяния (при $h_1 = 62$ нм, рис. 3.3(б)) и соответствующей ПВ-моделью не превышает 0,015. Такое сходство между преломлением ППП с подавлением рассеяния и преломлением плоских волн позволяет ожидать, что ряд подходов, используемых для повышения эффективности стандартных оптических элементов, может быть распространен также на элементы плазмонной оптики. Например, в одном из примеров элементов, описанных ниже, рассматривается аналог антиотражающих покрытий для ППП.

3.2 Оптические элементы для поверхностных плазмон-поляритонов с подавлением рассеяния

3.2.1 Массив рефракционных линз

Для подтверждения того, что предложенный подход к подавлению рассеяния ППП может быть использован при создании элементов плазмонной оптики, рассмотрим в качестве примера периодический массив микролинз для ППП, состоящий из плосковыпуклых диэлектрических линз со следующими параметрами: апертура $a = 8\lambda_{\text{spp}}$ (где $\lambda_{\text{spp}} = k_0\lambda/\text{Re } k_{\text{spp}}$ — длина волны падающего ППП), период массива $d = a$, фокусное расстояние $f = 1,2a$. Для рассматриваемых параметров $\lambda_{\text{spp}} = 783$ нм, $a = 6,27$ мкм и $f = 7,52$ мкм. Каждая из рефракционных линз, составляющих массив, осуществляет фазовую модуляцию падающего ППП. Профиль линзы $x(y)$ был рассчитан из принципа Ферма:

$$\text{Re } n_{\text{mode}}x + \text{Re } \sqrt{y^2 + (f - x)^2} = \text{const}, \quad (3.3)$$

где n_{mode} и n_{spp} — эффективные показатели преломления плазмонных мод в соответствующих областях (величина n_{mode} равна $n_{\text{mode},0}$ или $n_{\text{mode},62}$ в зависимости от толщины первого слоя h_1). Константа в правой части выражения (3.3) была выбрана таким образом, что $x(0) = x(a) = 0$.

Как и в предыдущих случаях, результаты моделирования дифракции ППП будем сравнивать с ПВ-моделью. Еще раз отметим, что в настоящем примере использовалась диэлектрическая проницаемость поглощающего металла (потери на поглощение учитываются также в ПВ-модели). На рис. 3.6 показаны распределения величины $|E_z|^2$ для ППП на расстоянии 10 нм над поверхностью металла (рис. 3.6(в) и 3.6(г)) на одном периоде массива линз (вдоль оси y) и соответствующие распределения для ПВ-модели (рис. 3.6(а) и 3.6(б)). Все распределения поля были рассчитаны с помощью метода фурье-мод. Сложная форма фокальных областей и наличие нескольких локальных максимумов, присутствующих как в случае массива линз для ППП, так и в ПВ-модели, обусловлены периодичностью массива вдоль оси y .

Без подавления рассеяния (рис. 3.6(а) и 3.6(в)) интенсивность в фокусе ППП, нормированная на фокальную интенсивность ПВ-модели, составляет

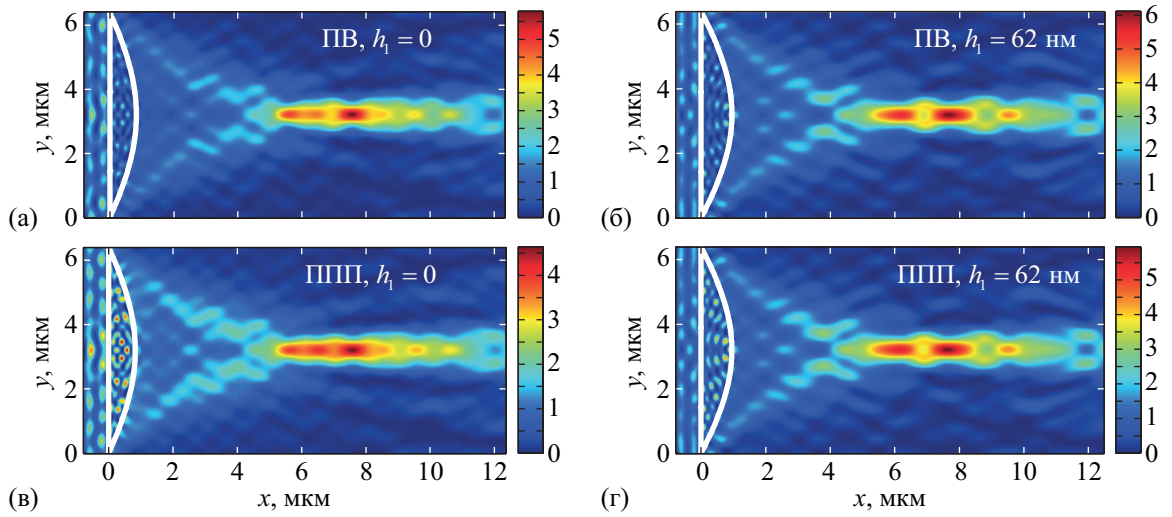


Рисунок 3.6 — Распределения величины $|E_z|^2$ в пределах одного периода массивов микролинз для ППП ((в), (г)) и плоской волны ((а), (б)). $h_1 = 0$ ((а), (в)) или $h_1 = 62$ нм ((б), (г)). Линзы отмечены сплошными белыми линиями.

лишь 0,8 из-за потерь на рассеяние. С подавлением рассеяния (рис. 3.6(б) и 3.6(г)) нормированная интенсивность ППП в фокусе составляет 0,97, что говорит о том, что потери на рассеяние практически полностью устранены. Кроме того, абсолютная величина интенсивности ППП в фокусе увеличивается на 30% при увеличении h_1 с 0 (рис. 3.6(в)) до 62 нм (рис. 3.6(г)). Отметим, что это увеличение интенсивности в основном вызвано подавлением паразитного рассеяния, а не уменьшением потерь на поглощение внутри линзы (хотя последнее также имеет место, поскольку $\text{Im } n_{\text{mode},62} < \text{Im } n_{\text{mode},0}$). Действительно, дополнительные результаты моделирования, не приведенные здесь для краткости, показывают, что при рассмотрении случая непоглощающего металла интенсивность ППП в фокусе увеличивается более чем на 20% при добавлении слоя, обеспечивающего подавление рассеяния.

Таким образом, предложенный подход к подавлению рассеяния действительно позволяет увеличивать эффективность плазмонных оптических элементов.

3.2.2 Массив бинарных дифракционных линз и антиотражающие покрытия

Перед исследованием массивов бинарных дифракционных линз рассмотрим сначала в качестве «модельной» задачи прохождение ППП или плазмонной

моды через двухслойную диэлектрическую ступеньку с шириной w , к которой могут быть добавлены антиотражающие «слои» (области). Рассмотрим две геометрии структуры (рис. 3.7), различающиеся материалом антиотражающих областей и наличием диэлектрического слоя на поверхности металла вне ступеньки. ППП (рис. 3.7(а), геометрия А) или плазмонная мода (рис. 3.7(б), геометрия Б) нормально падает на двумерную структуру (свойства структуры не изменяются (инвариантны к переносу) в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка). Отметим, что с практической точки зрения (в случае экспериментальной реализации) в геометрии Б диэлектрический слой на всей поверхности металла может выполнять «защитные» функции для поверхности металла. На рис. 3.7 показан случай, когда с обеих сторон от ступеньки находятся области с шириной w_{ar} , предназначенные для уменьшения отражения падающей поверхностной волны. При моделировании также рассматривались случаи отсутствия антиотражающих областей или наличия одной антиотражающей области слева от ступеньки. Для обеих геометрий длина волны в свободном пространстве λ была выбрана равной 800 нм, материальные и геометрические параметры для геометрии А совпадали с параметрами примеров, рассмотренных выше, за исключением значения $h_2 = 1$ мкм. Для геометрии А $h_1 = 62$ нм, $l_{ar} = 132$ нм. Для геометрии Б $h_1 = 38$ нм, $\epsilon_{ar} = 1,3^2$, $l_{ar} = 145$ нм.

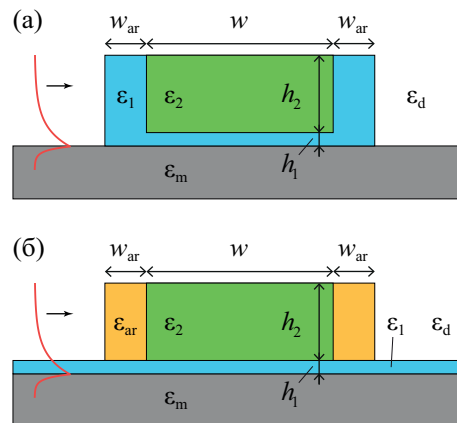


Рисунок 3.7 — Геометрия дифракции ППП (а) и плазмонной моды (б) на диэлектрической ступеньке с антиотражающими областями.

В обоих случаях значения толщин h_1 были выбраны из условия минимизации средних потерь на паразитное рассеяние при прохождении падающей поверхностной волны через двухслойную ступеньку без антиотражающих областей, ширина которой варьировалась от 0 до 1 мкм.

Значения ширины антиотражающих областей w_{ar} были рассчитаны из выражения

$$w_{\text{ar}} = \frac{\lambda}{4n'_{\text{eff,ar}}}, \quad (3.4)$$

где $n'_{\text{eff,ar}} = \text{Re } n_{\text{eff,ar}}$ — действительная часть эффективного показателя преломления (константы распространения, нормированной на волновое число) плазмонной моды $n_{\text{eff,ar}}$ в антиотражающей области. Выражение (3.4) полностью аналогично выражению для расчета толщины просветляющего покрытия для обычных оптических элементов, ориентированных на работу с излучением, распространяющимся в свободном пространстве. Для геометрии А $n_{\text{eff,ar}} = 1,518 + 0,005i$, для геометрии Б $n_{\text{eff,ar}} = 1,381 + 0,004i$. Отметим, что в последнем случае значение $n'_{\text{eff,ar}}$ близко к оптимальному значению $n'_{\text{eff,ar,opt}} = 1,364$, которое может быть вычислено из выражения

$$n'_{\text{eff,ar,opt}} = \sqrt{n'_{\text{eff,inc}} n'_{\text{eff,block}}}, \quad (3.5)$$

где $n'_{\text{eff,inc}}$ и $n'_{\text{eff,block}}$ — действительные части эффективных показателей преломления падающего ППП (или плазмонной моды) и плазмонной моды в области ступеньки соответственно.

На рис. 3.8(а) показаны рассчитанные зависимости пропускания $\mathcal{T}$ и отражения $\mathcal{R}$ ППП от ширины диэлектрической ступеньки для геометрии А. Рассмотрены случаи отсутствия антиотражающих областей ($m = 0$), наличия одной антиотражающей области ($m = 1$) и двух антиотражающих областей ($m = 2$). Также для сравнения показан случай без антиотражающих областей и подавления рассеяния ($h_1 = 0$). Как и выше, моделирование проводилось в рамках электромагнитной теории дифракции с использованием собственной реализации непериодической модификации метода фурье-мод. Усредненные по ширине ступеньки значения пропускания и отражения ППП $\bar{\mathcal{T}}$ и $\bar{\mathcal{R}}$ для различных случаев приведены в таблице 3.

Согласно таблице 3, среднее значение пропускания ППП при добавлении двух антиотражающих областей в структуре с подавлением рассеяния возрастает на 0,05 (максимальное увеличение пропускания составляет 0,15), среднее значение отражения при этом уменьшается в 4,5 раза. Среднее увеличение пропускания по сравнению с однослойной диэлектрической ступенькой, достигаемое за счет одновременного добавления слоя для подавления рассеяния и антиотражающих областей, составляет 0,18 (максимальное увеличение — 0,37).

Таблица 3 — Средние значения пропускания и отражения ППП для геометрии А

m	h_1 , нм	$\bar{\mathcal{T}}$	$\bar{\mathcal{R}}$
0	0	0,68	0,09
0	62	0,81	0,09
1	62	0,83	0,06
2	62	0,86	0,02

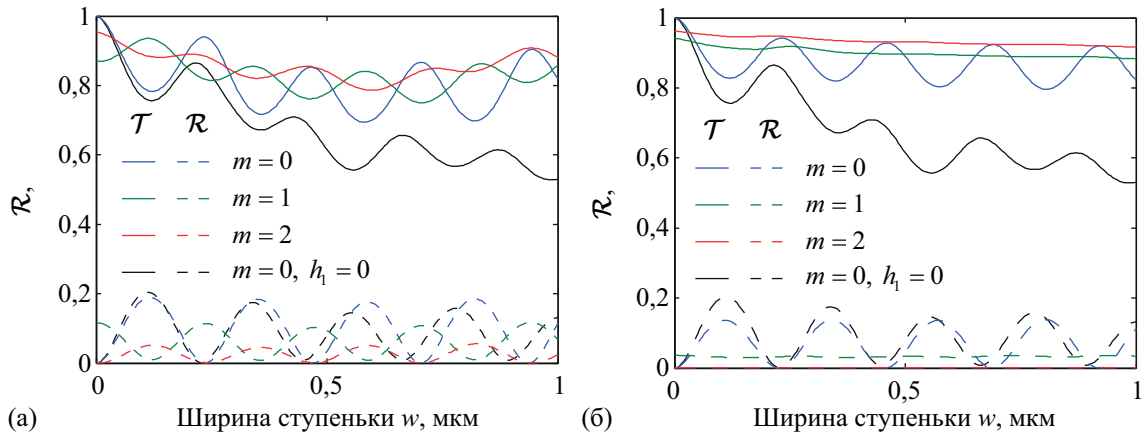


Рисунок 3.8 — Зависимости пропускания ($\mathcal{T}$, сплошные линии) и отражения ($\mathcal{R}$, пунктирные линии) ППП (геометрия А) (а) или плазмонной моды (геометрия Б) (б) от ширины диэлектрической ступеньки без антиотражающих областей (синие линии), с одной антиотражающей областью (зеленые линии) и с двумя антиотражающими областями (красные линии). Для сравнения показан случай без антиотражающих областей и подавления рассеяния (черные линии).

На рис. 3.8(б) показаны аналогичные зависимости пропускания и отражения падающей плазмонной моды для геометрии Б. Усредненные по ширине ступеньки значения пропускания и отражения плазмонной моды приведены в таблице 4. Среднее значение пропускания при добавлении двух антиотражающих областей в структуре с подавлением рассеяния возрастает на 0,06 (максимальное увеличение пропускания составляет 0,13), среднее значение отражения при этом уменьшается на 3 порядка (более чем в 1500 раз). Такое уменьшение отражения достигается за счет выбора материала $\epsilon_{\text{ар}}$, обеспечивающего значение эффективного показателя преломления плазмонной моды в антиотражающей области, близкое к оптимальному значению (3.5). Среднее увеличение пропускания по сравнению с однослойной диэлектрической ступенькой

составляет 0,18 (максимальное увеличение — 0,39). Отметим, что при отсутствии слоя для подавления рассеяния ($h_1 = 0$) и антиотражающих областей геометрии А и Б совпадают и представляют собой однослойную диэлектрическую ступеньку на поверхности металла. Поэтому черные линии на рис. 3.8(а) и рис. 3.8(б) также совпадают.

Таблица 4 — Средние значения пропускания и отражения плазмонной моды для геометрии Б

m	h_1 , нм	$\bar{\mathcal{T}}$	$\bar{\mathcal{R}}$
0	0	0,68	0,09
0	38	0,87	0,07
1	38	0,90	0,03
2	38	0,93	$4 \cdot 10^{-5}$

Рассмотрим теперь в качестве примера оптического элемента, в котором может быть использован предлагаемый подход с антиотражающими областями, периодический массив бинарных дифракционных микролинз (направление периодичности — ось y) для ППП в геометрии А со следующими параметрами: период $d = 8\lambda = 6,4$ мкм, расчетное фокусное расстояние $f = 0,45d = 2,88$ мкм. Границы зон (ступенек) по оси y на периоде могут быть вычислены путем квантования функции эйконала линзы

$$\Psi = f - \sqrt{f^2 + x^2} \quad (3.6)$$

на два уровня (0 и $\lambda_{\text{spp}}/2$, где $\lambda_{\text{spp}}/2 = \lambda/n'_{\text{eff,inc}}$, где $n'_{\text{eff,inc}}$ — действительная часть эффективного показателя преломления падающего ППП). Полагая, что середина рассматриваемого периода находится в точке $y = 0$, из выражения (3.6) можно получить следующие значения координат границ ступенек:

$$y_j = \sqrt{(j\lambda_{\text{spp}}/2 + f)^2 - f^2}, j = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.7)$$

Максимальное значение j при этом определяется из условия $y_j \leq d/2$.

Ширина ступенек линзы w в направлении, перпендикулярном направлению периодичности, может быть рассчитана из условия равенства разности в $\lambda_{\text{spp}}/2$ оптической длины пути ППП, прошедших через соседние зоны:

$$w(n'_{\text{eff,block}} - n'_{\text{eff,inc}}) + mw_{\text{ar}}(n'_{\text{eff,ar}} - n'_{\text{eff,inc}}) = \frac{\lambda_{\text{spp}}}{2}, \quad (3.8)$$

где m — число антиотражающих областей в структуре (0, 1 или 2). С учетом (3.4) получим из (3.8):

$$w = \frac{\lambda_{\text{spp}}}{2(n'_{\text{eff,block}} - n'_{\text{eff,inc}})} \left[1 - \frac{m(n'_{\text{eff,ar}} - n'_{\text{eff,inc}})}{2n'_{\text{eff,ar}}} \right]. \quad (3.9)$$

Согласно выражению (3.9), для рассматриваемого примера $w = 572$ нм при $m = 0$, $w = 479$ нм при $m = 1$ и $w = 385$ нм при $m = 2$.

На рис. 3.9 показаны рассчитанные распределения интенсивности основной компоненты электрического поля ППП $I = |E_z|^2$, формируемые на расстоянии 10 нм от поверхности металла в рамках одного периода массива микролинз при $m = 0$ (а) и при $m = 2$ (б). Для сравнения на рис. 3.10 показано аналогичное распределение при $m = 0$ для структуры без подавления рассеяния. В структурах с подавлением рассеяния максимальная интенсивность в фокальной области $I_{\text{max}} = 8,0$ при $m = 0$ (рис. 3.9(а)), $I_{\text{max}} = 8,5$ при $m = 1$ и $I_{\text{max}} = 9,1$ при $m = 2$ (рис. 3.9(б)). Таким образом, при добавлении антиотражающих областей в структуру с подавлением рассеяния интенсивность в фокусе увеличивается на 14%. Без подавления паразитного рассеяния (при $h_1 = 0$) и антиотражающих областей I_{max} составляет 6,8 (рис. 3.10). По сравнению с такой структурой интенсивность в фокусе на рис. 3.9(б) увеличивается более чем на 30%.

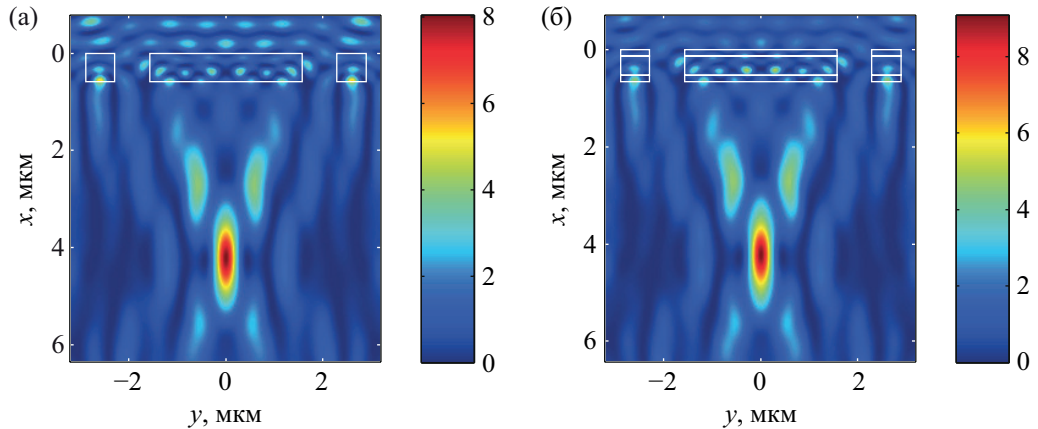


Рисунок 3.9 — Распределения $|E_z|^2$ на одном периоде массива бинарных дифракционных линз для ППП с подавлением рассеяния без антиотражающих областей (а) и с двумя антиотражающими областями (б) в плоскости, параллельной поверхности металла на расстоянии 10 нм от нее. Ступеньки линзы показаны сплошными белыми линиями.

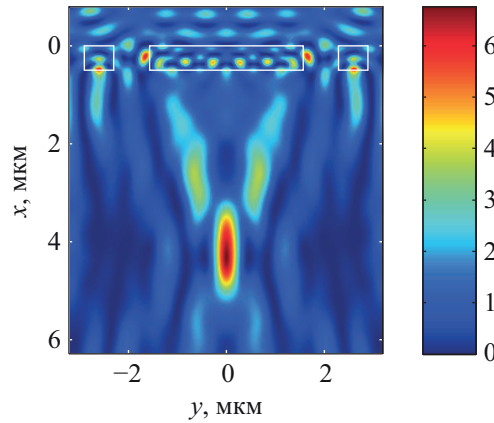


Рисунок 3.10 — Распределение $|E_z|^2$ на одном периоде массива бинарных дифракционных линз для ППП без подавления рассеяния и без антиотражающих областей в плоскости, параллельной поверхности металла на расстоянии 10 нм от нее. Ступеньки линзы показаны сплошными белыми линиями.

Выше было показано, что преломление ППП в структурах с подавлением паразитного рассеяния хорошо описывается формулами Френеля для ТЕ-поляризованной плоской волны. В качестве показателей преломления материалов структуры при этом используются эффективные показатели преломления плазмонных мод в соответствующих областях. В связи с этим сравним дифракцию ППП и плоской волны на рассматриваемом массиве дифракционных линз. На рис. 3.11 показано распределение величины $|E_z|^2$, формируемое массивом микролинз для ТЕ-поляризованной плоской волны с параметрами, соответствующими плазмонной структуре на рис. 3.9(б). Распределения поля на рис. 3.9(б) и рис. 3.11 имеют похожую структуру, интенсивность в фокусе на рис. 3.11 составляет 9,4. Отметим, что в случае плоской волны при переходе от структуры с $m = 0$ к структуре с $m = 2$ (т. е. при добавлении антиотражающих слоев) интенсивность в фокусе увеличивается на 14%, как и в случае ППП. Таким образом, дифракция ППП на структурах, обеспечивающих подавление паразитного рассеяния, действительно близка к дифракции ТЕ-поляризованной плоской волны.

3.2.3 Брэгговские решетки

Геометрия рассматриваемых в настоящем подразделе брэгговских решеток для ППП, распространяющихся вдоль границы раздела металла с диэлектриче-

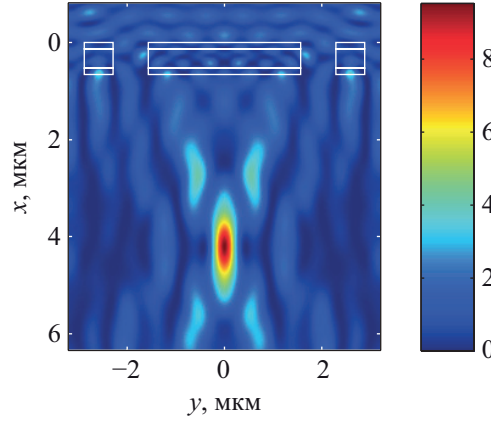


Рисунок 3.11 — Распределение $|E_z|^2$ на одном периоде массива бинарных дифракционных линз для плоской волны, соответствующего плазмонной структуре на рис. 3.9(б). Ступеньки линзы показаны сплошными белыми линиями.

ской проницаемостью ϵ_m и диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_d , представлена на рис. 3.12. Решетка представляет собой периодический набор диэлектрических ступенек с диэлектрической проницаемостью ϵ_{gr} , высотой h_{gr} и шириной w_1 , расположенный на поверхности металла. Период решетки — d , расстояние между ступеньками решетки — $w_2 = d - w_1$. В направлении, перпендикулярном плоскости рис. 3.12, структура предполагается инвариантной к переносу.

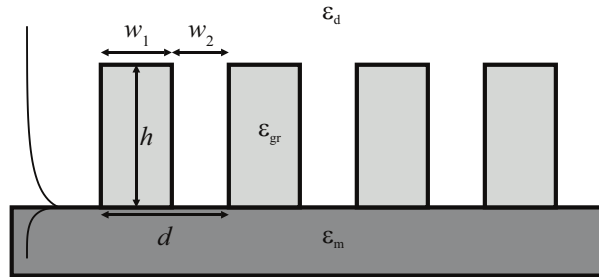


Рисунок 3.12 — Геометрия брэгговской решетки для ППП.

Параметры брэгговской отражающей решетки w_1 и w_2 в случае нормального падения ППП (в случае, когда волновой вектор параллелен направлению периодичности решетки) связаны между собой следующим соотношением:

$$\operatorname{Re} k_1 w_1 + \operatorname{Re} k_2 w_2 = \pi(2m + 1), \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (3.10)$$

где k_1 и k_2 — константы распространения ППП в области ступеньки и вне ее соответственно. Одно из решений (3.10) для параметров w_1 и w_2 имеет вид

$$\operatorname{Re} k_1 w_1 = \operatorname{Re} k_2 w_2 = \frac{\pi(2m + 1)}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.11)$$

Из (3.11) получаем следующие значения параметров:

$$w_i = \frac{\lambda_0(2m+1)}{4(\operatorname{Re} k_i/k_0)}, \quad i = 1, 2. \quad (3.12)$$

Перейдем к рассмотрению различных примеров брэгговских решеток для ППП. Рассмотрим сначала структуру с параметрами, аналогичными структуре, исследованной в работе [203]. На поверхности золота находится брэгговская решетка из диоксида кремния ($\epsilon_{\text{gr}} = 1,49^2$) высотой $h_{\text{gr}} = 100$ нм. Параметры $w_1 = 150$ нм, $w_2 = 205$ нм соответствуют одному из множества решений (3.10) при $m = 0$ (значение m будем называть порядком брэгговской решетки). На рис. 3.13 представлены зависимости коэффициентов отражения и пропускания от числа периодов для описанной брэгговской решетки, для «высокой» брэгговской решетки с $h_{\text{gr}} = 8w_1 = 1200$ нм, а также для «обычного» (неинтегрального) брэгговского зеркала (слоистой структуры), рассчитанного для случая нормального падения плоской волны.

Отметим, что эффективность брэгговской решетки с $h_{\text{gr}} = 100$ нм для ППП невысока. Например, для решетки с числом периодов $N = 15$ отражение составляет $\mathcal{R} = 0,51$, пропускание — $\mathcal{T} = 0,07$, а оставшаяся доля энергии падающей волны $\mathcal{L} = 0,42$ приходится на паразитное рассеяние и поглощение в металле. Увеличение высоты решетки до 1200 нм (рис. 3.13) позволяет значительно (до 76%) увеличить отражение и сократить потери до 23,5%. Однако из-за технологических ограничений на аспектное отношение (отношение высоты ступенек решетки к их ширине) практическая реализация структур с такой высотой будет затруднена. В связи с этим представляет интерес снижение потерь на паразитное рассеяние без значительного увеличения высоты структуры. При дальнейшем рассмотрении различных примеров брэгговских решеток ограничим их аспектное отношение значением 3, реалистичным с точки зрения возможности их экспериментальной реализации.

Рассмотрим теперь брэгговские решетки с подавлением паразитного рассеяния, в которых ступеньки имеют «двухслойную» геометрию (рис. 3.1). В случае ступеньки с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1 = 1,3^2$ и $\epsilon_2 = 1,49^2$, расположенной на поверхности золота, теоретическое значение толщины первого слоя ступеньки, обеспечивающее частичное согласование поперечных профилей поля падающего ППП и плазмонной моды в области ступеньки, составляет $h_1 = 51$ нм. Однако, как обсуждалось выше, теоретическое значение h_1 может

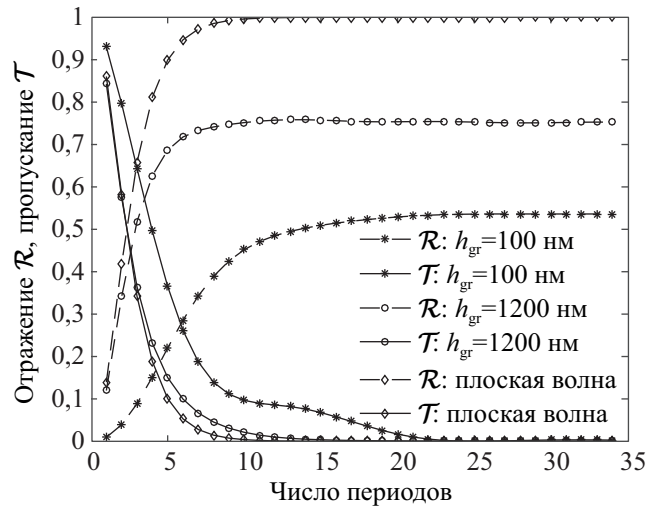


Рисунок 3.13 — Отражение и пропускание брэгговских решеток для ППП с $h_{\text{gr}} = 100$ нм и $h_{\text{gr}} = 1200$ нм, а также брэгговского зеркала для плоской волны при нормальном падении в зависимости от числа периодов.

оказаться неоптимальным с точки зрения подавления рассеяния, поскольку некоторая часть энергии ППП переносится за пределами области $h_1 < z < h_1 + h_2$. Поэтому на основе строгого численного моделирования для каждого из примеров брэгговских решеток, рассмотренных ниже, при необходимости проводилась дополнительная оптимизация толщины h_1 .

Рассмотрим сначала брэгговские решетки нулевого порядка ($m = 0$). Ширины ступенек и областей между ними были получены из (3.12). Высота решеток выбиралась с учетом аспектного отношения, равного 3. В таблице 5 приведены параметры брэгговских решеток для ППП без подавления паразитного рассеяния ($h_1 = 0$) и с подавлением рассеяния (двухслойная ступенька, $h_1 \neq 0$).

На рис. 3.14(а) приведены зависимости отражения и пропускания от числа периодов брэгговской решетки. Из рис. 3.14(а) и таблицы 5 можно сделать вывод, что эффективность брэгговской решетки нулевого порядка ($m = 0$) относительно невелика. Переход к двухслойной ступеньке решетки незначительно (примерно на 3,5%) снижает паразитное рассеяние. На рис. 3.14(б) представлены спектральные характеристики рассматриваемых решеток при числе периодов $N = 15$. На рис. 3.14(б) вертикальными линиями показаны границы запрещенной зоны «обычной» слоистой структуры для случая падения плоской волны с волновым вектором, соответствующим волновому вектору ППП. Несовпадение границ запрещенных зон слоистой структуры и брэгговской решетки для ППП связано, в частности, с существенными потерями на паразитное рассеяние. В

Таблица 5 — Основные параметры рассматриваемых брэгговских решеток для ППП нулевого порядка ($m = 0$) с однослойными ($h_1 = 0$) и двухслойными ($h_1 = 51$ нм) ступеньками.

Параметры решетки	$h_1 = 0$	$h_1 = 51$ нм
d , нм	324	329
w_1 , нм	128	133
w_2 , нм	196	196
h_{gr} , нм	384	384
$\mathcal{R}$	0,652	0,690
$\mathcal{L}$	0,339	0,304

этом случае задача дифракции ППП на ступеньке (и интегральной брэгговской решетке) значительно отличается от задачи дифракции плоской волны на плоскопараллельной пластинке (и слоистом брэгговском зеркале). В связи с этим следует отметить, что формулы (3.10), (3.11) и (3.12), использованные для расчета брэгговских решеток для ППП, носят в этом случае лишь приближенный характер.

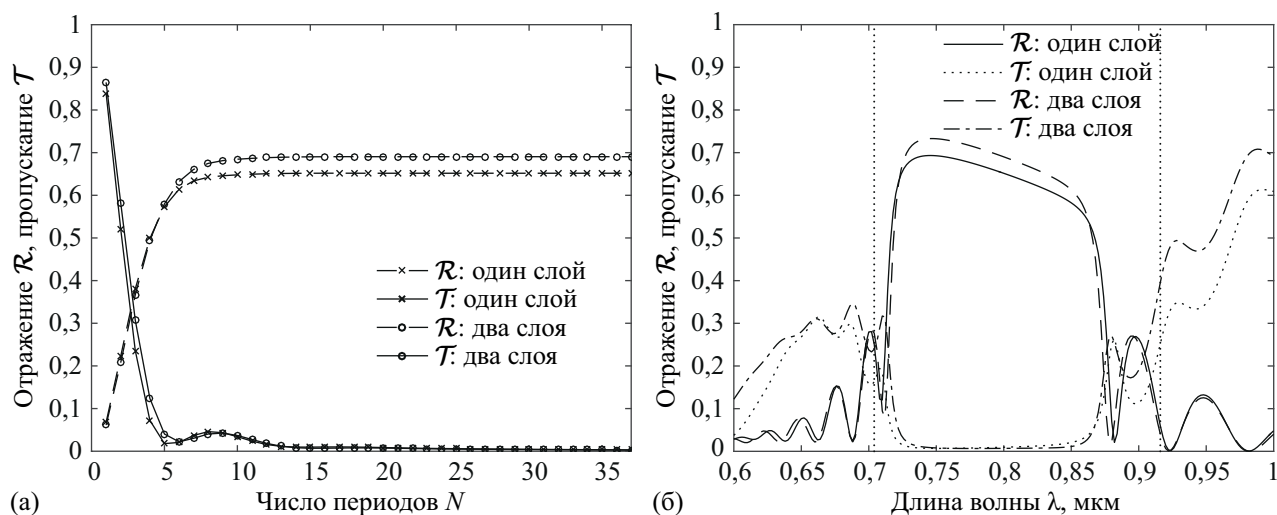


Рисунок 3.14 — Отражение и пропускание брэгговских решеток нулевого порядка для ППП с подавлением рассеяния и без него: зависимость от числа периодов (а) и зависимости от длины волны при числе периодов $N = 15$ (б). Вертикальные линии — границы запрещенной зоны для «обычного» слоистого брэгговского зеркала.

Более существенного увеличения эффективности брэгговской решетки можно добиться, используя брэгговскую решетку первого порядка ($m = 1$). Следует отметить, что само по себе использование решетки первого порядка при сохранении той же высоты, что и у решетки нулевого порядка, к увеличению эффективности не приводит, и даже, наоборот, снижает эффективность. Как было показано выше (рис. 3.13), большое влияние на эффективность оказывает высота ступеньки. При фиксированном значении аспектного отношения для решетки первого порядка можно выбрать высоту, в три раза превышающую высоту решетки нулевого порядка, так как из выражения (3.12) следует, что ширина ступеньки больше в три раза, чем у решетки нулевого порядка ($m = 0$). Таким образом, брэгговская решетка первого порядка позволяет «обойти» технологическое ограничение в виде аспектного отношения. Параметры и рабочие характеристики рассчитанных брэгговских решеток первого порядка приведены в таблице 6.

Таблица 6 — Основные параметры рассматриваемых брэгговских решеток для ППП первого порядка ($m = 1$) с однослойными ($h_1 = 0$) и двухслойными ($h_1 = 95$ нм) ступеньками.

Параметры решетки	$h_1 = 0$	$h_1 = 51$ нм
d , нм	971	990
w_1 , нм	384	403
w_2 , нм	587	587
h_{gr} , нм	1151	1151
$\mathcal{R}$	0,804	0,905
$\mathcal{L}$	0,196	0,095

На рис. 3.15(а) приведены зависимости отражения и пропускания от числа периодов брэгговской решетки. Сравнение рис. 3.14(а) и рис. 3.15(а) показывает, что переход к решетке первого порядка увеличивает эффективность на 15,2%. Из таблицы 6 можно также сделать вывод, что переход к двухслойной конфигурации ступеньки в брэгговской решетке первого порядка увеличивает эффективность еще на 10,1%, уменьшая потери на такую же величину. На

рис. 3.15(б) представлены спектральные характеристики рассматриваемых решеток при числе периодов $N = 15$. В этом случае границы запрещенных зон для слоистой структуры и брэгговской решетки практически совпадают.

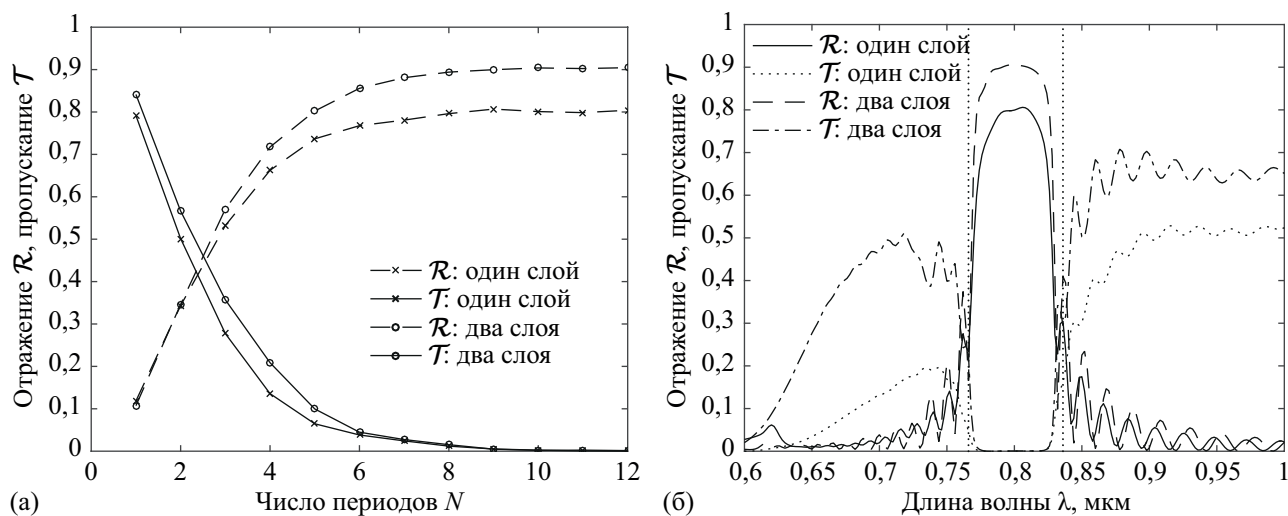


Рисунок 3.15 — Отражение и пропускание для брэгговских решеток первого порядка для ППП с подавлением рассеяния и без него: зависимость от числа периодов (а) и зависимость от длины волны при числе периодов $N = 15$ (б). Вертикальные линии — границы запрещенной зоны для «обычного» слоистого брэгговского зеркала.

Для дополнительного сравнения результатов объединим на одном рисунке (рис. 3.16) графики примеров с подавлением рассеяния для брэгговских решеток нулевого и первого порядков с аспектным отношением 3. Для оценки размеров структуры по оси абсцисс отложим не число периодов, а общую длину решетки. Отметим, что при фиксированном числе периодов размеры решетки первого порядка в три раза превышают размеры решетки нулевого порядка. Двухслойная брэгговская решетка первого порядка обеспечивает отражение, на 25,3% большее, чем однослойная решетка нулевого порядка. Оценка спектров (рис. 3.14(б) и рис. 3.15(б)) показывает, что запрещенная зона (область с наибольшим отражением) уменьшается также примерно в три раза по длине волны при переходе от нулевого порядка решетки к первому.

Рассмотрим теперь эффективность работы предложенных методов подавления рассеяния для брэгговских решеток для ППП, параметры которых рассчитаны для других значений центральных длин волн, лежащих в интервале от 0,7 до 1,5 мкм. Результаты для различных длин волн приведены на рис. 3.17. Из рис. 3.17 можно сделать вывод, что для всех центральных длин волн в вы-

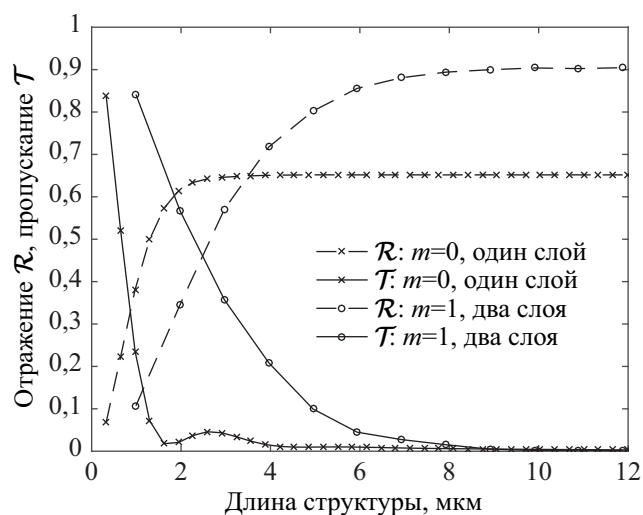


Рисунок 3.16 — Отражение и пропускание для брэгговских решеток нулевого и первого порядков для ППП с аспектным отношением 3.

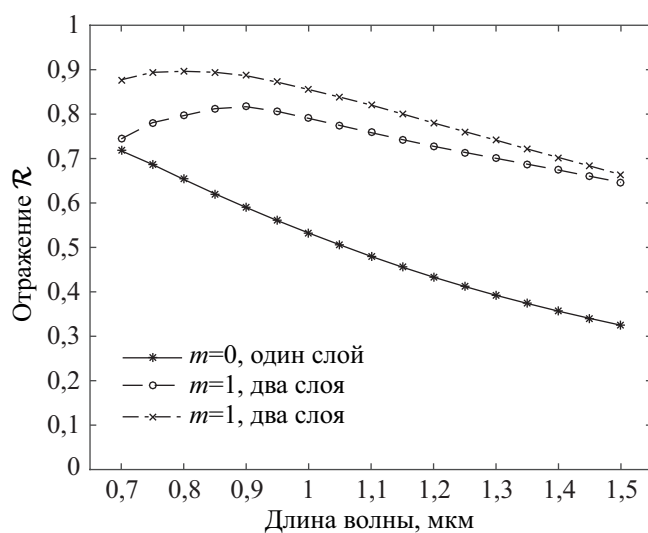


Рисунок 3.17 — Отражение для брэгговских решеток нулевого и первого порядков для ППП, рассчитанных для различных центральных длин волн в интервале от 0,7 до 1,5 мкм.

бранном диапазоне использование предложенных методов подавления рассеяния существенно (от 15 до 35%) увеличивает эффективность брэгговской решетки.

3.3 Интегральные дифракционные решетки для поверхностных плазмон-поляритонов

3.3.1 Геометрия и оптические свойства интегральных дифракционных решеток для поверхностных плазмон-поляритонов с субволновым или близким к длине волны периодом

Перейдем теперь к рассмотрению интегральных дифракционных решеток для ППП. Геометрия исследуемой плазмонной решетки показана на рис. 3.18. Решетка состоит из набора диэлектрических ступенек на поверхности металла, периодического вдоль оси y . Сначала ограничимся рассмотрением случая нормального падения и будем полагать, что ППП с плоским волновым фронтом и длиной волны в свободном пространстве λ , распространяющийся в отрицательном направлении оси x , падает на структуру. Для последовательности изложения выберем следующие геометрические и материальные параметры структуры, близкие к параметрам примеров, рассмотренных выше: $\lambda = 800$ нм, $\epsilon_m = -24,06 + 1,51i$ (соответствует золоту), $\epsilon_d = 1$, $\epsilon_1 = 1,45^2$, $\epsilon_2 = 1,7^2$, $h_2 = 1$ мкм. Толщина первого слоя $h_1 = 70$ нм была выбрана (численно оптимизирована) из условия минимизации средних потерь на рассеяние для диапазона параметров решетки, рассмотренного ниже.

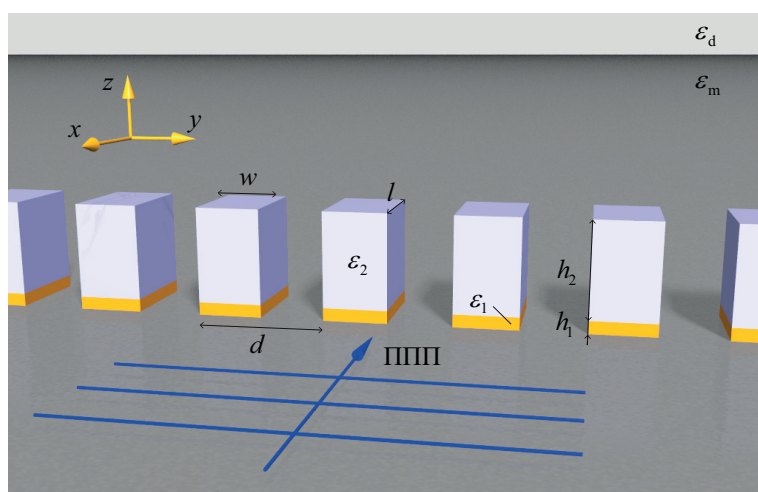


Рисунок 3.18 — Геометрия диэлектрической дифракционной решетки для ППП.

Строгое численное моделирование дифракции ППП на исследуемых плазмонных решетках представляет собой сложную вычислительную задачу. Для

расчетов была использована собственная реализация непериодической модификации трехмерного метода фурье-мод [239, 240, 309]. В рамках этого подхода структура разделяется на слои, границы раздела которых параллельны направлению (направлениям) периодичности. В слоях диэлектрическая проницаемость и компоненты электромагнитного поля представляются отрезками рядов Фурье. Решение задачи дифракции затем сводится к решению задачи на собственные значения в каждом из слоев структуры и к решению системы линейных алгебраических уравнений, описывающих граничные условия на границах слоев. Собственные значения и собственные векторы в каждом из слоев соответствуют константам распространения и фурье-коэффициентам мод решетки, распространяющихся в направлении, перпендикулярном направлению периодичности (направление $\pm x$ на рис. 3.19(а)). Основным преимуществом такого модового метода является то, что решение задачи дифракции позволяет найти набор коэффициентов, напрямую соответствующих прошедшим и отраженным порядкам дифракции. ППП также автоматически отделяются от рассеянного излучения. Рассматриваемая структура состоит из трех вычислительных слоев вдоль оси x , первый и последний из которых идентичны и полубесконечны: область перед решеткой ($x > 0$), решетка ($-l < x < 0$), область за решеткой ($x < -l$). Для того, чтобы сделать возможным представление поля в виде фурье-разложения вдоль оси z , вдоль этой оси вводится искусственная периодизация. Для устранения взаимодействия между соседними периодами вдоль оси z на границы периода добавляется специальный поглощающий слой (т.н. абсорбер). Геометрия слоя, содержащего ступеньки решетки, показана на рис. 3.19(а). При моделировании толщина металлического слоя была положена равной 300 нм, поглощающий слой имел толщину $\lambda/2$ (использовался изотропный градиентный абсорбер), «искусственный» период вдоль оси z составлял $d_z = 3,8$ мкм. Исследование сходимости показало, что достаточно 11 и 101 фурье-гармоник вдоль осей y и z соответственно (полное число гармоник — 1111). Существенное различие требуемого числа гармоник вдоль осей y и z обусловлено двумя факторами. Во-первых, период моделируемой структуры вдоль оси z также существенно больше периода вдоль оси y : для рассматриваемого примера $1,9 \leq d_z/d_y \leq 9,5$. Во-вторых, большое число гармоник вдоль оси z необходимо для адекватного представления поперечного профиля электрического поля ППП, не являющегося непрерывным на границе раздела металла и диэлектрика.

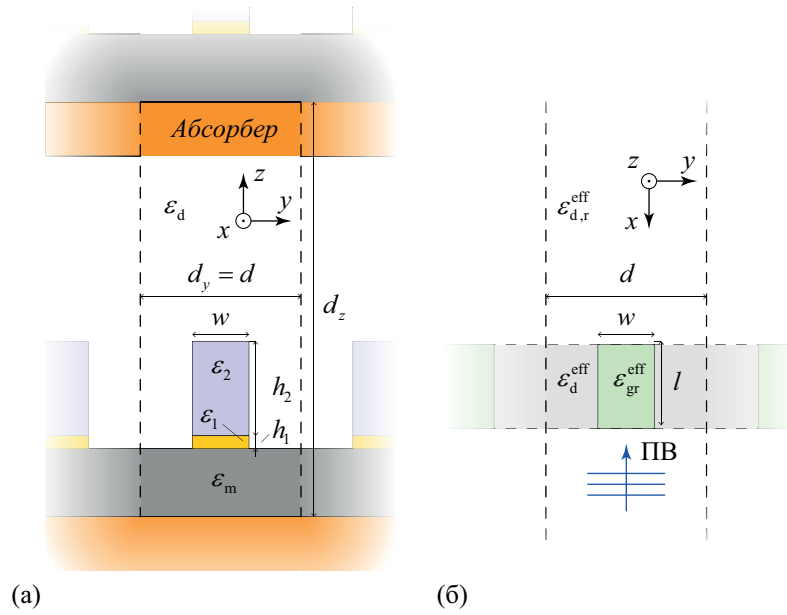


Рисунок 3.19 — (а) Расчетная ячейка задачи дифракции ППП. Показан слой, содержащий ступеньки интегральной решетки. (б) «Обычная» дифракционная решетка для излучения, распространяющегося в свободном пространстве, соответствующая исследуемой плазмонной решетке. На рисунках (а) и (б) в иллюстративных целях частично показаны соседние периоды структур.

Выше было показано, что преломление ППП в диэлектрических структурах с подавлением паразитного рассеяния хорошо описывается стандартными формулами Френеля для ТЕ-поляризованной плоской волны. В качестве показателей преломления в ПВ-модели при этом следует использовать эффективные показатели преломления плазмонных мод в соответствующих областях. В связи с этим интересно сравнить дифракцию ППП и ПВ на соответствующих дифракционных решетках. Обычная дифракционная решетка с одномерной периодичностью, соответствующая рассматриваемой интегральной решетке для ППП, показана на рис. 3.19(б). Дифракция плоской волны на этой решетке моделировалась с помощью собственной реализации стандартного варианта метода фурье-мод для решеток с одномерной периодичностью [73]. Для рассматриваемого примера значения диэлектрических проницаемостей $\epsilon_d^{\text{eff}} = n_{\text{eff,SPP}}^2 = \epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d) = (1,021 + 0,001i)^2$ и $\epsilon_{\text{d,r}}^{\text{eff}} = \text{Re } \epsilon_d^{\text{eff}}$ соответствуют квадрату эффективного показателя преломления ППП, распространяющегося вдоль границы раздела ϵ_m – ϵ_d и его действительной части соответственно. Отметим, что области над и под решеткой на рис. 3.19(б) являются непоглощающими в соответствии с используемым вариантом стандартного метода фурье-мод, при этом ступеньки решетки и области между ними являются поглощающими. Такой подход поз-

воляет учесть поглощение в плазмонной решетке в ПВ-модели. Значение ε_{gr} может быть найдено из дисперсионного соотношения моды волновода «диэлектрик-диэлектрик-металл». В рассматриваемом примере толщина верхнего слоя h_2 достаточно велика, и константа распространения плазмонной моды структуры k_{mode} может быть найдена с помощью дисперсионного соотношения ТМ-поляризованных мод такого волновода [306]:

$$\tanh(\gamma_1 h_1) = -\frac{\gamma_1 \varepsilon_1 (\varepsilon_2 \gamma_m + \varepsilon_m \gamma_2)}{(\varepsilon_2 \varepsilon_m \gamma_1^2 + \varepsilon_1^2 \gamma_2 \gamma_m)}, \quad (3.13)$$

где $\gamma_j^2 = k_{\text{mode}}^2 - k_0^2 \varepsilon_j$, $j = m, 1, 2$. Из выражения (3.13) следует, что для рассматриваемого примера $\varepsilon_{\text{gr}}^{\text{eff}} = (k_{\text{mode}}/k_0)^2 = (1,702 + 0,001i)^2$. Отметим, что константы распространения плазмонных мод и, следовательно, эффективные диэлектрические проницаемости $\varepsilon_{\text{d}}^{\text{eff}}$, $\varepsilon_{\text{d,r}}^{\text{eff}}$ и $\varepsilon_{\text{gr}}^{\text{eff}}$ в ПВ-модели зависят только от материальных параметров плазмонной структуры и ее геометрии в направлении оси z и, таким образом, не зависят от периода решетки d и длины ступеньки решетки l .

На рис. 3.20 показаны зависимости отражения и пропускания (т.е. интенсивностей нулевых отраженного и прошедшего порядков дифракции) плазмонной решетки и соответствующей обычной решетки от нормированных длины волны λ/d и длины ступеньки решетки (высоты решетки в ПВ-модели) l/d . При моделировании длина волны $\lambda = 800$ нм была фиксирована, а геометрические параметры d и l изменялись. Коэффициент заполнения решеток (отношение w/d) был зафиксирован и равен 0,5.

Различные «режимы» в зависимости от значения отношения λ/d разделяются аномалиями Рэлея и отсечками мод решетки, показанными на рис. 3.20 сплошными и пунктирными белыми прямыми соответственно. При нормальном падении возбуждаются только четные (симметричные) моды решетки, поэтому показаны только соответствующие положения отсечек.

При $\lambda/d > 1,28$ исследуемые решетки находятся в существенно субволновом режиме, в котором внутри решетки существует единственная распространяющаяся мода. В этом случае зависимость коэффициентов отражения и пропускания от длины ступеньки решетки (или высоты решетки для ПВ-модели) при фиксированном периоде близка к соответствующей зависимости плоскопараллельной пластинки; видны резонансы Фабри–Перо. При $\lambda/d \in (1,02, 1,28)$ решетка находится в субволновом двухмодовом режиме, в котором существуют две распространяющиеся моды. В этом режиме спектр состоит из чередующихся

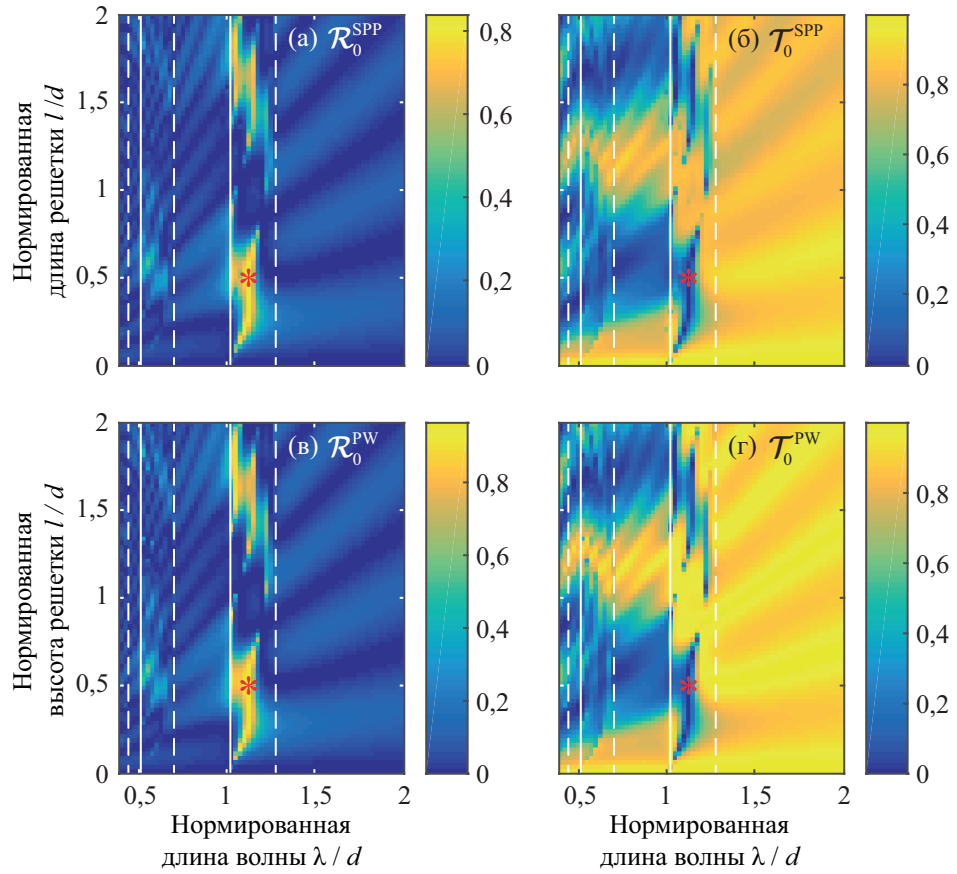


Рисунок 3.20 — Интенсивности нулевого отраженного $\mathcal{R}_0^{\text{SPP}}$, $\mathcal{R}_0^{\text{PW}}$ ((а), (в)) и нулевого прошедшего $\mathcal{T}_0^{\text{SPP}}$, $\mathcal{T}_0^{\text{PW}}$ ((б), (г)) порядков дифракции исследуемой плазмонной решетки с подавлением паразитного рассеяния ((а), (б)) и соответствующей обычной дифракционной решетки ((в), (г)) при нормальном падении в зависимости от нормированных длины волны λ/d и длины решетки (высоты решетки в ПВ-модели) l/d . Аномалии Рэля и отсечки мод решетки показаны сплошными и пунктирными белыми прямыми соответственно. Точка, отмеченная красными звездочками, соответствует примеру решетки, рассмотренному ниже.

областей высокого отражения и высокого пропускания, возникающих из-за интерференции мод решетки. Детальное объяснение особенностей интерференции мод, определяющих оптические свойства решетки в этом режиме, приведено (для «обычных» дифракционных решеток, ориентированных на работу с излучением, распространяющимся в свободном пространстве) в работах [160, 161]. Наконец, при $\lambda/d < 1,02$ структура находится в т. н. несубволновом (также называемом дифракционным) режиме, в котором появляются дополнительные распространяющиеся порядки дифракции.

Из рис. 3.20 следует, что дифракция ППП с подавлением рассеяния близка к дифракции ПВ. Свойства интегральных и «обычных» решеток сравниваются в таблице 7. Для оценки эффективности используемого подхода к подавлению рассеяния были также промоделированы интегральные дифракционные решетки для ППП без подавления рассеяния (с $h_1 = 0$). Результаты моделирования для этого случая показаны на рис. 4 для сравнения и также приведены в таблице 7. В таблице используются следующие обозначения: $\langle S \rangle$ обозначает средние потери на паразитное рассеяние, $\langle |\mathcal{R}_0^{\text{SPP}} - \mathcal{R}_0^{\text{PW}}| \rangle$ и $\langle |\mathcal{T}_0^{\text{SPP}} - \mathcal{T}_0^{\text{PW}}| \rangle$ обозначают средние значения модулей разности между отражением и пропусканием ППП- и ПВ-решеток соответственно.

Таблица 7 — Сравнение интегральных дифракционных решеток для ППП с подавлением ($h_1 = 70$ нм) и без подавления ($h_1 = 0$) паразитного рассеяния с соответствующими обычными решетками для ПВ.

	$h_1 = 70$ нм	$h_1 = 0$
$\max_{\lambda/d, h/d} \mathcal{R}_0^{\text{SPP}}$	0,85	0,75
$\max_{\lambda/d, h/d} \mathcal{R}_0^{\text{PW}}$	0,96	0,93
$\langle S \rangle$	0,08	0,23
$\langle \mathcal{R}_0^{\text{SPP}} - \mathcal{R}_0^{\text{PW}} \rangle$	0,02	0,04
$\langle \mathcal{T}_0^{\text{SPP}} - \mathcal{T}_0^{\text{PW}} \rangle$	0,05	0,12

Согласно таблице 7, переход к двухслойной ступеньке приводит к почти трехкратному уменьшению средних потерь на паразитное рассеяние. В этом случае средняя разность между интенсивностями дифракционных порядков плазмонной и обычной дифракционной решеток не превышает 0,05. Таким

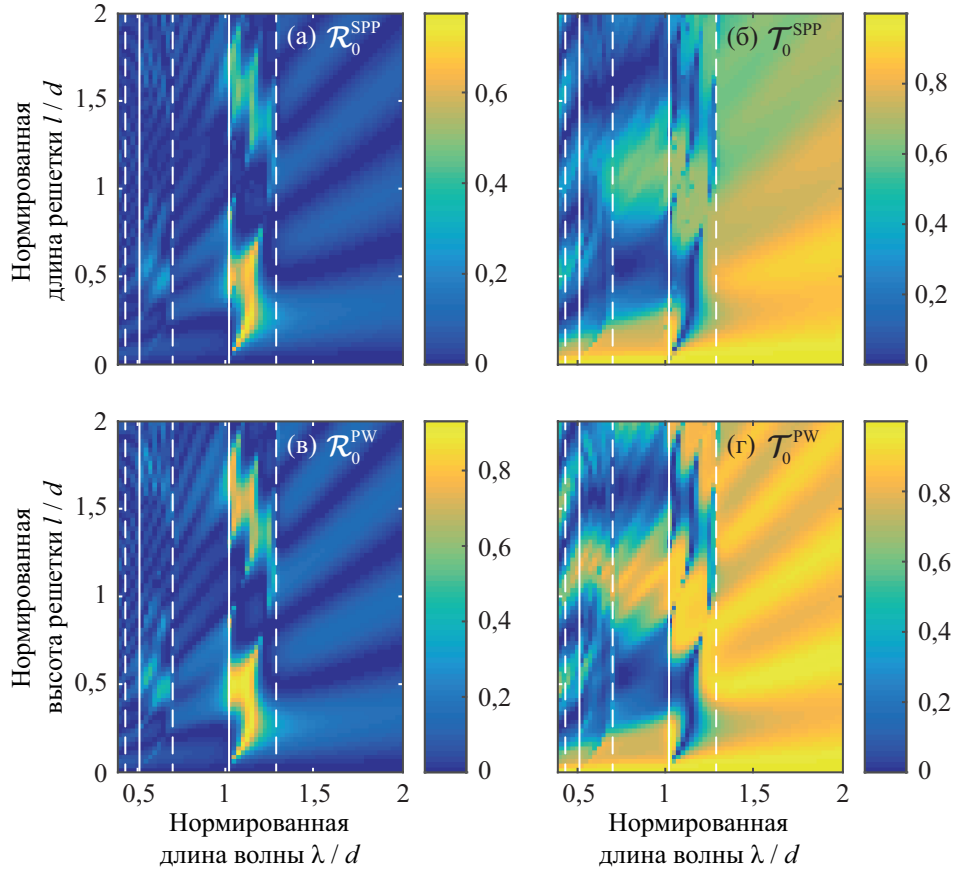


Рисунок 3.21 — Интенсивности нулевого отраженного $\mathcal{R}_0^{\text{SPP}}$, $\mathcal{R}_0^{\text{PW}}$ ((а), (в)) и нулевого прошедшего $\mathcal{T}_0^{\text{SPP}}$, $\mathcal{T}_0^{\text{PW}}$ ((б), (г)) порядков дифракции исследуемой плазмонной решетки без подавления паразитного рассеяния ((а), (б)) и соответствующей обычной дифракционной решетки ((в), (г)) при нормальном падении в зависимости от нормированных длины волны λ/d и длины решетки l/d . Аномалии Рэлея и отсечки мод решетки показаны сплошными и пунктирными белыми прямыми соответственно.

образом, с подавлением рассеяния дифракция ППП не только качественно, но и количественно близка к дифракции ПВ. Без подавления рассеяния разность и потери на рассеяние увеличиваются в 2–3 раза (различие между дифракцией ППП и ПВ в этом случае наиболее заметно на графиках пропускания на рис. 3.21(б) и 3.21(г)), но данные ПВ-модели все же могут быть использованы как минимум в качестве начального приближения при расчете плазмонных решеток.

Рассмотрим теперь конкретный пример интегральной дифракционной решетки для ППП с подавлением паразитного рассеяния ($h_1 = 70$ нм). При $\lambda/d = 1,125$ и $l/d = 0,5$ (точка, отмеченная красными звездочками на рис. 3.20) отражение достигает значения 0,84, а пропускание составляет менее 0,003. Указанные нормированные значения соответствуют $d = 711$ нм, $l = w = 355$ нм. Аспектное

отношение структуры $((h_1 + h_2)/\min\{w, l\})$ равно 3 и является реалистичным с точки зрения современных методов создания структур фотоники. Распределения интенсивности (квадрата модуля) z -компоненты электрического поля для ППП-решетки и соответствующей ПВ-решетки показаны на рис. 3.22(а) и 3.22(б) соответственно. Из рис. 3.22 видно, что распределения поля почти идентичны. Интерференция между падающей и отраженной волнами хорошо видна в нижней части рисунков. Такое распределение поля является характерным для отражающих решеток с высоким оптическим контрастом [2].

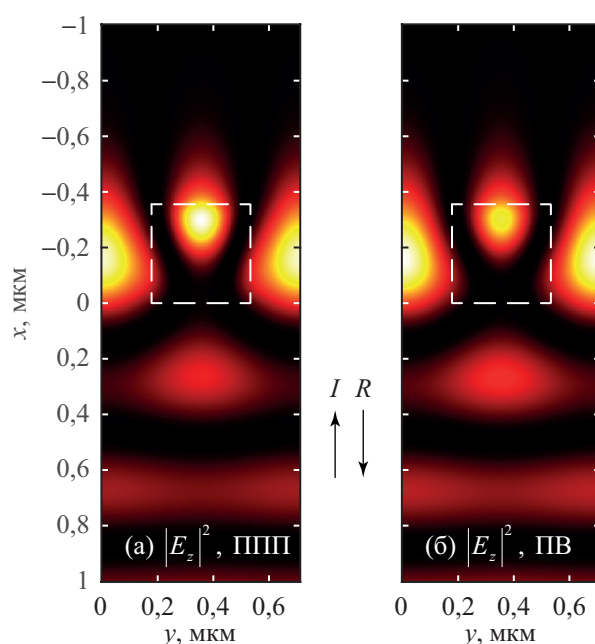


Рисунок 3.22 — Распределения $|E_z|^2$ для отражающей плазмонной решетки на расстоянии 10 нм над поверхностью металла (а) и для соответствующей ПВ-решетки (б) в пределах одного периода. Ступеньки решеток показаны белыми пунктирными прямоугольниками. Стрелки показывают направление распространения падающей волны I и отраженной волны R .

Отметим, что приведенный пример был выбран из рассчитанных зависимостей интенсивностей порядков дифракции и не был дополнительно оптимизирован. Таким образом, можно ожидать еще более высоких значений отражения при соответствующей оптимизации. Однако уже этот пример показывает возможность достижения высокого значения отражения при субволновом размере структуры в направлении распространения ($l < 0,45\lambda$), который на порядок меньше, чем продольный размер плазмонных брэгговских решеток с сопоставимой эффективностью ($4,5\lambda-9\lambda$) [203] (см. также подраздел 3.2.3).

3.3.2 Широкополосные отражатели для поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных аналогов высококонтрастных дифракционных решеток

Прежде чем перейти к рассмотрению широкополосных отражателей на основе интегральных аналогов высококонтрастных дифракционных решеток (ВКДР) для поверхностных плазмон-поляритонов, аналогично предыдущему подразделу коротко рассмотрим обычные высококонтрастные решетки для излучения, распространяющегося в свободном пространстве.

Как для ППП, так и для излучения, распространяющегося в свободном пространстве (а именно, ТЕ-поляризованных плоских волн, распространяющихся в воздухе), будем рассчитывать ВКДР, работающие как широкополосные отражатели в спектральном диапазоне шириной 200 нм с центральной длиной волны $\lambda = 1550$ нм, использующейся в телекоммуникационных приложениях. Будем рассматривать две геометрии падения: нормальное падение и наклонное падение под углом $\theta = 45^\circ$. Исследуемые «обычные» ВКДР (см. врезку на рис. 3.23(а)) состоят из прямоугольных диэлектрических стержней, окруженных воздухом (показатель преломления $n = 1$). Для простоты ограничимся рассмотрением структур с коэффициентом заполнения (отношением ширины стержня w к периоду решетки d), равным 0,5. Однако отметим, что дополнительные результаты моделирования, не приведенные здесь для краткости, показывают, что изменение коэффициента заполнения позволяет несколько повысить эффективность решеток по сравнению с примерами, рассмотренными ниже. Поскольку мы рассматриваем обычные ВКДР как «модельные» структуры, исследуем решетки из бездисперсионного материала с показателем преломления, равным показателю преломления кремния на длине волны 1550 нм: $n_{\text{gr}} = n_{\text{Si}} = 3,48$ [310]. В этом случае изменение длины волны падающего излучения λ эквивалентно соответствующему масштабированию периода решетки d и высоты решетки l . В связи с этим, как и выше, удобно рассчитывать отражение и пропускание решетки в зависимости от нормированных параметров λ/d и l/d .

Рисунок 3.23(а) показывает спектр отражения обычной ВКДР (врезка) в случае нормального падения ТЕ-поляризованной плоской волны, рассчитанный с помощью собственной реализации строгого метода фурье-мод. На рисунке 3.23(б) показана фаза отраженного излучения.

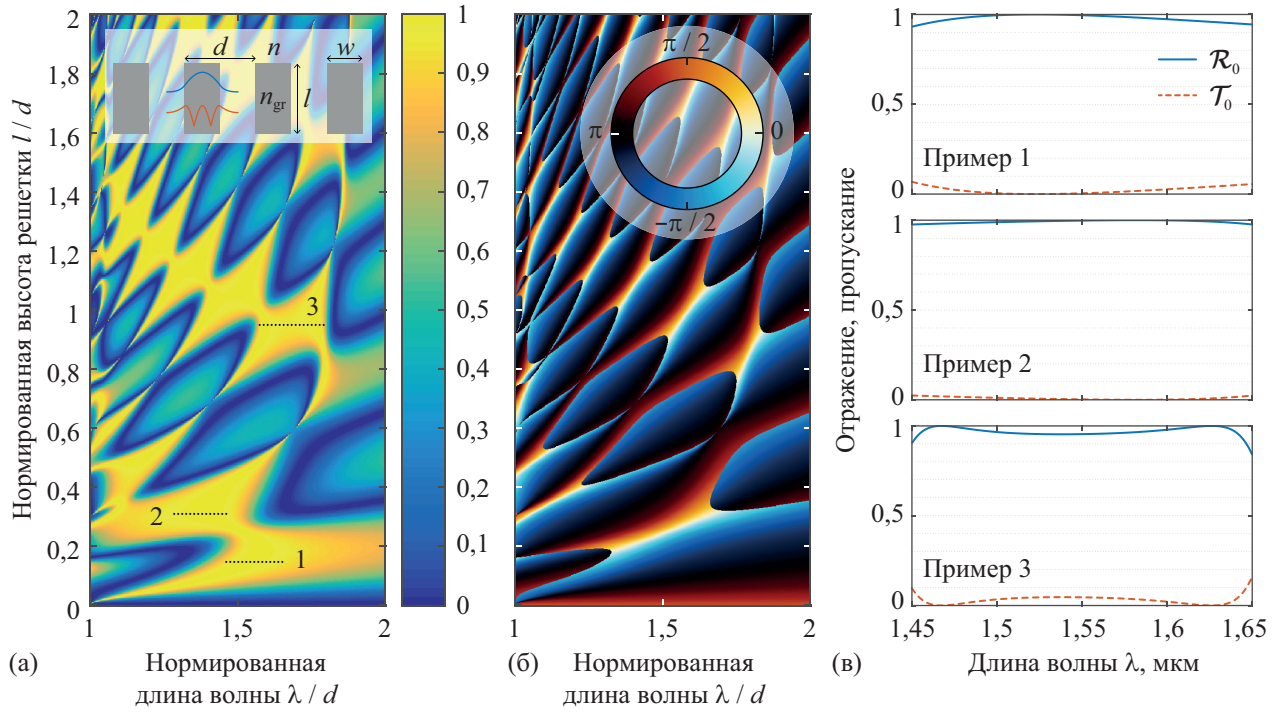


Рисунок 3.23 — (а) Отражение $\mathcal{R}_0$ кремниевой решетки в воздухе (врезка) в зависимости от нормированных длины волны λ/d и высоты решетки l/d в случае нормального падения ТЕ-поляризованной плоской волны. Коэффициент заполнения решетки фиксирован и равен $w/d = 0,5$. Черные точечные линии показывают примеры решеток, спектры отражения и пропускания которых показаны на рис. (в). (б) Фаза отраженной волны. (в) Спектры отражения $\mathcal{R}_0$ (сплошные линии) и пропускания $\mathcal{T}_0$ (пунктирные линии) для трех примеров ВКДР. Пример 1 (верхний рисунок): период решетки $d = 992$ нм, высота решетки $l = 146$ нм; пример 2 (средний рисунок): $d = 1128$ нм, $l = 349$ нм; пример 3 (нижний рисунок): $d = 921$ нм, $l = 874$ нм.

В показанном диапазоне λ/d решетка является субволновой ($\lambda/d > 1$), так что распространяющимися являются только нулевой отраженный и нулевой прошедший порядки дифракции. Более того, в большей части выбранного диапазона λ/d (при $1,075 < \lambda/d < 1,92$) решетка находится в т.н. двухмодовом режиме, в котором существуют области широкополосного высокого отражения и высокодобротные резонансы в спектре. Для полноты изложения опишем этот режим. Бинарная диэлектрическая дифракционная решетка (см. врезку на рис. 3.23(а)) может быть рассмотрена как периодический оптический волновод с конечной толщиной. В таком периодическом волноводе существует дискретный (и конечный) набор мод, распространяющихся в вертикальном направлении, которые часто называются блоховскими модами [160] (не следует

путать эти волны с блоховскими поверхностными волнами, распространяющимися вдоль границы раздела фотонного кристалла и однородной среды). Число распространяющихся блоховских мод зависит от отношения λ/d , коэффициента заполнения (отношения ширины ступеньки решетки к ее периоду), а также оптического контраста между материалами решетки. Пренебрегая ближнепольным взаимодействием между верхней и нижней границами решетки, дифракцию на такой решетке можно описать следующим образом. На верхней границе решетки падающая волна возбуждает несколько распространяющихся блоховских мод, которые распространяются вверх и вниз между верхней и нижней границами решетки, преобразуются на них друг в друга, а также в отраженный и прошедший порядки дифракции. Таким образом, интенсивности порядков дифракции определяются эффектами интерференции этих мод на границах решетки. Строгое и полное теоретическое описание этого процесса приведено в работах [160, 161]. В этих работах было показано, что в случае субволновых решеток, в которых существует только две распространяющиеся блоховские моды, интерференция между ними может приводить к полному отражению или полному пропусканию падающей волны. Важно отметить, что в случае нормального падения падающая волна возбуждает только четные (симметричные) моды периодического волновода в связи с соображениями симметрии, так что в решетке может существовать большее число мод (при этом остальные одна или две моды будут являться нечетными (антисимметричными) и «несовместимыми» с точки зрения симметрии с падающим излучением). Для иллюстрации профили электрического поля двух симметричных блоховских мод, существующих в рассматриваемой решетке при $\lambda/d = 1,5$, показаны на одном периоде решетки на врезке на рис. 3.23(а). В работах [160, 161] также было показано, что эффекты интерференции блоховских мод приводят к появлению чередующихся областей высокого и низкого отражения, образующих регулярный «узор», напоминающий шахматную доску, что хорошо видно на рис. 3.23(а).

В случае высококонтрастных решеток условие полного отражения может быть приближенно выполнено в широком спектральном диапазоне [160, 161]. Действительно, на рис. 3.23(в) показаны спектры отражения и пропускания трех примеров решеток, «выбранных» из рис. 3.23(а) (здесь и далее параметры примеров решеток приведены в подписях к рисункам). Рисунок 3.23(в) показывает, что с использованием высококонтрастной дифракционной решетки можно получить тонкий ($l/\lambda < 1$) широкополосный отражатель: среднее отражение

в рассматриваемом спектральном диапазоне 1450–1650 нм составляет 97,9%, 99,2% и 97,1% для примеров 1, 2 и 3 соответственно.

Аналогичные ВКДР могут быть также рассчитаны для случая наклонного падения. На рис. 3.24(а) показана зависимость отражения решетки от нормированных параметров λ/d и l/d при угле падения $\theta = 45^\circ$. Как и в случае нормального падения, рассмотренном выше, в рассматриваемом диапазоне λ/d решетка является субволновой и при $\lambda/d < 3,08$ работает в двухмодовом режиме. На рис. 3.24(б) показана фаза отраженной волны. Рисунок 3.24(в) показывает спектры отражения и пропускания трех примеров ВКДР, работающих при угле падения $\theta = 45^\circ$. Соответствующие средние значения отражения в этом случае составляют 93,7%, 97,4% и 99,0%.

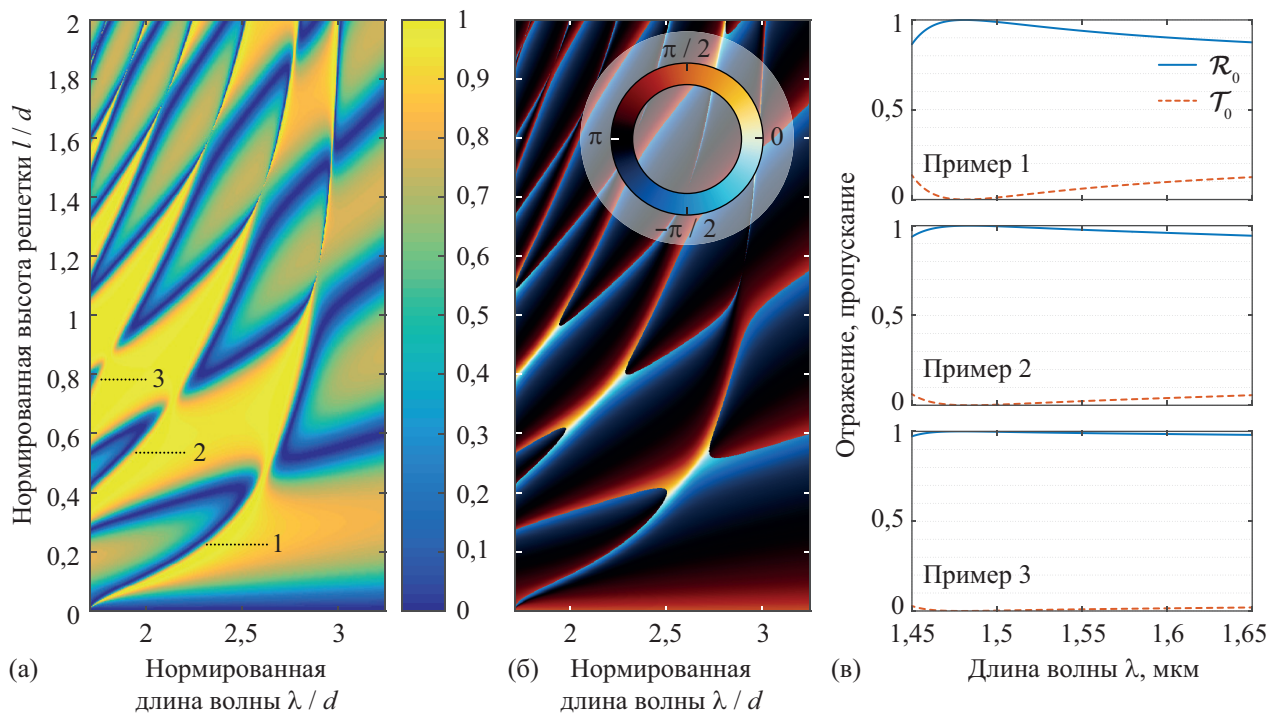


Рисунок 3.24 — (а) Отражение $\mathcal{R}_0$ кремниевой решетки в воздухе в зависимости от нормированных длины волны λ/d и высоты решетки l/d в случае наклонного падения ТЕ-поляризованной плоской волны под углом $\theta = 45^\circ$. Коэффициент заполнения решетки фиксирован и равен 0,5. Черные точечные линии показывают примеры решеток, спектры отражения и пропускания которых показаны на рис. (в). (б) Фаза отраженной волны. (в) Спектры отражения $\mathcal{R}_0$ (сплошные линии) и пропускания $\mathcal{T}_0$ (пунктирные линии) трех примеров ВКДР. Пример 1 (верхний рисунок): период решетки $d = 625$ нм, высота решетки $l = 140$ нм; пример 2 (средний рисунок): $d = 743$ нм, $l = 398$ нм; пример 3 (нижний рисунок): $d = 819$ нм, $l = 641$ нм.

Представленные результаты подтверждают, что однослойные высококонтрастные дифракционные решетки с $w/d = 0,5$ могут быть использованы как широкополосные ($\Delta\lambda/\lambda > 10\%$, где $\Delta\lambda$ — спектральная ширина области высокого отражения) отражатели для излучения, распространяющегося в свободном пространстве. Отметим еще раз, что за счет оптимизации коэффициента заполнения решеток можно увеличить среднее (и минимальное) отражение в рабочем спектральном диапазоне и (или) увеличить его ширину. Далее рассмотрим ВКДР для «двумерной» платформы поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границ раздела металл-диэлектрик.

Геометрия исследуемых интегральных высококонтрастных решеток для поверхностных плазмон-поляритонов, состоящих из периодически расположенных кремниевых «столбиков» на поверхности золота, показана на рис. 3.25. Как показано на рис. 3.25, сначала исследуем случай, когда ступеньки решетки являются однослойными, т. е. решетки работают без подавления паразитного рассеяния. Будем рассматривать случай, когда ППП с плоским волновым фронтом нормально или наклонно падает на решетку. На центральной длине волны 1550 нм эффективные показатели преломления n_{SPP} (константы распространения, нормированные на волновое число в свободном пространстве $k_0 = 2\pi/\lambda$) ППП, существующих на границах раздела золото–воздух и золото–кремний составляют $n_{\text{SPP,Air}} = \sqrt{\epsilon_{\text{Au}}/(\epsilon_{\text{Au}} + 1)} = 1,004 + 0,0004i$ и $n_{\text{SPP,Si}} = \sqrt{\epsilon_{\text{Au}}\epsilon_{\text{Si}}/(\epsilon_{\text{Au}} + \epsilon_{\text{Si}})} = 3,672 + 0,021i$ соответственно. Для расчета эффективных показателей преломления использовались следующие значения диэлектрических проницаемостей: $\epsilon_{\text{Si}} = 12,08$ и $\epsilon_{\text{Au}} = -115,11 + 11,1i$ [243, 310].

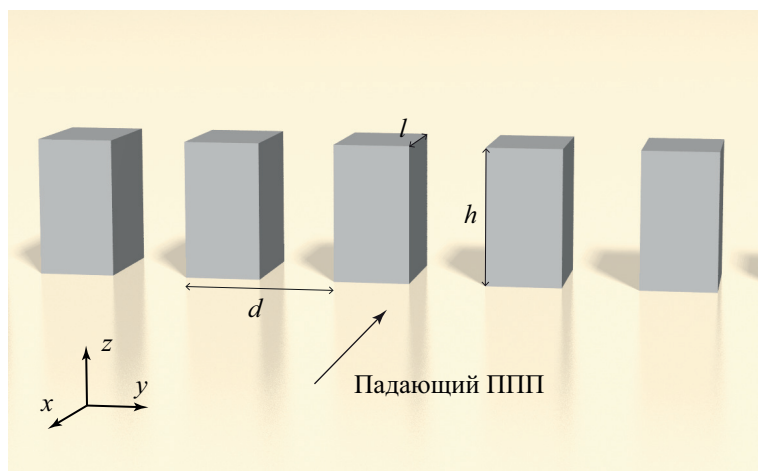


Рисунок 3.25 — Геометрия исследуемых интегральных высококонтрастных дифракционных решеток для поверхностных плазмон-поляритонов, состоящих из периодически расположенных кремниевых столбиков на поверхности золота.

В рассматриваемой структуре действительные части эффективных показателей преломления ППП близки к показателям преломления материалов обычных решеток, рассмотренных выше, поэтому можно ожидать, что интегральные ВКДР для ППП будут обладать схожими (по крайней мере, качественно) оптическими свойствами. В приведенных ниже примерах будем исследовать плазмонные решетки в тех же диапазонах λ/d и l/d , что и обычные ВКДР, рассмотренные выше. Для выбранных материалов и центральной длины волны глубины проникновения поля ППП в воздух и кремний, рассчитанные согласно формуле $|k_0 \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon_d - n_{\text{СПП}}^2}|^{-1}$ [134], где ϵ_d — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, составляют 2,645 мкм и 208 нм соответственно. В связи с этим при моделировании использовалось значение высоты кремниевых столбиков решетки, равное $h = 4$ мкм и превосходящее обе глубины проникновения с разумным «запасом». Аналогично решеткам для БПВ и ППП, рассмотренным выше, результаты моделирования для интегральных ВКДР, представленные ниже, были получены с помощью собственной параллельной реализации неперiodического метода фурье-мод [239, 309].

Рисунок 3.26(а) показывает отражение плазмонной ВКДР в зависимости от нормированных параметров λ/d и l/d в случае нормального падения ППП. Для расчета зависимости на рис. 3.26(а) длина волны ППП в свободном пространстве была зафиксирована и равна $\lambda = 1550$ нм, а период решетки d и длина столбиков решетки l изменялись. Из рис. 3.26(а) следует, что оптические свойства интегральной плазмонной высококонтрастной решетки качественно близки к свойствам обычной решетки (рис. 3.23(а)). Однако увеличение длины столбиков решетки l (см. рис. 3.25), которая соответствует высоте обычной решетки (см. врезку на рис. 3.23(а)), приводит к существенному уменьшению среднего отражения в областях с высоким отражением. Это связано с тем, что, как обсуждалось выше, в случае плазмонной решетки при дифракции падающего ППП возникают не только отраженный и прошедший ППП с интенсивностями $\mathcal{R}_0$ и $\mathcal{T}_0$ соответственно, но и «паразитное» рассеянное излучение, распространяющееся от поверхности металла. Кроме того, часть энергии падающего ППП теряется в связи с поглощением в металле. Полные потери $\mathcal{L} = 1 - (\mathcal{R}_0 + \mathcal{T}_0)$, усредненные по рассматриваемому диапазону λ/d для каждого из значений l/d , показаны на рис. 3.26(б). Согласно рис. 3.26(б), средние потери превосходят 50% уже при $l/d = 1$. Результаты дополнительного численного моделирования (не представленные здесь для краткости) показывают, что преобладающим ме-

ханизмом потерь энергии в рассматриваемой структуре является «паразитное» рассеяние падающего ППП, в то время как потери на поглощение составляют в среднем 5–8%.

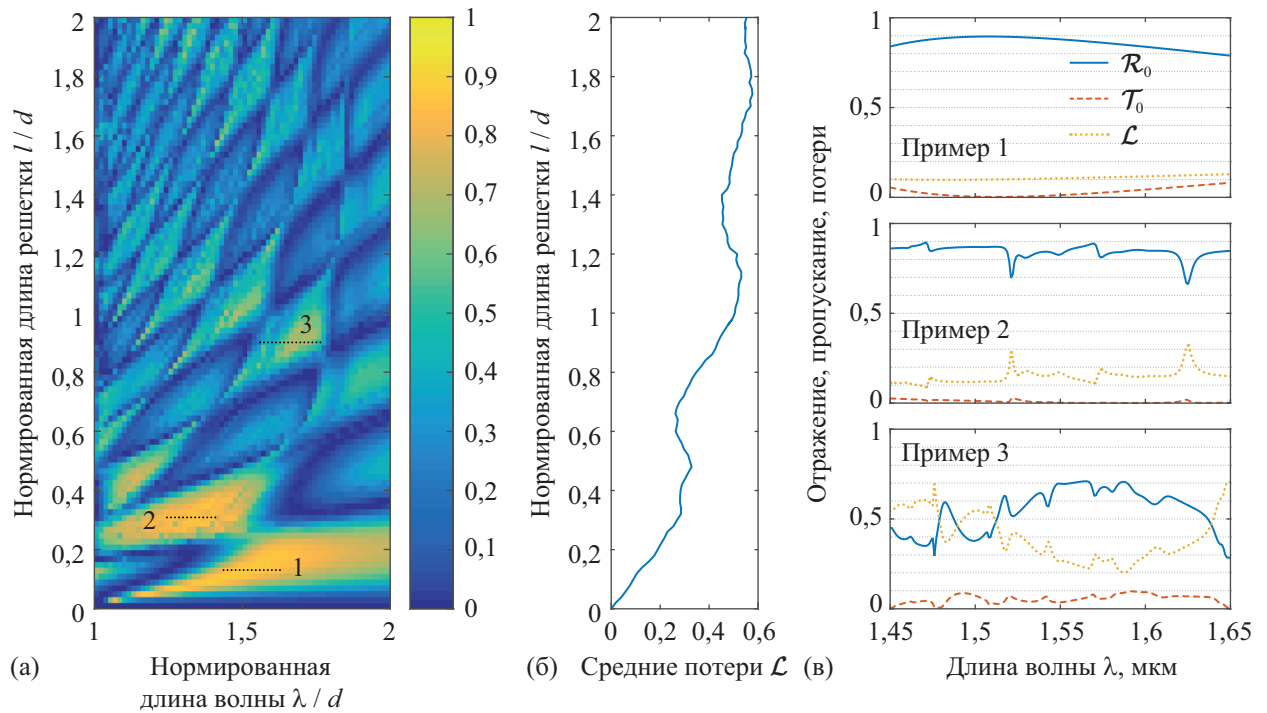


Рисунок 3.26 — (а) Отражение $\mathcal{R}_0$ интегральной высоконтрастной дифракционной решетки для ППП, состоящей из кремниевых столбиков, в зависимости от нормированных длины волны λ/d и длины решетки l/d в случае нормального падения ППП. Коэффициент заполнения решетки фиксирован и равен 0,5. Черные точечные линии показывают примеры решеток, спектры отражения, пропускания и потерь которых показаны на рис. (в). (б) Потери $\mathcal{L} = 1 - (\mathcal{R}_0 + \mathcal{T}_0)$, усредненные по рассматриваемому диапазону λ/d , в зависимости от l/d . (в) Спектры отражения $\mathcal{R}_0$ (сплошные линии), пропускания $\mathcal{T}_0$ (пунктирные линии) и потерь $\mathcal{L}$ (точечные линии) трех примеров плазмонных ВКДР. Пример 1 (верхний рисунок): период решетки $d = 1010$ нм, длина столбиков решетки $l = 121$ нм; пример 2 (средний рисунок): $d = 1168$ нм, $l = 350$ нм; пример 3 (нижний рисунок): $d = 929$ нм, $l = 836$ нм.

Рисунок 3.26(в) показывает спектры отражения, пропускания и потерь трех примеров интегральных ВКДР. Несмотря на то, что параметры рассмотренных примеров были выбраны на основе рис. 3.26(а), рассчитанного при фиксированной длине волны, графики на рис. 3.26(в) были строго рассчитаны для случая фиксированных параметров решетки (периода решетки d и длины ступеньки решетки l) и изменяющейся длины волны ППП λ . Таким образом,

графики на рис. 3.26(в) были получены с учетом дисперсии диэлектрических проницаемостей материалов структуры и, следовательно, дисперсии эффективных показателей преломления ППП. Для выбранных примеров плазмонных решеток средние значения отражения составляют 86,0% (пример 1), 84,3% (пример 2) и 54,4% (пример 3). Представленные результаты показывают, что на основе кремниевых столбиков на поверхности металла могут быть созданы широкополосные отражатели для поверхностных плазмон-поляритонов со средней отражательной способностью, превышающей 85% (см. пример 1). В то же время для этого примера аспектное отношение (отношение высоты столбика h к его длине l) очень высоко и превышает 30, что делает эту структуру практически нереализуемой. Разумеется, аспектное отношение может быть уменьшено за счет уменьшения высоты столбиков решетки h . Однако это приводит к существенному увеличению потерь на паразитное рассеяние и, следовательно, уменьшению отражения. Рисунок 3.27 показывает зависимости отражения, пропускания и потерь, усредненных по рабочему диапазону длин волн, от высоты столбиков h для трех примеров решеток, представленных на рис. 3.26(в). Уже при $h = 2$ мкм отражение для всех трех рассмотренных примеров становится меньше 60%, в то время как для третьего примера оно лишь незначительно превышает 30%. Аналогичные результаты (не представленные здесь для краткости) были получены для интегральных решеток, рассчитанных для случая наклонного падения ППП. Таким образом, для расчета практически реализуемых структур с умеренными значениями аспектного отношения необходимо уменьшить потери на «паразитное» рассеяние для того, чтобы можно было использовать структуры с большими значениями l .

Как обсуждалось выше, паразитное рассеяние поверхностных плазмон-поляритонов, приводящее к снижению эффективности интегральных плазмонных оптических элементов, вызвано несовпадением поперечных профилей поля ППП внутри и вне элемента. Если, как в рассматриваемом случае, столбики решетки достаточно высоки, поперечный профиль поля внутри элемента можно с достаточной точностью описать выражением для глубины проникновения ППП в диэлектрик, которое следует из обычного дисперсионного соотношения ППП на границе раздела металла и материала столбика решетки. Для рассматриваемых плазмонных ВКДР несогласованность профилей поля явно следует из различия на порядок глубин проникновения поля в диэлектрик у ППП, существующих на границах раздела золото–воздух и золото–кремний (2,645 мкм

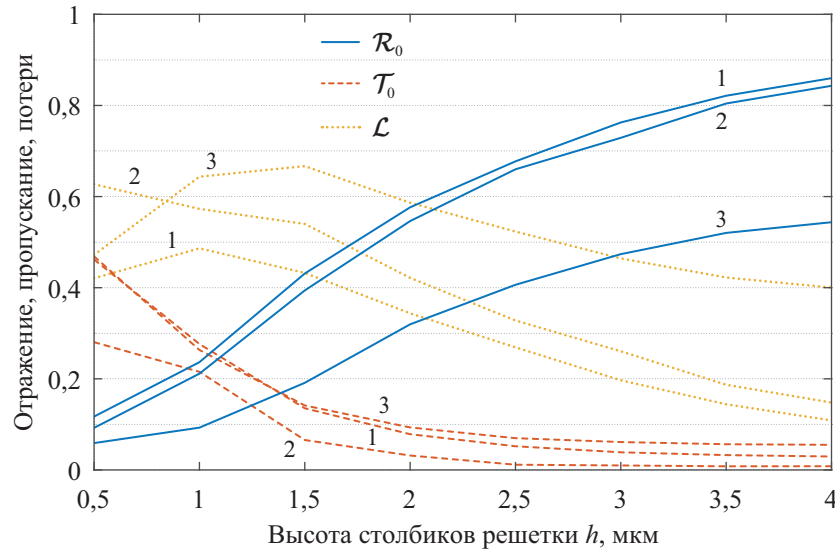


Рисунок 3.27 — Отражение $\mathcal{R}_0$ (сплошные линии), пропускание $\mathcal{T}_0$ (пунктирные линии) и потери $\mathcal{L}$ (точечные линии), усредненные по рабочему диапазону длин волн, в зависимости от высоты столбиков решетки h для трех примеров плазмонных ВКДР, представленных на рис. 3.26(в).

и 208 нм соответственно). В предложенном методе подавления паразитного рассеяния ППП необходимые степени свободы вводятся в дисперсионное соотношение плазмонной моды путем добавления тонкого диэлектрического слоя под плазмонным элементом (см. врезку на рис. 3.28(а)). За счет выбора толщины слоя h_1 можно частично (в основной (верхней) части элемента, имеющей толщину h_2) согласовать поперечные профили поля падающего ППП и плазмонной моды в области элемента. Как обсуждалось выше, такой подход может привести к существенному (в несколько раз) уменьшению потерь на паразитное рассеяние ППП. Следует отметить, что значение толщины h_1 , обеспечивающее подавление паразитного рассеяния, может быть найдено аналитически. Применим данный подход для увеличения энергетической эффективности рассматриваемых плазмонных ВКДР. В качестве материала дополнительного слоя будем использовать нитрид кремния с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 3,99$ на центральной длине волны рабочего диапазона [311]. В этом случае толщина слоя, обеспечивающая подавление рассеяния, составляет $h_1 = 11$ нм.

На рисунке 3.28(а) показано отражение плазмонной ВКДР с подавлением паразитного рассеяния, рассчитанной для случая нормального падения ППП. На рисунке 3.28(б) показана фаза отраженного ППП. Полные потери $\mathcal{L}$, усредненные по рассматриваемому диапазону λ/d для каждого из значений l/d , показаны на рис. 3.28(в). Из рис. 3.28(а) и 3.28(в) следует, что при относительно больших

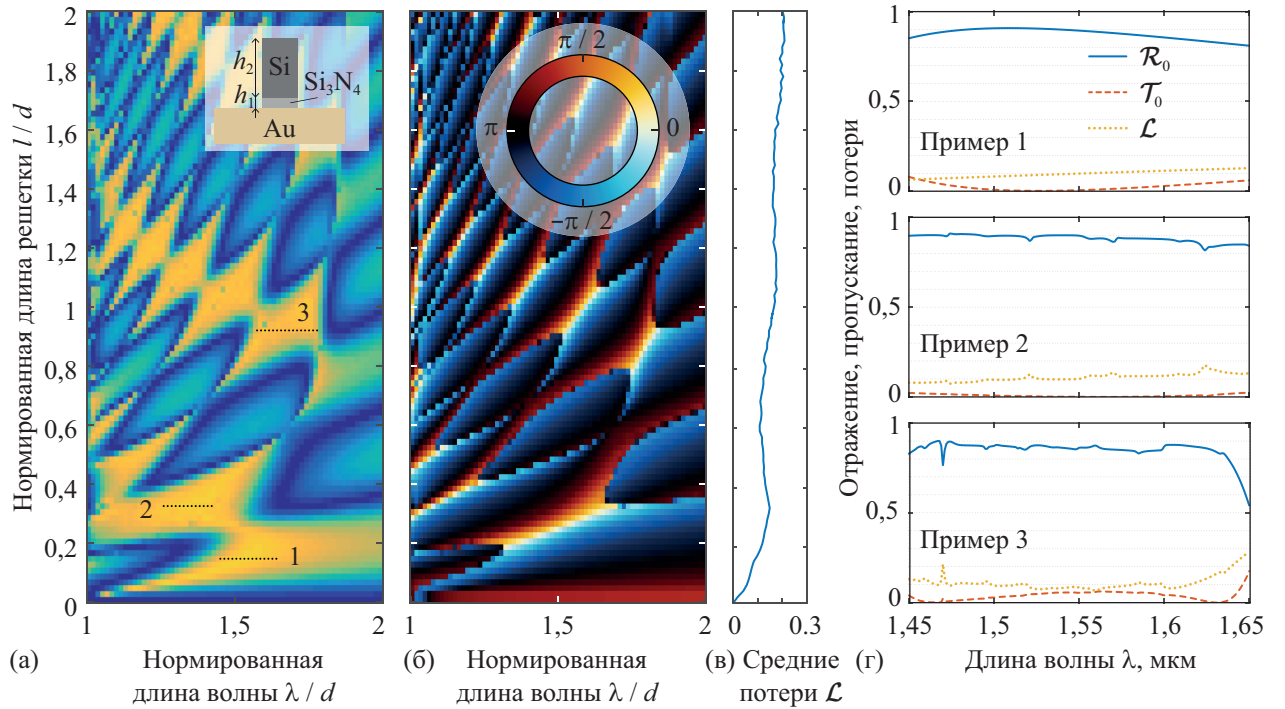


Рисунок 3.28 — (а) Отражение $\mathcal{R}_0$ интегральной высоконтрастной дифракционной решетки для ППП с подавлением паразитного рассеяния в зависимости от нормированных длины волны λ/d и длины решетки l/d в случае нормального падения ППП. Коэффициент заполнения решетки фиксирован и равен 0,5. Черные точечные линии показывают примеры решеток, спектры отражения, пропускания и потерь которых показаны на рис. (г). На врезке показана геометрия столбика решетки (не в масштабе; $h_2 = 4$ мкм, $h_1 = 11$ нм). Используется та же цветовая схема, что и на предыдущих рисунках. (б) Фаза отраженной волны. (в) Потери $\mathcal{L} = 1 - (\mathcal{R}_0 + \mathcal{T}_0)$, усредненные по рассматриваемому диапазону λ/d , в зависимости от l/d . (г) Спектры отражения $\mathcal{R}_0$ (сплошные линии), пропускания $\mathcal{T}_0$ (пунктирные линии) и потерь $\mathcal{L}$ (точечные линии) трех примеров плазмонных ВКДР. Пример 1 (верхний рисунок): период решетки $d = 1000$ нм, длина столбиков решетки $l = 140$ нм; пример 2 (средний рисунок): $d = 1155$ нм, $l = 370$ нм; пример 3 (нижний рисунок): $d = 920$ нм, $l = 846$ нм.

значениях l/d ($l/d > 0,5$) среднее отражение в областях с высоким отражением существенно выше, а потери существенно меньше, чем без подавления паразитного рассеяния (см. рис. 3.26(а) и 3.26(б)). Для большей части рассматриваемого диапазона l/d средние потери уменьшаются в 2,5–3 раза. Кроме того, следует отметить, что из рис. 3.28(а) и 3.28(б) следует, что существуют области высокого отражения ($\mathcal{R}_0 > 0,8$), в которых фаза непрерывно изменяется на 2π . Это означает, что исследуемые плазмонные ВКДР могут быть использованы для создания интегральных фокусирующих отражателей аналогично структурам, основанным на обычных высококонтрастных дифракционных решетках [69, 70].

На рисунке 3.28(г) показаны спектры отражения, пропускания и потерь трех примеров интегральных ВКДР с подавлением паразитного рассеяния. Для выбранных примеров среднее отражение в рабочем диапазоне длин волн составляет 87,5% (пример 1), 88,3% (пример 2) и 85,1% (пример 3). Увеличение эффективности особенно существенно в случае третьего примера, у которого значение $l/d = 0,92$ относительно велико, и превосходит 30%. На рисунке 3.29 показаны распределения поля для третьих примеров плазмонных решеток с рис. 3.26(в) и 3.28(г), которые показывают увеличение отражения и уменьшение потерь на рассеяние при переходе к двухслойным столбикам решетки.

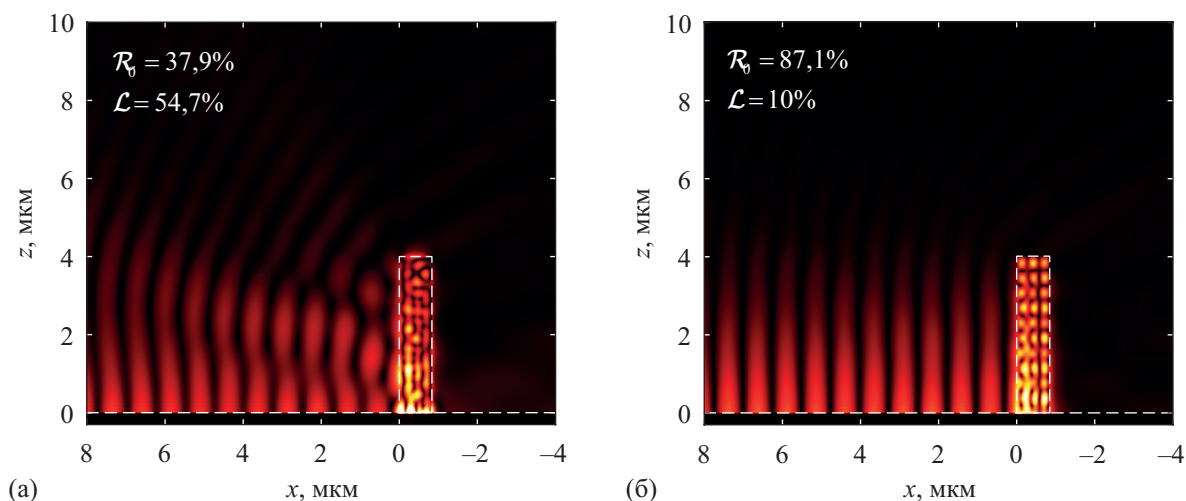


Рисунок 3.29 — Распределения компоненты $|H_y|$ при длине волны ППП в свободном пространстве $\lambda = 1500$ нм для третьих примеров плазмонных ВКДР с рис. 3.26(в) (решетка без подавления паразитного рассеяния) (а) и рис. 3.28(г) (решетка с подавлением паразитного рассеяния) (б). ППП нормально падают на решетки с левой стороны. На рис. (а) и (б) используется одна и та же цветовая схема. Белые пунктирные линии показывают границы раздела металл-диэлектрик и столбики решетки.

Как и в случае плазмонных решеток без подавления паразитного рассеяния, среднее отражение для примеров решеток, показанных на рис. 3.28(г) уменьшается, а потери возрастают при уменьшении высоты столбиков решетки h_2 (рис. 3.30). Однако из рис. 3.30 следует, что при подавлении паразитного рассеяния эффективность третьего примера решетки очень близка к эффективностям первых двух примеров, у которых значения l существенно меньше.

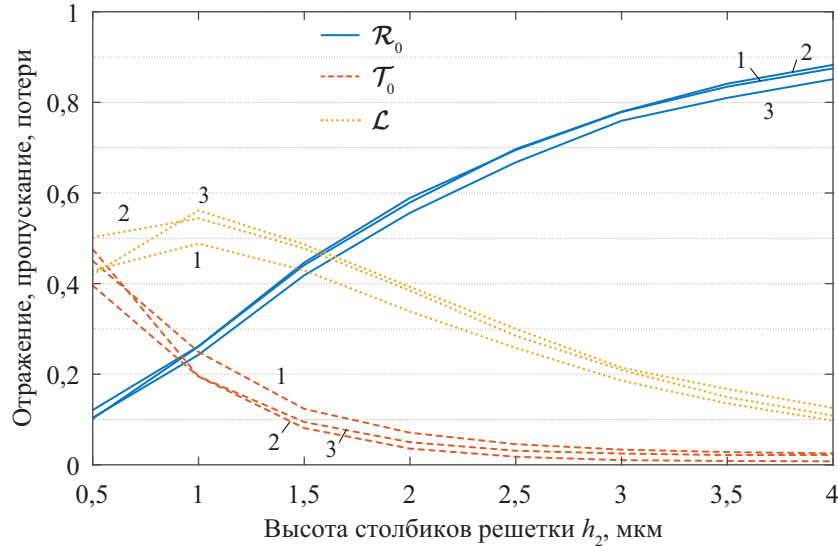


Рисунок 3.30 — Отражение $\mathcal{R}_0$ (сплошные линии), пропускание $\mathcal{T}_0$ (пунктирные линии) и потери $\mathcal{L}$ (точечные линии), усредненные по рабочему диапазону длин волн, в зависимости от высоты столбиков решетки h_2 для трех примеров плазмонных ВКДР, представленных на рис. 3.28(г).

На рисунке 3.31(а) показана зависимость отражения плазмонной ВКДР с подавлением паразитного рассеяния от нормированной длины волны λ/d и «высоты» (длины столбиков) решетки l/d в случае наклонного падения под углом $\theta = 45^\circ$. На рис. 3.31(б) показана фаза отраженного ППП. На рисунке 3.31(в) показаны спектры отражения, пропускания и потерь трех примеров плазмонных ВКДР, работающих при $\theta = 45^\circ$. Соответствующие средние значения отражения в этом случае составляют 82,3%, 85,7% и 87,5% для примеров 1, 2 и 3 соответственно.

Отметим, что несмотря на то, что структуры с рис. 3.28 и 3.31 были рассчитаны для фиксированных углов падения $\theta = 0$ и $\theta = 45^\circ$ соответственно, рассчитанные ВКДР остаются работоспособными в случае, когда угол падения незначительно изменяется. Например, рис. 3.32 показывает спектры отражения первых примеров интегральных ВКДР с рис. 3.28(г) и 3.31(в) для исходных и немного (на 1° или 5°) измененных углов падения. Для всех графиков на

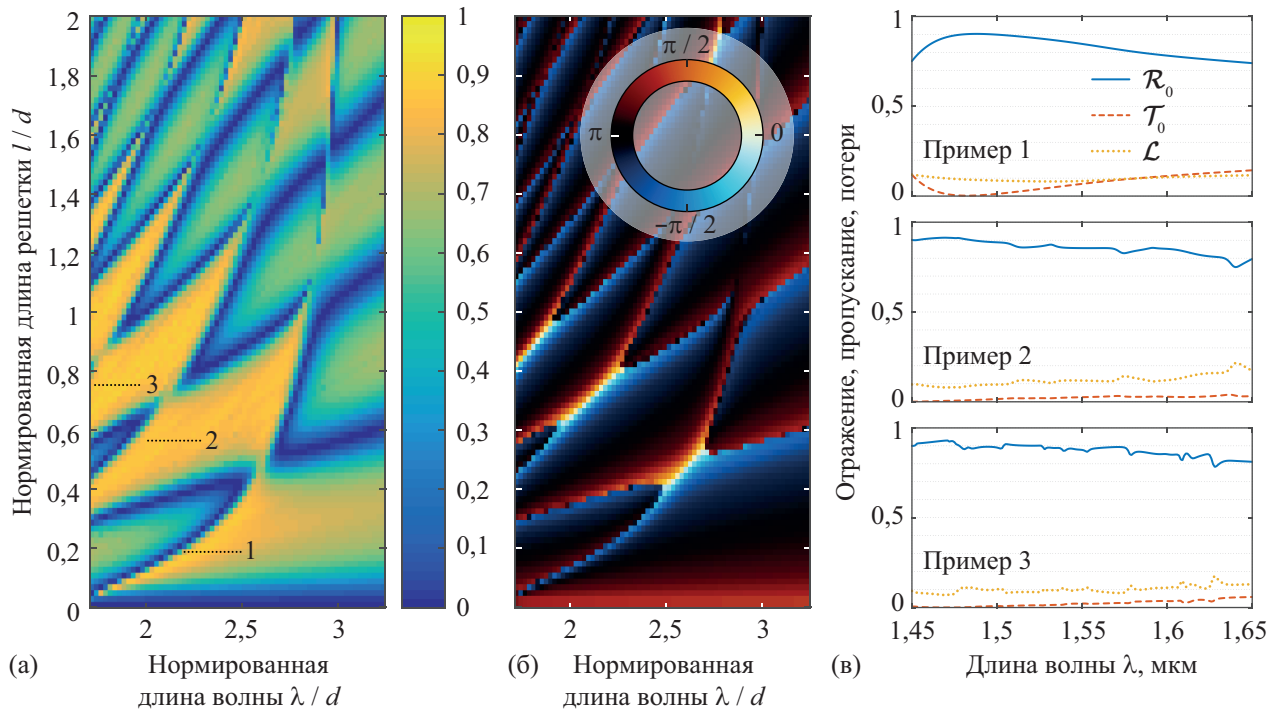


Рисунок 3.31 — (а) Отражение $\mathcal{R}_0$ интегральной высоконтрастной дифракционной решетки для ППП с подавлением паразитного рассеяния в зависимости от нормированных длины волны λ/d и длины решетки l/d в случае наклонного падения ППП под углом $\theta = 45^\circ$. Коэффициент заполнения решетки фиксирован и равен 0,5. Черные точечные линии показывают примеры решеток, спектры отражения, пропускания и потерь которых показаны на рис. (в). (б) Фаза отраженной волны. (в) Спектры отражения $\mathcal{R}_0$ (сплошные линии), пропускания $\mathcal{T}_0$ (пунктирные линии) и потерь $\mathcal{L}$ (точечные линии) трех примеров плазмонных ВКДР. Пример 1 (верхний рисунок): период решетки $d = 651$ нм, длина столбиков решетки $l = 117$ нм; пример 2 (средний рисунок): $d = 711$ нм, $l = 398$ нм; пример 3 (нижний рисунок): $d = 821$ нм, $l = 616$ нм.

рис. 3.32(а) среднее отражение превышает 87%. Для графиков на рис. 3.32(б) (кроме случая $\theta = 50^\circ$) среднее отражение превышает 80%.

У обоих третьих примеров на рис. 3.28(г) и 3.31(в), у которых среднее отражение в рабочем диапазоне длин волн превосходит 85%, отношение высоты решетки $h_1 + h_2$ к длине столбика решетки l не превышает 6,5. Структуры с таким значением аспектного отношения могут быть изготовлены с использованием современных технологий изготовления нано- и микроструктур [312–315]. Кроме того, следует отметить, что рассчитанные плазмонные ВКДР имеют субволновый размер ($l/\lambda < 1$) и являются существенно более компактными, чем

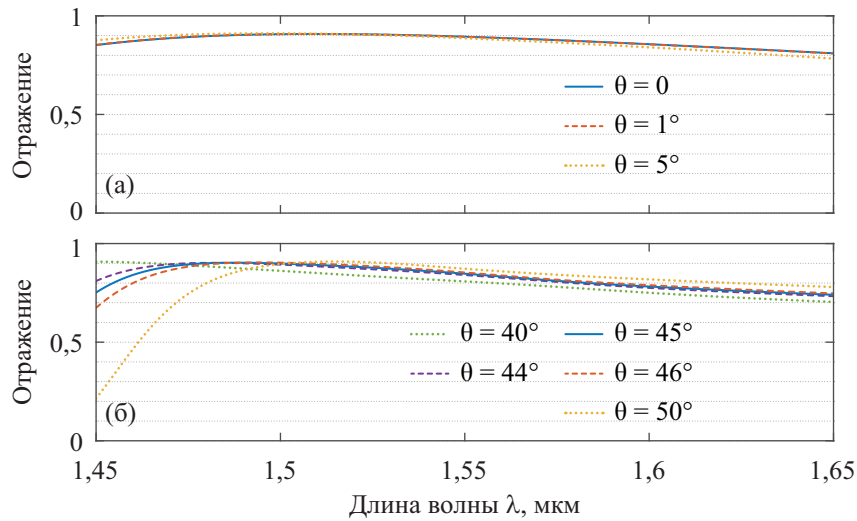


Рисунок 3.32 — Отражение $\mathcal{R}_0$ при исходных и незначительно измененных углах падения θ для первых примеров плазмонных решеток с рис. 3.28(г) (а) и рис. 3.31(в) (б).

плазмонные брэгговские решетки (в т. ч. рассмотренные выше), будучи сравнимыми с ними с точки зрения энергетической эффективности.

3.3.3 Делители и дефлекторы пучков поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных дифракционных решеток

Примеры интегральных дифракционных решеток для ППП, рассмотренные выше, работали в субволновом режиме, в котором распространяющимися являются только нулевой отраженный и нулевой прошедший порядки дифракции. Исследуем теперь структуры, в которых распространяются нулевой и -1 -й порядки дифракции и покажем, что они могут быть использованы в качестве делителей и дефлекторов пучка ППП, работающих в пропускании, т. е. в качестве структур, разделяющих падающий пучок ППП на два или отклоняющих его (относительно прямолинейного распространения). Рассмотрим пример со следующими параметрами: длина волны в свободном пространстве $\lambda = 632,8$ нм (соответствует гелий-неоновому лазеру), диэлектрическая проницаемость металла $\epsilon_m = -18,32 + 0,51i$ (соответствует серебру на выбранной длине волны [243]), диэлектрическая проницаемость области над структурой $\epsilon_d = 1$, диэлектрическая проницаемость столбиков решетки $\epsilon_{gr} = 1,53^2$ (соответствует электронному резисту ЭРП-40). Указанные параметры (в частности, однослой-

ная геометрия ступеньки решетки без подавления паразитного рассеяния) были выбраны исходя из возможностей для экспериментальной реализации дифракционных решеток для ППП, направленной на качественное подтверждение работоспособности таких решеток (результаты проведенных экспериментальных исследований описаны в [приложении А](#)).

На рис. 3.33 показаны рассчитанные интенсивности нулевых и -1 -х отраженных и прошедших порядков дифракции в зависимости от нормированных параметров λ/d и l/d (см. рис. 3.25) при угле падения ППП $\theta = 30^\circ$, высоте столбиков решетки $h = 600$ нм и отношении ширины ступеньки решетки к периоду $w/d = 0,5$. При моделировании длина волны была зафиксирована и изменялись период решетки d и длина столбиков l . В рассматриваемом диапазоне параметра λ/d распространяющимися являются только порядки дифракции, интенсивности которых показаны на рис. 3.33.

Из рис. 3.33 следует, что рассматриваемые решетки действительно могут быть использованы в качестве дефлекторов и делителей пучка ППП. В частности, при $\lambda/d = 1,05$, $l/d = 1,41$ (точка, отмеченная «1» на рис. 3.33(б) и 3.33(г)) интенсивность -1 -го прошедшего порядка дифракции составляет $\mathcal{T}_{-1} = 0,62$, в то время как интенсивность нулевого прошедшего порядка и интенсивности отраженных порядков дифракции малы: $\mathcal{T}_0 < 0,01$, $\mathcal{R}_0 + \mathcal{R}_{-1} < 0,01$. Таким образом, такая решетка может быть использована в качестве дефлектора падающего пучка ППП, направляющая его в -1 -й прошедший порядок дифракции. При указанных значениях нормированных параметров λ/d и l/d период и длина ступеньки решетки при $\lambda = 632,8$ нм составляют $d = 603$ нм, $l = 850$ нм. При этом следует отметить, что в силу того, что ступенька решетки является однослойной и подавление паразитного рассеяния отсутствует, потери энергии падающего ППП весьма велики и составляют $\mathcal{L} = 1 - (\mathcal{T}_0 + \mathcal{T}_{-1} + \mathcal{R}_0 + \mathcal{R}_{-1}) = 0,37$.

При $\lambda/d = 1,05$, $l/d = 0,76$ (точка, отмеченная «2» на рис. 3.33(б) и 3.33(г)) интенсивности прошедших порядков дифракции почти равны и составляют $\mathcal{T}_0 = 0,38$, $\mathcal{T}_{-1} = 0,39$, при этом $\mathcal{R}_0 + \mathcal{R}_{-1} < 0,02$. Таким образом, в этом случае дифракционная решетка выступает в качестве делителя пучка ППП, разделяющая энергию падающего пучка практически поровну между нулевым и -1 -м прошедшими порядками дифракции. Для данного примера период и длина ступеньки решетки при $\lambda = 632,8$ нм равны $d = 603$ нм, $l = 458$ нм. Потери энергии падающего ППП для этой решетки также относительно велики и равны $\mathcal{L} = 0,21$. Отметим еще раз, что в рассматриваемых в настоящем подразделе примерах

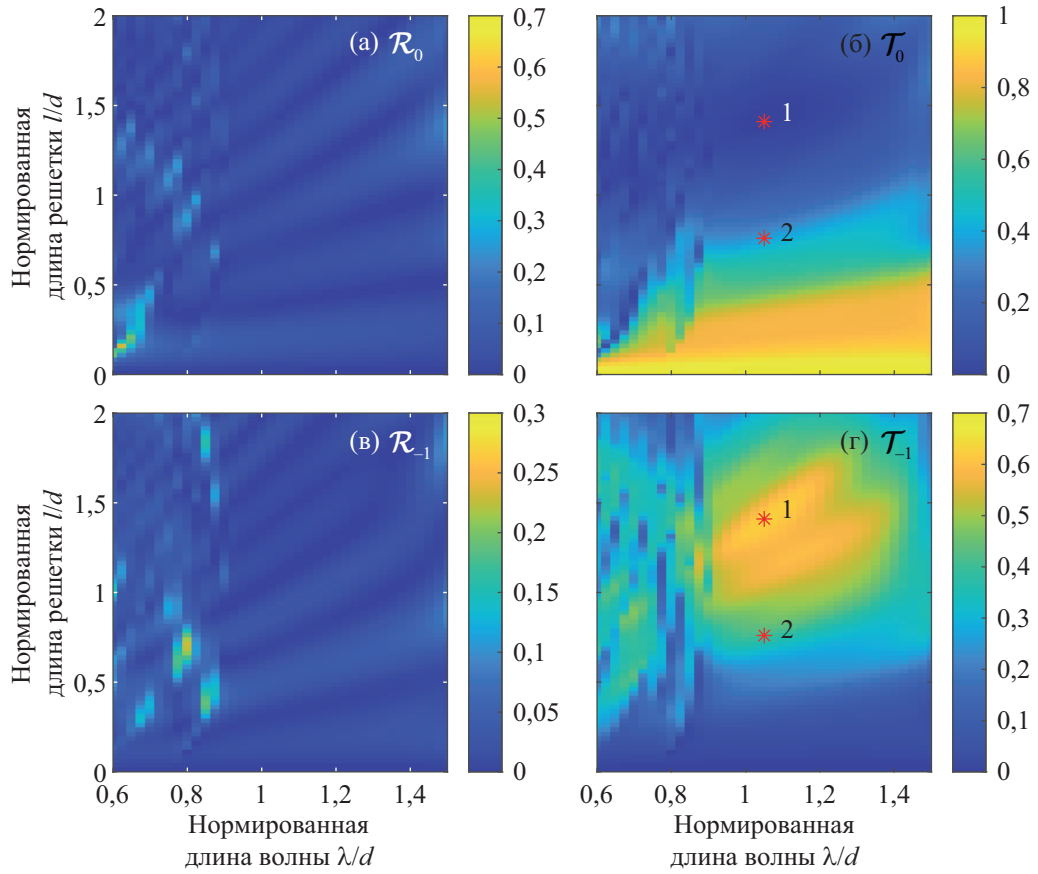


Рисунок 3.33 — Интенсивности нулевого и -1 -го отраженных $\mathcal{R}_0$, $\mathcal{R}_{-1}$ ((а), (в)) и нулевого и -1 -го прошедших $\mathcal{T}_0$, $\mathcal{T}_{-1}$ ((б), (г)) порядков дифракции исследуемой плазмонной решетки при наклонном падении (угол падения $\theta = 30^\circ$) в зависимости от нормированных длины волны λ/d и длины решетки l/d . Точки, отмеченные красными звездочками на рис. (б), (г), соответствуют рассмотренным примерам решеток: 1 — решетка-дефлектор пучка, 2 — решетка-делитель пучка.

решеток для ППП предложенный выше подход к подавлению паразитного рассеяния ППП, заключающийся в переходе к двухслойной геометрии ступеньки решетки, обеспечивающей частичное согласование поперечных профилей ППП в области ступеньки и вне ее, намеренно не использовался, поскольку не был доступен при экспериментальной реализации решеток ([приложение А](#)).

3.4 Выводы по главе 3

1. При дифракции поверхностного плазмон-поляритона на диэлектрической ступеньке на поверхности металла возможно осуществить подавление паразитного рассеяния ППП в широком диапазоне углов падения за счет перехода к двухслойной геометрии ступеньки, обеспечивающей частичное согласование поперечного профиля электромагнитного поля падающего ППП и плазмонной моды в области ступеньки. Для рассмотренного примера (длина волны в свободном пространстве 800 нм, диапазон углов падения ППП на ступеньку $[0, 85^\circ]$) средние потери на рассеяние уменьшаются на порядок с 0,2 до 0,027.
2. Предложенный подход для подавления паразитного рассеяния позволяет увеличить эффективность различных дифракционных структур для ППП, в частности, массивов рефракционных и дифракционных линз, а также брэгговских отражающих решеток. В частности, для рассмотренного примера массива рефракционных линз для ППП подавление паразитного рассеяния обеспечивает увеличение интенсивности в фокусе на 30%. Для массива бинарных дифракционных линз для ППП с подавлением паразитного рассеяния и антиотражающими областями интенсивность в фокусе также возрастает более чем на 30% по сравнению с аналогичным массивом с однослойной конфигурацией ступеньки без антиотражающих областей. В случае брэгговских решеток использование двухслойной геометрии ступеньки позволяет увеличить отражение в запрещенной зоне более чем на 10% и более чем в 2 раза уменьшить потери.
3. Периодические наборы диэлектрических ступенек на поверхности металла (с направлением периодичности, перпендикулярным направлению распространения падающей волны в случае нормального падения) могут быть использованы в качестве интегральных аналогов дифракционных решеток для ППП. Оптические свойства таких структур качественно, а при подавлении паразитного рассеяния и количественно близки к оптическим свойствам неинтегральных дифракционных решеток, ориентированных на работу с излучением, распространяющимся

в свободном пространстве. В субволновом режиме, в котором распространяющимися являются только нулевые отраженный и прошедший порядки дифракции, такие интегральные дифракционные решетки с подавлением рассеяния могут быть использованы в качестве компактных (имеющих субволновый размер в плоскости распространения ППП в направлении, перпендикулярном направлению периодичности) узкополосных или широкополосных отражателей для ППП. Для рассмотренного примера узкополосной решетки-отражателя (длина волны в свободном пространстве 800 нм, нормальное падение ППП) максимальное отражение составляет 0,85 при пропускании менее 0,01. Для рассмотренных широкополосных решеток-отражателей (центральная длина волны 1550 нм) среднее отражение составляет не менее 87,5% в диапазоне длин волн шириной 200 нм как в случае нормального падения ППП, так и в случае наклонного падения при угле падения 45° .

4. Интегральные дифракционные решетки для ППП, у которых распространяющимися являются нулевые и -1 -е порядки дифракции, могут быть использованы в качестве делителей и дефлекторов пучка ППП, работающих в пропускании. Для рассмотренных примеров решеток без подавления паразитного рассеяния ППП суммарная интенсивность «рабочих» прошедших порядков дифракции составляет от 0,62 (для решетки-дефлектора пучка) до 0,77 (для решетки-делителя пучка), а суммарная интенсивность остальных порядков дифракции при этом не превышает 0,02.

Заключение

В диссертации предложен ряд резонансных дифракционных структур, реализующих преобразования волноводных мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов и поверхностных электромагнитных волн. Теоретически и численно в рамках электромагнитной теории дифракции исследованы резонансные оптические эффекты, возникающие в предложенных структурах. Представленные результаты исследований демонстрируют перспективность применения предложенных дифракционных структур в интегральных оптических системах для оптической фильтрации и аналоговых оптических вычислений.

В работе получены следующие основные результаты:

1. На основе численного моделирования в рамках строгой электромагнитной теории дифракции показано, что в спектрах отражения и пропускания дифракционной структуры, являющейся интегральным аналогом слоистой W-структуры и состоящей из двух выемок на поверхности плоскопараллельного диэлектрического волновода, могут возникать высокодобротные резонансы, проявляющиеся в виде нулей отражения и пиков пропускания с формой, близкой к лоренцевой. Резонансы возникают при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды волновода в случае, когда отсутствуют «паразитное» рассеяние из волновода и возбуждение ТМ-поляризованных мод. Установлено, что резонансы связаны с возбуждением вытекающих собственных мод ступеньки, ограниченной выемками. Показано, что добротность резонанса может изменяться за счет выбора ширины выемок, а его спектральное или угловое положение — за счет выбора ширины центральной ступеньки структуры. Показано, что данная структура может быть использована для оптического дифференцирования профиля (оггибающей) падающего пространственного, временного или пространственно-временного оптического сигнала, распространяющегося в волноводе, с характерной ошибкой не более 1–5%.
2. На основе численного моделирования показано, что в дифракционной структуре, являющейся интегральным аналогом слоистой структуры «металл-диэлектрик-металл» и состоящей из двух металлических по-

лос, «погруженных» в плоскопараллельный диэлектрический волновод, возможно получение полного поглощения (при падении одной моды) или когерентного полного поглощения (при падении двух мод с разных сторон структуры). Указанные эффекты имеют место при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды при отсутствии «паразитного» рассеяния и возбуждения ТМ-поляризованных мод. Установлено, что ширина получаемых пиков поглощения и минимумов отражения может варьироваться за счет изменения ширины центральной диэлектрической части структуры, разделяющей металлические полосы, а также за счет выбора материала металлических полос.

3. На основе численного моделирования показано, что в спектрах отражения и пропускания дифракционной структуры, состоящей из диэлектрической ступеньки на поверхности плоскопараллельного волновода, могут возникать резонансные особенности, проявляющиеся в виде нулей пропускания и пиков отражения с формой, близкой к лоренцевой. Данные особенности возникают при наклонном падении фундаментальной ТЕ-поляризованной моды волновода в диапазоне углов падения, обеспечивающем отсутствие «паразитного» рассеяния и существование ТМ-поляризованной моды внутри ступеньки. Установлено, что ширина резонансов существенно изменяется вдоль дисперсионных кривых, в некоторых точках обращаясь в нуль, что свидетельствует о возникновении связанных состояний в континууме. Разработана теоретическая модель связанных волн, с высокой точностью описывающая резонансные особенности, подтверждающая возникновение ССК, а также позволяющая описать их положение в пространстве параметров. Показано, что данная структура может быть использована для оптического интегрирования в отражении и дифференцирования в пропускании профиля падающего пучка, распространяющегося в волноводе, по пространственной координате с характерной ошибкой не более 5%. Теоретически и численно показано, что за счет использования «каскадных» структур из нескольких последовательно расположенных ступенек возможно получение резонансных пиков отражения с формой, близкой к прямоугольной.
4. На основе численного моделирования показано, что дифракционные структуры, состоящие из диэлектрической ступеньки на торце плоско-

параллельного диэлектрического волновода или выемки вблизи торца волновода, работающие в геометрии полного внутреннего отражения, могут быть использованы в качестве интерферометров Жире–Турнуа для волноводных мод, т.е. обеспечивают существенно нелинейную зависимость фазы отраженной моды от оптической длины пути в структуре. Показано, что в структуре, состоящей из диэлектрической ступеньки на торце волновода, существуют т.н. «фазовые» резонансы, проявляющиеся в резких изменениях фазы отраженной волны, и связанные состояния в континууме. Разработана теоретическая модель связанных волн, с высокой точностью описывающая указанные резонансные особенности и ССК.

5. На основе численного моделирования показано, что дифракционные структуры, являющиеся интегральным аналогом брэгговских решеток с дефектным слоем для блоховских поверхностных волн и представляющие собой набор диэлектрических ступенек с нарушением периодичности на поверхности одномерного фотонного кристалла, имеют близкий к нулю (составляющий 10^{-8} – 10^{-6}) минимум отражения вблизи центра запрещенной зоны. Показано, что предложенные БРДС для БПВ могут быть использованы для выполнения дифференцирования первого порядка по времени или по пространственной координате огибающей падающего импульса БПВ или профиля пучка БПВ при характерной ошибке дифференцирования в 0,5–5%.
6. Теоретически показано и на основе численного моделирования подтверждено, что в интегральных дифракционных решетках для БПВ, представляющих собой периодический набор диэлектрических ступенек на поверхности ФК, возможно полное устранение паразитного рассеяния БПВ за счет выбора конфигурации запрещенных зон ФК и угла падения в случаях, когда решетки работают в субволновом режиме или в геометрии Литрова. Установлено, что в этих случаях в интегральных решетках могут существовать высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме. Показано, что резонансные субволновые решетки могут быть использованы как узкополосные спектральные или пространственные (угловые) фильтры для БПВ, работающие в отражении. Интегральные решетки, работающие в геометрии Литрова, могут быть использованы как делители или дефлекторы пучка

БПВ, работающие в пропускании. Разработаны модели связанных волн, с высокой точностью описывающие резонансные оптические свойства интегральных решеток и возникновение в них ССК.

7. На основе теоретического анализа и численного моделирования показано, что при дифракции поверхностного плазмон-поляритона на диэлектрической ступеньке на поверхности металла возможно осуществить уменьшение паразитного рассеяния ППП на порядок в широком диапазоне углов падения (от 0 до 85°) за счет перехода к двухслойной геометрии ступеньки, обеспечивающей частичное согласование поперечных профилей поля ППП вне ступеньки и в ней. Показано, что предложенный подход для подавления паразитного рассеяния позволяет увеличить эффективность ряда диэлектрических оптических элементов для ППП. В частности, установлено, что для массивов рефракционных и дифракционных линз интенсивность в фокусе в этом случае увеличивается на 10–30%. Для брэгговских отражающих решеток установлено, что при переходе к двухслойной ступеньке отражение в запрещенной зоне увеличивается более чем на 10%, а потери на рассеяние уменьшаются более чем в 2 раза.
8. На основе численного моделирования показано, что оптические свойства интегральных дифракционных решеток для ППП, представляющих собой периодические наборы диэлектрических ступенек на поверхности металла, качественно, а при подавлении паразитного рассеяния и количественно близки к оптическим свойствам неинтегральных дифракционных решеток. Показано, что в субволновом режиме такие интегральные структуры с подавлением рассеяния могут быть использованы в качестве компактных (имеющих субволновый размер в направлении, перпендикулярном направлению периодичности) узкополосных или широкополосных отражателей для ППП с отражением порядка 0,85. Также показано, что интегральные дифракционные решетки для ППП, у которых распространяющимися являются нулевые и -1 -е порядки дифракции, могут быть использованы в качестве делителей и дефлекторов пучка ППП, работающих в пропускании.

Дальнейшие перспективы развития исследований связаны с несколькими направлениями. Во-первых, представляет интерес «перенос» результатов, полученных в работе для одной из рассмотренных интегральных «платформ»

(волноводных мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов, блоховских поверхностных волн или поверхностных плазмон-поляритонов) на другие платформы, в частности, исследование возможности создания широкополосных отражателей для волноводных мод и блоховских поверхностных волн на основе интегральных аналогов высококонтрастных дифракционных решеток. Во-вторых, актуально исследование «каскадных» интегральных дифракционных решеток, состоящих из нескольких последовательно расположенных периодических наборов диэлектрических «столбиков» на поверхности волновода или поверхности распространения поверхностной электромагнитной волны. Аналогично каскадным структурам из нескольких ступенек на поверхности волновода, использование каскадных решеток обеспечит дополнительные возможности по контролю формы резонансных особенностей, возникающих в спектрах отражения и пропускания структуры. Наконец, перспективным представляется изучение оптических свойств дифракционных структур, аналогичных исследованным в работе, у которых один или несколько геометрических параметров изменяются (например, линейно) вдоль одной из пространственных координат (вдоль ступеньки (выемки) или вдоль направления периодичности в случае интегральных дифракционных решеток). В качестве такого параметра может выступать, например, ширина центральной ступеньки в W-структуре. Изменение параметра (или параметров) приведет к изменению резонансной длины волны вдоль структуры, таким образом, разные части структуры позволят осуществлять спектральную фильтрацию различных длин волн. Такие структуры могут стать основой для создания т. н. линейно изменяющихся фильтров для волноводных мод и поверхностных электромагнитных волн.

Список сокращений

- БПВ — блоховская поверхностная волна;
- БРДС — брэгговская решетка с дефектным слоем;
- ВКДР — высококонтрастная дифракционная решетка;
- ГЗ — групповая задержка;
- ДГЗ — дисперсия групповой задержки;
- ИЖТ — интерферометр Жире–Турнуа;
- МДМ — металл-диэлектрик-металл;
- ОСКО — относительное среднеквадратическое отклонение;
- ПВ — плоская волна;
- ППП — поверхностный плазмон-поляритон;
- ПФ — передаточная функция;
- ПЭВ — поверхностная электромагнитная волна;
- СКО — среднеквадратическое отклонение;
- ССК — связанное состояние в континууме;
- ФК — фотонный кристалл;
- ЭИП — электромагнитно-индуцированная прозрачность;
- aRCWA — (англ.) aperiodic rigorous coupled-wave analysis, непериодическая модификация строгого метода связанных волн;
- aFMM — (англ.) aperiodic Fourier modal method, непериодическая модификация метода фурье-мод;
- BSW — (англ.) Bloch surface wave, блоховская поверхностная волна;
- CRA — (англ.) coherent perfect absorption, когерентное полное поглощение;
- DLSP — (англ.) dielectric-loaded surface plasmon polariton (waveguide), плазмонный волновод с диэлектрической полосой;
- FMM — (англ.) Fourier modal method, метод фурье-мод;
- FWHM — (англ.) full width at half maximum, полная ширина на полувысоте;

FP — (англ.) Fabry–Pérot, Фабри–Перо;

PML — (англ.) perfectly matched layer, идеально согласованный (поглощающий) слой;

PSBG — (англ.) phase-shifted Bragg grating, брэгговская решетка с дефектным слоем;

PW — (англ.) plane wave, плоская волна;

RCWA — (англ.) rigorous coupled-wave analysis, строгий метод связанных волн;

SPP — (англ.) surface plasmon polariton, поверхностный плазмон-поляритон;

TA — (англ.) total absorption, полное поглощение;

TE — (англ.) transverse electric, поперечно-электрическая (поляризация);

TM — (англ.) transverse magnetic, поперечно-магнитная (поляризация).

Список литературы

1. *Miroshnichenko A. E., Flach S., Kivshar Y. S.* Fano resonances in nanoscale structures // *Reviews of Modern Physics*. — 2010. — Vol. 82, no. 3. — Pp. 2257–2298.
2. *Chang-Hasnain C. J., Yang W.* High-contrast gratings for integrated optoelectronics // *Advances in Optics and Photonics*. — 2012. — Vol. 4, no. 3. — Pp. 379–440.
3. Progress in 2D photonic crystal Fano resonance photonics / W. Zhou, D. Zhao, Y.-C. Shuai et al. // *Progress in Quantum Electronics*. — 2014. — Vol. 38, no. 1. — Pp. 1–74.
4. *Collin S.* Nanostructure arrays in free-space: optical properties and applications // *Reports on Progress in Physics*. — 2014. — Vol. 77, no. 12. — P. 126402.
5. Bound states in the continuum / C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone et al. // *Nature Reviews Materials*. — 2016. — Vol. 1, no. 9. — Pp. 1–13.
6. Fano resonances in photonics / M. F. Limonov, M. V. Rybin, A. N. Poddubny, Y. S. Kivshar // *Nature Photonics*. — 2017. — Vol. 11, no. 9. — Pp. 543–554.
7. Coherent perfect absorbers: linear control of light with light / D. G. Baranov, A. Krasnok, T. Shegai et al. // *Nature Reviews Materials*. — 2017. — Vol. 2, no. 12. — Pp. 1–14.
8. Recent advances in resonant waveguide gratings / G. Quaranta, G. Basset, O. J. F. Martin, B. Gallinet // *Laser & Photonics Reviews*. — 2018. — Vol. 12, no. 9. — P. 1800017.
9. *Qiao P., Yang W., Chang-Hasnain C. J.* Recent advances in high-contrast metastructures, metasurfaces, and photonic crystals // *Advances in Optics and Photonics*. — 2018. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 180–245.
10. Nonradiating photonics with resonant dielectric nanostructures / K. Koshelev, G. Favraud, A. Bogdanov et al. // *Nanophotonics*. — 2019. — Vol. 8, no. 5. — Pp. 725–745.

11. Anomalies in light scattering / A. Krasnok, D. Baranov, H. Li et al. // *Advances in Optics and Photonics*. — 2019. — Vol. 11, no. 4. — Pp. 892–951.
12. Sadreev A. F. Interference traps waves in an open system: bound states in the continuum // *Reports on Progress in Physics*. — 2021. — Vol. 84, no. 5. — P. 055901.
13. Integrated-resonant metadevices: a review / J. Yao, R. Lin, M. K. Chen, D. P. Tsai // *Advanced Photonics*. — 2023. — Vol. 5, no. 2. — P. 024001.
14. Free-space high-Q nanophotonics / J. Yu, W. Yao, M. Qiu, Q. Li // *Light: Science & Applications*. — 2025. — Vol. 14, no. 1. — P. 174.
15. Wood R. W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum // *Proceedings of the Physical Society of London*. — 1902. — Vol. 18, no. 1. — Pp. 269–275.
16. Hessel A., Oliner A. A. A new theory of Wood's anomalies on optical gratings // *Applied Optics*. — 1965. — Vol. 4, no. 10. — Pp. 1275–1297.
17. Electromagnetic theory of gratings / R. Petit, M. Cadilhac, D. Maystre et al. — Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1980.
18. Popov E., Mashev L., Maystre D. Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings // *Optica Acta: International Journal of Optics*. — 1986. — Vol. 33, no. 5. — Pp. 607–619.
19. Tamir T., Zhang S. Resonant scattering by multilayered dielectric gratings // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1997. — Vol. 14, no. 7. — Pp. 1607–1616.
20. Shipman S. P., Venakides S. Resonant transmission near nonrobust periodic slab modes // *Physical Review E*. — 2005. — Vol. 71, no. 2. — P. 026611.
21. Quasiguided modes and optical properties of photonic crystal slabs / S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov et al. // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 66, no. 4. — P. 045102.
22. Gippius N. A., Tikhodeev S. G., Ishihara T. Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 72, no. 4. — P. 045138.

23. Guided mode resonant gratings for broadband reflection / Y. Xie, C. Chen, J. Wang et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2026. — Vol. 20, no. 7. — P. e01956.
24. Wang S. S., Magnusson R. Theory and applications of guided-mode resonance filters // *Applied Optics*. — 1993. — Vol. 32, no. 14. — Pp. 2606–2613.
25. Magnusson R., Shin D., Liu Z. S. Guided-mode resonance Brewster filter // *Optics Letters*. — 1998. — Vol. 23, no. 8. — Pp. 612–614.
26. Lemarchand F., Sentenac A., Giovannini H. Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures // *Optics Letters*. — 1998. — Vol. 23, no. 15. — Pp. 1149–1151.
27. Effects of modulation strength in guided-mode resonant subwavelength gratings at normal incidence / D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, J. M. Ben-dickson // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2000. — Vol. 17, no. 7. — Pp. 1221–1230.
28. Jacob D. K., Dunn S. C., Moharam M. G. Normally incident resonant grating reflection filters for efficient narrow-band spectral filtering of finite beams // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2001. — Vol. 18, no. 9. — Pp. 2109–2120.
29. Vallius T., Vahimaa P., Turunen J. Pulse deformations at guided-mode resonance filters // *Optics Express*. — 2002. — Vol. 10, no. 16. — Pp. 840–843.
30. Suh W., Fan S. All-pass transmission or flat-top reflection filters using a single photonic crystal slab // *Applied Physics Letters*. — 2004. — Vol. 84, no. 24. — Pp. 4905–4907.
31. Electric field distribution in resonant reflection filters under normal incidence / T. Sun, J. Ma, J. Wang et al. // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2008. — Vol. 10, no. 12. — P. 125003.
32. Ko Y. H., Magnusson R. Flat-top bandpass filters enabled by cascaded resonant gratings // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41, no. 20. — Pp. 4704–4707.

33. Bykov D. A., Doskolovich L. L., Soifer V. A. Temporal differentiation of optical signals using resonant gratings // *Optics Letters*. — 2011. — Vol. 36, no. 17. — Pp. 3509–3511.
34. Bykov D. A., Doskolovich L. L., Soifer V. A. On the ability of resonant diffraction gratings to differentiate a pulsed optical signal // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2012. — Vol. 114, no. 5. — Pp. 724–730.
35. Time-domain differentiation of optical pulses in reflection and in transmission using the same resonant grating / D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, N. V. Golovastikov, V. A. Soifer // *Journal of Optics*. — 2013. — Vol. 15, no. 10. — P. 105703.
36. Golovastikov N. V., Bykov D. A., Doskolovich L. L. Spatiotemporal pulse shaping using resonant diffraction gratings // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 15. — Pp. 3492–3495.
37. Kulishov M., Azaña J. Long-period fiber gratings as ultrafast optical differentiators // *Optics Letters*. — 2005. — Vol. 30, no. 20. — Pp. 2700–2702.
38. Ultrafast all-optical differentiators / R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov et al. // *Optics Express*. — 2006. — Vol. 14, no. 22. — Pp. 10699–10707.
39. Temporal differentiation of optical signals using a phase-shifted fiber Bragg grating / N. K. Berger, B. Levit, B. Fischer et al. // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 2. — Pp. 371–381.
40. Ngo N. Q. Design of an optical temporal integrator based on a phase-shifted fiber Bragg grating in transmission // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 20. — Pp. 3020–3022.
41. Park Y., Azaña J., Slavík R. Ultrafast all-optical first- and higher-order differentiators based on interferometers // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 6. — Pp. 710–712.
42. Cuadrado-Laborde C. All-optical ultrafast fractional differentiator // *Optical and Quantum Electronics*. — 2008. — Vol. 40, no. 13. — Pp. 983–990.

43. Compact optical temporal differentiator based on silicon microring resonator / F. Liu, T. Wang, L. Qiang et al. // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 20. — Pp. 15880–15886.
44. *Preciado M. A., Muriel M. A.* Design of an ultrafast all-optical differentiator based on a fiber Bragg grating in transmission // *Optics Letters*. — 2008. — Vol. 33, no. 21. — Pp. 2458–2460.
45. Arbitrary-order all-fiber temporal differentiator based on a fiber Bragg grating: design and experimental demonstration / M. Li, D. Janner, J. Yao, V. Pruneri // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17, no. 22. — Pp. 19798–19807.
46. Terahertz-bandwidth high-order temporal differentiators based on phase-shifted long-period fiber gratings / R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov, J. Azaña // *Optics Letters*. — 2009. — Vol. 34, no. 20. — Pp. 3116–3118.
47. Experimental demonstration of ultrafast all-fiber high-order photonic temporal differentiators / L. M. Rivas, S. Boudreau, Y. Park et al. // *Optics Letters*. — 2009. — Vol. 34, no. 12. — Pp. 1792–1794.
48. *Cuadrado-Laborde C., Andrés M. V.* Proposal and design of an in-fiber all-optical fractional integrator // *Optics Communications*. — 2010. — Vol. 283, no. 24. — Pp. 5012–5015.
49. Continuously tunable photonic fractional temporal differentiator based on a tilted fiber Bragg grating / M. Li, L.-Y. Shao, J. Albert, J. Yao // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2011. — Vol. 23, no. 4. — Pp. 251–253.
50. Experimental demonstration of an optical differentiator based on a fiber Bragg grating in transmission / M. A. Preciado, X. Shu, P. Harper, K. Sugden // *Optics Letters*. — 2013. — Vol. 38, no. 6. — Pp. 917–919.
51. On-chip CMOS-compatible all-optical integrator / M. Ferrera, Y. Park, L. Razari et al. // *Nature Communications*. — 2010. — Vol. 1. — P. 29.
52. Tunable fractional-order differentiator using an electrically tuned silicon-on-isolator Mach–Zehnder interferometer / A. Zheng, T. Yang, X. Xiao et al. // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22, no. 15. — Pp. 18232–18237.

53. Fractional-order photonic differentiator using an on-chip microring resonator / A. Zheng, J. Dong, L. Zhou et al. // *Optics Letters*. — 2014. — Vol. 39, no. 21. — Pp. 6355–6358.
54. Experimental observation of optical differentiation and optical Hilbert transformation using a single SOI microdisk chip / T. Yang, J. Dong, L. Liu et al. // *Scientific Reports*. — 2014. — Vol. 4. — P. 3960.
55. Performing mathematical operations with metamaterials / A. Silva, F. Monticone, G. Castaldi et al. // *Science*. — 2014. — Vol. 343, no. 6167. — Pp. 160–163.
56. Pors A., Nielsen M. G., Bozhevolnyi S. I. Analog computing using reflective plasmonic metasurfaces // *Nano Letters*. — 2015. — Vol. 15, no. 1. — Pp. 791–797.
57. Ruan Z. Spatial mode control of surface plasmon polariton excitation with gain medium: from spatial differentiator to integrator // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 4. — Pp. 601–604.
58. Analog optical computing based on a dielectric meta-reflect array / A. Chizari, S. Abdollahramezani, M. V. Jamali, J. A. Salehi // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41, no. 15. — Pp. 3451–3454.
59. Plasmonic computing of spatial differentiation / T. Zhu, Y. Zhou, Y. Lou et al. // *Nature Communications*. — 2017. — Vol. 8, no. 1. — P. 15391.
60. Integration in analog optical computing using metasurfaces revisited: toward ideal optical integration / H. Babashah, Z. Kavehvas, S. Koohi, A. Khavasi // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2017. — Vol. 34, no. 6. — Pp. 1270–1279.
61. Zangeneh-Nejad F., Khavasi A. Spatial integration by a dielectric slab and its planar graphene-based counterpart // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 10. — Pp. 1954–1957.
62. Badloe T., Lee S., Rho J. Computation at the speed of light: metamaterials for all-optical calculations and neural networks // *Advanced Photonics*. — 2022. — Vol. 4, no. 6. — P. 064002.

63. Advances in information processing and biological imaging using flat optics / X. Wang, H. Hao, X. He et al. // *Nature Reviews Electrical Engineering*. — 2024. — Vol. 1, no. 6. — Pp. 391–411.
64. Zhou C., Wang Y., Huang L. All-optical analog differential operation and information processing empowered by meta-devices // *Nanophotonics*. — 2025. — Vol. 14, no. 8. — Pp. 1021–1044.
65. Delbeke D., Baets R., Muys P. Polarization-selective beam splitter based on a highly efficient simple binary diffraction grating // *Applied Optics*. — 2004. — Vol. 43, no. 33. — Pp. 6157–6165.
66. An intelligible explanation of highly-efficient diffraction in deep dielectric rectangular transmission gratings / T. Clausnitzer, T. Kämpfe, E.-B. Kley et al. // *Optics Express*. — 2005. — Vol. 13, no. 26. — Pp. 10448–10456.
67. Total absorption of light by lamellar metallic gratings / N. Bonod, G. Tayeb, D. Maystre et al. // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 20. — Pp. 15431–15438.
68. Liu V., Povinelli M., Fan S. Resonance-enhanced optical forces between coupled photonic crystal slabs // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17, no. 24. — Pp. 21897–21909.
69. Flat dielectric grating reflectors with focusing abilities / D. Fattal, J. Li, Z. Peng et al. // *Nature Photonics*. — 2010. — Vol. 4, no. 7. — Pp. 466–470.
70. Planar high-numerical-aperture low-loss focusing reflectors and lenses using subwavelength high contrast gratings / F. Lu, F. G. Sedgwick, V. Karagodsky et al. // *Optics Express*. — 2010. — Vol. 18, no. 12. — Pp. 12606–12614.
71. Mutlu M., Akosman A. E., Ozbay E. Broadband circular polarizer based on high-contrast gratings // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, no. 11. — Pp. 2094–2096.
72. Moharam M. G., Gaylord T. K. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction // *Journal of the Optical Society of America*. — 1981. — Vol. 71, no. 7. — Pp. 811–818.
73. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann,

- D. A. Pommet, T. K. Gaylord // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1995. — Vol. 12, no. 5. — Pp. 1068–1076.
74. Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1996. — Vol. 13, no. 9. — Pp. 1870–1876.
 75. Li L. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1997. — Vol. 14, no. 10. — Pp. 2758–2767.
 76. Li L. Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2003. — Vol. 5, no. 4. — Pp. 345–355.
 77. Nevière M., Popov E., Reinisch R. Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1995. — Vol. 12, no. 3. — Pp. 513–523.
 78. Li L. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1996. — Vol. 13, no. 5. — Pp. 1024–1035.
 79. Gippius N. A., Tikhodeev S. G. Application of the scattering matrix method for calculating the optical properties of metamaterials // *Physics-Uspekhi*. — 2009. — Vol. 52, no. 9. — Pp. 967–971.
 80. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, T. K. Gaylord // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1995. — Vol. 12, no. 5. — Pp. 1077–1086.
 81. Bykov D. A., Doskolovich L. L. Numerical methods for calculating poles of the scattering matrix with applications in grating theory // *Journal of Lightwave Technology*. — 2013. — Vol. 31, no. 5. — Pp. 793–801.
 82. von Neumann J., Wigner E. Über merkwürdige diskrete Eigenwerte // *Physikalische Zeitschrift*. — 1929. — Vol. 30. — Pp. 467–470.

83. *Friedrich H., Wintgen D.* Interfering resonances and bound states in the continuum // *Physical Review A*. — 1985. — Vol. 32, no. 6. — Pp. 3231–3242.
84. *Marinica D. C., Borisov A. G., Shabanov S. V.* Bound states in the continuum in photonics // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100, no. 18. — P. 183902.
85. *Ndangali R. F., Shabanov S. V.* Electromagnetic bound states in the radiation continuum for periodic double arrays of subwavelength dielectric cylinders // *Journal of Mathematical Physics*. — 2010. — Vol. 51, no. 10. — P. 102901.
86. Topological nature of optical bound states in the continuum / B. Zhen, C. W. Hsu, L. Lu et al. // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113, no. 25. — P. 257401.
87. *Bulgakov E. N., Sadreev A. F.* Bloch bound states in the radiation continuum in a periodic array of dielectric rods // *Physical Review A*. — 2014. — Vol. 90, no. 5. — P. 053801.
88. *Yoon J. W., Song S. H., Magnusson R.* Critical field enhancement of asymptotic optical bound states in the continuum // *Scientific Reports*. — 2015. — Vol. 5. — P. 18301.
89. Optical bound states in slotted high-contrast gratings / Y. Wang, J. Song, L. Dong, M. Lu // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2016. — Vol. 33, no. 12. — Pp. 2472–2479.
90. *Blanchard C., Hugonin J.-P., Sauvan C.* Fano resonances in photonic crystal slabs near optical bound states in the continuum // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94, no. 15. — P. 155303.
91. *Yuan L., Lu Y. Y.* Propagating Bloch modes above the lightline on a periodic array of cylinders // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2017. — Vol. 50, no. 5. — P. 05LT01.
92. *Bulgakov E. N., Maksimov D. N.* Bound states in the continuum and polarization singularities in periodic arrays of dielectric rods // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 96, no. 6. — P. 063833.

93. *Bulgakov E. N., Maksimov D. N.* Topological bound states in the continuum in arrays of dielectric spheres // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 118, no. 26. — P. 267401.
94. *Yuan L., Lu Y. Y.* Strong resonances on periodic arrays of cylinders and optical bistability with weak incident waves // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 95, no. 2. — P. 023834.
95. Transition from optical bound states in the continuum to leaky resonances: role of substrate and roughness / Z. F. Sadrieva, I. S. Sinev, K. L. Koshelev et al. // *ACS Photonics*. — 2017. — Vol. 4, no. 4. — Pp. 723–727.
96. *Yuan L., Lu Y. Y.* Bound states in the continuum on periodic structures surrounded by strong resonances // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. 97, no. 4. — P. 043828.
97. *Bulgakov E. N., Maksimov D. N.* Avoided crossings and bound states in the continuum in low-contrast dielectric gratings // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. 98, no. 5. — P. 053840.
98. Topologically enabled ultrahigh-Q guided resonances robust to out-of-plane scattering / J. Jin, X. Yin, L. Ni et al. // *Nature*. — 2019. — Vol. 574, no. 7779. — Pp. 501–504.
99. Bound states in the continuum in symmetric and asymmetric photonic crystal slabs / A. I. Ovcharenko, C. Blanchard, J.-P. Hugonin, C. Sauvan // *Physical Review B*. — 2020. — Vol. 101, no. 15. — P. 155303.
100. Extraordinary all-dielectric light enhancement over large volumes / R. Sainidou, J. Renger, T. V. Teperik et al. // *Nano Letters*. — 2010. — Vol. 10, no. 11. — Pp. 4450–4455.
101. *Yan M.* Metal–insulator–metal light absorber: a continuous structure // *Journal of Optics*. — 2013. — Vol. 15, no. 2. — P. 025006.
102. *Shu S., Li Z., Li Y. Y.* Triple-layer Fabry–Perot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 21. — Pp. 25307–25315.

103. Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers / Y. Cui, Y. He, Y. Jin et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2014. — Vol. 8, no. 4. — Pp. 495–520.
104. Spatial differentiation of optical beams using phase-shifted Bragg grating / L. L. Doskolovich, D. A. Bykov, E. A. Bezus, V. A. Soifer // *Optics Letters*. — 2014. — Vol. 39, no. 5. — Pp. 1278–1281.
105. *Li Z., Butun S., Aydin K.* Large-area, lithography-free super absorbers and color filters at visible frequencies using ultrathin metallic films // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2, no. 2. — Pp. 183–188.
106. Spatial optical integrator based on phase-shifted Bragg gratings / N. V. Golovastikov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, E. A. Bezus // *Optics Communications*. — 2015. — Vol. 338. — Pp. 457–460.
107. Analytical description of 3D optical pulse diffraction by a phase-shifted Bragg grating / N. V. Golovastikov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, V. A. Soifer // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24, no. 17. — Pp. 18828–18842.
108. *Golovastikov N. V., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Temporal differentiation and integration of 3D optical pulses using phase-shifted Bragg gratings // *Computer Optics*. — 2017. — Vol. 41, no. 1. — Pp. 13–21.
109. *Gomis-Bresco J., Artigas D., Torner L.* Anisotropy-induced photonic bound states in the continuum // *Nature Photonics*. — 2017. — Vol. 11. — Pp. 232–237.
110. Large-area, cost-effective, ultra-broadband perfect absorber utilizing manganese in metal-insulator-metal structure / M. Aalizadeh, A. Khavasi, B. Butun, E. Ozbay // *Scientific Reports*. — 2018. — Vol. 8. — P. 9162.
111. Plasmonic near-complete optical absorption and its applications / C. Ng, L. Wesemann, E. Panchenko et al. // *Advanced Optical Materials*. — 2019. — Vol. 7, no. 14. — P. 1801660.
112. Spatial differentiation of optical beams using a resonant metal-dielectric-metal structure / A. I. Kashapov, L. L. Doskolovich, E. A. Bezus et al. // *Journal of Optics*. — 2021. — Vol. 23, no. 2. — P. 023501.

113. Structural color generation: from layered thin films to optical metasurfaces / D. Wang, Z. Liu, H. Wang et al. // *Nanophotonics*. — 2023. — Vol. 12, no. 6. — Pp. 1019–1081.
114. *Dias B. S., van de Groep J.* High-NA 2D image edge detection using Tamm plasmon polaritons in few-layer stratified media // *ACS Photonics*. — 2025. — Vol. 12, no. 1. — Pp. 311–319.
115. *Hu J., Menyuk C. R.* Understanding leaky modes: slab waveguide revisited // *Advances in Optics and Photonics*. — 2009. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 58–106.
116. *Thylén L., Wosinski L.* Integrated photonics in the 21st century // *Photonics Research*. — 2014. — Vol. 2, no. 2. — Pp. 75–81.
117. Holographic planar lightwave circuit for on-chip spectroscopy / G. Calafiore, A. Koshelev, S. Dhuey et al. // *Light: Science & Applications*. — 2014. — Vol. 3, no. 9. — P. e203.
118. Subwavelength integrated photonics / P. Cheben, R. Halir, J. H. Schmid et al. // *Nature*. — 2018. — Vol. 560, no. 7720. — Pp. 565–572.
119. *Xiang C., Jin W., Bowers J. E.* Silicon nitride passive and active photonic integrated circuits: trends and prospects // *Photonics Research*. — 2022. — Vol. 10, no. 6. — Pp. A82–A96.
120. Recent progress in silicon-based photonic integrated circuits and emerging applications / Z. Xiao, W. Liu, S. Xu et al. // *Advanced Optical Materials*. — 2023. — Vol. 11, no. 20. — P. 2301028.
121. Integrated optical spectrometers on silicon photonics platforms / Z. Zhang, S. Zhang, X. Liu et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2025. — Vol. 19, no. 7. — P. 2400155.
122. *Lifante G.* Integrated photonics: fundamentals. — Chichester: John Wiley and Sons Ltd., 2003. — 184 pp.
123. Solving dielectric and plasmonic waveguide dispersion relations on a pocket calculator / R. D. Kekatpure, A. C. Hryciw, E. S. Barnard, M. L. Brongersma // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17, no. 26. — Pp. 24112–24129.

124. *Hammer M., Farheen H., Förstner J.* Guided modes of thin-film lithium niobate slabs // *Optics Continuum*. — 2024. — Vol. 3, no. 11. — Pp. 2024–2043.
125. Surface states in photonic crystals / A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin, A. A. Lisyansky // *Physics-Uspekhi*. — 2010. — Vol. 53, no. 3. — Pp. 243–256.
126. *Polo Jr J. A., Lakhtakia A.* Surface electromagnetic waves: a review // *Laser & Photonics Reviews*. — 2011. — Vol. 5, no. 2. — Pp. 234–246.
127. *Ramos-Mendieta F., Halevi P.* Electromagnetic surface modes of a dielectric superlattice: the supercell method // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1997. — Vol. 14, no. 2. — Pp. 370–381.
128. *Vandenbem C.* Electromagnetic surface waves of multilayer stacks: coupling between guided modes and Bloch modes // *Optics Letters*. — 2008. — Vol. 33, no. 19. — Pp. 2260–2262.
129. Centimeter-scale propagation of optical surface waves at visible wavelengths / B. Vosoughi Lahijani, N. Deschermes, R. Barbey et al. // *Advanced Optical Materials*. — 2022. — Vol. 10, no. 10. — P. 2102854.
130. *Michelotti F.* Bloch surface waves on dielectric one-dimensional photonic crystals: fundamental properties and applications // *Optical Materials Express*. — 2025. — Vol. 15, no. 11. — Pp. 2839–2905.
131. *Raether H.* Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. — Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1988. — 136 pp.
132. *Barnes W. L., Dereux A., Ebbesen T. W.* Surface plasmon subwavelength optics // *Nature*. — 2003. — Vol. 424, no. 6950. — Pp. 824–830.
133. *Zayats A. V., Smolyaninov I. I., Maradudin A. A.* Nano-optics of surface plasmon polaritons // *Physics Reports*. — 2005. — Vol. 408, no. 3–4. — Pp. 131–314.
134. *Barnes W. L.* Surface plasmon–polariton length scales: a route to sub-wavelength optics // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2006. — Vol. 8, no. 4. — Pp. S87–S93.

135. *Ozbay E.* Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions // *Science*. — 2006. — Vol. 311, no. 5758. — Pp. 189–193.
136. The use of plasmonics in light beaming and focusing / B. Lee, S. Kim, H. Kim, Y. Lim // *Progress in Quantum Electronics*. — 2010. — Vol. 34, no. 2. — Pp. 47–87.
137. Dual views of plasmonics: from near-field optics to electron nanoscopy / Y. Chen, H. Zhang, Z. Zhang et al. // *Photonics Insights*. — 2025. — Vol. 4, no. 2. — P. R04.
138. Observation of space-time surface plasmon polaritons / N. Ichiji, H. Kikuchi, M. Yessenov et al. // *Nature Communications*. — 2025. — Vol. 16, no. 1. — P. 10697.
139. *Ulrich R., Martin R. J.* Geometrical optics in thin film light guides // *Applied Optics*. — 1971. — Vol. 10, no. 9. — Pp. 2077–2085.
140. Grating filters for thin-film optical waveguides / D. C. Flanders, H. Kogelnik, R. V. Schmidt, C. V. Shank // *Applied Physics Letters*. — 1974. — Vol. 24, no. 4. — Pp. 194–196.
141. Narrow-band grating filters for thin-film optical waveguides / R. V. Schmidt, D. C. Flanders, C. V. Shank, R. D. Standley // *Applied Physics Letters*. — 1974. — Vol. 25, no. 11. — Pp. 651–652.
142. Broad-band grating filters for thin-film optical waveguides / C. S. Hong, J. B. Shellan, A. C. Livanos et al. // *Applied Physics Letters*. — 1977. — Vol. 31, no. 4. — Pp. 276–278.
143. *Yariv A., Nakamura M.* Periodic structures for integrated optics // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1977. — Vol. 13, no. 4. — Pp. 233–253.
144. *Tien P. K.* Integrated optics and new wave phenomena in optical waveguides // *Reviews of Modern Physics*. — 1977. — Vol. 49, no. 2. — P. 361.
145. Fresnel-like behavior of guided waves / T. P. Shen, R. F. Wallis, A. A. Maradudin, G. I. Stegeman // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1987. — Vol. 4, no. 11. — Pp. 2120–2132.

146. *Biehlig W., Langbein U.* Three-dimensional step discontinuities in planar waveguides: angular-spectrum representation of guided wavefields and generalized matrix-operator formalism // *Optical and Quantum Electronics*. — 1990. — Vol. 22. — Pp. 319–333.
147. Focusing waveguide mirror with a tapered edge / S. Misawa, M. Aoki, S. Fujita et al. // *Applied Optics*. — 1994. — Vol. 33, no. 16. — Pp. 3365–3370.
148. *Chien D. N., Tanaka K., Tanaka M.* Guided wave equivalents of Snell's and Brewster's laws // *Optics Communications*. — 2003. — Vol. 225, no. 4–6. — Pp. 319–329.
149. *Hammer M., Hildebrandt A., Förstner J.* How planar optical waves can be made to climb dielectric steps // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 16. — Pp. 3711–3714.
150. *Hammer M., Hildebrandt A., Förstner J.* Full resonant transmission of semiguided planar waves through slab waveguide steps at oblique incidence // *Journal of Lightwave Technology*. — 2015. — Vol. 34, no. 3. — Pp. 997–1005.
151. Digital optical spectrometer-on-chip / S. Babin, A. Bugrov, S. Cabrini et al. // *Applied Physics Letters*. — 2009. — Vol. 95, no. 4. — P. 041105.
152. High-resolution spectrometer-on-chip based on digital planar holography / C. Peroz, A. Goltsov, S. Dhuey et al. // *IEEE Photonics Journal*. — 2011. — Vol. 3, no. 5. — Pp. 888–896.
153. Multiband wavelength demultiplexer based on digital planar holography for on-chip spectroscopy applications / C. Peroz, C. Calo, A. Goltsov et al. // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, no. 4. — Pp. 695–697.
154. *Kyotoku B. B. C., Chen L., Lipson M.* Sub-nm resolution cavity enhanced micro-spectrometer // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 18, no. 1. — Pp. 102–107.
155. *Ma X., Li M., He J.-J.* CMOS-compatible integrated spectrometer based on echelle diffraction grating and MSM photodetector array // *IEEE Photonics Journal*. — 2013. — Vol. 5, no. 2. — P. 6600807.

156. *Mousavi Khaleghi S. S., Karimi P., Khavasi A.* On-chip second-order spatial derivative of an optical beam by a periodic ridge // *Optics Express*. — 2020. — Vol. 28, no. 18. — Pp. 26481–26491.
157. *Xu H., Shi Y.* Silicon-waveguide-integrated high-quality metagrating supporting bound state in the continuum // *Laser & Photonics Reviews*. — 2020. — Vol. 14, no. 6. — P. 1900430.
158. *Karagodsky V., Chase C., Chang-Hasnain C. J.* Matrix Fabry–Perot resonance mechanism in high-contrast gratings // *Optics Letters*. — 2011. — Vol. 36, no. 9. — Pp. 1704–1706.
159. *Orta R., Tibaldi A., Debernardi P.* Bimodal resonance phenomena—part I: generalized Fabry–Pérot interferometers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2016. — Vol. 52, no. 12. — P. 6100508.
160. *Lalanne P., Hugonin J. P., Chavel P.* Optical properties of deep lamellar gratings: a coupled Bloch-mode insight // *Journal of Lightwave Technology*. — 2006. — Vol. 24, no. 6. — Pp. 2442–2449.
161. *Karagodsky V., Chang-Hasnain C. J.* Physics of near-wavelength high contrast gratings // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20, no. 10. — Pp. 10888–10895.
162. *Orta R., Tibaldi A., Debernardi P.* Bimodal resonance phenomena—part II: high/low-contrast grating resonators // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2016. — Vol. 52, no. 12. — P. 6600409.
163. *Gires F., Tournois P.* Interféromètre utilisable pour la compression d’impulsions lumineuses modulées en fréquence // *Comptes rendus de l’Académie des Sciences*. — 1964. — Vol. 258. — Pp. 6112–6115.
164. *Li K. D., Knox W. H., Pearson N. M.* Broadband cubic-phase compensation with resonant Gires–Tournois interferometers // *Optics Letters*. — 1989. — Vol. 14, no. 9. — Pp. 450–452.
165. Double Gires–Tournois interferometer negative-dispersion mirrors for use in tunable mode-locked lasers / B. Golubovic, R. R. Austin, M. K. Steiner-Shepard et al. // *Optics Letters*. — 2000. — Vol. 25, no. 4. — Pp. 275–277.

166. Photonic crystal sensor based on surface waves for thin-film characterization / F. Villa, L. E. Regalado, F. Ramos-Mendieta et al. // *Optics Letters*. — 2002. — Vol. 27, no. 8. — Pp. 646–648.
167. *Liscidini M., Sipe J. E.* Analysis of Bloch-surface-wave assisted diffraction-based biosensors // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2009. — Vol. 26, no. 2. — Pp. 279–289.
168. A full ellipsometric approach to optical sensing with Bloch surface waves on photonic crystals / A. Sinibaldi, R. Rizzo, G. Figliozzi et al. // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21, no. 20. — Pp. 23331–23344.
169. Combining label-free and fluorescence operation of Bloch surface wave optical sensors / A. Sinibaldi, A. Fieramosca, R. Rizzo et al. // *Optics Letters*. — 2014. — Vol. 39, no. 10. — Pp. 2947–2950.
170. Effect of thickness disorder on the performance of photonic crystal surface wave sensors / A. Anopchenko, A. Occhicone, R. Rizzo et al. // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24, no. 7. — Pp. 7728–7742.
171. Design rules for combined label-free and fluorescence Bloch surface wave biosensors / F. Michelotti, R. Rizzo, A. Sinibaldi et al. // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 14. — Pp. 2798–2801.
172. Direct measurements of forces induced by Bloch surface waves in a one-dimensional photonic crystal / D. A. Shilkin, E. V. Lyubin, I. V. Soboleva, A. A. Fedyanin // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 21. — Pp. 4883–4886.
173. Optical effects induced by Bloch surface waves in one-dimensional photonic crystals / I. V. Soboleva, M. N. Romodina, E. V. Lyubin, A. A. Fedyanin // *Applied Sciences*. — 2018. — Vol. 8, no. 1. — P. 127.
174. *Bessonov V. O., Rozanov A. D., Fedyanin A. A.* Optical trapping and moving of microparticles by the near field of Bloch surface waves in polymer waveguides // *JETP Letters*. — 2024. — Vol. 119, no. 4. — Pp. 261–266.
175. Two-dimensional optics on silicon nitride multilayer: Refraction of Bloch surface waves / T. Sfez, E. Descrovi, L. Yu et al. // *Applied Physics Letters*. — 2010. — Vol. 96, no. 15. — P. 151101.

176. Manipulating Bloch surface waves in 2D: a platform concept-based flat lens / L. Yu, E. Barakat, T. Sfez et al. // *Light: Science & Applications*. — 2014. — Vol. 3. — P. e124.
177. In-plane 2D focusing of surface waves by ultrathin refractive structures / A. Angelini, A. Lamberti, S. Ricciardi et al. // *Optics Letters*. — 2014. — Vol. 39, no. 22. — Pp. 6391–6394.
178. Two-dimensional polymer grating and prism on Bloch surface waves platform / L. Yu, E. Barakat, J. Di Francesco, H. P. Herzig // *Optics Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 25. — Pp. 31640–31647.
179. Subwavelength focusing of Bloch surface waves / M.-S. Kim, B. Vosoughi Lahijani, N. Deschames et al. // *ACS Photonics*. — 2017. — Vol. 4, no. 6. — Pp. 1477–1483.
180. Near-field analysis of surface electromagnetic waves in the bandgap region of a polymeric grating written on a one-dimensional photonic crystal / T. Sfez, E. Descrovi, L. Dominici et al. // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 93, no. 6. — P. 061108.
181. Experimental observation of optical bandgaps for surface electromagnetic waves in a periodically corrugated one-dimensional silicon nitride photonic crystal / E. Descrovi, F. Giorgis, L. Dominici, F. Michelotti // *Optics Letters*. — 2008. — Vol. 33, no. 3. — Pp. 243–245.
182. Gramotnev D. K., Bozhevolnyi S. I. Plasmonics beyond the diffraction limit // *Nature Photonics*. — 2010. — Vol. 4, no. 2. — Pp. 83–91.
183. Han Z., Bozhevolnyi S. I. Radiation guiding with surface plasmon polaritons // *Reports on Progress in Physics*. — 2012. — Vol. 76, no. 1. — P. 016402.
184. Atwater H. A., Polman A. Plasmonics for improved photovoltaic devices // *Nature Materials*. — 2010. — Vol. 9, no. 3. — Pp. 205–213.
185. Lakowicz J. R. Plasmonics in biology and plasmon-controlled fluorescence // *Plasmonics*. — 2006. — Vol. 1. — Pp. 5–33.
186. Biosensing with plasmonic nanosensors / J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres et al. // *Nature Materials*. — 2008. — Vol. 7, no. 6. — Pp. 442–453.

187. *Kashyap R., Nemova G.* Surface plasmon resonance-based fiber and planar waveguide sensors // *Journal of Sensors*. — 2009. — Vol. 2009. — P. 645162.
188. Plasmonic metasurfaces for waveguiding and field enhancement / I. P. Radko, V. S. Volkov, J. Beermann et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2009. — Vol. 3, no. 6. — Pp. 575–590.
189. Diffractive optical elements based on plasmonic metamaterials / B. Walther, C. Helgert, C. Rockstuhl, T. Pertsch // *Applied Physics Letters*. — 2011. — Vol. 98, no. 19. — P. 191101.
190. Multiscale beam evolution and shaping in corrugated plasmonic systems / S. Thongrattanasiri, D. C. Adams, D. Wasserman, V. A. Podolskiy // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 10. — Pp. 9269–9281.
191. Surface plasmon micro-and nano-optics / J. R. Krenn, H. Ditlbacher, G. Schider et al. // *Journal of Microscopy*. — 2003. — Vol. 209, no. 3. — Pp. 167–172.
192. Dielectric optical elements for surface plasmons / A. Hohenau, J. R. Krenn, A. L. Stepanov et al. // *Optics Letters*. — 2005. — Vol. 30, no. 8. — Pp. 893–895.
193. Focusing surface plasmons with a plasmonic lens / Z. Liu, J. M. Steele, W. Srituravanich et al. // *Nano Letters*. — 2005. — Vol. 5, no. 9. — Pp. 1726–1729.
194. *Wang B., Wang G. P.* Plasmon Bragg reflectors and nanocavities on flat metallic surfaces // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Vol. 87, no. 1. — P. 013107.
195. Design, near-field characterization, and modeling of 45° surface-plasmon Bragg mirrors / M. U. González, J.-C. Weeber, A.-L. Baudrion et al. // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, no. 15. — P. 155416.
196. Analysis of the angular acceptance of surface plasmon Bragg mirrors / M. U. González, A. L. Stepanov, J.-C. Weeber et al. // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, no. 18. — Pp. 2704–2706.
197. Fourier plasmonics: diffractive focusing of in-plane surface plasmon polariton waves / L. Feng, K. A. Tetz, B. Slutsky et al. // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 91, no. 8. — P. 081101.

198. Zia R., Brongersma M. L. Surface plasmon polariton analogue to Young's double-slit experiment // *Nature Nanotechnology*. — 2007. — Vol. 2, no. 7. — Pp. 426–429.
199. Scattering of surface plasmon polaritons at abrupt surface interfaces: implications for nanoscale cavities / R. F. Oulton, D. F. P. Pile, Y. Liu, X. Zhang // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 76, no. 3. — P. 035408.
200. Kim H., Hahn J., Lee B. Focusing properties of surface plasmon polariton floating dielectric lenses // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 5. — Pp. 3049–3057.
201. Griesing S., Englisch A., Hartmann U. Refractive and reflective behavior of polymer prisms used for surface plasmon guidance // *Optics Letters*. — 2008. — Vol. 33, no. 6. — Pp. 575–577.
202. Phase modulation of surface plasmon polaritons by surface relief dielectric structures / Q. Wang, X. Yuan, P. Tan, D. Zhang // *Optics Express*. — 2008. — Vol. 16, no. 23. — Pp. 19271–19276.
203. Design and properties of dielectric surface plasmon Bragg mirrors / S. Randhawa, M. U. González, J. Renger et al. // *Optics Express*. — 2010. — Vol. 18, no. 14. — Pp. 14496–14510.
204. Transformational plasmon optics / Y. Liu, T. Zentgraf, G. Bartal, X. Zhang // *Nano Letters*. — 2010. — Vol. 10, no. 6. — Pp. 1991–1997.
205. Subwavelength plasmonics for graded-index optics on a chip / M. Grajower, G. M. Lerman, I. Goykhman et al. // *Optics Letters*. — 2013. — Vol. 38, no. 18. — Pp. 3492–3495.
206. Groove-structured metasurfaces for modulation of surface plasmon propagation / Z. Xu, T. Li, D.-H. Zhang et al. // *Applied Physics Express*. — 2014. — Vol. 7, no. 5. — P. 052001.
207. Riley J. A., Healy N., Pacheco-Peña V. Plasmonic meniscus lenses // *Scientific Reports*. — 2022. — Vol. 12, no. 1. — P. 894.
208. Meta-optics inspired surface plasmon devices / Q. Xu, Y. Lang, X. Jiang et al. // *Photonics Insights*. — 2023. — Vol. 2, no. 1. — P. R02.

209. *Elser J., Podolskiy V. A.* Scattering-free plasmonic optics with anisotropic metamaterials // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100, no. 6. — P. 066402.
210. Pure reflection and refraction of a surface polariton by a matched waveguide structure / Z.-T. Ma, P. Wang, Y. Cao et al. // *Chinese Physics Letters*. — 2006. — Vol. 23, no. 9. — P. 2545.
211. *Thongrattanasiri S., Elser J., Podolskiy V. A.* Quasi-planar optics: computing light propagation and scattering in planar waveguide arrays // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2009. — Vol. 26, no. 12. — Pp. B102–B110.
212. *Novitsky A. V.* Conversion from surface wave to surface wave on reflection // *Journal of Optics*. — 2010. — Vol. 12, no. 11. — P. 115705.
- 213*. Planar two-groove optical differentiator in a slab waveguide / L. L. Doskolovich, E. A. Bezus, N. V. Golovastikov et al. // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 25, no. 19. — Pp. 22328–22340.
- 214*. *Doskolovich L. L., Bezus E. A., Bykov D. A.* Two-groove narrowband transmission filter integrated into a slab waveguide // *Photonics Research*. — 2018. — Vol. 6, no. 1. — Pp. 61–65.
- 215*. Spatial integration and differentiation of optical beams in a slab waveguide by a dielectric ridge supporting high-Q resonances / E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, D. A. Bykov, V. A. Soifer // *Optics Express*. — 2018. — Vol. 26, no. 19. — Pp. 25156–25165.
- 216*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Bound states in the continuum and high-Q resonances supported by a dielectric ridge on a slab waveguide // *Photonics Research*. — 2018. — Vol. 6, no. 11. — Pp. 1084–1093.
- 217*. *Doskolovich L. L., Bezus E. A., Bykov D. A.* Integrated flat-top reflection filters operating near bound states in the continuum // *Photonics Research*. — 2019. — Vol. 7, no. 11. — Pp. 1314–1322.
- 218*. *Bykov D. A., Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Bound states in the continuum and strong phase resonances in integrated Gires–Tournois interferometer // *Nanophotonics*. — 2020. — Vol. 9, no. 1. — Pp. 83–92.

- 219*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Integrated Gires–Tournois interferometers based on evanescently coupled ridge resonators // *Optics Letters*. — 2020. — Vol. 45, no. 18. — Pp. 5065–5068.
- 220*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Total absorption and coherent perfect absorption in metal–dielectric–metal resonators integrated into a slab waveguide // *Optics Letters*. — 2022. — Vol. 47, no. 17. — Pp. 4403–4406.
- 221*. On-chip spatiotemporal optical vortex generation using an integrated metal–dielectric resonator / A. I. Kashapov, L. L. Doskolovich, E. A. Bezus et al. // *Optics & Laser Technology*. — 2024. — Vol. 174. — P. 110584.
- 222*. Differentiation of optical signals using an integrated metal–dielectric–metal structure / A. I. Kashapov, E. A. Bezus, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2024. — Vol. 88, no. 1. — Pp. 1–5.
- 223*. *Bykov D. A., Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Coherent perfect absorption and lasing in bimodal Fabry–Pérot interferometers // *Physical Review A*. — 2025. — Vol. 112, no. 5. — P. 053512.
- 224*. *Безус Е. А., Быков Д. А., Досколович Л. Л.* Резонансные структуры интегральной нанофотоники для поверхностных электромагнитных волн и волноводных мод // Сборник трудов XXXII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени профессора А.П. Сухорукова. Секция 2 «Нанофотоника и плазмоника». — 2021. — С. 5.
- 225*. *Doskolovich L. L., Bezus E. A., Bykov D. A.* High-Q resonances and bound states in the continuum in photonic elements integrated into a slab waveguide // International Conference “Days on Diffraction 2018” Abstracts. — 2018. — P. 141.
- 226*. *Doskolovich L. L., Bezus E. A., Bykov D. A.* High-Q resonances supported by a single dielectric ridge on the surface of a slab waveguide // *Journal of Physics: Conference Series*. — Vol. 1092. — 2018. — P. 012024.
- 227*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Bykov D. A.* Integrated W-type structure for spectral and spatial filtering of optical radiation propagating in a slab waveguide // *Journal of Physics: Conference Series*. — Vol. 1092. — 2018. — P. 012010.

- 228*. Bound states in the continuum supported by simple nanophotonic elements integrated into a slab waveguide / E. A. Bezus, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, V. A. Soifer // 2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2019) Abstracts. — 2019. — P. 490.
- 229*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Coupled-wave analysis of bound states in the continuum in integrated nanophotonic elements for semi-guided waves // Workshop on Theoretical and Numerical Tools for Nanophotonics (TNTN 2020) Program and Book of Abstracts. — 2020. — P. 14.
- 230*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Bound states in the continuum in abruptly terminated dielectric slab waveguides // Journal of Physics: Conference Series. — Vol. 1461. — 2020. — P. 012204.
- 231*. *Bezus E., Bykov D., Doskolovich L.* Integrated spectral filters consisting of several dielectric ridges on the surface of a slab waveguide // 2020 International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT) / IEEE. — 2020. — P. 9253318.
- 232*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Gires–Tournois interferometers for modes of dielectric slab waveguides // 2021 International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT) / IEEE. — 2021. — P. 9649122.
- 233*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Resonant optical properties of metal-dielectric and all-dielectric nanophotonic structures integrated into a slab waveguide // International conference “Days on Diffraction 2023” Abstracts. — 2023. — P. 74.
- 234*. Полное поглощение света в структурах «металл-диэлектрик-металл», интегрированных в плоскопараллельный волновод / Е. А. Безус, Д. А. Быков, Е. А. Кадомина, Л. Л. Досколович // Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2023): сборник трудов по материалам IX Международной конференции и молодежной школы. Том 1. Компьютерная оптика и нанофотоника. — 2023. — С. 011462.
235. *Leurgans P., Turner A. F.* Frustrated total reflection interference filters // *Journal of the Optical Society of America*. — 1947. — Vol. 37, no. 12. — P. 983.

236. *Hammer M.* Oblique incidence of semi-guided waves on rectangular slab waveguide discontinuities: a vectorial QUEP solver // *Optics Communications*. — 2015. — Vol. 338. — Pp. 447–456.
237. *Rickman A. G., Reed G. T., Namavar F.* Silicon-on-insulator optical rib waveguide loss and mode characteristics // *Journal of Lightwave Technology*. — 1994. — Vol. 12, no. 10. — Pp. 1771–1776.
- 238*. *Безус Е. А., Быков Д. А., Досколович Л. Л. и др.* Программный модуль “aFMM-Ridge” для моделирования дифракции мод плоскопараллельного волновода на диэлектрической ступеньке или выемке на его поверхности. — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025689929, Российская Федерация. — 2025. — Заявка № 2025689355 от 27.10.2025; зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 31.10.2025. Правообладатель: Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева.
239. Use of grating theories in integrated optics / *E. Silberstein, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, Q. Cao* // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2001. — Vol. 18, no. 11. — Pp. 2865–2875.
240. *Hugonin J. P., Lalanne P.* Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms: a generalized formalization // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2005. — Vol. 22, no. 9. — Pp. 1844–1849.
241. *Bykov D. A., Doskolovich L. L.* On the use of the Fourier modal method for calculation of localized eigenmodes of integrated optical resonators // *Computer Optics*. — 2015. — Vol. 39, no. 5. — Pp. 663–673.
242. *Polyanskiy M. N.* Refractive index database. — <https://refractiveindex.info>. — Accessed on 2026-07-21.
243. *Johnson P. B., Christy R. W.* Optical constants of the noble metals // *Physical Review B*. — 1972. — Vol. 6, no. 12. — Pp. 4370–4379.
244. *Pollock C. R., Lipson M.* Integrated photonics. — New York: Springer, 2003.
245. *Peng S.-T., Oliner A. A.* Guidance and leakage properties of a class of open dielectric waveguides: part I—mathematical formulations // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. — 1981. — Vol. 29, no. 9. — Pp. 843–855.

246. Guidance and leakage properties of a class of open dielectric waveguides: part II—new physical effects / A. A. Oliner, S.-T. Peng, T.-I. Hsu, A. Sanchez // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. — 1981. — Vol. 29, no. 9. — Pp. 855–869.
247. Design and implementation of a sub-nm resolution microspectrometer based on a linear-variable optical filter / A. Emadi, H. Wu, G. de Graaf, R. Wolffenbuttel // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20, no. 1. — Pp. 489–507.
248. Ayerden N. P., de Graaf G., Wolffenbuttel R. F. Compact gas cell integrated with a linear variable optical filter // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24, no. 3. — Pp. 2981–3002.
249. Linear variable optical filter-based ultraviolet microspectrometer / A. Emadi, H. Wu, G. de Graaf et al. // *Applied Optics*. — 2012. — Vol. 51, no. 19. — Pp. 4308–4315.
250. Hendrix K. Linear variable filters for NASA's OVIRS instrument: pushing the envelope of blocking // *Applied Optics*. — 2017. — Vol. 56, no. 4. — Pp. C201–C205.
251. Zengerle R., Leminger O. Phase-shifted Bragg-grating filters with improved transmission characteristics // *Journal of Lightwave Technology*. — 1995. — Vol. 13, no. 12. — Pp. 2354–2358.
252. Haus H. A. Waves and fields in optoelectronics. — Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1984.
253. Damask J. N., Haus H. A. Wavelength-division multiplexing using channel-dropping filters // *Journal of Lightwave Technology*. — 1993. — Vol. 11, no. 3. — Pp. 424–428.
254. Liu H.-C., Yariv A. Synthesis of high-order bandpass filters based on coupled-resonator optical waveguides (CROWs) // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, no. 18. — Pp. 17653–17668.
255. Zangeneh-Nejad F., Fleury R. Performing mathematical operations using high-index acoustic metamaterials // *New Journal of Physics*. — 2018. — Vol. 20, no. 7. — P. 073001.

256. Ridge resonance in silicon photonics harnessing bound states in the continuum / T. G. Nguyen, G. Ren, S. Schoenhardt et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2019. — Vol. 13, no. 10. — P. 1900035.
257. Microwave engineering filter synthesis technique for coupled ridge resonator filters / T. G. Nguyen, K. Yego, G. Ren et al. // *Optics Express*. — 2019. — Vol. 27, no. 23. — Pp. 34370–34381.
258. Dingel B. B., Izutsu M. Multifunction optical filter with a Michelson–Gires–Tournois interferometer for wavelength-division-multiplexed network system applications // *Optics Letters*. — 1998. — Vol. 23, no. 14. — Pp. 1099–1101.
259. Silicon-on-insulator in-plane Gires–Tournois interferometers / R. St-Gelais, T. Kerrien, H. Camirand et al. // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2012. — Vol. 24, no. 24. — Pp. 2272–2275.
260. Liu H.-C., Yariv A. “Ideal” optical delay lines based on tailored-coupling and reflecting, coupled-resonator optical waveguides // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, no. 11. — Pp. 1964–1966.
261. Regalia P. A., Mitra S. K., Vaidyanathan P. P. The digital all-pass filter: a versatile signal processing building block // *Proceedings of the IEEE*. — 1988. — Vol. 76, no. 1. — Pp. 19–37.
262. LAYERTEC GmbH. Gires–Tournois-interferometer (GTI) mirrors. — <https://www.layertec.de/en/coatings/ultrafast-laser-coatings/ultrafast-laser-coatings-GTI/>. — Accessed on 2026-07-21.
- 263*. Нанопотоника и ее применение в системах ДЗЗ / Е. А. Безус, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович и др.; Под ред. В. А. Соифера. — Самара: Новая техника, 2016. — 384 с.
- 264*. Phase modulation of Bloch surface waves with the use of a diffraction microrelief at the boundary of a one-dimensional photonic crystal / E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, D. A. Bykov, V. A. Soifer // *JETP Letters*. — 2014. — Vol. 99, no. 2. — Pp. 63–66.
- 265*. Bezus E. A., Doskolovich L. L. Refraction and phase modulation of surface electromagnetic waves propagating at the boundary of a one-dimensional photonic crystal // *Optics and Spectroscopy*. — 2015. — Vol. 119, no. 5. — Pp. 784–788.

- 266*. *Doskolovich L. L., Bezus E. A., Bykov D. A.* Phase-shifted Bragg gratings for Bloch surface waves // *Optics Express*. — 2015. — Vol. 23, no. 21. — Pp. 27034–27045.
- 267*. Spatial differentiation of Bloch surface wave beams using an on-chip phase-shifted Bragg grating / L. L. Doskolovich, E. A. Bezus, D. A. Bykov, V. A. Soifer // *Journal of Optics*. — 2016. — Vol. 18, no. 11. — P. 115006.
- 268*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* On the relation between the propagation constant of Bloch surface waves and the thickness of the upper layer of a photonic crystal // *Computer Optics*. — 2018. — Vol. 42, no. 1. — Pp. 22–27.
- 269*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Integrated diffraction gratings on the Bloch surface wave platform supporting bound states in the continuum // *Nanophotonics*. — 2021. — Vol. 10, no. 17. — Pp. 4331–4340.
- 270*. *Bezus E. A.* Bound states in the continuum in a dielectric ridge on the surface of a one-dimensional photonic crystal // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2021. — Vol. 85, no. 12. — Pp. 1492–1495.
- 271*. Integrated resonant diffraction gratings for Bloch surface waves / E. A. Bezus, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, E. A. Kadomina // *Optical Memory and Neural Networks*. — 2022. — Vol. 31, no. Suppl. 1. — Pp. 8–13.
- 272*. *Doskolovich L. L., Bezus E. A., Bykov D. A.* Integrated high-contrast diffraction gratings for surface electromagnetic waves // *Journal of Physics: Conference Series*. — Vol. 2015. — 2021. — P. 012037.
- 273*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Phase modulation and refraction of Bloch surface waves: a rigorous theoretical analysis // *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2014) Abstracts. Session 2P10a SC1&3: Physics and Applications of Photonic Crystals, Materials, and Nanostructures*. — 2014. — P. 871.
- 274*. *Безус Е. А., Досколович Л. Л., Казанский Н. Л.* Преломление и фазовая модуляция поверхностных электромагнитных волн // *Сборник трудов VI-II Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики — 2014»*. — 2014. — Pp. 168–169.

- 275*. *Doskolovich L.L., Bezus E. A., Bykov D. A.* On-chip Bragg gratings for Bloch surface waves // The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META'16) Proceedings. — 2016. — Pp. 836–837.
- 276*. On-chip phase-shifted Bragg gratings and their application for spatiotemporal transformation of Bloch surface waves / L. L. Doskolovich, E. A. Bezus, D. A. Bykov, N. V. Golovastikov // Proceedings of SPIE. — Vol. 10227. — 2017. — P. 102270A.
- 277*. *Kadomina E., Bezus E., Doskolovich L.* Parasitic scattering of Bloch surface waves // 2020 International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT) / IEEE. — 2020. — P. 9253223.
- 278*. *Безус Е. А., Быков Д. А., Досколович Л. Л.* Интегральные резонансные дифракционные решетки для блоховских поверхностных волн // Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2022): сборник трудов по материалам VIII Международной конференции и молодежной школы: в 5 т., Т. 1. — 2022. — С. 013222.
279. Design of diffractive lenses for focusing surface plasmons / E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy et al. // *Journal of Optics*. — 2010. — Vol. 12, no. 1. — P. 015001.
280. High-efficiency multilayer dielectric diffraction gratings / M. D. Perry, R. D. Boyd, J. A. Britten et al. // *Optics Letters*. — 1995. — Vol. 20, no. 8. — Pp. 940–942.
281. Design of high-efficiency dielectric reflection gratings / B. W. Shore, M. D. Perry, J. A. Britten et al. // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1997. — Vol. 14, no. 5. — Pp. 1124–1136.
282. High-efficiency dielectric reflection gratings: design, fabrication, and analysis / K. Hehl, J. Bischoff, U. Mohaupt et al. // *Applied Optics*. — 1999. — Vol. 38, no. 30. — Pp. 6257–6271.
283. *Wei H., Li L.* All-dielectric reflection gratings: a study of the physical mechanism for achieving high efficiency // *Applied Optics*. — 2003. — Vol. 42, no. 31. — Pp. 6255–6260.

284. *Li L.* Internal mechanism of perfect-reflector-backed dielectric gratings to achieve 100% diffraction efficiency // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2024. — Vol. 41, no. 2. — Pp. 252–260.
- 285*. Дифракционная оптика и нанофотоника / Е. А. Безус, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович и др.; Под ред. В. А. Сойфера. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014. — 608 с.
- 286*. Diffractive optics and nanophotonics / E. A. Bezus, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich et al.; Ed. by V. A. Soifer. — Boca Raton: CRC Press, 2017. — 718 pp.
- 287*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Kazanskiy N. L.* Scattering suppression in plasmonic optics using a simple two-layer dielectric structure // *Applied Physics Letters*. — 2011. — Vol. 98, no. 22. — P. 221108.
- 288*. Scattering in elements of plasmon optics suppressed by two-layer dielectric structures / E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy, V. A. Soifer // *Technical Physics Letters*. — 2011. — Vol. 37, no. 12. — Pp. 1091–1095.
- 289*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Kazanskiy N. L.* Insulator—insulator—metal plasmonic waveguide for parasitic scattering suppression in plasmonic optics // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2011. — Vol. 75, no. 12. — Pp. 1573–1575.
- 290*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Kazanskiy N. L.* Low-scattering surface plasmon refraction with isotropic materials // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22, no. 11. — Pp. 13547–13554.
- 291*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Phase modulation and refraction of surface plasmon polaritons with parasitic scattering suppression // *Computer Optics*. — 2014. — Vol. 38, no. 4. — Pp. 623–628.
- 292*. *Bezus E. A., Bykov D. A., Doskolovich L. L.* Antireflection layers in low-scattering plasmonic optics // *Photonics and Nanostructures — Fundamentals and Applications*. — 2015. — Vol. 14. — Pp. 101–105.
- 293*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Soifer V. A.* Near-wavelength diffraction gratings for surface plasmon polaritons // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 21. — Pp. 4935–4938.

- 294*. *Kadomina E. A., Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Bragg gratings with parasitic scattering suppression for surface plasmon polaritons // *Computer Optics*. — 2018. — Vol. 42, no. 5. — Pp. 800–806.
- 295*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Broadband mirrors for surface plasmon polaritons using integrated high-contrast diffraction gratings // *Optics Express*. — 2021. — Vol. 29, no. 3. — Pp. 4022–4034.
- 296*. *Безус Е. А., Досколович Л. Л., Казанский Н. Л.* Плазмонный волновод «диэлектрик-диэлектрик-металл» для подавления паразитного рассеяния в элементах плазмонной оптики // Труды школы-семинара «Волны-2011». Секция 8. — 2011. — С. 2–5.
- 297*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Kazanskiy N. L.* Two-layer isotropic dielectric structure for scattering suppression in plasmonic optics // *Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics*. — 2011. — P. OH010.
- 298*. *Безус Е. А., Досколович Л. Л., Казанский Н. Л.* Подавление паразитного рассеяния при прохождении плазмонных импульсов через диэлектрические дифракционные структуры // Сборник трудов Международной конференции и семинаров. Т.1. «Оптика-2011» Т.2. «Терагерцовая оптика и спектроскопия», «Оптические метаматериалы, фотонные кристаллы и наноструктуры» Т.3. Школа по метаматериалам и наноструктурам. — 2011. — С. 608–609.
- 299*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Long-period dielectric Bragg reflectors for surface plasmon polaritons // Сборник трудов Международной конференции и семинаров. Т.1. «Оптика-2011» Т.2. «Терагерцовая оптика и спектроскопия», «Оптические метаматериалы, фотонные кристаллы и наноструктуры» Т.3. Школа по метаматериалам и наноструктурам. — 2011. — Pp. 612–614.
- 300*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Large-period low-scattering dielectric Bragg gratings for surface plasmon polaritons // *The 12th International Conference on Near-Field Optics, Nanophotonics and Related Techniques Abstracts*. Vol. 2 (Poster Presentations). — 2012. — P. 180.

- 301*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Refraction and reflection of surface plasmon polaritons with parasitic scattering suppression // *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2013) Abstracts*. — 2013. — P. 1538.
- 302*. *Безус Е. А., Досколович Л. Л.* Преломление поверхностных плазмон-поляритонов с подавлением паразитного рассеяния // *Труды школы-семинара «Волны-2014»*. Секция 2. — 2014. — С. 11–13.
- 303*. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Soifer V. A.* Dielectric on-chip diffraction gratings for surface plasmon polaritons // *The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META'16) Proceedings*. — 2016. — Pp. 838–839.
- 304*. On-chip near-wavelength diffraction gratings for surface electromagnetic waves / *E. A. Bezus, V. V. Podlipnov, A. A. Morozov, L. L. Doskolovich* // *Proceedings of SPIE*. — Vol. 10227. — 2017. — P. 1022709.
- 305*. *Kadomina E. A., Bezus E. A., Doskolovich L. L.* Low-scattering Bragg gratings for surface plasmon polaritons // *Journal of Physics: Conference Series*. — Vol. 1096. — 2018. — P. 012022.
306. *Avrutsky I., Soref R., Buchwald W.* Sub-wavelength plasmonic modes in a conductor-gap-dielectric system with a nanoscale gap // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 18, no. 1. — Pp. 348–363.
307. *Sannikov D. G., Sementsov D. I.* The surface mode of a dielectric waveguide with metal substrate // *Technical Physics Letters*. — 2003. — Vol. 29, no. 5. — Pp. 353–356.
308. *Holmgaard T., Bozhevolnyi S. I.* Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75, no. 24. — P. 245405.
309. *Lecamp G., Hugonin J.-P., Lalanne P.* Theoretical and computational concepts for periodic optical waveguides // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15, no. 18. — Pp. 11042–11060.
310. *Li H. H.* Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. — 1980. — Vol. 9, no. 3. — Pp. 561–658.

311. Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si_3N_4 microresonator / K. Luke, Y. Okawachi, M. R. E. Lamont et al. // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 21. — Pp. 4823–4826.
312. Highly ordered vertical GaAs nanowire arrays with dry etching and their optical properties / N. Dhindsa, A. Chia, J. Boulanger et al. // *Nanotechnology*. — 2014. — Vol. 25, no. 30. — P. 305303.
313. A GaAs nanowire array solar cell with 15.3% efficiency at 1 sun / I. Åberg, G. Vescovi, D. Asoli et al. // *IEEE Journal of Photovoltaics*. — 2015. — Vol. 6, no. 1. — Pp. 185–190.
314. *Van Toan N., Toda M., Ono T.* High aspect ratio silicon structures produced via metal-assisted chemical etching and assembly technology for cantilever fabrication // *IEEE Transactions on Nanotechnology*. — 2016. — Vol. 16, no. 4. — Pp. 567–573.
315. Lamellas metamaterials: properties and potential applications / A. V. Lavrinenko, J. Sukham, E. Shkondin et al. // 2019 21st International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON) / IEEE. — 2019. — P. 8840377.
316. Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons / A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller et al. // *Materials Science and Engineering: B*. — 2008. — Vol. 149, no. 3. — Pp. 220–229.

Приложение А

Экспериментальное исследование делителей и дефлекторов пучка для поверхностных плазмон-поляритонов на основе интегральных дифракционных решеток

Для качественного подтверждения работоспособности рассчитанных дифракционных решеток для ППП, исследованных в подразделе 3.3.3, примеры таких структур были изготовлены и экспериментально исследованы. Были изготовлен ряд решеток с геометрическими параметрами, близкими к параметрам примеров решеток, рассмотренных выше: $d = 600$ нм, $w = 300$ нм, $l = 850$ нм (решетка-дефлектор пучка) и $d = 600$ нм, $w = 300$ нм, $l = 460$ нм (решетка-делитель пучка). Помимо решеток с указанными параметрами изготавливались также решетки, параметры которых отличались от указанных в пределах ± 100 нм с шагом 10 нм в различных комбинациях. Плазмонные решетки были изготовлены методом электронной литографии в слое электронного резиста ЭРП-40 толщиной около 600 нм с помощью электронного микроскопа Carl Zeiss Supra 25 с литографической приставкой Xenos XeDraw 2. Решетки были изготовлены на поверхности пленки серебра толщиной около 100 нм, нанесенной на стеклянные подложки толщиной 170 мкм. Характерное изображение одной из изготовленных интегральных дифракционных решеток для ППП, полученное с помощью растрового электронного микроскопа, показано на рис. А.1. Плазмонный пучок, падающий на решетку, возбуждался с помощью одиночной ступеньки из резиста на поверхности металла с высотой, совпадающей с высотой столбиков решетки (приблизительно 600 нм) и шириной 250 нм или 200 нм для различных изготовленных примеров структур, освещаемой лазерным пучком гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и обеспечивающей падение пучка ППП на решетки под углом $\theta = 30^\circ$.

Использование тонкой стеклянной подложки при изготовлении дифракционных решеток для ППП было необходимо для визуализации распространения ППП с помощью микроскопии вытекающего излучения (англ. leakage radiation microscopy) [316]. Принцип работы микроскопии вытекающего излучения основан на том факте, что эффективный показатель преломления ППП, распространяющегося вдоль границы раздела металл-воздух, существенно меньше, чем

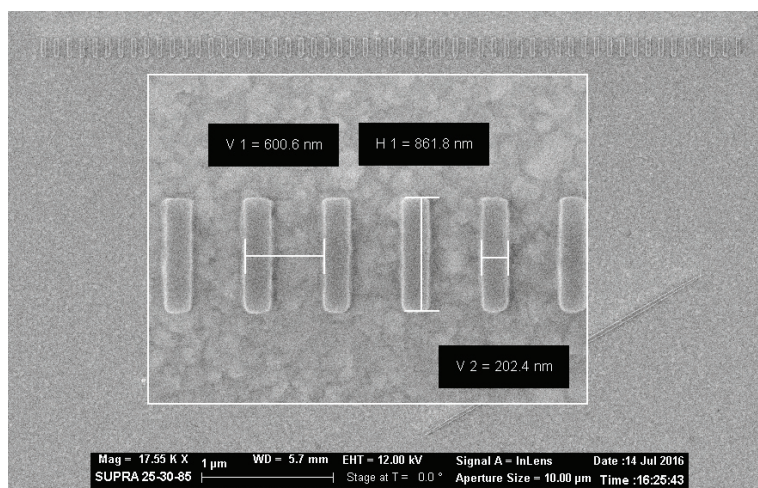


Рисунок А.1 — Изображение характерного примера изготовленной дифракционной решетки для ППП, полученное на растровом электронном микроскопе. На рисунке также видна диэлектрическая ступенька для возбуждения ППП. На врезке показан увеличенный фрагмент решетки и ее геометрические параметры.

показатель преломления подложки, поэтому часть энергии ППП при распространении «вытекает» в подложку. Это излучение затем собирается иммерсионным объективом, расположенным непосредственно под подложкой, что позволяет визуализировать распространение ППП. Добавление пары линз в оптическую схему дает возможность осуществлять фильтрацию регистрируемого изображения в фурье-плоскости (в пространстве компонент волновых векторов k_x , k_y). При необходимости вторая линза может быть убрана, что при соответствующем изменении положения регистрирующего устройства (камеры) позволяет зарегистрировать изображение в пространстве (k_x, k_y) . Оптическая схема установки микроскопии вытекающего излучения показана на рис А.2. Лазерный пучок с длиной волны 632,8 нм вместе с подсветкой заводился через делительный кубик в микрообъектив 8х, который фокусировал падающее излучение на образце. Для наблюдения распространения ППП с противоположной стороны подложки использовался иммерсионный объектив 100х. Далее линза с фокусным расстоянием 250 мм строила фурье-спектр (изображение в пространстве компонент волновых векторов (k_x, k_y)), который при необходимости фильтровался с помощью диафрагмы, после чего еще одна линза с таким же фокусным расстоянием строила отфильтрованное изображение образца с распространяющимися ППП.

На рис. А.3 и А.4 показаны изображения, показывающие возбуждение пучков ППП диэлектрическими ступеньками и их распространение через изготовленные образцы плазмонных дифракционных решеток, работающих как

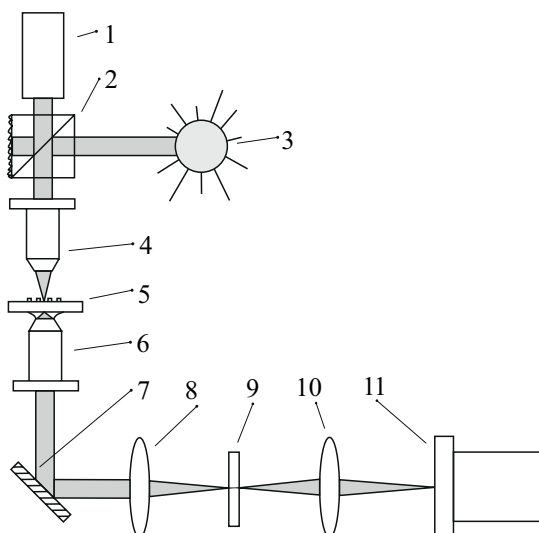


Рисунок А.2 — Оптическая схема экспериментальной установки для визуализации распространения ППП методом микроскопии вытекающего излучения: 1 — гелий-неоновый лазер с длиной волны 632,8 нм, 2 — делительный кубик с одной матовой поверхностью, 3 — подсветка, 4 — микрообъектив 8х, 5 — подложка с образцом, 6 — иммерсионный объектив 100х с числовой апертурой 1,25, 7 — поворотное зеркало, 8 — линза с фокусным расстоянием 250 мм, 9 — диафрагма, 10 — линза с фокусным расстоянием 250 мм, 11 — камера.

дефлектор пучка (рис. А.3) и как делитель пучка (рис. А.4). На врезках показаны изображения в пространстве компонент волновых векторов. Центральное светлое пятно на врезках соответствует лазерному пучку, освещающему образец и частично проходящему через металлическую пленку; светлые «дуги» окружности соответствуют пучкам ППП, распространяющимся по поверхности металла. Экспериментальные результаты, показанные на рис. А.3 и А.4, подтверждают принципиальную работоспособность рассчитанных и изготовленных дифракционных решеток для ППП. В частности, из рис. А.3 видно, что решетка перенаправляет падающий пучок ППП в -1 -й прошедший порядок дифракции. При этом пучки ППП, соответствующие остальным порядкам дифракции (нулевому прошедшему и отраженным) не видны, что соответствует приведенным выше результатам моделирования. Решетка, показанная на рис. А.4, разделяет падающий пучок ППП на пучки, соответствующие нулевому и -1 -му прошедшим порядкам дифракции, что также соответствует результатам моделирования.

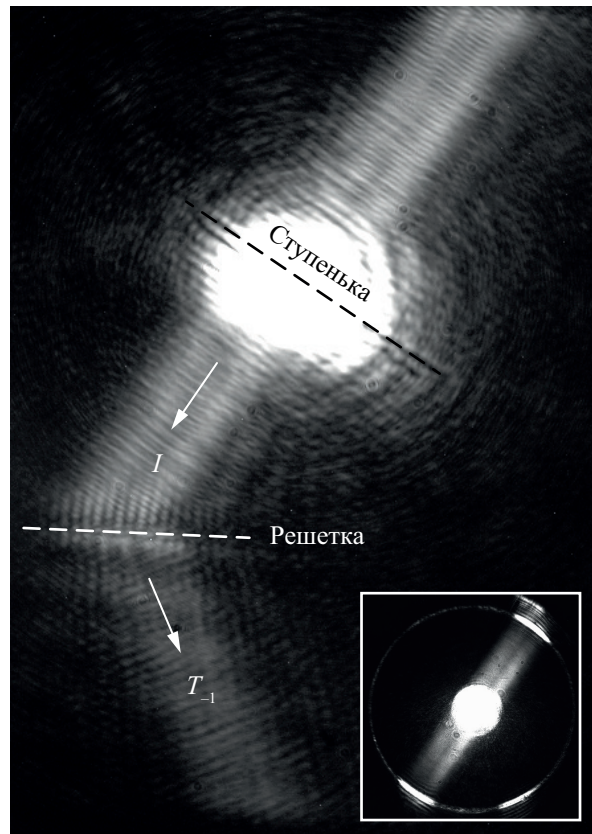


Рисунок А.3 — Изображение распространения ППП через изготовленную плазмонную решетку-дефлектор пучка, полученное методом микроскопии вытекающего излучения. Падающий пучок ППП обозначен « I »; пучок ППП, соответствующий -1 -му прошедшему порядку дифракции, обозначен « T_{-1} ». Положения дифракционной решетки и диэлектрической ступеньки для возбуждения ППП показаны пунктирными линиями. На врезке показано изображение в фурье-пространстве (пространстве компонент волновых векторов (k_x, k_y)).

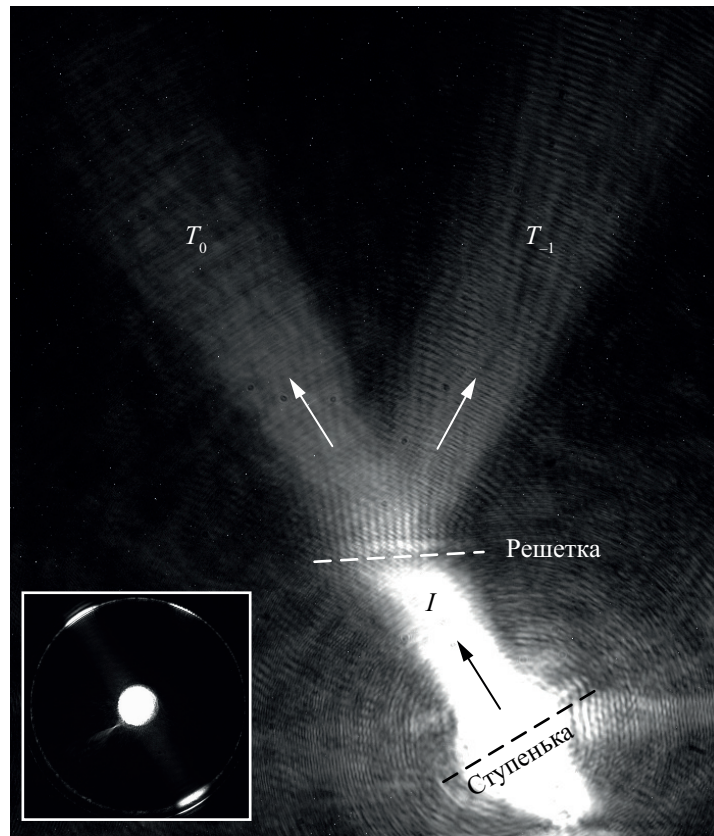


Рисунок А.4 — Изображение распространения ППП через изготовленную плазмонную решетку-делитель пучка, полученное методом микроскопии вытекающего излучения. Падающий пучок ППП обозначен « I », пучки ППП, соответствующие нулевому и -1 -му прошедшим порядкам дифракции, обозначены « T_0 » и « T_{-1} ». Положения дифракционной решетки и диэлектрической ступеньки для возбуждения ППП показаны пунктирными линиями. На врезке показано изображение в фурье-пространстве (пространстве компонент волновых векторов (k_x, k_y)).