

ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный университет»

На правах рукописи

Паняев Иван Сергеевич

**Волноводные свойства гибридных направляющих структур на основе
нанокомпозитных сред в ближнем и среднем ИК-диапазонах**

01.04.05 – Оптика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических
наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., доцент

Санников Дмитрий Германович

Ульяновск – 2017 г.

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Оптические свойства поверхностных поляритонов и особенности распространения ЭМВ в планарных многослойных периодических структурах. Аналитический обзор.....	15
1.1 Поверхностные поляритоны.	15
1.2 Планарные направляющие многослойные структуры на основе НКС.	18
1.3 Длинноволновое приближение (метод эффективной среды).	22
1.4 Основные результаты и выводы.....	24
Глава 2. Оптические поверхностные поляритоны ТМ типа на границе «нелинейный полупроводник-наноккомпозит».....	25
2.1 Геометрия исследуемой структуры.....	25
2.2. Волновые поля в наноккомпозитной среде.....	28
2.2 Волновые поля в полупроводнике и дисперсионное соотношение для поляритонов в структуре: «НКС – полупроводник с линейным откликом»	29
2.3 «Одноосное» (продольное) приближение	30
2.4 Волновые поля в среде с кубичной нелинейностью керровского типа.	33
2.5. Дисперсионное соотношение в случае «двуосного» приближения.....	36
2.6 Численный анализ	37
2.7 Основные результаты и выводы.....	56
Глава 3. Гибридная магнитная четырехслойная волноводная структура	58
3.1. Геометрия волноводной структуры	58
3.2 Волноводный слой 1 (ЖИГ). Тензоры ДП и МП.....	59
3.3. Волновые поля в слое ЖИГ (ТЕ-поляризация).....	60
3.4. Волновые поля в слое ЖИГ (ТМ-поляризация))	61
3.5 Волноводный слой 2 (НКС). Тензор ДП.....	62
3.6. Волновые поля в слое НКС (ТЕ-поляризация)	63
3.7. Волновые поля в слое НКС (ТМ-поляризация)	63
3.8. Волновые поля в подложке и покровном слое (ТЕ- и ТМ-поляризации)	64

3.9 Граничные условия, профильные функции (ТЕ-поляризация).....	65
3.10 Граничные условия, профильные функции (ТМ-поляризация).....	68
3.11 Профильные функции и дисперсионные соотношения	69
3.12. Идентификация волноводных мод	71
3.13. Численный анализ	72
3.14 Анализ потоков энергии	82
3.15 Основные результаты и выводы	84
Заключение	86
Список цитированной литературы	89
Список сокращений	102

Введение

Диссертация посвящена теоретическому анализу волновых процессов в планарных структурах на основе периодических нанокompозитных сред (НКС), в частности, особенностей распространения поверхностных поляритонов на границе раздела сред с учётом нелинейности керровского типа и волноводных режимов в четырёхслойном магнитооптическом волноводе на основе НКС.

Актуальность.

Одной из наиболее приоритетных задач интегральной и лазерной оптики является поиск способов управления параметрами электромагнитного излучения (мощностью, степенью локализации, поляризационной чувствительностью и т.п.) внутри элементов оптоэлектронных и интегрально-оптических схем. При разработке устройств интегральной оптики является важной проблема обеспечения не только пассивного, но и активного управления излучением в структуре.

Для решения этой проблемы используют магнитные, оптически нелинейные и другие материалы, меняющие свои оптические свойства при внешнем воздействии [1-4]. Гибридные направляющие структуры на основе нанокompозитных сред, представляющих собой слоистые метаматериалы (СМ) [5] из чередующихся слоёв двух и более различных материалов, позволяют осуществлять такое управление в сочетании с обычными полупроводниковыми и другими материалами. Оптические свойства таких сред определяются не только свойствами составляющих материалов, а, в первую очередь, особенностями структурирования и зависят от различных параметров, таких как толщины слоёв разных материалов и их соотношение, расположение слоёв относительно направления внешнего воздействия (электрического и/или магнитного полей, полей деформации и т.д.), симметрия периодической структуры и расположение дефектов и т.д.

В настоящее время технологически возможно создание нанокompозитных сред с толщиной слоев в несколько десятков нанометров [6, 7]. При этом важным достоинством таких СМ является то, что на длине волны излучения,

сопоставимой с периодом структуры, они могут проявлять свойства фотонных кристаллов (ФК) – сред с периодически изменяющимся показателем преломления, обладающих «фотонной запрещённой зоной», в то время как на длинах волн много больше периода проявляют свойства однородной (эффективной) среды, которыми не обладают составляющие СМ материалы сами по себе.

В связи с этим актуально исследование направляющих свойств планарных оптических волноводов на основе НКС, а также структур на основе СМ в сочетании с оптически нелинейными материалами. В частности, в последнее время активно исследуются поверхностные поляритоны (ПП), распространяющиеся вдоль границы раздела различных типов полубесконечных сред [8]. Нелинейные поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), т.е. связанные фотонно-электронные резонансы на границах раздела сред, обладающих нелинейным откликом на световое поле, уже на протяжении многих лет являются объектом самого пристального внимания исследователей [9].

При этом не было получено дисперсионное соотношение для ПП ТМ-типа в системе на основе СМ и полупроводника с нелинейностью керровского типа. Вывод дисперсионного соотношения и функций распределения полей ППП в этом случае осложняется вследствие наличия двух компонент электрического поля в диэлектрической проницаемости (ДП) нелинейного материала.

Интерес также представляет исследование планарных оптических волноводов на основе одномерных ФК и НКС, ввиду возможности управления их дисперсионными характеристиками за счёт наноструктурирования. В частности, в длинноволновом приближении могут возникать сильные различия между дисперсионными свойствами НКС для мод ТЕ- и ТМ-поляризации. Подобного рода трех- и четырехслойные структуры, прозрачные в видимом и ИК-диапазонах, являются объектом теоретических и экспериментальных исследований, вследствие их широкого применения в интегральной оптике, оптоэлектронике и фотонике на протяжении нескольких десятков лет [10].

Цель работы – теоретическое исследование распространения поверхностных

поляритонов на границе раздела «нелинейный полупроводник – НКС», а также анализ волноводных режимов в гибридных планарных структурах на основе НКС в ближнем и среднем ИК-диапазонах длин волн.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи**:

1. Анализ условий существования поверхностных ТМ-поляритонов на границе раздела «полупроводник – НКС» с учётом кубической нелинейности полупроводника в «одноосном» и «двуосном» приближениях, учитывающих соответственно одну и две компоненты тензора нелинейной восприимчивости, в среднем ИК-диапазоне длин волн.
2. Численный расчёт полевых и энергетических зависимостей для ПП ТМ-типа в системе «полупроводник – НКС» с учётом нелинейности полупроводника керровского типа в «одноосном» и «двуосном» подходах.
3. Изучение особенностей волноводных режимов распространения собственных волн ТМ- и ТЕ-поляризации в четырёхслойной направляющей структуре на основе НКС в ближнем ИК-диапазоне длин волн.
4. Исследование влияния геометрических параметров НКС на оптические дисперсионные характеристики НКС и четырёхслойного волновода на основе НКС в длинноволновом приближении.

Методы исследования. Для решения поставленных задач использовались основные положения теории длинноволнового приближения, модели Друде, а также теории оптических планарных волноводов. Обработка полученных результатов исследований производилась при помощи методов математического моделирования в программной среде Wolfram Mathematica.

Научная новизна:

1. Получено новое дисперсионное соотношение, описывающее распространение поверхностных ТМ-поляритонов на границе раздела «полупроводник – НКС» с учётом керровской нелинейности полупроводника в среднем ИК-диапазоне.

2. С помощью компьютерного моделирования впервые проведены исследование и сравнительный анализ режимов распространения и энергетических характеристик ПП ТМ-типа в системе, указанной в п. 1, описываемых в рамках «одноосной» и «двуосной» моделей для нелинейной части тензора ДП полупроводника.
3. Впервые получено и проанализировано дисперсионное соотношение, описывающее распространение собственных волн в гибридном четырёхслойном оптическом волноводе на основе НКС, с учётом бигиротропии магнитного слоя, а также геометрических параметров слоя НКС в ближнем ИК-диапазоне длин волн.
4. Теоретически исследованы режимы распространения электромагнитных волн (ЭМВ) в четырёхслойном гибридном волноводе на основе НКС. Предложен пространственно-поляризационный делитель на основе четырёхслойного гибридного волновода, отличающийся тем, что пространственное разделение ортогонально поляризованных мод волновода осуществляется за счёт анизотропии НКС, обусловленной особенностями наноструктурирования.

Объект исследования – гибридные направляющие структуры на основе нанокompозитных сред.

Предмет исследования – влияние геометрических и оптических характеристик НКС на волноводные режимы распространения и дисперсионные свойства поверхностных поляритонов в структурах на основе НКС.

Научные положения, выносимые на защиту.

1. Решения дисперсионного уравнения (ДУ) для поверхностных поляритонов ТМ-поляризации в структуре «нелинейный полупроводник (n-InSb) – НКС», в которой НКС составляют чередующиеся слои висмут-содержащего феррит-граната (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) и гадолиний-галлиевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$), в среднем ИК-диапазоне (5 – 20 мкм), полученные с помощью «двуосной» модели описания нелинейного

отклика полупроводника, разделяются на две пары низко- и высокочастотных ветвей. При этом в отличие от «одноосной» модели поверхностные волны поляритонного типа возникают даже при положительных значениях диэлектрической постоянной обеих сред на частотах выше плазменной для полупроводника.

2. В рамках «двуосной» модели для ПП ТМ-типа в системе «нелинейный полупроводник (n-InSb) – НКС (BLIG/ГГГ)» солитоноподобные профили распределения продольной компоненты электрического поля могут существовать в высокочастотной области [вблизи коротковолновой границы среднего ИК-диапазона (5 мкм)], тогда как в рамках «одноосной» модели область существования ПП с солитоноподобными профилями ограничена низкочастотным участком (10÷20 мкм) исследуемого диапазона длин волн.
3. В четырёхслойном магнитооптическом гибридном волноводе, состоящем из слоя железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ), НКС на основе слоев диоксида титана (TiO_2) и ГГГ, подложки из диоксида кремния (SiO_2) и покровной среды, в качестве которой выступает вакуум, благодаря наличию НКС, может реализовываться режим поляризационной фильтрации волноводных ТЕ- и ТМ-мод, управляемый путём подстройки длины волны и толщины слоёв, составляющих НКС и слоя ЖИГ. Данный режим подразумевает возникновение отсечки, при которой волноводные моды ТЕ- или ТМ-поляризации одного из двух волноводных слоёв становятся модами подложки, либо модами покровного слоя.
4. При фиксированных длине волны и толщинах слоёв четырёхслойного гибридного волновода возможно установление режима пространственного разделения собственных волн ортогональных поляризаций, при котором эффективность развязки между каналами, определяемая по отношению мощностей волноводных мод в выходных каналах четырёхслойного магнитооптического гибридного волновода на основе НКС, может достигать 18 дБ для ТЕ-волн и не менее 19 дБ для ТМ-волн.

Достоверность результатов, представленных в диссертационной работе, обеспечена применением широко известных методик и приближений. При моделировании были использованы значения материальных параметров, полученных из экспериментов.

Практическая значимость работы.

1. Результаты исследования пространственных распределений полей и плотности потока энергии поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела «нелинейный полупроводник – нанокompозит», которые могут быть применены на практике для управления параметрами поверхностной волны, т.е. степенью локализации, групповой скоростью, а также областью существования, за счёт изменения интенсивности накачки, либо длины волны (λ -подстройки).
2. Результаты исследования волноводных режимов распространения ЭМВ в планарных структурах на основе НКС, позволяющие осуществить поляризационную фильтрацию с высокой степенью добротности, а также реализовать оптическую логическую ячейку со значением логического состояния, зависящим от длины волны, либо от типа линейной поляризации излучения.
3. Результаты анализа волновых особенностей планарных структур, содержащих слои НКС, которые позволяют создать поляризационные делители, оптические переключатели и поляризационно-чувствительные датчики, функционирующие в ближнем и среднем ИК-диапазонах длин волн.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трёх глав, основных выводов и заключения. Работа изложена на 102 страницах машинописного текста с 19 рисунками и 3 таблицами, библиография включает 146 наименований.

Основное содержание работы.

Во **введении** раскрыта актуальность выбранного направления исследования, сформулирована цель и задачи, положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая значимость работы.

В первой главе приводится литературный обзор по теме диссертации. Проведен анализ исследованности условий возникновения поверхностных волн поляритонного типа на границе раздела двух сред в различных геометриях и конфигурациях структуры для различных типов поляризаций падающей волны. Также проанализирована история развития теории планарных оптических четырёхслойных волноводов и особенностей волноводных режимов распространения ЭМВ в четырёхслойных волноводах на основе различных материалов.

Особое внимание уделено методу эффективной среды или длинноволновому приближению, с помощью которого проводится расчёт компонент тензора диэлектрической проницаемости НКС, усреднённого по составляющим его слоям, используемого в аналитических и численных расчётах во второй и третьей главах.

Во второй главе рассмотрены спектральные свойства поверхностных ТМ-поляритонов в направляющей структуре на основе узкозонного полупроводника (n -InSb) и нанокompозитной среды в среднем ИК-диапазоне ($5\div 20$ мкм). Нанокompозитная среда обладает слабой гиротропией и содержит намагниченные до насыщения слои висмут-содержащего феррит-граната (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) и галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$). Решения дисперсионных уравнений исследованы для случаев линейного и нелинейного откликов полупроводника. Для аналитического описания нелинейного отклика структуры использованы «одноосный» (продольное приближение) и «двуосный» подходы, получены дисперсионные спектры для константы распространения, полевые и энергетические характеристики ПП ТМ-типа и проведен их сравнительный анализ. Найдены области появления солитоноподобных волновых полей поверхностных поляритонов в каждом из использованных методов описания системы. Показано, что «одноосная» модель может стать непригодной

для построения полей и потоков электромагнитной энергии в структурах на основе сред с кубической нелинейностью.

Третья глава диссертации посвящена теоретическому исследованию дисперсионных и энергетических свойств собственных волн (TE- и TM-мод) в четырехслойной структуре, состоящей из волноводного слоя железо-иттриевого граната (ЖИГ) на диэлектрической подложке, покрытого планарным слоисто-периодическим нанокompозитом. При получении дисперсионного уравнения были учтены бигиротропные свойства ЖИГ, особенности топологии НКС, а также был предложен оригинальный алгоритм идентификации волноводных мод, который позволяет идентифицировать волноводные моды и находить поперечные распределения их электрического и магнитного полей. Продемонстрировано переключение волноводных режимов распространения TE- и TM-мод в зависимости от геометрических параметров волноводных слоёв. Особенности распространения собственных волн в зависимости от соотношения толщин нанослоёв в нанокompозите проиллюстрированы с помощью дисперсионных диаграмм и полевых профилей. Рассчитаны распределения потоков энергии в структуре.

В **Заключении** приводятся выводы и научные результаты, полученные в диссертации.

Апробация и внедрение работы.

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: VII Всероссийская конференция «Необратимые процессы в природе и технике», Москва, 2013; XIII, XIV Всероссийские школы-семинары «Волновые явления в неоднородных средах», Москва, 2013, 2014; Donostia International Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications, Donostia-San Sebastian, 2013; IX Всероссийской конференции молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика», Саратов, 2014; XII Международная научно-техническая конференция «Физика и технические приложения волновых процессов», Н. Новгород, 2014;

Международная научная конференция-школа «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», Саранск, 2014; XVIII международная конференции «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы», Ульяновск, 2015; 17th International Conference on Transparent Optical Networks, Budapest, 2015; XVIII Всероссийская молодёжная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники», Ульяновск, 2015; 24th International workshop on optical wave & waveguide theory and numerical modelling, Warsaw, 2016; Annual International Conference, Days on Diffraction, St. Petersburg, 2016; International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers 2016, Odessa.

Работа была поддержана грантом Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках реализации проектной части Государственного задания в сфере научной деятельности (номер контракта 3.175.2014К), а также проводилась в рамках государственного задания на НИР (№3.8154.2017/БЧ) и проекта №14.Z50.31.0015.

Список публикаций

в журналах из перечня ВАК:

1. Паняев И.С., Санников Д.Г. Техника измерений спектральных и материальных параметров тонких пленок ЖИГ // Известия Самарского научного центра. 2012. Т.14. №4. С. 1092-1095.
2. Паняев И.С., Рожлейс И.А., Санников Д.Г. // Оптические поверхностные поляритоны ТМ-типа на границе нелинейный полупроводник-наноккомпозит. Физика твёрдого тела. 2016. Т.58. Вып.3. С.577-584.
3. Panyayev I.S., Sannikov D.G. Dispersive properties of optical TM-type surface polaritons at a nonlinear semiconductor–nanocomposite (BLIG/ГТГ) interface // JOSA B. 2016. V.33. No.2, Is.1, p.220-229. Doi: 10.1364/JOSAB.33.000220.
4. Dadoenkova N.N., Panyayev I.S., Sannikov D.G., Dadoenkova Y.S., Rozhleys I.A., Krawczyk M., Lyubchanskii I. L. Complex magneto-optic waveguide with dielectric photonic crystal. Superlattices and Microstructures. 2016. V.100, P. 45-

56. Doi: 10.1016/j.spmi.2016.08.050.

5. Panyaev I.S., Dadoenkova N.N., Dadoenkova Y.S., Rozhleys I.A., Krawczyk M., Lyubchanskii I. L., Sannikov D.G. Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide switcher for near-IR regime. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2016. V.49., Iss.43, P.435103 (10 p.).

6. Panyaev I.S. Optical properties of a four-layer waveguiding nanocomposite structure in near-IR regime. Panyaev I.S., Dadoenkova N.N., Dadoenkova Yu.S., Rozhleys I.A., Krawczyk M., Lyubchanskii I.L., Sannikov D.G. *Optical&Quantum Electronics*. 2016. V.48, P. 556.

7. Паняев И.С., Санников Д.Г. Спектральные свойства нелинейных поверхностных поляритонов среднего ик-диапазона в структуре «полупроводник–слоистый метаматериал» // *Компьютерная оптика*. 2017. Т41. №2. С. 183-191.

прочие публикации:

8. Евсеев Д.А., Паняев И.С., Семенцов Д.И., Филатов Л.Д., Санников Д.Г. Волновые свойства поверхностных плазмон-поляритонов в структурах «диэлектрик-нанокомпозитная среда» с эллипсоидальными металлическими включениями // XII Международная научно-техническая конференция «Физика и технические приложения волновых процессов». Н.Новгород. 2014. С.16-17

9. Паняев И.С., Семенцов Д.И., Санников Д.Г. Поверхностные поляритоны в системе диэлектрик – нелинейный полупроводник в магнитном поле // 13-я Всероссийская конференция "Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение" (ВНКШ-2014). Саранск. 2014. С.122.

10. Паняев И.С., Рожлейс И.А., Санников Д.Г. Поверхностные поляритоны на границе «нелинейный полупроводник-нано-композит» // 18-я международная научно-техническая конференция «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросхемы». 2015. Ульяновск. УлГУ. С.122-123.

11. Dadoenkova N.N., Panyaev I.S., Rozhleys I.A., Sannikov D.G.,

Dadoenkova Y.S., Lyubchanskii M.I., Lyubchanskii I.L., Lee Y. P. Hybrid magnetic waveguide and dielectric photonic crystal structure // International Conference on Transparent Optical Networks – ICTON-2015, Mo.D6.1, p.1-4. Article number 7193385.

12. Паняев И.С., Санников Д.Г. Учет поглощения света на свободных носителях в n-InSb для среднего ИК диапазона // 18-я Всероссийская молодежная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники». Ульяновск. 2015. С.192-193.

13. Dadoenkova N.N., Panyaev I.S., Sannikov D.G., Dadoenkova Y.S., Lyubchanskii I.L., Rozhleys I.A., Krawczyk M. Complex photonic structure based on magneto-optic waveguide and photonic crystal // Proceedings of the international conference on Days on Diffraction 2016 (DD). 2016. P. 106-111.

14. Dadoenkova N.N., Dadoenkova Y.S., Panyaev I.S., Sannikov D.G., Rozhleys I.A., Krawczyk M., Lyubchanskii I.L. Magneto-optic waveguide and dielectric photonic crystal as a new complex structure for photonics // International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers 2016. P. 231-232.

Патенты и авторские свидетельства

15. Паняев И.С., Санников Д.Г. Программа расчета распределения потоков энергии по слоям в четырехслойной волноводной структуре для ТЕ- и ТМ-поляризованных волн оптического диапазона. Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ №2016619529. Дата рег.: 22.08.2016. Заявка 2016616695 от 24.06.2016.

Глава 1. Оптические свойства поверхностных поляритонов и особенности распространения ЭМВ в планарных многослойных периодических структурах. Аналитический обзор

Многослойные нанокompозитные структуры представляют большой интерес в силу их специфических особенностей. Такие структуры на основе плёнок толщиной в несколько десятков нанометров успешно применяются в электронике и фотонике [7]. В связи с этим актуально исследование оптических свойств планарных направляющих структур на основе НКС, а также структур на основе СМ в комбинации с оптически нелинейными материалами.

В частности, представляет интерес исследование влияния геометрических и оптических характеристик НКС на условия существования и дисперсионные свойства нелинейных поверхностных поляритонов в структурах, содержащих НКС, а также на волноводные режимы распространения ЭМВ в планарных оптических волноводах на основе одномерных ФК и НКС, в силу возможности управления их дисперсионными характеристиками за счёт особенностей наноструктурирования. Важную роль в анализе таких структур играет длинноволновое приближение, т.к. в этом случае могут возникать сильные различия между дисперсионными свойствами НКС для мод ТЕ- и ТМ-поляризации.

1.1 Поверхностные поляритоны

Оптические свойства кристалла определяются взаимодействием внешнего электромагнитного поля с диполь-активными состояниями в объёме кристалла и на дефектах в структуре кристалла. Такое взаимодействие приводит к формированию связанного состояния дипольного колебательного движения, известного как поляритон [11]. Поверхностные электромагнитные волны возбуждаются в определённой близости от частоты полярного перехода и имеют смешанную электромагнитную и механическую природу. Такие ЭМВ, обусловленные взаимодействием элементарного возбуждения среды с

электромагнитным полем и распространяющиеся вдоль границы раздела сред обычно называют ПП [12-13]. Они возникают, как решения уравнений Максвелла в сочетании с материальными уравнениями. Как правило, основным условием возникновения ПП является отрицательность ДП одной из сред. При удалении от границы раздела напряжённость поля такой ЭМВ экспоненциально затухает. В зависимости от того с какой частицей взаимодействует падающая ЭМВ, разделяют несколько типов поляритонов: фонон-поляритоны [14], плазмон-поляритоны [15-18], экситон-поляритоны [19], магнон-поляритоны [20], и т.д.

Нелинейные ПП, т.е. связанные осцилляции электромагнитного поля и электронов (фотонно-электронные резонансы), возникающие при падении ЭМВ на границу раздела сред (в общем случае – «металл-диэлектрик»), обладающих нелинейным откликом на световое поле волны, являются объектом теоретических и экспериментальных исследований на протяжении уже более тридцати лет [21-34]. Высокая пространственная локализация электромагнитного поля ПП вблизи границ и возможность самофокусировки в нелинейных средах позволяет использовать их для диагностики поверхностей [12, 19, 35-37], фотоники ближнего поля [38] и микроскопии сверхвысокого разрешения [39]. Нелинейные поверхностные поляритоны (НПП) успешно используются в направляющих структурах и устройствах (оптических волноводах, фазовых решётках, устройствах нелинейной фотоники и т.д.) для реализации эффектов четырёхволнового смешения [40-41], оптической бистабильности Керра [42], а также для обработки оптических и СВЧ-сигналов [36, 43-44].

ПП на границах нелинейных и линейных сред являются объектом активных исследований [7, 12, 36, 45]. Области применения поверхностных поляритонов обширны: это оптическое хранение данных, биосенсоры, генерация и управление светом, схемы фотоники, солнечные элементы и т.д. [17, 46].

Аналізу свойств ПП на границе раздела изотропных линейной и нелинейной сред посвящено достаточно большое число работ [47-53]. Исследование нелинейных свойств ПП при наличии анизотропии в одной из сред проводилось в работах [53-58]. Поверхностные низкочастотные ТЕ волны на границе

нелинейной и линейной гиромангнитной средами были исследованы в [59]. В работе Хаджи и Киселевой [60] приводятся точные решения для нелинейных ПП р-поляризации на границе линейного диэлектрика и нелинейного одноосного кристалла с учетом того, что нелинейность последнего задается диэлектрическим тензором с компонентами $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_x + \alpha_x |E_x|^2$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_z + \alpha_z |E_z|^2$, где E_x и E_z – продольная и поперечная компоненты напряженности электрического поля. В статье [61] получено аналитическое решение задачи о нелинейных ПП р-поляризации на границе раздела линейной и нелинейной сред с учетом параметрического задания полей. В сборнике [43] получено дисперсионное соотношение для случая распространения поверхностной электромагнитной волны ТМ-типа на границе раздела нелинейного диэлектрика и линейного гиротропного диэлектрика.

Анализ нелинейных ПП основан на решении уравнений Максвелла с учётом граничных условий электромагнитного поля на границе раздела сред. Тем не менее, аналитическое решение для нелинейных ПП на границе раздела между линейной и нелинейной средами может быть также получено с помощью параметризации электромагнитного поля [50] или решением кубического комплексного уравнения Ландау-Гинзбурга [62]. Точная теория ТМ волн в структуре «нелинейный диэлектрик – линейный диэлектрик» без потерь была разработана в работах [28, 63].

Исследования поверхностных поляритонов привело к открытию множества замечательных эффектов, которым нет аналогов в линейной теории. Среди них: 1) существование ПП ТМ-типа на границе раздела сред с одинаковым знаком функции ДП [22]; 2) эффект нелинейного «обесцвечивания» мощной волной, распространяющейся в изначально непрозрачной среде [43]; 3) возможность создания канала распространения для слабой ТМ-поляризованной волны более мощной волной накачки ТЕ-поляризации [64]; 4) существование пространственных поверхностных плазмонов-солитонов, т.е. недифрагирующих самолокализованных поверхностных волн [65-66].

Несмотря на немалое количество научных публикаций в этой области, многие случаи 1D структур с нелинейными ПП остаются за рамками рассмотрения, т.к. для большинства нелинейно-оптических кристаллов характерно наличие сразу нескольких компонент нелинейной восприимчивости, что крайне затрудняет получение дисперсионных соотношений и их анализ.

Рассматриваемая во второй главе диссертационной работы структура, кроме нелинейности и гиротропных свойств, обладает еще и наноструктурированностью, приводящей, например, к анизотропии ТЕ- и ТМ-волн в направляющей 4-слойной структуре, что нетипично для волноводов на основе традиционных (однородных) сред.

1.2 Планарные направляющие многослойные структуры на основе НКС

Многослойные структуры прозрачные в видимом и ИК-диапазонах являются объектом теоретических и экспериментальных исследований, вследствие их широкого применения в интегральной оптике, оптоэлектронике и фотонике на протяжении уже более сорока лет [1, 10, 67-75]. Трёхслойные волноводы в основном используются в качестве соединительных узлов в интегрально-оптических схемах, в то время как многослойные структуры выполняют роль непосредственных компонентов активных и пассивных устройств [76]. История исследований оптических четырехслойных структур относится к концу 60-х – началу 70-х, когда разрабатывалась теория четырехслойных изотропных волноводов [77-79], в которых призма использовалась как четвертый (покровный) слой, в то время как в воздушном зазоре между призмой и волноводным слоем (зоне связи) поля экспоненциально затухали. Первые экспериментальные измерения характеристик волноводных мод были проведены Тьеном и др. [80], а также Саном и Мюллером [81]. Примерно в то же время наблюдался быстрый рост технологий гетероструктурных лазеров, в частности, были изготовлены эффективные инжекционные лазеры с большим оптическим резонатором [82]. Было найдено и изучено богатое разнообразие эффектов и практических

возможностей, которыми обладают четырехслойные структуры, и которые были реализованы на примерах TE/TM поляризаторов [83], лазеров на модах утечки [84], оптических волноводных линз, тэйперированных разветвителей (tapered couplers) [85], и т.д. Присутствие дополнительного слоя в стандартной трехслойной волноводной структуре приводит к расширению возможностей управления светом. В качестве четвертого слоя могут быть использованы металлические или полупроводниковые тонкие пленки. В таком случае должны быть учтены потери на поглощении и модовые взаимодействия [86-87]. S-образные четырехслойные волноводы были изучены в [88]. Теория получила дальнейшее математическое развитие в получении общего (нормированного) дисперсионного соотношения и нашла свое применение в управлении хроматической дисперсией в тонкопленочных линзах Люнеберга [76, 89]. Поляризационные эффекты так же, как и комбинированные эффекты волноводного разветвления и поглощения были определены и проиллюстрированы в устройствах, использующих кремниевые покрытия (покровные слои) [90]. Четырехслойные структуры, на основе полупроводников были изучены и предложены в качестве базовых строительных блоков (составляющих) для модуляторов и переключателей в среднем ИК-диапазоне [91-92].

Изучение гиромагнитных и giroэлектрических свойств многослойных НКС представляет большой интерес вследствие их особых свойств, позволяющих найти им широкое применение [4]. С помощью формализма матриц переноса был разработан оптический изолятор из волновода на модах утечки на основе ЖИГ [93].

Исследование многомодовых четырехслойных волноводных структур методом модифицированной спектроскопии м-линий было представлено в работе [94]. За последнее десятилетие были изучены многослойные волноводные структуры различного типа: магнитофотонные кристаллы [95-97], нанокompозитные многослойные и фотонно-кристаллические волноводы [98],

гибридные плазмон-поляритонные волноводы на кремнии [99], нанофотонные и плазмонные волноводы [100] и многослойные графеновые волноводы [101]. Кроме того, четырёхслойные структуры вследствие усиленного полевого ограничения (локализации) внутри волноводного слоя [102-103] могут быть эффективно использованы в медицине в качестве биосенсоров без меток.

Теория брэгговских волноводов была предложена в 1976 г. [104-105]. Было показано, что волноводы, в которых реализуется брэгговское отражение на границах, могут поддерживать ограниченные волноводные моды без потерь в областях низких значений показателя преломления. Волноводное распространение электромагнитных волн в немагнитных многослойных системах в различных геометриях, включая ФК [106], было описано многими авторами [107-109]. Механизм модовой селекции (отбора) может быть реализован при использовании асимметричного квазиодномерного брэгговского волновода и демонстрирует большую эффективность для достижения большого коэффициента подавления боковых мод [110]. Волноводные моды планарного волновода, состоящего из слоя с низким показателем преломления, помещённого между двумя ФК, теоретически проанализированы с использованием модели лучевой оптики в работах [107-108]. Показано, что собственные волны волновода распространяются в зоне перекрытия фотонных запрещённых зон двух брэгговских отражателей, и каждая волноводная мода в таком волноводе имеет две точки отсечки, а дисперсионные кривые собственных волн фрагментированы, в результате чего возможно спроектировать волновод, поддерживающий только моды высшего порядка вместо мод низшего порядка. Теоретические исследования четвертьволновых брэгговских волноводов представлены в статье [109]. В работе приводится вывод ДУ для собственных волн, а также показано, что такие волноводы являются поляризационно-вырожденными, однако профили ТЕ- и ТМ-мод начинают существенно различаться при приближении к условию внешнего угла Брюстера в покровном слое. Аперидические брэгговские волноводы исследуются в работе [111].

Структуры, совмещающие свойства волноводов и ФК, могут быть использованы в множестве различных приложений. Например, они используются в производстве всенаправленного отражателя [112], высокоэффективного оптического диода [113], ускорителей [114], механически подстраиваемых фильтров с воздушной сердцевиной [115], поляризационных делителей [116]. Также, подобные структуры могут использоваться в нелинейных режимах для оптимизации распространения солитона [117] и для фазового синхронизма при частотном преобразовании [118]. Асимметричный брэгговский волновод для одномодового лазера исследовался в работе [107]. Аперiodические брэгговские волноводы также исследовались, чтобы продемонстрировать «синее смещение» дисперсии [111]. Воздействие линейного чирпирования по толщине или показателю преломления покровных слоёв на характеристики распространения ЭМВ в одномерном планарном брэгговском волноводе с фотонной запрещённой зоной исследовано в [119].

Однако в вышеупомянутых работах рассматриваются только немагнитные системы. Магнитооптические волноводы и ФК широко используются в современной интегральной оптике [98] и магнитофотонике [120-121]. Таким образом, комбинированные структуры на основе магнитооптического волновода и ФК могут открыть новые возможности для применения. Магнитооптический двойной слой, помещённый между двумя немагнитными диэлектрическими брэгговскими зеркалами в сочетании с плазмонным кристаллом был исследован в работе [97]. Было показано, что плазмонная модель позволяет возбуждение гибридных плазмонных волноводных собственных волн, локализованных в диэлектрических брэгговских зеркалах магнитного ФК, либо волноводных мод внутри микрорезонаторного слоя. Эти собственные волны приводят к возникновению дополнительных резонансов в оптических спектрах структуры и к усилению магнитооптических эффектов [97]. В работах [6, 95] исследуются волноводные моды одномерного магнитного ФК с намагниченными слоями, а также немагнитного ФК с магнитным покровным слоем.

1.3 Длинноволновое приближение (метод эффективной среды)

В настоящей работе при описании дисперсионных характеристик НКС тензор ДП задаётся с помощью длинноволнового приближения или метода эффективной среды [122-123]. Данный метод используется при описании оптических свойств периодических структур, таких как сверхрешётки, мелкослоистые среды, одномерные ФК и НКС при длине волны излучения λ много большей периода структуры d . В этом случае оптические свойства одномерной планарной периодической НКС, состоящей из чередующихся слоёв двух и более материалов, могут быть описаны также, как и свойства обычного кристалла, при помощи процедуры усреднения компонент тензора ДП по слоям, составляющим структуру [124].

Рассмотрим геометрию структуры, в которой слои НКС расположены в плоскости yz , а ЭМВ распространяется вдоль оси z (рис. 1). Толщина каждого слоя равна l_α , где α – номер слоя, общее число слоёв равно N , а суммарная

толщина структуры $L = \sum_{\alpha=1}^N l_\alpha$.

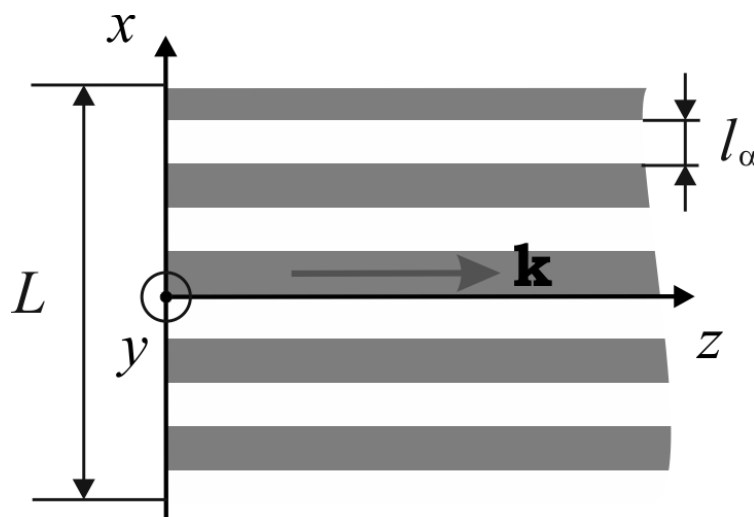


Рис. 1. Геометрия структуры

Тензор ДП каждого слоя в общем случае будет иметь вид:

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^\alpha = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}^\alpha & \varepsilon_{xy}^\alpha & \varepsilon_{xz}^\alpha \\ \varepsilon_{yx}^\alpha & \varepsilon_{yy}^\alpha & \varepsilon_{yz}^\alpha \\ \varepsilon_{zx}^\alpha & \varepsilon_{zy}^\alpha & \varepsilon_{zz}^\alpha \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Вектор электрической индукции в каждом слое $\mathbf{D}^\alpha = \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^\alpha \mathbf{E}^\alpha$. При выполнении условия $d / \lambda \ll 1$, усреднённые компоненты полей в каждом слое запишутся в виде:

$$E_i = \frac{1}{L} \sum_{\alpha=1}^N E_i^\alpha l_\alpha, \quad D_i = \frac{1}{L} \sum_{\alpha=1}^N D_i^\alpha l_\alpha. \quad (1)$$

Далее, после процедуры усреднения, подробно описанной в [124], компоненты тензора эффективной ДП нанокompозитной среды запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_{xx} &= \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \quad \bar{\varepsilon}_{xy} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{xy}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \quad \bar{\varepsilon}_{xz} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{xz}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \\ \bar{\varepsilon}_{yx} &= \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{yx}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \quad \bar{\varepsilon}_{yy} = \sum_{\alpha=1}^N \left(\varepsilon_{yy}^\alpha - \frac{\varepsilon_{yx}^\alpha \varepsilon_{xy}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right) + \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{yx}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{xy}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \\ \bar{\varepsilon}_{yz} &= \sum_{\alpha=1}^N \left(\varepsilon_{yz}^\alpha - \frac{\varepsilon_{yx}^\alpha \varepsilon_{xz}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right) + \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{yx}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{xz}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \\ \bar{\varepsilon}_{zx} &= \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{zx}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \quad \bar{\varepsilon}_{zy} = \sum_{\alpha=1}^N \left(\varepsilon_{zy}^\alpha - \frac{\varepsilon_{zx}^\alpha \varepsilon_{xy}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right) + \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{zx}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{xy}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \\ \bar{\varepsilon}_{zz} &= \sum_{\alpha=1}^N \left(\varepsilon_{zz}^\alpha - \frac{\varepsilon_{zx}^\alpha \varepsilon_{xz}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right) + \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{zx}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \sum_{\alpha=1}^N \frac{\varepsilon_{xz}^\alpha}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \left(\sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{\varepsilon_{xx}^\alpha} \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, если период НКС много меньше длины волны, то, применив метод эффективной среды или длинноволновое приближение, можно рассматривать данную периодическую среду (сверхрешётку, фотонный кристалл), состоящую из чередующихся слоёв (тонких плёнок) различных материалов, как однородную среду (кристалл) с тензором диэлектрической проницаемости, содержащим усреднённые компоненты тензора эффективной ДП $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{eff}$:

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{eff} = \begin{pmatrix} \overline{\varepsilon}_{xx} & \overline{\varepsilon}_{xy} & \overline{\varepsilon}_{xz} \\ \overline{\varepsilon}_{yx} & \overline{\varepsilon}_{yy} & \overline{\varepsilon}_{yz} \\ \overline{\varepsilon}_{zx} & \overline{\varepsilon}_{zy} & \overline{\varepsilon}_{zz} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

1.4 Основные результаты и выводы

Проведённый анализ литературных источников, посвящённых исследованию особенностей распространения поверхностных поляритонов, а также истории развития планарных многослойных направляющих структур показал актуальность и практическую значимость исследования по теме диссертации. В обзоре рассмотрены различные конфигурации и геометрии направляющих структур, в которых возможно возникновение и распространение нелинейных поверхностных поляритонов с учётом различных типов анизотропии и механизмов оптической нелинейности, а также история исследований многослойных планарных оптических волноводов на основе различных материалов, в т.ч. магнитооптических и фотонно-кристаллических периодических структур.

Приведён краткий вывод усреднённых компонент тензора ДП НКС по составляющим его слоям в длинноволновом приближении, с помощью которых проведены аналитические и численные расчёты во второй и третьей главах.

Глава 2. Оптические поверхностные поляритоны ТМ типа на границе «нелинейный полупроводник-нанокompозит»

2.1 Геометрия исследуемой структуры

Нелинейные поверхностные поляритоны – фотонно-электронные резонансы, которые возникают на границе раздела сред, обладающих нелинейным откликом на электромагнитное поле падающей волны. Нелинейным ПП свойственны замечательные особенности, не встречающиеся в линейной теории, например, существование ТМ-поляритонов, распространяющихся вдоль границы сред с диэлектрическими проницаемостями одного знака, нелинейное просветление для волн большой мощности в непрозрачной среде, наличие пространственных поверхностных плазмон-солитонов, т.е. недифрагирующих самолокализованных поверхностных волн [43]. В ряде случаев электромагнитное поле поверхностного поляритона может существенно превышать поле падающего света, например, на металлической и рельефной поверхности, в системах с неупорядоченными средами при низких температурах. Усиление поля поверхностного поляритона может происходить при нелинейных оптических явлениях, которые зависят от интенсивности возбуждающей световой волны, в частности, при усиленном поверхностью комбинационном рассеянии, генерации второй гармоники, нелинейности Керра, самофокусировке электромагнитного поля и т.д. Несмотря на немалое количество научных публикаций в этой области, 1D структуры с нелинейными ПП продолжают оставаться в фокусе внимания исследователей. Так, нелинейные ПП ТЕ и ТМ поляризаций на границе «левая среда – диэлектрик» рассмотрены в статье Шадривова и др. [125], а распространение ТЕ волн вдоль поверхности нелинейного диэлектрика с графеновым покрытием исследованы в работе [126].

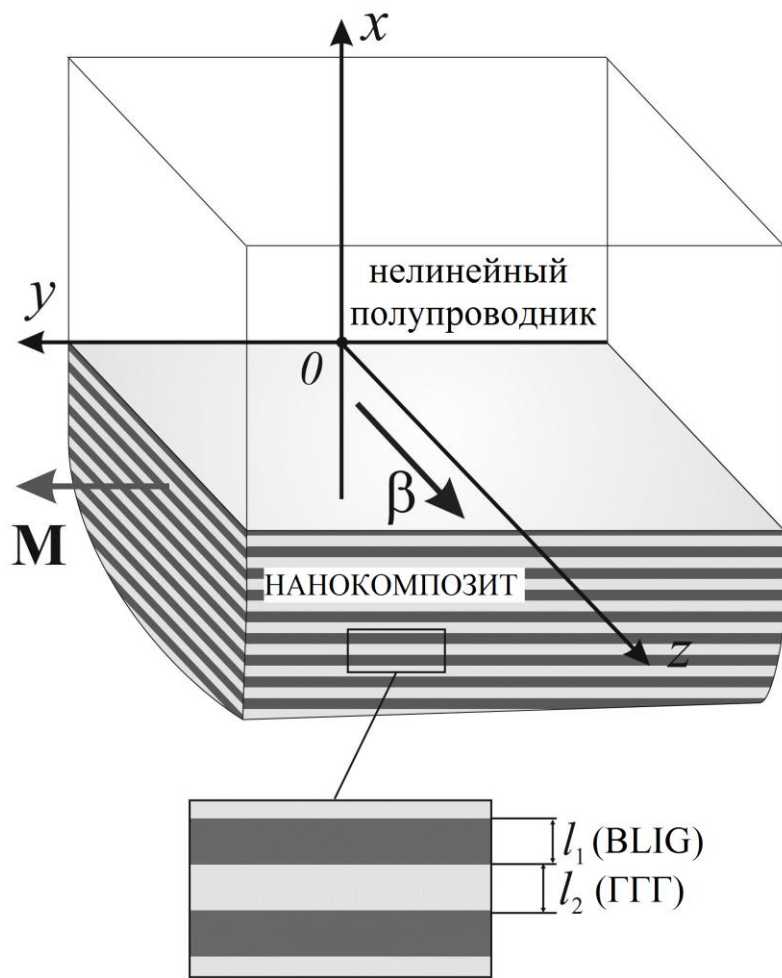


Рис. 2. Геометрия структуры «нелинейный полупроводник – НКС»

Рассмотрим геометрию, в которой ось x перпендикулярна границе раздела сред плоской структуры, электромагнитная волна распространяется вдоль оси z (рис. 2), а вектор намагниченности \mathbf{M} поперечен направлению распространения волны и направлен вдоль оси y . Область $x < 0$ занята гиротропной НКС, образованной чередующимися слоями висмут-лютециевого феррит-граната (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) и гадолиний-галлиевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$).

В области $x > 0$ находится полупроводник с тензорной ДП $\hat{\epsilon}_s$, обладающий кубической нелинейностью третьего порядка:

$$\hat{\epsilon}_s(x) = \epsilon_s + \hat{\chi}|\mathbf{e}|^2, \quad (4)$$

где $\hat{\chi}$ – в общем случае тензор 4-го ранга, вид которого определяется кристаллографической симметрией материала, а \mathbf{e} – вектор электрического поля в

комплексном виде. В выбранной геометрии собственными волнами рассматриваемой структуры являются ТМ и ТЕ волны.

Далее будем рассматривать волну ТМ поляризации с компонентами волновых полей (e_x, h_y, e_z) , которая, в отличие от ТЕ волны (h_x, e_y, h_z) , является менее изученной. Случай ТМ-поляризации осложняется наличием двух компонент электрического поля ПП, что в свою очередь ведёт к усложнению получения аналитических решений уравнений Максвелла в полупроводнике.

Пусть зависимость полей от времени и координаты z определяется множителем $\exp[i(\omega t - \beta z)]$, где β – константа распространения, ω – частота излучения, i – мнимая единица. Для получения дисперсионного соотношения и корректного учёта квадратичных по полю слагаемых $|E_x|^2$ и $|E_z|^2$ определим вид вещественных полей таким образом:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_x(\mathbf{r}, t)\mathbf{x} + E_z(\mathbf{r}, t)\mathbf{z}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} E_x(\mathbf{r}, t) &= E_x(x) \sin(\omega t - \beta z), \\ E_z(\mathbf{r}, t) &= E_z(x) \cos(\omega t - \beta z), \end{aligned} \quad (6)$$

\mathbf{x} и \mathbf{z} – орты вдоль соответствующих осей. Важно отметить, что между компонентами E_x и E_z сдвиг фазы составляет $\pi/2$ [36], что связано с требованием отсутствия среднего потока [43]

$$P_x = \int S_x dt = \int E_z H_y dt = 0. \quad (7)$$

В комплексном представлении электрическое поле можно записать таким образом:

$$\mathbf{e}(\mathbf{r}, t) = e_x(\mathbf{r}, t)\mathbf{x} + e_z(\mathbf{r}, t)\mathbf{z}, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} e_x(\mathbf{r}, t) &= -i E_x(x) \exp[i(\omega t - \beta z)], \\ e_z(\mathbf{r}, t) &= E_z(x) \exp[i(\omega t - \beta z)], \end{aligned} \quad (9)$$

а связь между комплексным и действительным представлениями полей имеет вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{e}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{e}^*(\mathbf{r}, t)]. \quad (10)$$

Чтобы перейти от комплексных полей к действительным, следуя [28, 43, 61, 127-128], запишем:

$$e_z = E_z, e_x = -iE_x, h_y = -iH_y, \quad (11)$$

где E_x, H_y, E_z – вещественные величины.

2.2. Волновые поля в нанокompозитной среде

НКС состоит из чередующихся слоёв тонких плёнок BLIG и слоёв галлий-гадолиниевого граната с толщинами слоёв l_1 и l_2 с тензорами ДП $\hat{\varepsilon}_{BLIG}$ и $\hat{\varepsilon}_{GGG}$ соответственно:

$$\hat{\varepsilon}_{BLIG} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ -i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\varepsilon}_{GGG} = \begin{pmatrix} \varepsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Для записи тензора ДП нанокompозитной среды необходимо провести усреднение ДП по составляющим его слоям. Тензор эффективной ДП нанокompозитной среды запишется в виде:

$$\hat{\varepsilon}_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & \varepsilon_{xz} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Компоненты тензора имеют вид, рассчитанные с помощью формул (2):

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (\Theta + 1)}{\Theta \varepsilon_2 + \varepsilon_1}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\Theta \varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\Theta + 1}, \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{1}{\Theta + 1} \left(\Theta \left(\varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_a^2}{\varepsilon_1} \right) + \varepsilon_2 + \frac{\Theta \varepsilon_a^2 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 (\Theta \varepsilon_2 + \varepsilon_1)} \right), \\ \varepsilon_{xz} &= -\varepsilon_{zx} = \frac{i \Theta \varepsilon_a \varepsilon_2}{\Theta \varepsilon_2 + \varepsilon_1}, \end{aligned} \quad (14)$$

где отношение толщин нанослоёв задается параметром $\Theta = l_1 / l_2$.

Решая уравнения Максвелла, запишем компоненты электрического и магнитного полей ТМ волны в нанокompозите с учётом обозначений (11) в виде:

$$\begin{aligned}
E_z &= E_0 \exp(q_g x), \\
H_y &= (i\beta \varepsilon_{xz} - \varepsilon_{xx} q_g) \frac{k_0 E_z}{K^2}, \\
E_x &= (ik_0^2 \varepsilon_{xz} - \beta q_g) \frac{E_z}{K^2},
\end{aligned} \tag{15}$$

где $q_g^2 = (\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}) \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}}$ и $K^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{xx}$ – поперечные волновое число в НКС для

ТМ-волны и компонента волнового вектора, отвечающая ДП ε_{xx} , а $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xz}^2}{\varepsilon_{zz}}$ – поперечная ДП в НКС. Здесь $k_0 = \omega/c$ – волновое число, c – скорость света в вакууме.

В выбранном частотном диапазоне магнитные проницаемости составляющих НКС слоёв, и, как следствие, самой НКС приняты равными единице.

2.2 Волновые поля в полупроводнике и дисперсионное соотношение для поляритонов в структуре: «НКС – полупроводник с линейным откликом»

Линейная часть тензора ДП полупроводника имеет частотную зависимость, определенную с помощью модели Друде [129-130]:

$$\varepsilon_s = \varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad \omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^* \varepsilon_{\infty}}, \tag{16}$$

где ε_{∞} – высокочастотная ДП, ω_p – плазменная частота, в которую входят концентрация носителей заряда n (в данном случае – электроны), заряд электрона e и его эффективная масса m^* . После записи уравнений Максвелла компоненты поля ТМ волны в полупроводнике свяжутся следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
\beta h_y &= k_0 \varepsilon_s e_x, \\
h'_y &= i k_0 \varepsilon_s e_z, \\
e'_z + i \beta e_x &= i k_0 h_y.
\end{aligned} \tag{17}$$

Здесь штрихом обозначена производная по координате x .

С учётом обозначений (5) волновые поля в полупроводнике примут вид:

$$\begin{aligned}
E_x &= E_{x0} e^{-q_s x}, \\
H_y &= \frac{k_0 \varepsilon_s}{\beta} E_x, \\
E_z &= \frac{q_s}{\beta} E_x,
\end{aligned} \tag{18}$$

где $q_s^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_s$ – поперечная компонента волнового вектора в линейном полупроводнике.

Учёт граничных условий (при $x = 0$) для тангенциальных компонент вектора напряженности электрического поля и нормальных компонент вектора электрической индукции приводит к дисперсионному соотношению для структуры «НКС – полупроводник» без учёта нелинейного отклика:

$$q_s q_g \varepsilon_{xx} - i \varepsilon_{xz} q_s \beta + K^2 \varepsilon_s = 0. \tag{19}$$

2.3 «Одноосное» (продольное) приближение

«Одноосное» приближение, строго говоря, отвечает лишь некоторой частной форме зависимости $\varepsilon_{ij} = f(\omega, |\mathbf{e}|^2)$. В монографии Н.Л. Дмитрука и др. [36] указывается, что кристаллографических классов, для которых условия $\chi = \chi_{xxxx} = \chi_{xxyy} = \chi_{yyxx} \neq 0$ и $\chi_{xxzz} = \chi_{zzxx} = \chi_{zzzz} = 0$ вытекали бы из соображений симметрии, нет, однако «вполне возможны случаи, когда фактические отличия от них не очень велики и их можно выбрать в качестве модельных». Согласно авторам [21], «наличие неучтенных и зависящих от поля E компонент тензора ε_{ij} не будет приводить к заметной неустойчивости нелинейной волны относительно ее превращения в объемные волны только в тех случаях, когда упомянутые выше неучтенные компоненты диэлектрического тензора достаточно малы».

В продольном приближении тензор ДП полупроводника может быть записан в виде [36, 60]:

$$\hat{\varepsilon}_s(x) = \begin{pmatrix} \varepsilon_s & 0 \\ 0 & \varepsilon_s + \chi |e_z(x)|^2 \end{pmatrix}, \tag{20}$$

где χ – скалярная нелинейная восприимчивость 3-го порядка. Тогда компоненты поля ТМ волны связываются соотношениями:

$$\begin{aligned}\beta h_y &= k_0 \varepsilon_s e_x, \\ h'_y &= ik_0 (\varepsilon_s + \chi e_z^2) e_z, \\ e'_z + i \beta e_x &= ik_0 h_y.\end{aligned}\tag{21}$$

Штрихом обозначена частная производная по координате z .

Решая систему (21), получим уравнение для продольной компоненты электрического поля в виде:

$$e_z'' - q_s^2 e_z - \frac{\chi q_s^2}{\varepsilon_s} e_z^3 = 0.\tag{22}$$

Уравнение (22) аналогично нелинейному уравнению Шрёдингера, а его решение формально может быть записано с помощью функции гиперболического секанса или косеканса. В случае косеканса решение на границе раздела сред ($x = 0$) бесконечно, поэтому касательные составляющие полей ТМ волны в нелинейной среде запишутся в виде:

$$\begin{aligned}e_z &= A \cdot \operatorname{sech}[q_s(x - x_0)], \\ e_x &= -\frac{i\beta A}{q_s} \operatorname{th}[q_s(x - x_0)] \operatorname{sech}[q_s(x - x_0)], \\ h_y &= -\frac{ik_0 \varepsilon_s A}{q_s} \operatorname{th}[q_s(x - x_0)] \operatorname{sech}[q_s(x - x_0)],\end{aligned}\tag{23}$$

где амплитуда $A = \sqrt{-2\varepsilon_s / \chi}$, а параметр x_0 , возникающий при интегрировании уравнения (22), определяет координату положения максимума амплитуды электрического поля вдоль оси x , поперечной направлению распространения ПП. Таким образом, в данном приближении в нелинейной среде может возникать самофокусировка поля, приобретающего вид пространственного солитона [24, 59]. При этом ПП существуют лишь в частотной области, где $\varepsilon_s \leq 0$.

Запишем электродинамические условия с учётом преобразований (11):

$$\begin{aligned}E_z^1(0) &= E_z^2(0), \\ H_y^1(0) &= H_y^2(0).\end{aligned}\tag{24}$$

Из первого условия получим выражение, связывающее координату максимума x_0 со значением продольной компоненты электрического поля на границе:

$$\operatorname{ch}[q_s x_0] = \pm \sqrt{\frac{2|\varepsilon_s|}{\chi(E_z(0))^2}}. \quad (25)$$

Из второго получим ДУ для нелинейных поверхностных ТМ поляритонов в «одноосном» приближении:

$$\begin{aligned} \frac{k_0 \varepsilon_s}{q_s} \sqrt{\frac{2|\varepsilon_s|}{\chi}} \frac{\operatorname{sh}[q_s x_0]}{\operatorname{ch}^2[q_s x_0]} &= \pm \frac{k_0}{K^2} (-\varepsilon_{xx} q_g + i\beta \varepsilon_{xz}) E_z(0), \\ \pm \sqrt{1 - \frac{\chi(E_z(0))^2}{2|\varepsilon_s|}} &= \frac{q_s}{\varepsilon_s K^2} (\varepsilon_{xx} q_g - i\beta \varepsilon_{xz}). \end{aligned} \quad (26)$$

Последнее выражение с учётом (25) можно переписать в виде:

$$\varepsilon_s K^2 \operatorname{th}(q_s x_0) + \varepsilon_{xx} q_s q_g - i\varepsilon_{xz} \beta q_s = 0. \quad (27)$$

ДУ (27) сводится к выражению для линейного случая (19) в пределе $\chi \rightarrow 0$.

Далее, выразим компоненту $E_z(0)$ через $E_x(0)$ в полупроводнике. Это необходимо для корректного сравнения численных расчётов в «одноосном» и «двуосном» приближениях.

$$\begin{aligned} E_x(0) &= -\frac{\beta}{q_s} \operatorname{tanh}[q_s x_0] E_z(0), \\ E_z(0)^4 - A^2 E_z(0)^2 + \frac{q_s^2 A^2}{\beta^2} E_x(0)^2 &= 0, \\ E_z(0)^2 &= \frac{1}{2} A^2 \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{q_s^2 E_x(0)^2}{\beta^2 A^2}} \right). \end{aligned} \quad (28)$$

С учетом (28) запишем ДУ (26) в окончательном варианте:

$$q_s (\varepsilon_{xx} q_g - i\beta \varepsilon_{xz}) \pm \varepsilon_s K^2 \sqrt{1 - \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{q_s^2 E_x(0)^2}{\beta^2 A^2}} \right)} = 0. \quad (29)$$

2.4 Волновые поля в среде с кубической нелинейностью керровского типа

С учётом кубической нелинейности тензор ДП кристалла InSb можно представить в виде [43, 61]:

$$\hat{\varepsilon}_s(x) = \varepsilon_s + \hat{\varepsilon}_s^{NL} = \varepsilon_s + \begin{pmatrix} \chi_1 |e_x(x)|^2 + \chi_2 |e_z(x)|^2 & 0 \\ 0 & \chi_1 |e_z(x)|^2 + \chi_2 |e_x(x)|^2 \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Соотношение между величинами коэффициентов нелинейной восприимчивости χ_1 и χ_2 характеризует механизм нелинейности [28]. Случай $\chi_1 = \chi_2$, например, соответствует тепловому механизму возникновения нелинейности или электрострикции [53, 127], случай $\chi_1 / \chi_2 = 1/3$ отвечает электронной дисторсии, а $\chi_1 / \chi_2 = -1/2$ – молекулярному ориентационному эффекту Керра [43].

Компоненты поля ТМ волны в полупроводнике связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} \beta h_y &= k_0 (\varepsilon_s + \chi_1 |e_x|^2 + \chi_2 |e_z|^2) e_x, \\ h'_y &= i k_0 (\varepsilon_s + \chi_1 |e_z|^2 + \chi_2 |e_x|^2) e_z, \\ e'_z + i \beta e_x &= i k_0 h_y. \end{aligned} \quad (31)$$

В новых обозначениях удобно связать компоненты электрического поля ТМ волны с помощью уравнений Максвелла:

$$\beta H_y = k_0 \varepsilon_{xx} E_x, \quad (32a)$$

$$H'_y = -k_0 \varepsilon_{zz} E_z, \quad (32б)$$

$$E'_z + \beta E_x = k_0 H_y, \quad (32в)$$

где

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_s + \chi_1 |E_x|^2 + \chi_2 |E_z|^2, \quad (33)$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_s + \chi_1 |E_z|^2 + \chi_2 |E_x|^2.$$

Продифференцируем выражение (32в) по x :

$$E''_z + \beta E'_x = k_0 H'_y. \quad (34)$$

Используя (32б), получим:

$$E''_z + \beta E'_x = -k_0^2 \varepsilon_{zz} E_z. \quad (35)$$

Домножим левую и правую части уравнения (35) на E'_z :

$$E'_z E''_z + \beta E'_z E'_x = -k_0^2 \varepsilon_{zz} E'_z E'_z. \quad (36)$$

Подставляя (32а) в (32в), запишем:

$$E'_z = -\beta E_x + \frac{k_0^2}{\beta} \varepsilon_{xx} E_x = -\frac{E_x}{\beta} (\beta^2 - \varepsilon_{xx} k_0^2). \quad (37)$$

Используя (37), получим:

$$\begin{aligned} E'_z E''_z &= -k_0^2 \varepsilon_{zz} E'_z E'_z - \beta \left(-\frac{E_x}{\beta} (\beta^2 - \varepsilon_{xx} k_0^2) \right) E'_x = \\ &= -k_0^2 \varepsilon_{zz} E'_z E'_z + E_x (\beta^2 - \varepsilon_{xx} k_0^2) E'_x = \\ &= -k_0^2 (\varepsilon_s + \chi_1 |E_z|^2 + \chi_2 |E_x|^2) E'_z E'_z + E_x (\beta^2 - k_0^2 (\varepsilon_s + \chi_1 |E_x|^2 + \chi_2 |E_z|^2)) E'_x = \\ &= -k_0^2 \varepsilon_s E'_z E'_z - k_0^2 \chi_1 |E_z|^2 E'_z E'_z - k_0^2 \chi_2 |E_x|^2 E'_z E'_z + \\ &+ E_x \beta^2 E'_x - k_0^2 E_x \varepsilon_s E'_x - k_0^2 E_x \chi_1 |E_x|^2 E'_x - k_0^2 E_x \chi_2 |E_z|^2 E'_x. \end{aligned} \quad (38)$$

После преобразований перепишем (38) в виде:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right)^2 = -\frac{1}{2} \left[\begin{aligned} &k_0^2 \varepsilon_s \frac{\partial}{\partial x} (E_z^2) + \frac{1}{2} k_0^2 \chi_1 \frac{\partial}{\partial x} (E_z^4) + k_0^2 \chi_2 \frac{\partial}{\partial x} (E_z^2 E_x^2) - \\ &-\beta^2 \frac{\partial}{\partial x} (E_x^2) + k_0^2 \varepsilon_s \frac{\partial}{\partial x} (E_x^2) + \frac{1}{2} k_0^2 \chi_1 \frac{\partial}{\partial x} (E_x^4) \end{aligned} \right]. \quad (39)$$

Проинтегрируем полученное выражение по ∂x :

$$E_z'^2 = -k_0^2 \varepsilon_s E_z^2 - \frac{1}{2} k_0^2 \chi_1 (E_z^4 + E_x^4) + (\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_s) E_x^2 - k_0^2 \chi_2 E_x^2 E_z^2. \quad (40)$$

После возведения (37) в квадрат и подстановки в (40) получим волновое уравнение для собственных волн в нелинейном полупроводнике в виде:

$$A E_z^4 + B E_z^2 + C = 0, \quad (41)$$

где коэффициенты

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{k_0}{\beta} \right)^2 \cdot \chi_2^2 E_x^2 + \frac{1}{2} \chi_1, \\ B &= 2 \left(\frac{k_0}{\beta} \right)^2 \cdot \chi_2 E_x^2 (\chi_1 E_x^2 + \varepsilon_s) + \varepsilon_s - \chi_2 E_x^2, \\ C &= \left[\left(\frac{k_0}{\beta} \right)^2 \cdot (\chi_1 E_x^2 + \varepsilon_s)^2 - \left(\frac{3}{2} \chi_1 E_x^2 + \varepsilon_s \right) \right] E_x^2. \end{aligned} \quad (42)$$

Уравнение (41) имеет, в общем случае, четыре корня, отвечающие разным сочетаниям знаков «+» и «-» перед обоими квадратными корнями:

$$E_z = \pm \sqrt{\frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}}. \quad (43)$$

Аналитически разделить компоненты E_z и E_x электрического поля ТМ волны в данном случае не представляется возможным, и для выражения тангенциальной компоненты электрического поля E_z необходимо решать уравнение (41) численными методами с учетом заданного значения величины E_x на границе раздела сред. В статье [61] предложена процедура нахождения распределения электрического поля по поперечному сечению полубесконечной нелинейной среды путем решения обратной задачи, т.е. нахождения координаты как функции поля с помощью численного интегрирования.

Подставляя (32а) в (32б), получим:

$$\begin{aligned} \frac{k_0}{\beta} (\varepsilon_{xx} E_x)' &= -k_0 \varepsilon_{zz} E_z, \\ (\varepsilon_{xx} E_x)' &= -\beta \varepsilon_{zz} E_z. \end{aligned} \quad (44)$$

Объединим соотношения (44) и (37) в систему:

$$E_z' = -\frac{E_x}{\beta} (\beta^2 - \varepsilon_{xx} k_0^2), \quad (45a)$$

$$(\varepsilon_{xx} E_x)' = -\beta \varepsilon_{zz} E_z. \quad (45b)$$

В уравнении (44) содержится производная компоненты ДП по координате:

$$\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_x^2)} \cdot 2E_x \cdot \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_z^2)} \cdot 2E_z \cdot \frac{\partial E_z}{\partial x}. \quad (46)$$

Используя (46), запишем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\varepsilon_{xx} E_x)}{\partial x} &= \varepsilon_{xx} E_x' + E_x \left(\frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_x^2)} \cdot 2E_x \cdot E_x' + \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_z^2)} \cdot 2E_z \cdot E_z' \right) = \\ &= E_x' \left(\varepsilon_{xx} + 2E_x^2 \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_x^2)} \right) + 2E_z E_x \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_z^2)} E_z'. \end{aligned} \quad (47)$$

В последнее слагаемое подставим выражение (45а):

$$E'_x \left(\varepsilon_{xx} + 2E_x^2 \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_x^2)} \right) + 2E_z E_x \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_z^2)} \left(-\frac{E_x}{\beta} (\beta^2 - \varepsilon_{xx} k_0^2) \right) = -\beta \varepsilon_{zz} E_z,$$

$$E'_x \left(\varepsilon_{xx} + 2E_x^2 \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_x^2)} \right) = \beta E_z \left[2E_x^2 (1 - k_0^2 \varepsilon_{xx} / \beta^2) \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_z^2)} - \varepsilon_{xx} \right]. \quad (48)$$

Введем следующие обозначения:

$$X \equiv E_x^2(x), Z \equiv E_z^2(x), \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_x^2)} = \chi_1, \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial (E_z^2)} = \chi_2. \quad (49)$$

Тогда согласно биквадратному уравнению (41), величина Z является функцией X , что дает возможность решить обратную задачу о нахождении профильной функции $E_x(x)$ в полупроводнике путем интегрирования соотношения (37) [61].

$$\int_0^x dx = \frac{1}{\beta} \int_{E_x(0)}^{E_x} \frac{\varepsilon_{xx} + 2\chi_1 X}{\sqrt{Z} [2\chi_2 X (1 - k_0^2 \varepsilon_{xx} / \beta^2) - \varepsilon_{zz}]} dE_x. \quad (50)$$

Численное интегрирование выражения (50), например, в среде программирования Wolfram Mathematica позволяет получить распределение $E_x(x)$. Зная профиль распределения $E_x(x)$, с помощью (43) можно также получить профильную функцию $E_z(x)$ и далее с помощью (32а) $H_y(x)$.

2.5. Дисперсионное соотношение в случае «двуосного» приближения

Равенство тангенциальных компонент вектора напряженности электрического поля и нормальных компонент вектора электрической индукции на границе раздела сред ($x=0$) приводит к дисперсионному соотношению

$$E_z(0) + M E_x(0) \varepsilon_{xx}^{NL} = 0, \quad (51)$$

где вспомогательный параметр

$$M = \frac{K^2}{\varepsilon_a \beta^2 + \varepsilon_{xx} q_g \beta}, \quad (52)$$

а $E_x(0)$ – амплитуда электрического поля на границе в полупроводнике. При осуществлении предельного перехода $\chi_1, \chi_2 \rightarrow 0$ диагональные компоненты

тензора ДП (30) запишутся так же, как и для линейного случая: $\varepsilon_{xx}^{NL} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_s$. В уравнении (41) при этом исчезнут слагаемые, содержащие E_z^4 и его можно переписать в более простой форме:

$$\varepsilon_s E_z^2 + \left[\left(\frac{k_0}{\beta} \right)^2 \varepsilon_s^2 - \varepsilon_s \right] E_x^2 = 0. \quad (53)$$

2.6 Численный анализ

Для численного анализа характеристик поверхностных поляритонов в рассматриваемой системе в области длин волн $\Delta\lambda = 1 - 6$ мкм выбраны следующие параметры нанокompозита: для слоёв висмут-замещенного железо-иттриевого граната недиагональная компонента ДП $\varepsilon_a \approx \lambda n_1 \theta_F / \pi$, где показатель преломления $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1} = 2.33$ [131]. Поскольку угол Фарадея сильно зависит от содержания конкретной примеси и меняется в рассматриваемой области длин волн незначительно [4, 132-133], то без потери общности можно считать угол вращения плоскости поляризации (Фарадея) постоянным: $\theta_F \approx 50$ рад/см [134]. Для гадолиний-галлиевого граната ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) можно считать ДП постоянной и равной $\varepsilon_2 \approx 3.6$ [135]. Толщины нанослоёв выбраны следующими: $l_1 = 400$ нм, $l_2 = 100$ нм.

В качестве полупроводника выбран легированный антимонид индия n-InSb с концентрацией электронов $n = 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³, имеющий значения параметров нелинейности (нелинейно-оптической восприимчивостей 3-го порядка) $\chi_1 = \chi_2 = 0.01$ см³/эрг [136]. Благодаря сравнительно большому значению параметров нелинейности, вклад χE^2 в ДП оказывается заметным при полях порядка десятков единиц СГСЭ.

Дисперсионное соотношение (51) в общем случае имеет четыре решения, которым на представленных далее зависимостях отвечают ветви 1-4 (сплошные кривые). Ветвям 1 - 4 (штрих-пунктирные линии) соответствуют решения

дисперсионного уравнения для линейных ПП, т.е. соотношения (19). Пунктирные линии A_1 и A_2 в областях $\beta > 0$ и $\beta < 0$ отвечают линейной зависимости $\omega = c\beta / \sqrt{\varepsilon_\perp}$ (т.е. случаю $q_g = 0$) и соответствуют объёмным волнам в НКС. Кривые C_1'' и C_2'' , получены из решения уравнения

$$-B + \sqrt{B^2 - 4AC} = 0. \quad (54)$$

При этом в формуле (43) поле $E_z = 0$. Кривые C_1'' и C_2'' ограничивают ветви $3''$ и $4''$ в точках пересечения с линиями A_1 и A_2 и имеют нули на частоте

$$\omega_s = \omega_p \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty + \chi_1 E_x^2(0)}}. \quad (55)$$

На рис. 3 изображены зависимости частоты от константы распространения $\omega(\beta)$, полученные при различных значениях величины $E_x(0) = 5$ и 10 (эрг/см³)^{1/2} (рис. 3а и 3б). Из рис. 3 следует, что при малых значениях $E_x(0)$ решения дисперсионного уравнения для линейного (1 и 2) и нелинейного в «двуосном» приближении (1'' и 2'') случаев почти совпадают (рис. 3а). При этом асимптоты C_1, C_1'' и C_2, C_2'' очень близки (см. вставку на рис. 3), а значение ω_s стремится к ω_p . Из соотношения (55) следует, что переход к линейному случаю осуществляется при $E_x(0) \rightarrow 0$ или $\chi_1 \rightarrow 0$. Двукратный рост значения $E_x(0)$ приводит к существенному увеличению разницы между высокочастотными ветвями 3 и 3'', 4 и 4'' (рис. 3б). Линии C_1 и C_2 отвечают уравнению $\omega = c\beta / \sqrt{\varepsilon_s}$ и пересекают ось ординат на частоте ω_p .

Низкочастотные ветви 1'' и 2'', отвечающие положительным и отрицательным значениям β , ограничиваются сверху частотами ω_1 и ω_2 ($\omega_1 < \omega_2$) соответственно. Область существования высокочастотных ветвей 3'' и 4'' ограничена снизу частотами ω_3 и ω_4 ($\omega_4 < \omega_3$) соответственно.

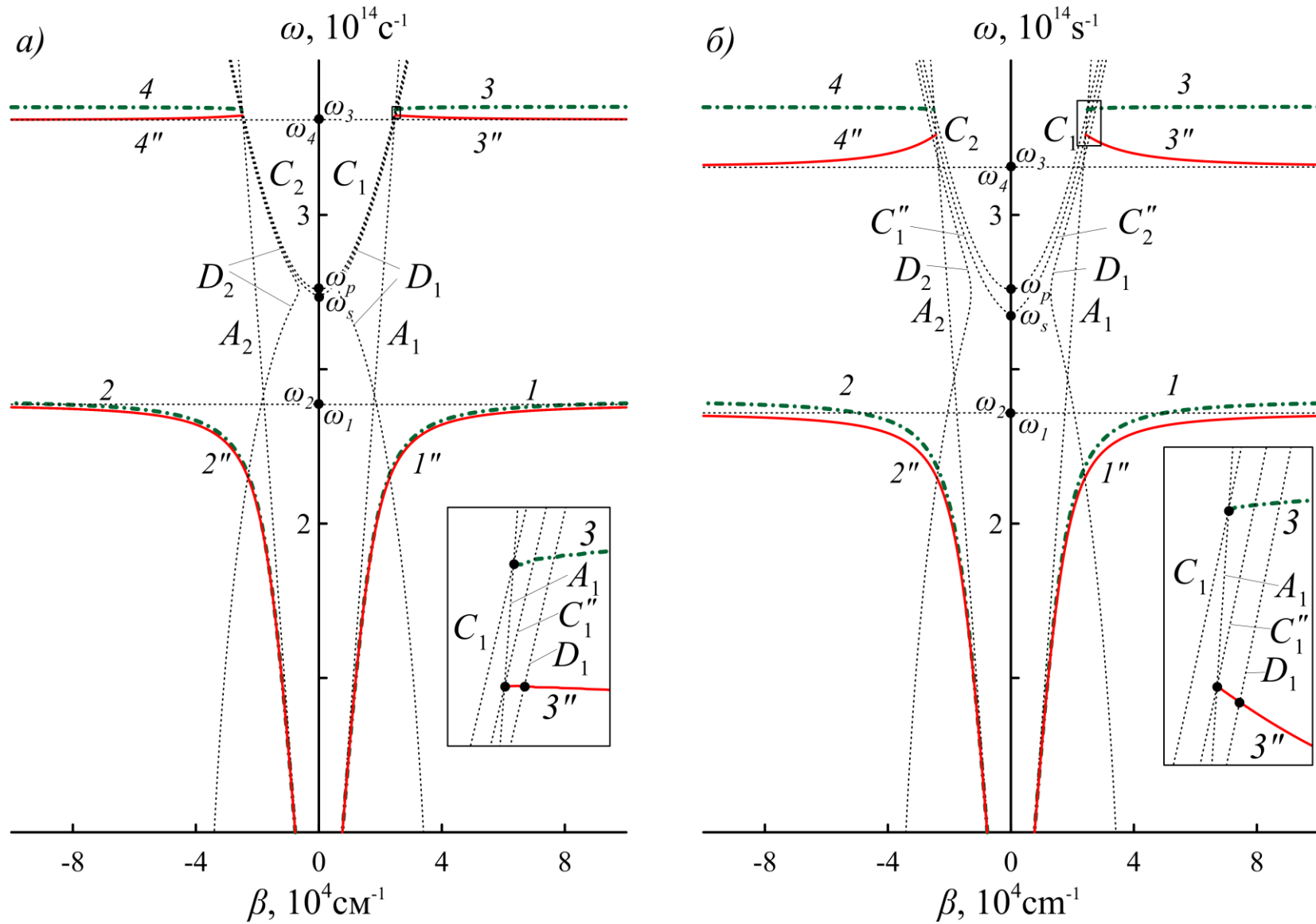


Рис. 3. Дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для ПП при $E_x(0) = 5 \text{ (эрг/см}^3)^{1/2}$ (а) и $10 \text{ (эрг/см}^3)^{1/2}$ (б)

Значения асимптотических частот $\omega_{1,2,3,4}$ определяются из уравнений

$$\varepsilon_{xz} E_z(0) \pm E_z(0) \sqrt{\varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx}} + E_x(0) \varepsilon_{xx}^{NL} = 0, \quad (56)$$

где знак « \pm » отвечает случаям $\beta \rightarrow \pm\infty$. Величина $E_z(0)$ рассчитывается с помощью выражения (43), где знаки «+» и «-» под корнем (перед дискриминантом) отвечают высокочастотным и низкочастотным решениям дисперсионного соотношения соответственно, а знаки «+» и «-» перед общим квадратным корнем отвечают областям $\beta > 0$ и $\beta < 0$ для низкочастотных ветвей и областям $\beta < 0$ и $\beta > 0$ для высокочастотных ветвей соответственно.

Штриховые линии D_1 и D_2 соответствуют решениям уравнения $\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{xx}^{NL} = 0$,

где

$$\varepsilon_{xx}^{NL} = \varepsilon_s + \chi_1 |E_x(0)|^2 + \chi_2 |E_z(0)|^2, \quad (57)$$

причём параметр $E_x(0)$ задан, а величина $E_z(0)$ рассчитывается с помощью выражения (43) (как частное решение уравнения (41)):

$$E_z(0) = \pm \sqrt{\frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}}. \quad (58)$$

Именно это выражение при подстановке в дисперсионное соотношение (51) даёт высокочастотные ветви 3 и 4.

Из-за слабой гиротропии и малости компоненты ε_{xz} тензора ДП НКС асимметрия дисперсионных кривых с разными по знаку величинами β практически незаметна ($\omega_1 \approx \omega_2$, $\omega_3 \approx \omega_4$), хотя имеет место и определяет невзаимный характер распространения ПП. О невзаимном характере распространения ПП можно судить, исходя из различия между значениями асимптотических частот для дисперсионных кривых с разными по знаку величинами β ($\omega_1 = 2,3991 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\omega_2 = 2,3996 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для $E_x(0) = 5 \text{ (эрг/см}^3)^{1/2}$).

Важно отметить, что увеличение интенсивности электромагнитной волны в системе с нелинейностью не приводит к изменению невзаимности дисперсионных свойств ПП. При стремлении $\omega \rightarrow \omega_{1,2,3,4}$ имеет место существенное замедление

ПП, поскольку его групповая скорость $v_g = d\omega/d\beta \rightarrow 0$. Важным следствием нелинейности является тот факт, что групповая скорость для высокочастотных ПП 3" и 4" оказывается отрицательной: $v_g < 0$, как видно на вставке.

На рис. 4 изображены спектры $\omega(\beta)$, полученные для значений величины $E_x(0)=15$ и 17 (эрг/см³)^{1/2} (рис. 4а и 4б). Из рисунка следует, что с увеличением значения электрического поля на границе $E_x(0)$ диапазон существования высокочастотных ПП увеличивается, но начинает ограничиваться снизу частотой ω_p . На этой частоте происходит изменение знака линейной части ДП ε_s : при $\omega < \omega_p$ величина ε_s отрицательна, а при $\omega > \omega_p$ – положительна. Знак ε_s влияет на вид профиля поля $E_x(x)$ в полупроводнике, который находится при численном интегрировании выражения (50). В пределе $x \rightarrow \infty$ должно выполняться условие затухания электрического поля $E_x \rightarrow 0$, которое является ключевым критерием выбора решений дисперсионного соотношения (51). В этом случае в уравнении (41) коэффициент $C = 0$, а $B = \varepsilon_s$. Анализ показывает, что выполнение указанного условия при расчете (50) будет зависеть от знака ε_s и от знака под корнем (перед дискриминантом) в выражении (41). При этом условию затухания будут удовлетворять только те решения, которые находятся выше ω_p для высокочастотных ветвей и ниже ω_p для низкочастотных ветвей.

Для низкочастотных ПП (ветви 1" и 2") в сильном электрическом поле возникает отсечка, обусловленная пересечением с асимптотами B_1 и B_2 , которые отвечают решениям уравнения:

$$\varepsilon_{xx}^{NL} + 2\chi_1 E_x^2(0) = 0. \quad (59)$$

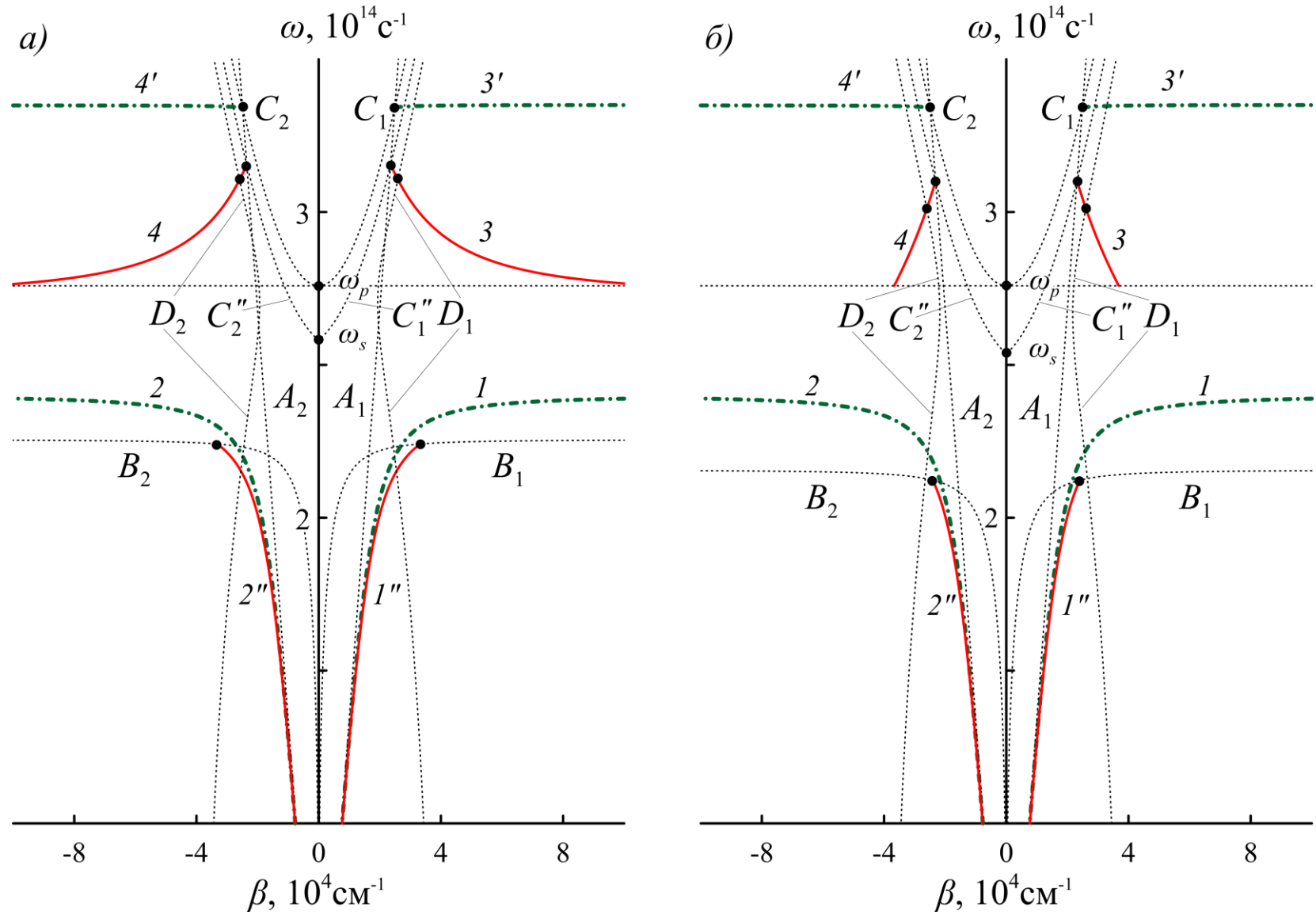


Рис. 4. Дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для ПП при $E_x(0) = 15 \text{ (эрг/см}^3)^{1/2}$ (а) и $17 \text{ (эрг/см}^3)^{1/2}$ (б)

При вычислении интеграла (50) необходимо выбрать «физические» решения, удовлетворяющих условию $E_x \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$. Это приводит к появлению асимптот B_1 и B_2 , ограничивающих низкочастотные ветви в «двуосном» приближении. Анализ показывает, что отсечка для ветвей 1'' и 2'' наступает при значении поля $E_x(0) > 13,1$ (эрг/см³)^{1/2}.

Высокочастотные ветви решений ДУ «двуосного» приближения ограничиваются снизу по частоте. Отсечка связана с тем, что с увеличением частоты и с ростом $E_x(0)$ числитель дроби в правой части выражения (50) меняет знак с отрицательного на положительный. Это, в свою очередь, влияет на конечный знак координаты x при построении профиля поля $E_x(x)$ в полупроводнике. При частотах, меньших частоты отсечки, $x > 0$ и амплитуда поля затухает с увеличением координаты. На частотах выше точки отсечки при интегрировании выражения (50) получаются решения, не имеющие физического смысла, поскольку искомая координата x становится отрицательной, т.е. ПП не распространяются. Следует отметить, что с увеличением значения $E_x(0)$ отсечка происходит на меньшей частоте.

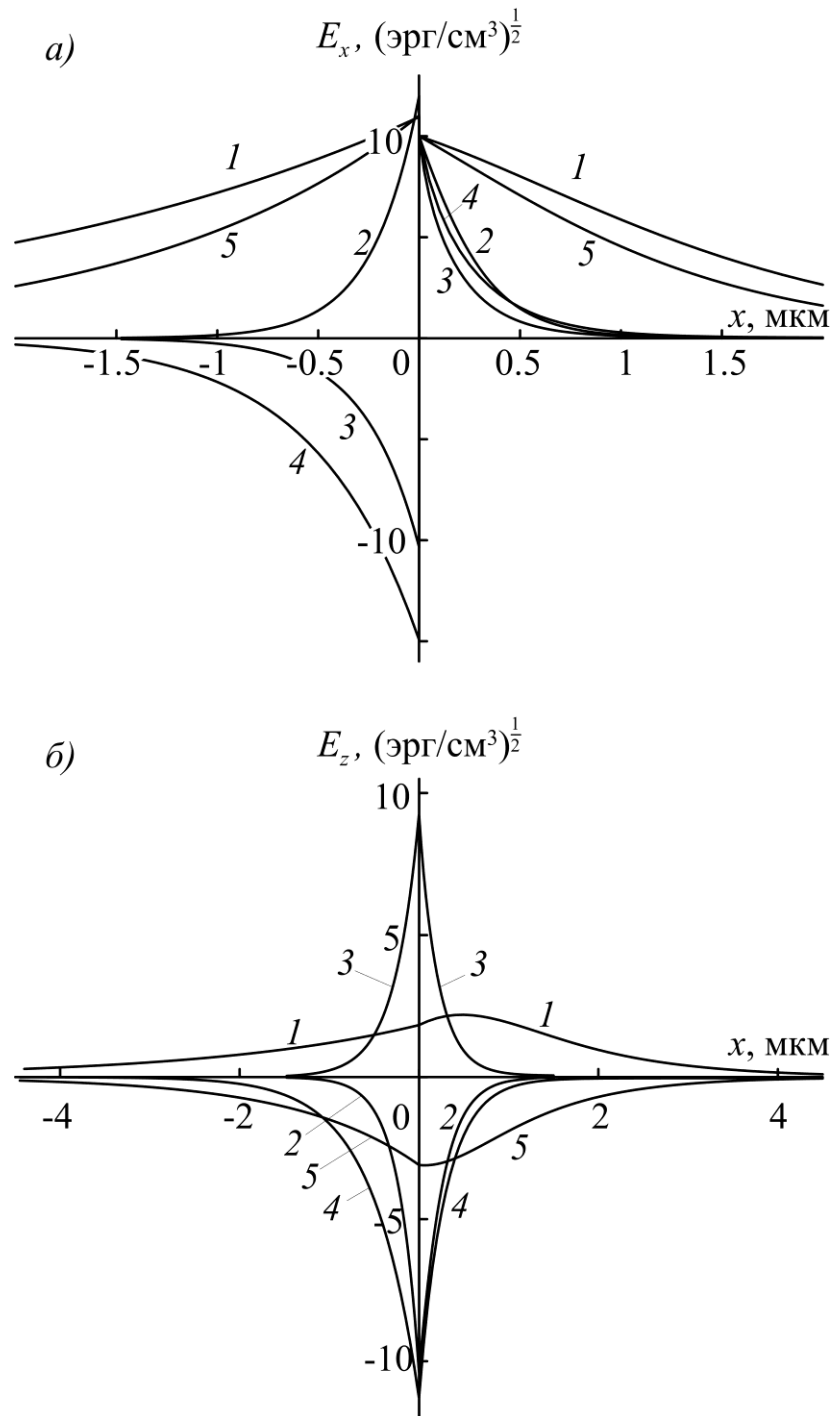


Рис. 5. Распределение поперечной (а) и продольной (б) компонент электрического поля ПП от координаты x . $E_x(0)=10 (\text{эрг/см}^3)^{1/2}$

На рис. 5 представлены пространственные распределения компонент электрического поля ТМ волны $E_x(x)$ (рис. 5а) и $E_z(x)$ (рис. 5б), полученные для «двуосного» приближения при значении амплитуды поля поверхностной волны в полупроводнике $E_x(0)=10 (\text{эрг/см}^3)^{1/2}$. Для каждой кривой в табл. 1 приведены

значения частоты, константы распространения, а также положение x_0 максимума амплитуды поля E_z .

Таблица 1. Параметры к рис. 5 и 6

Номер кривой	$\omega, 10^{14} \text{ с}^{-1}$	$\beta, \text{ см}^{-1}$	x_0 для $E_z(x)$ (рис. 5)
1	3.257	-24653.0	$x_0 > 0$
2	3.185	49128.4	$x_0 = 0$
3	2.293	40012.7	$x_0 = 0$
4	2.167	-25032.3	$x_0 = 0$
5	3.254	25317.6	$x_0 > 0$

Из рис. 5 видно, что распределения полей в НКС и нелинейной среде существенно меняется в зависимости от выбранной частоты и направления волны. Поле E_x в полупроводнике положительно во всех случаях, тогда как для низкочастотных ПП в НКС оно становится отрицательным (кривые 3,4 рис.5а). Поле E_z для прямых низкочастотных (кривая 3) и обратных высокочастотных (кривая 1) волн положительно в обеих средах, в то время как для прямых высокочастотных (кривые 2 и 5) и для обратных низкочастотных (кривая 4) волн поле E_z отрицательно в обеих средах. Важной особенностью кривых 1 и 5 на рис.5б является наличие максимума поля E_z , который не приходится на границу раздела НКС и полупроводника. ПП с подобным профилем волнового поля принято называть солитоноподобными [22, 23, 27, 29-30].

Точки пересечений линий кривых A_1 и 3, D_1 и 3, а также A_2 и 4, D_2 и 4 (жирные точки на рис.4 и вставки на рис.3) ограничивают область существования солитоноподобных волн в полупроводнике (кривые 1 и 5 на рис.5). При частотах меньших, чем частоты точек пересечения линий D_1 и 3, D_2 и 4, амплитуда поля E_z имеет максимум на границе раздела сред и затухает с увеличением x по модулю (кривая 2 на рис.5б). Низкочастотным ветвям 1'' и 2'' на рис. 3 и рис. 4

соответствуют только ПП, у которых максимум поля E_z приходится на границу раздела.

Максимум поля E_z в нелинейном полупроводнике может наблюдаться как у обратной волны ($x_0 = 0.48$ мкм, кривая 1), так и у прямой ($x_0 = 0.06$ мкм, кривая 5). В целом частотный диапазон существования солитоноподобных волн в полупроводнике расширяется с ростом значения поля $E_x(0)$.

На рис. 6 представлено пространственное распределение поперечной компоненты ТМ волны $H_y(x)$ (рис. 6а) и плотности потока энергии $S_z(x)$ (рис. 6б) по оси x , которая вычисляется по формуле

$$S_z = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(e_x h_y^*). \quad (60)$$

Отметим, что величина S_z может претерпевать разрыв на границе из-за отсутствия непрерывности компоненты E_x , несмотря на то, что обе тангенциальные компоненты поля электромагнитной волны E_z и H_y непрерывны.

Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 построены с использованием тех же параметров, что и для рис. 5, указанных в табл. 1. Из рисунка видно, что поведение H_y и S_z в НКС и нелинейной среде также, как и в случае с E_x и E_z , зависит от выбранной частоты и направления волны. Так, например, для прямых низкочастотных (кривая 3) и обратных высокочастотных (кривая 1) волн поле H_y отрицательно, в то время как для прямых высокочастотных (ветви 2 и 5) и для обратных низкочастотных (кривая 4) волн – положительно. Кривые 3 и 4, отвечающие низкочастотным ПП, имеют разные по знаку плотности потока энергии S_z в НКС и полупроводнике. Наиболее локализованными у границы разделы оказываются потоки энергии ПП для прямых высокочастотных и низкочастотных волн (кривые 2,3).

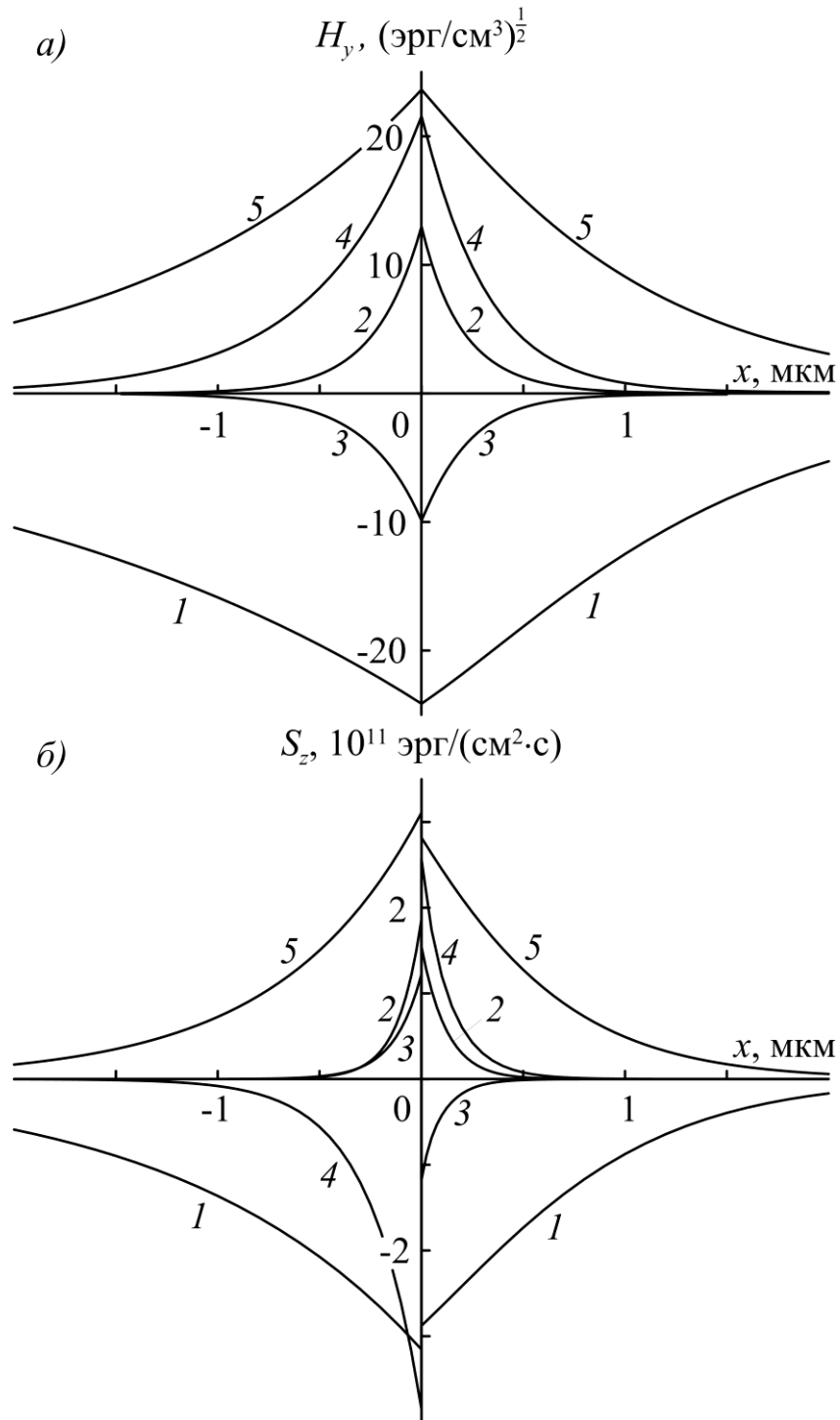


Рис. 6. Распределение магнитного поля ТМ волны (а) и z -компоненты вектора Умова-Пойнтинга (б) по оси x . $E_x(0) = 10 (\text{эрг}/\text{см}^3)^{1/2}$

На рис. 7 представлены зависимости асимптотических частот $\omega_{1,2,3,4}$ от величины поперечной компоненты электрического поля на границе раздела сред $E_x(0)$ в полупроводнике. Асимптоты ω_3 и ω_4 совпадают в пределах графической точности вследствие малой гиротропии исследуемой структуры и ограничиваются

частотой ω_p при критических значениях $E_x(0) = 14.796$ и 14.785 (эрг/см³)^{1/2} соответственно. Для величин $E_x(0)$, выше указанных, область существования высокочастотных ветвей $\omega(\beta)$ ограничивается снизу не величинами ω_3 и ω_4 , а величиной ω_p . В отличие от асимптот ω_3 и ω_4 , диапазон существования асимптот ω_1 и ω_2 на порядок меньше в выбранном интервале $E_x(0)$. Пунктирная линия является решением уравнения (55) при условии $\beta \rightarrow \pm\infty$ и ограничивает область существования асимптот ω_1 и ω_2 в точках B_1 и B_2 при $E_x(0) = 13.123$ и 13.113 (эрг/см³)^{1/2} соответственно (вставка на рис. 7).

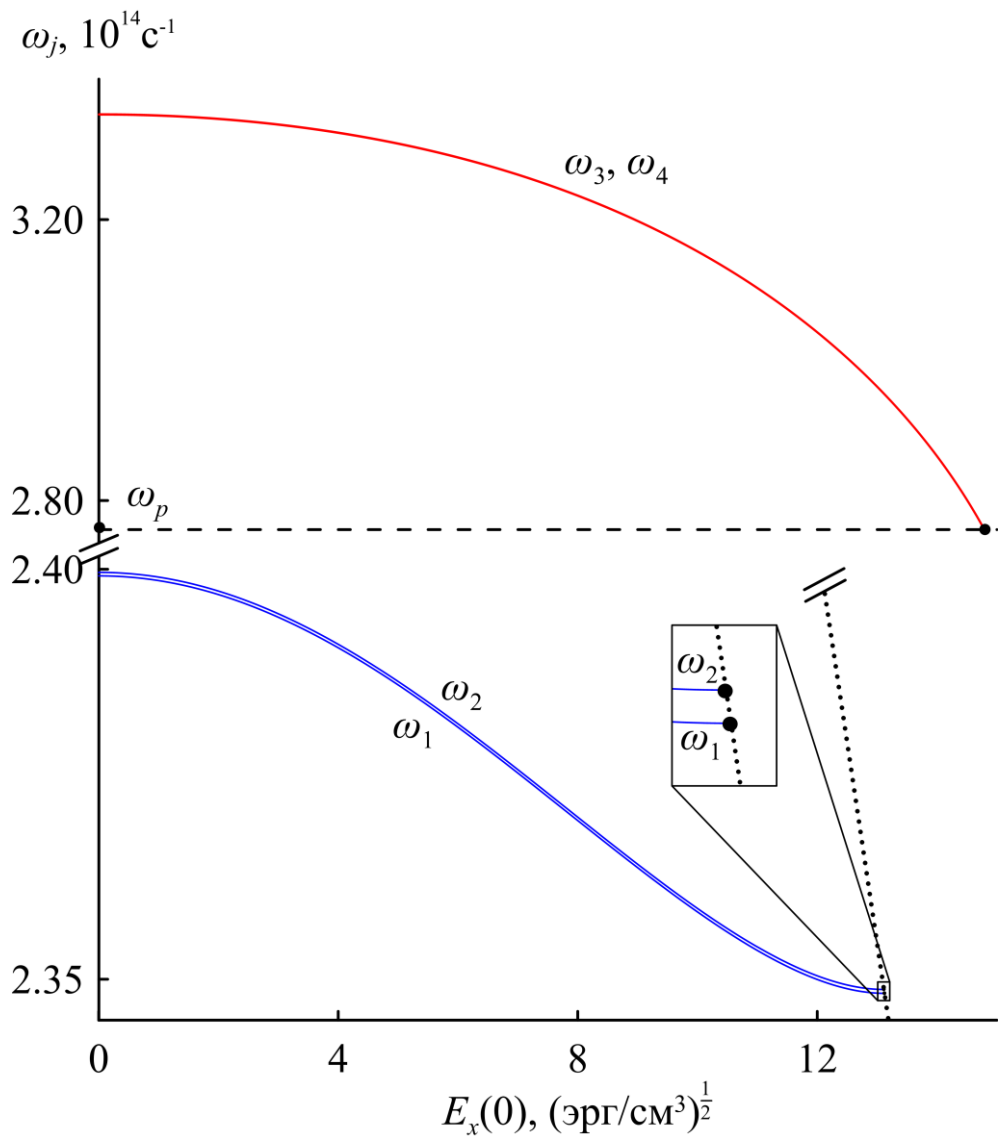


Рис. 7. Зависимости асимптотических частот ω_j ($j=1,2,3,4$) от величины поперечной компоненты электрического поля на границе

В целом, можно наблюдать тенденцию к уменьшению значения асимптотических частот для высоко- и низкочастотных ветвей с ростом $E_x(0)$.

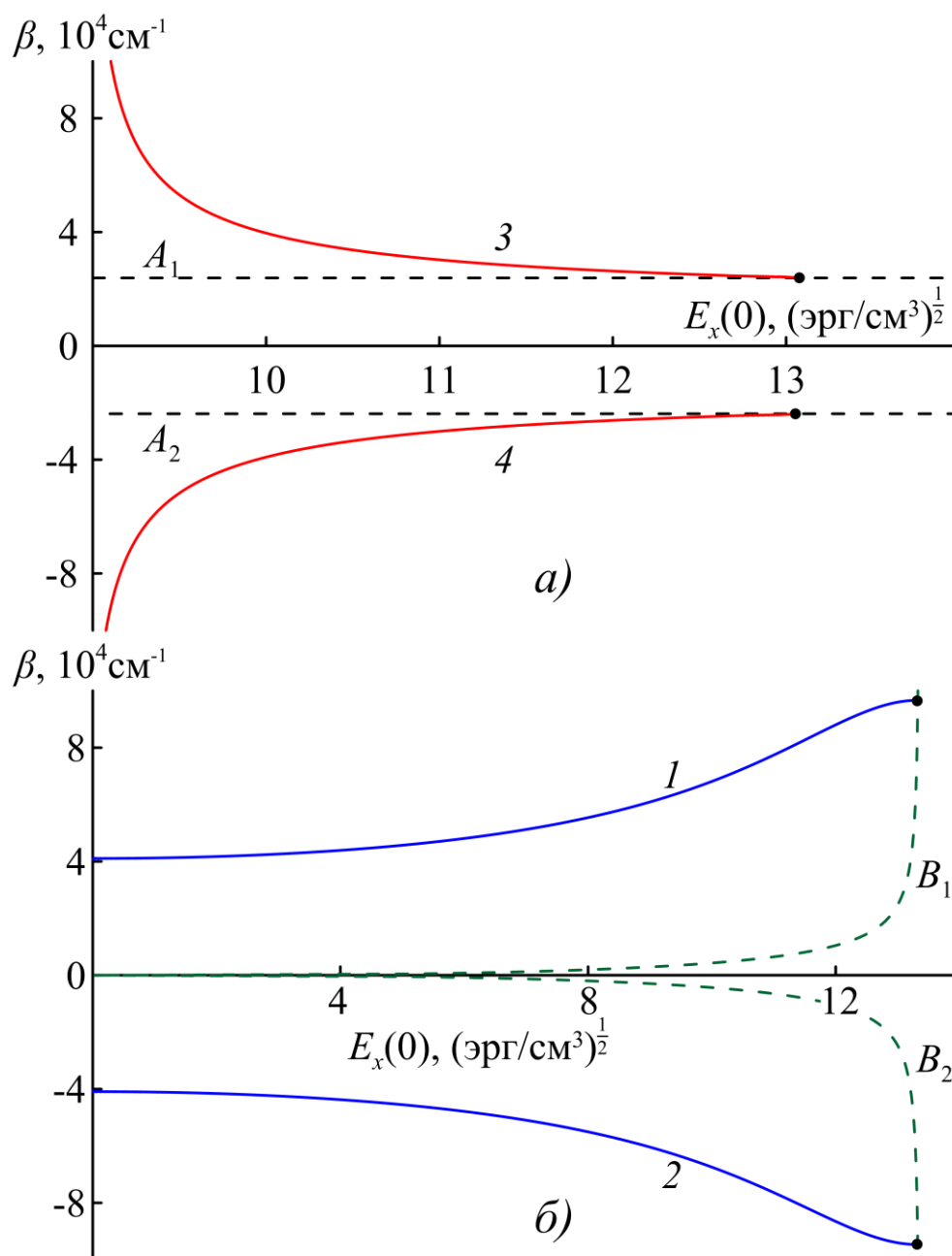


Рис. 8. Зависимости константы распространения от значения электрического поля на границе при фиксированных частотах $\omega = 3.2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ (а) и $\omega = 2.337 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ (б)

На рис. 8 представлены зависимости константы распространения β от величины $E_x(0)$ при фиксированных значениях частоты излучения. На рис. 8а приведены зависимости $\beta(E_x(0))$ высокочастотных решений дисперсионного

уравнения (51) при $\omega = 3.2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Из рисунка следует, что значение $|\beta|$ уменьшается с ростом значения поля $E_x(0)$. Ветви 3 и 4 ограничиваются в областях $\beta > 0$ и $\beta < 0$ в точках пересечения с линиями A_1 и A_2 (рис. 3 и 4), при значениях $E_x(0) = 13.06$ и 13.05 (эрг/см³)^{1/2} соответственно. На рис. 7б приведены зависимости $\beta(E_x(0))$ при $\omega = 2.337 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Для низкочастотных ПП, в отличие от высокочастотных, с ростом $E_x(0)$ значение $|\beta|$ увеличивается. Ветви 1 и 2 ограничиваются в точках пересечения с линиями B_1 и B_2 , отвечающим решениям уравнения (59), при значениях $E_x(0) = 13.3196$ и 13.3199 (эрг/см³)^{1/2} соответственно. При этом в диапазоне $9 < E_x(0) < 13$ (эрг/см³)^{1/2} величина $|\beta|$ высокочастотных ПП уменьшается почти в четыре раза, в то время как для низкочастотных ПП в том же диапазоне величина $|\beta|$ увеличивается, примерно, в полтора раза.

Поверхности, представленные на рис. 9 отображают изменение профилей дисперсионных кривых $\omega(\beta)$ (сплошные линии) в зависимости от величины электрического поля на границе в нелинейной среде $E_x(0)$. На рисунках 9а и 9б изображены спектральные профили высокочастотных ПП, на которых темные участки соответствуют областям существования солитоноподобных профилей распределения продольной компоненты электрического поля $E_z(x)$, т.е. максимум амплитуды поля расположен в нелинейной среде, в то время как светлые участки соответствуют областям, в которых максимум амплитуды поля $E_z(x)$ находится на границе раздела сред. Частотный диапазон существования высокочастотных ПП ограничен снизу значением ω_p (о чем упоминалось выше). Из рисунков 9а и 9б следует, что с ростом $E_x(0)$ спектральный диапазон высокочастотных ПП уменьшается, в то время как диапазон существования солитоноподобных ПП увеличивается, и при значениях $E_x(0) > 20$ (эрг/см³)^{1/2} высокочастотные ветви спектров $\omega(\beta)$ составляют только профили $E_z(x)$ солитоноподобного типа.

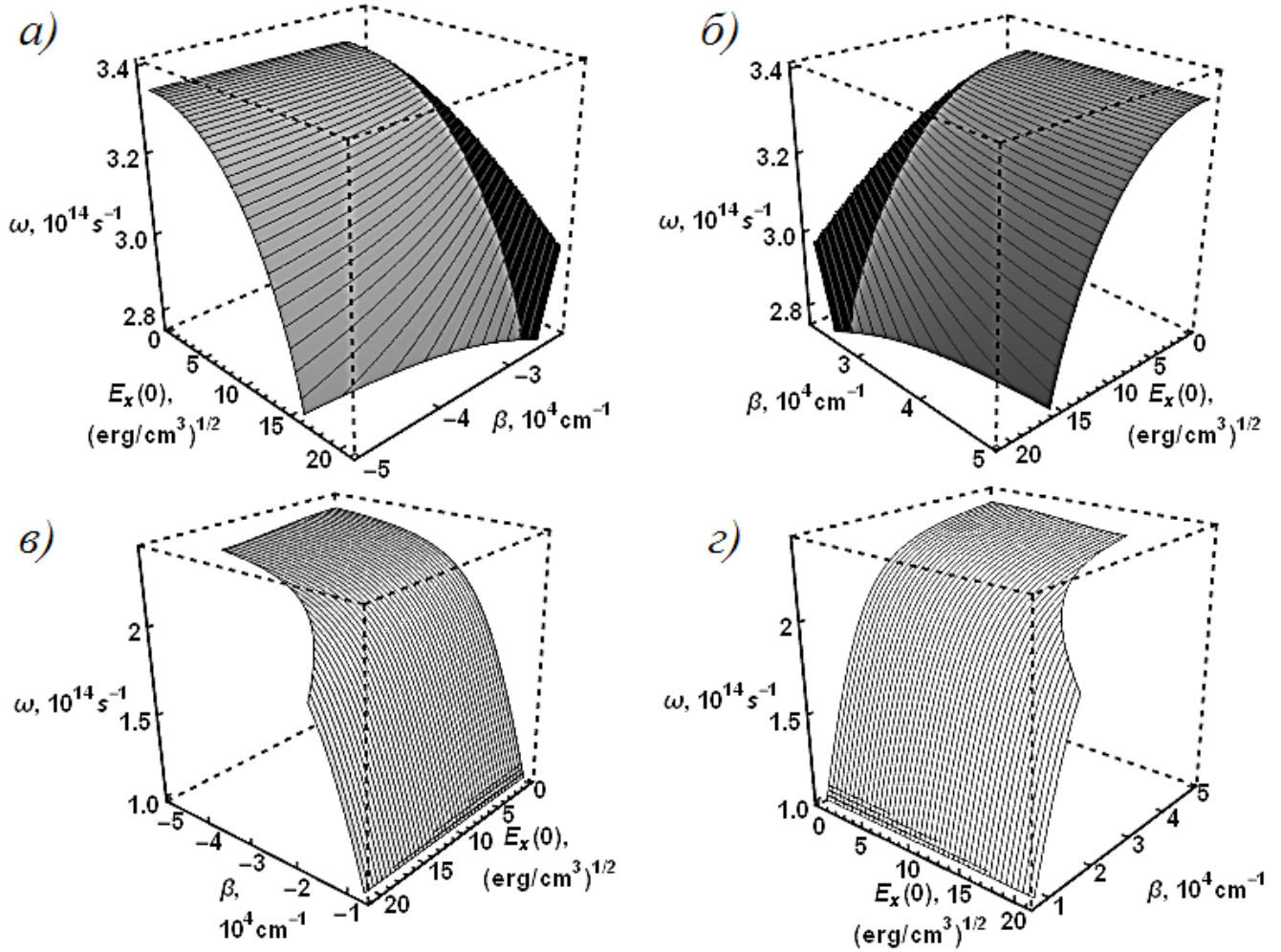


Рис. 9. Дисперсионные спектры в зависимости от величины поперечной компоненты электрического поля на границе в полупроводнике $E_x(0)$ для высокочастотных (а и б) и низкочастотных (в и г) решений ДУ (51). Затемнённые области соответствуют областям существования решений с солитоноподобными профилями распределения $E_z(x)$

На рисунках 9в и 9г изображены спектральные профили низкочастотных ПП. С ростом $E_x(0)$ происходит уменьшение значения асимптотических частот $\omega_{1,2}$ до точки, соответствующей критическому значению $E_x(0)$, выше которого низкочастотные ветви $\omega(\beta)$ начинают ограничиваться решениями уравнения (59). Профильные поверхности также ограничены со стороны меньших значений $|\beta|$ решениями уравнения $\omega = c\beta / \sqrt{\epsilon_{\perp}}$.

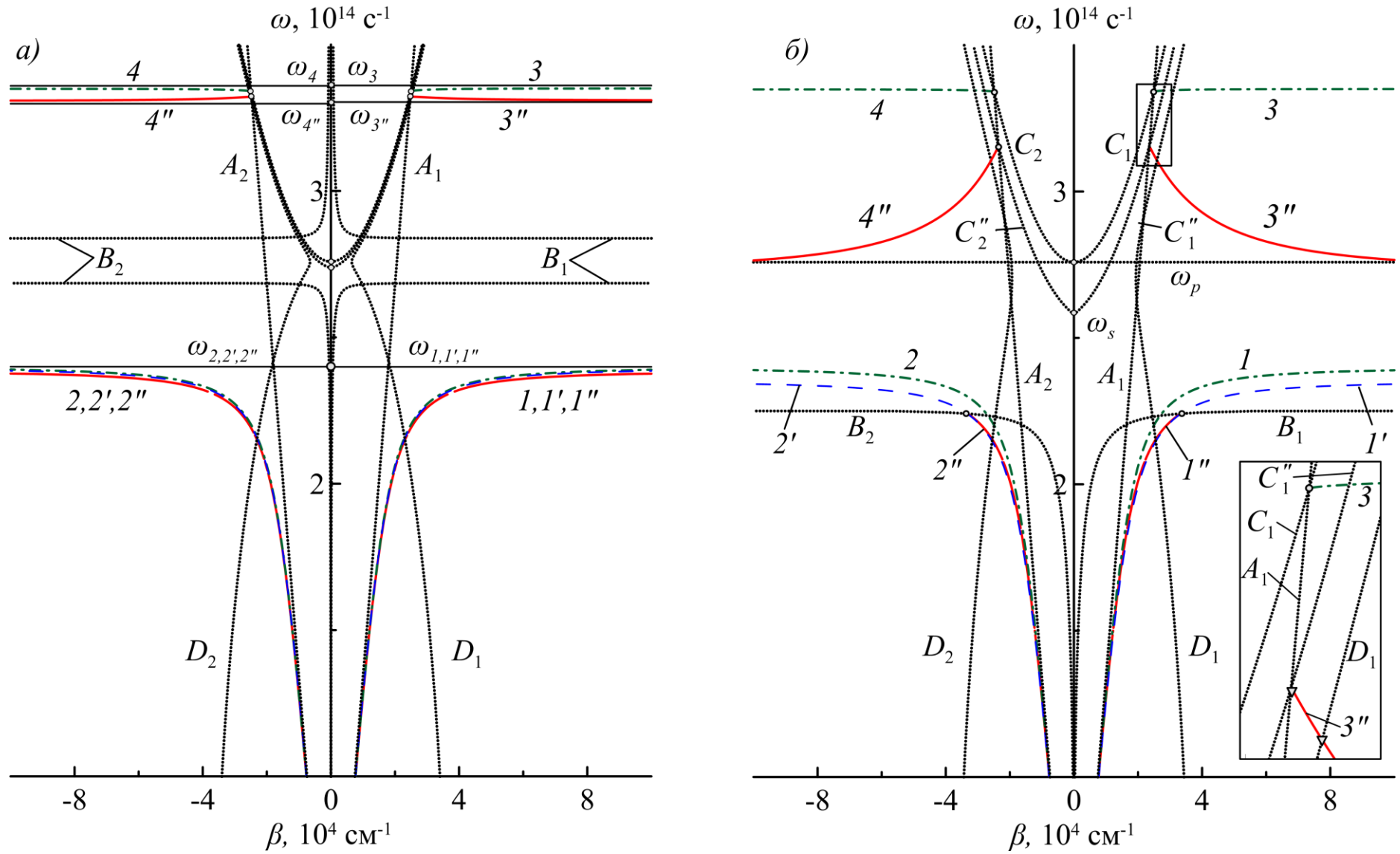


Рис. 10. Дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для ПП при $E_x = 5$ (а) и 15 ($\text{эрг}/\text{см}^3$)^{1/2} (б)

На рис. 10 изображены дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$, рассчитанные в рамках трёх описываемых подходов для значений величины $E_x(0) = 5$ и 15 (эрг/см³)^{1/2} (рис. 10а и 10б соответственно). Штрихпунктирные линии 1–4 отвечают решениям ДУ (19) для линейного случая, штриховые линии 1'–2' отвечают решениям ДУ (29) для «одноосного» приближения, сплошные линии 1''–4'' соответствуют решениям ДУ (51) для «двуосного» приближения. Все дисперсионные кривые ограничиваются асимптотами A_1 и A_2 . Объёмным волнам в полупроводнике в линейном и «одноосном» приближениях соответствуют асимптоты C_1 и C_2 (для них закон дисперсии следует из решения уравнения $q_s = 0$), а в «двуосном» приближении – асимптоты C_1'' и C_2'' , полученные из условия (54).

ДУ (19), (29) и (51) при $\beta \rightarrow \infty$ дают асимптоты ω_k ($k = 1, 2, 3, 4$), ω_l ($l = 1', 2'$) и ω_m ($m = 1'', 2'', 3'', 4''$) ограничивают дисперсионные кривые в линейном, «одноосном» и «двуосном» приближениях соответственно.

Как видно на рис. 10, низкочастотные ветви решений ДУ для «одноосного» (1' и 2') и «двуосного» (1'' и 2'') приближений практически совпадают как при малом значении поля $E_x(0)$ (рис. 10а), так и с его увеличением (рис. 10б), однако во втором случае происходит отсечка ветвей 1'' и 2''. В дисперсионных спектрах для «одноосного» приближения отсутствуют высокочастотные ветви, т.к. при выводе ДУ в данном подходе накладывалось условие $\varepsilon_s < 0$, т.е. действительные решения существуют только при $\omega < \omega_p$.

С ростом $E_x(0)$ диапазон существования высокочастотных ПП увеличивается, но ветви 3'' и 4'' начинают ограничиваться снизу частотой ω_p , что обусловлено указанным требованием «физичности» решений. В «одноосном» приближении данное требование выполняется во всём частотном диапазоне существования решений ДУ, а ветви 1' и 2' ограничиваются сверху асимптотическими частотами ω_1' и ω_2' (на рис. 10б не показаны).

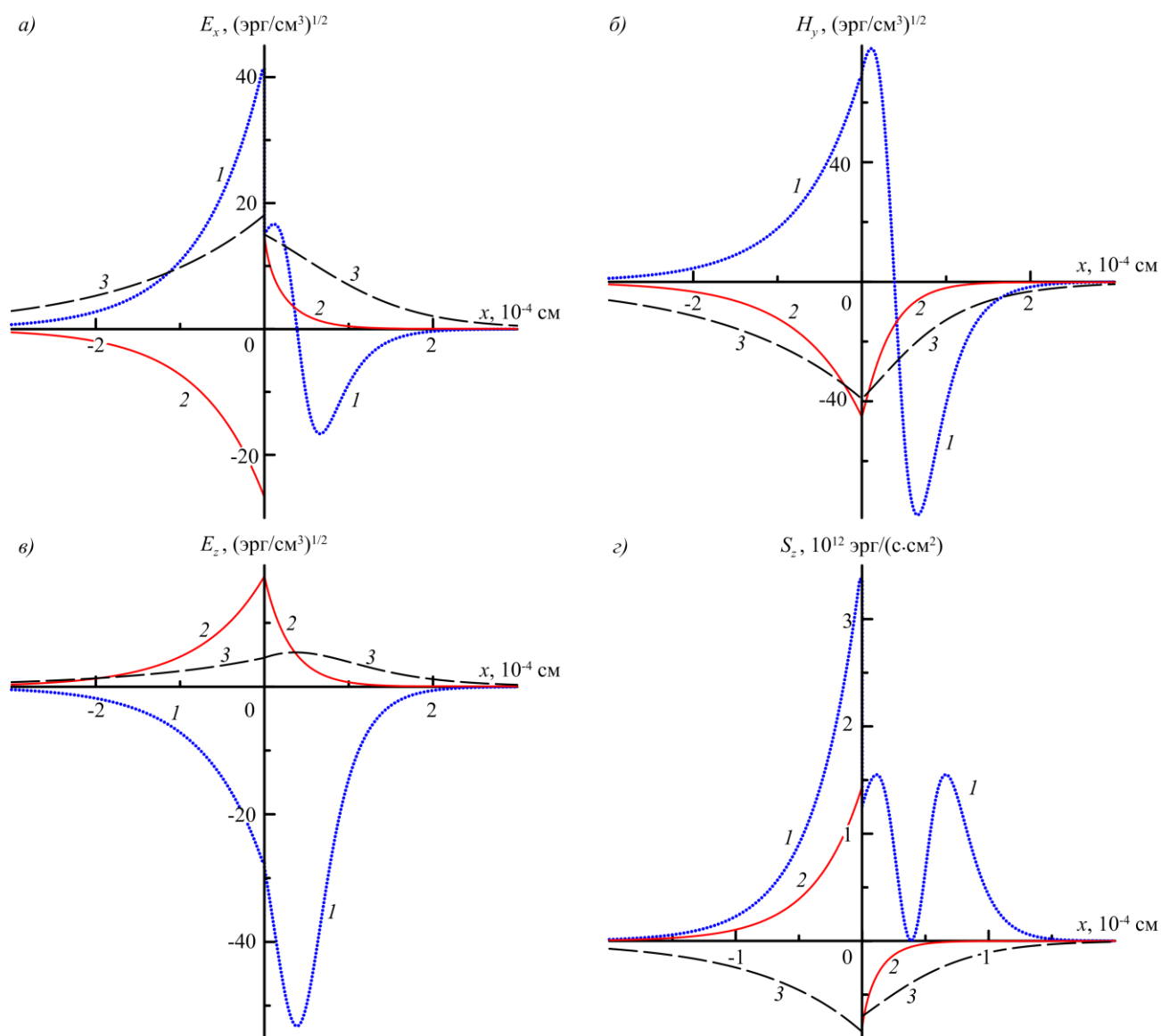


Рис. 11. Распределения компонент поля электромагнитной волны $E_x(x)$ (а), $H_y(x)$ (б), $E_z(x)$ (в) и продольной компоненты вектора Умова-Пойнтинга $S_z(x)$ (г) ПП ТМ-типа в «одноосном» и «двуосном» приближениях при $E_x = 15 (\text{эрг}/\text{см}^3)^{1/2}$. Нумерация кривых – в соответствии с табл.2

На рис. 11 представлены пространственные распределения компонент полей электромагнитной ТМ волны $E_x(x)$ (рис. 11а), $H_y(x)$ (рис. 11б), $E_z(x)$ (рис. 11в), а также продольной компоненты вектора Умова-Пойнтинга $S_z(x)$ (рис. 11г), полученные для значения амплитуды поля поверхностной волны в полупроводнике $E_x(0) = 15 (\text{эрг}/\text{см}^3)^{1/2}$. Плотность потока энергии $S_z(x)$ (рис. 11г) вычисляется по формуле (60).

В табл. 2 приведены частоты и соответствующие значения констант распространения β , используемые в расчётах, а также значение координаты x_0 .

Табл. 2. Параметры к рис. 11

Номер кривой (приближение)	$\omega, 10^{14} \text{ с}^{-1}$	$\beta, 10^4 \text{ см}^{-1}$	$x_0, 10^{-4} \text{ см}$
1 (одноосное)	2,0	2,0166	0,387026
2 (двуосное)	2,0	1,9735	0
3 (двуосное)	3,14	-2,4204	0,367874

Разрыв компоненты E_x происходит для всех случаев, однако для «двуосной» модели меняется знак (кривая 2 на рис.11а). Компонента $S_z(x)$ в этом случае также меняет знак. При этом величина и, соответственно, знак поля E_x на границе раздела ($x = 0+0$) остаются постоянными во всех случаях. Из рисунка видно, что знаки касательных компонент полей H_y и E_z не одинаковы в «одноосном» и «двуосном» приближениях: компонента H_y в «одноосном» приближении положительна в обеих средах и отрицательна в «двуосном», в то время как компонента E_z отрицательна в «одноосном» приближении и положительна в обеих средах в «двуосном» приближении (кривые 1 и 2 на рис.11б и 11в). Значения амплитуд полей, полученных в «одноосном» приближении приблизительно в два раза больше амплитуд, рассчитанных в «двуосном» приближении. Для низкочастотных ПП с увеличением координаты поле E_z , например, уменьшается до значений менее 1 (эрг/см³)^{1/2} при $x > 1,82$ мкм в «одноосном» приближении (кривая 1) и при $x > 0,87$ мкм в «двуосном» приближении (кривая 2). Высокочастотные ПП, в то же время, в «двуосном» приближении затухают более медленно: $E_z < 1$ (эрг/см³)^{1/2} при $x > 2,13$ мкм (линия 3 на рис. 11в). Схожую картину можно наблюдать для компонент E_x и H_y , а также для потоков S_z .

Отличительной чертой «одноосного» приближения является наличие ярко-выраженного пика распределения компоненты E_z (линия 1 на рис. 11б), координата которого рассчитывается как

$$x_0 = \text{ArcCosh} \left[\left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4q_s^2 E_{x0}^2}{A^2 \beta^2}} \right) \right\}^{-1/2} \right] / q_s. \quad (61)$$

ПП с подобным профилем волнового поля принято называть солитоноподобными [22-23, 28, 29-30]. Профильные функции H_y и E_x , в отличие от E_z , имеют тангенциальную зависимость от x (см. систему (23)), вследствие чего координата x_0 соответствует положению узла в распределениях этих компонент. Таким образом, точке x_0 в полупроводнике соответствует максимум поля E_z , в то время как компоненты H_y , E_x и S_z равны нулю. Компоненты E_x и H_y с увеличением координаты достигают максимума, затем переходят через ноль и достигают минимума, после чего затухают, а распределение S_z в этом случае имеет два максимума (кривая 1 на рис. 11а, 11б и 11г). В «двуосном» приближении солитоноподобные профили распределения $E_z(x)$ имеют только высокочастотные ПП (кривая 3 на рис. 11б). Область существования солитоноподобных ПП в «двуосном» приближении ограничивается асимптотами $A_{1,2}$ и $D_{1,2}$ и выделена треугольниками на вставке на рис. 10б. Координаты максимумов поля $E_z(x)$ приведены в табл. 2

2.7 Основные результаты и выводы

1. Поверхностные поляритоны ТМ-типа в структуре «нелинейный полупроводник (n-InSb) – НКС», в которой НКС состоит из чередующихся слоев висмут-содержащего феррит-граната (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) и гадолиний-галлиевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$), а нелинейная часть тензора ДП полупроводника описывается с помощью «двуосной» модели, возникают на коротковолновой границе среднего ИК-диапазона при положительных значениях диэлектрической постоянной обеих (на частотах выше плазменной в полупроводнике), в отличие от «одноосного» подхода, при котором ПП ТМ-типа

в данной структуре могут существовать только в низкочастотной области спектра. Показана возможность управления дисперсионными спектрами, степенью локализации, групповой скоростью поверхностных ТМ-поляритонов за счёт варьирования интенсивности ПП на границе.

2. Распределения продольной компоненты вектора напряжённости электрического поля в нелинейном полупроводнике (n-InSb) имеют солитоноподобный профиль как в «одноосном», так и в «двуосном» приближении. Область существования решений ДУ для данной системы, отвечающих солитоноподобным профилям, увеличивается с ростом поперечной компоненты вектора напряжённости электрического поля на границе в полупроводнике. Продемонстрирована непригодность «одноосной» модели при построении полей и потоков ПП в исследуемой структуре вследствие значительного различия в распределениях компонент электромагнитного поля поверхностных ТМ-поляритонов полученных с помощью «одноосной» и «двуосной» моделей.

Глава 3. Гибридная магнитная четырехслойная волноводная структура

3.1. Геометрия волноводной структуры

Рассмотрим планарную четырехслойную волноводную структуру, состоящую из: подложки из диоксида кремния (SiO_2), магнитооптической пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ, $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) толщиной L_1 и слоя нанокompозита толщиной L_2 . В качестве четвертого (покровного) слоя выступает вакуум, хотя может быть использован воздух. Нанокompозит представляет собой одномерную многослойную периодическую структуру с периодом $d = d_{\text{ГГГ}} + d_{\text{TiO}_2}$, которая состоит из чередующихся слоев галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) и диоксида титана (TiO_2) с толщинами $d_{\text{ГГГ}}$ и d_{TiO_2} соответственно. В рассматриваемой геометрии слои планарной структуры ($\text{SiO}_2/\text{ЖИГ}/(\text{ГГГ}/\text{TiO}_2)^N/\text{вакуум}$ (где N – количество периодов нанокompозита) расположены в плоскости yz , а ось x перпендикулярна слоям структуры, как показано на рис. 12. Электромагнитная волна распространяется вдоль оси z , экспоненциально затухая в каждом слое в направлении оси x . Пусть плёнка ЖИГ намагничена до насыщения, а вектор намагниченности \mathbf{M} направлен вдоль оси y и поперечен направлению распространения волны. Такая геометрия соответствует поперечной магнитооптической конфигурации, и в данном случае электромагнитные волны в слое ЖИГ разделяются на независимые ТЕ- и ТМ-моды [4].

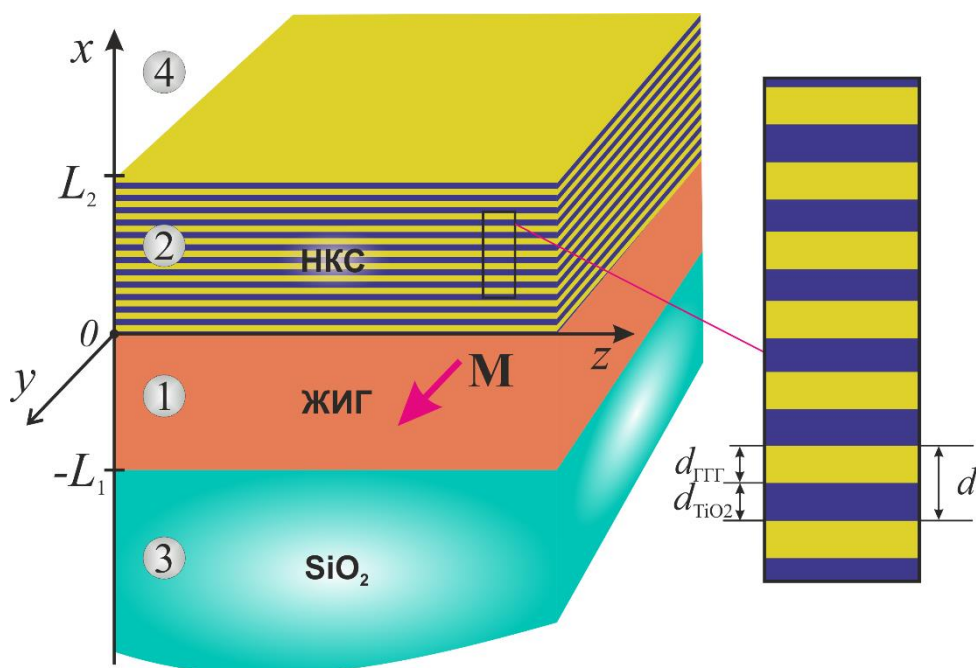


Рис. 12. Геометрия четырёхслойной направляющей структуры: слой 1 – ЖИГ; слой 2 – НКС; слой 3 – SiO_2 подложка; слой 4 – вакуум

3.2 Волноводный слой 1 (ЖИГ). Тензоры ДП и МП

Известно, что ЖИГ обладает высоким коэффициентом пропускания (окном прозрачности) в ближней ИК-области [4, 133] и проявляет бигиротропные свойства (т.е. обладает одновременно как электрической гиротропией, так и магнитной), так что тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей $\hat{\epsilon}_{\text{ЖИГ}}$ и $\hat{\mu}_{\text{ЖИГ}}$ содержат ненулевые недиагональные компоненты [137]. В данном случае, в линейном магнитооптическом приближении тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют вид [120]:

$$\hat{\epsilon}_{\text{ЖИГ}} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & i\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ -i\epsilon_a & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}_{\text{ЖИГ}} = \begin{pmatrix} \mu_1 & 0 & i\mu_a \\ 0 & \mu_1 & 0 \\ -i\mu_a & 0 & \mu_1 \end{pmatrix}. \quad (61)$$

Из уравнений Максвелла получим соотношения между компонентами электрического и магнитного полей электромагнитной волны.

3.3. Волновые поля в слое ЖИГ (ТЕ-поляризация)

В случае ТЕ-поляризации соотношения между компонентами полей в слое ЖИГ запишутся следующим образом:

$$H'_z + i\beta H_x = ik_0 \varepsilon_1 E_y, \quad (62a)$$

$$E'_y = -ik_0(\mu_1 H_x - i\mu_a H_z), \quad (62б)$$

$$\beta E_y = -k_0(\mu_1 H_x + i\mu_a H_z). \quad (62в)$$

Штрихом обозначена частная производная по x . Частная производная по z даёт множитель " $-i\beta$ ". Преобразуя систему (62), выразим компоненты магнитного поля ТЕ-волны через компоненту электрического поля E_y и её производную по x :

$$\begin{cases} H_x = \frac{1}{k_0 \mu_{\perp}} (\nu E'_y - \beta E_y), \\ H_z = \frac{i}{k_0 \mu_{\perp}} (E'_y - \beta \nu E_y). \end{cases} \quad (63)$$

Здесь $\nu = \mu_a / \mu_1$. Далее найдём вид профильной функции $E_y(x)$. Решая (62), получим:

$$E''_y + h_1^2 E_y = 0, \quad (64)$$

где

$$h_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 \mu_{\perp} - \beta^2, \quad (65)$$

$$\mu_{\perp} = \mu_1 - \frac{\mu_a^2}{\mu_1}. \quad (66)$$

h_1 – поперечная компонента волнового вектора в слое ЖИГ, а μ_{\perp} – поперечная магнитная проницаемость. Уравнение (64) – однородное линейное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами. Его решение будет иметь вид:

$$E_y = C \cos(h_1 x) + D \sin(h_1 x). \quad (67)$$

Подставим (67) в уравнения для компонент магнитного поля ТЕ-волны (63):

$$H_x = \frac{1}{k_0 \mu_{\perp}} \left[(\nu h_1 D - \beta C) \cos(h_1 x) - (\nu h_1 C + \beta D) \sin(h_1 x) \right], \quad (68)$$

$$H_z = \frac{i}{k_0 \mu_{\perp}} \left[(h_1 D - \beta \nu C) \cos(h_1 x) - (h_1 C + \beta \nu D) \sin(h_1 x) \right]. \quad (69)$$

Постоянные коэффициенты C и D определяются из граничных условий, а именно непрерывности нормальных компонент индукций и тангенциальных компонент напряжённостей электрического и магнитного полей.

3.4. Волновые поля в слое ЖИГ (ТМ-поляризация)

Уравнения Максвелла для ТМ-поляризованной волны примут вид:

$$H'_y = ik_0(\varepsilon_1 E_z - i\varepsilon_a E_x), \quad (70a)$$

$$\beta H_y = k_0(\varepsilon_1 E_x + i\varepsilon_a E_z), \quad (70б)$$

$$E'_z + i\beta E_x = ik_0 \mu_1 H_y. \quad (70в)$$

Преобразуя систему (70), выразим компоненты электрического поля ТМ-волны через компоненту магнитного поля H_y и её производную по x :

$$\begin{cases} E_x = \frac{1}{k_0 \varepsilon_{\perp}} (\beta H_y - \nu H'_y), \\ E_z = \frac{i}{k_0 \varepsilon_{\perp}} (\beta \nu H_y - H'_y). \end{cases} \quad (71)$$

Здесь $\nu = \varepsilon_a / \varepsilon_1$. Далее найдём вид профильной функции $H_y(x)$:

$$H''_y + h_1^2 H_y = 0, \quad (72)$$

где

$$h_1^2 = k_0^2 \varepsilon_{\perp} \mu_1 - \beta^2, \quad (73)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_a^2}{\varepsilon_1}. \quad (74)$$

h_1 – поперечная компонента волнового вектора ТМ-волны в слое ЖИГ, а ε_{\perp} – поперечная диэлектрическая проницаемость. Уравнение (72) – однородное линейное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами аналогичное уравнению (64), и его решение также будет иметь вид суммы косинуса и синуса:

$$H_y = C \cos(h_1 x) + D \sin(h_1 x). \quad (75)$$

Подставив (73) в уравнения для компонент электрического поля ТМ-волны (71), получим выражения для компонент электрического поля в слое ЖИГ:

$$E_x = \frac{1}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \left[(\beta C - \nu h_1 D) \cos(h_1 x) + (\beta D - \nu h_1 C) \sin(h_1 x) \right], \quad (76)$$

$$E_z = \frac{i}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \left[(\beta \nu C - h_1 D) \cos(h_1 x) + (h_1 C + \beta \nu D) \sin(h_1 x) \right]. \quad (77)$$

3.5 Волноводный слой 2 (НКС). Тензор ДП

Как указано выше, НКС состоит из чередующихся слоёв ГГГ и TiO_2 . Тензоры ДП немагнитных диэлектриков ГГГ и TiO_2 – диагональные: $\hat{\varepsilon}_{\text{ГГГ}} = \varepsilon_{\text{ГГГ}} \hat{I}$ и $\hat{\varepsilon}_{\text{TiO}_2} = \varepsilon_{\text{TiO}_2} \hat{I}$, где $\hat{I} = \delta_{ik}$, и δ_{ik} дельта-символ Кронекера. Для описания распространения электромагнитной волны в слое НКС будем использовать метод эффективной среды или эффективное приближение, которое позволяет рассматривать данную нанокompозитную среду как одноосный кристалл. Для этого положим, что при большом числе нанослоёв N , толщины нанослоёв достаточно малы по сравнению с длиной волны $d_{\text{ГГГ}}, d_{\text{TiO}_2} \ll \lambda$ (λ – длина волны). После процедуры усреднения компонент ДП, тензор эффективной ДП будет иметь вид:

$$\hat{\varepsilon}_{\text{NC}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (78)$$

с компонентами тензора, полученными с помощью выражений (2):

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{yy} = \frac{\Theta \varepsilon_{\text{ГГГ}} + \varepsilon_{\text{TiO}_2}}{\Theta + 1}, \quad \varepsilon_{xx} = \frac{\varepsilon_{\text{ГГГ}} \varepsilon_{\text{TiO}_2} (\Theta + 1)}{\Theta \varepsilon_{\text{TiO}_2} + \varepsilon_{\text{ГГГ}}}, \quad (79)$$

где $\Theta = d_{\text{ГГГ}} / d_{\text{TiO}_2}$ – соотношение между толщинами нанослоёв ГГГ и TiO_2 .

Магнитные проницаемости ГГГ, TiO_2 и, следовательно, нанокompозита равны единице ($\mu_2 = 1$).

Рассмотрим решение уравнений Максвелла для ЭМВ ТЕ- и ТМ-поляризации в НКС.

3.6. Волновые поля в слое НКС (ТЕ-поляризация)

Уравнения Максвелла для ЭМВ ТЕ-поляризации в НКС запишутся в виде:

$$H'_z + i\beta H_x = -ik_0 \varepsilon_{yy} E_y, \quad (80a)$$

$$E'_y = -ik_0 \mu_2 H_z, \quad (80б)$$

$$\beta E_y = -k_0 \mu_2 H_x, \quad (80в)$$

Решая систему (12), получим по аналогии со слоем ЖИГ:

$$\begin{cases} H_x = -\frac{\beta}{k_0 \mu_2} E_y, \\ H_z = \frac{i}{k_0 \mu_2} E'_y. \end{cases} \quad (81)$$

$$E''_y + h_2^2 E_y = 0, \quad (82)$$

$$E_y = A \cos(h_2 x) + B \sin(h_2 x), \quad (83)$$

где h_2 – поперечная компонента волнового вектора ТЕ-волны:

$$h_2^2 = k_0^2 \mu_2 \varepsilon_{yy} - \beta^2. \quad (84)$$

Подставим (83) в уравнения для компонент магнитного поля ТЕ-волны (81):

$$H_x = -\frac{\beta}{k_0 \mu_2} [A \cos(h_2 x) + B \sin(h_2 x)], \quad (85)$$

$$H_z = \frac{i}{k_0 \mu_2} [B h_2 \cos(h_2 x) - A h_2 \sin(h_2 x)]. \quad (86)$$

3.7. Волновые поля в слое НКС (ТМ-поляризация)

Уравнения Максвелла для ТМ-поляризованной волны примут вид:

$$H'_y = ik_0 \varepsilon_{zz} E_z, \quad (87a)$$

$$\beta H_y = k_0 \varepsilon_{xx} E_x, \quad (87б)$$

$$E'_z + i\beta E_x = ik_0\mu_2 H_y. \quad (87B)$$

Решение системы (87) аналогично решению системы (80):

$$H_y = A\cos(h_2x) + B\sin(h_2x). \quad (88)$$

$$E_x = \frac{\beta}{k_0\varepsilon_{xx}} [A\cos(h_2x) + B\sin(h_2x)], \quad (89)$$

$$E_z = \frac{i}{k_0\varepsilon_{zz}} [Ah_2\cos(h_2x) - Bh_2\sin(h_2x)]. \quad (90)$$

Однако здесь поперечная компонента волнового вектора ТМ-волны h_2 будет определяться следующим образом:

$$h_2^2 = \left(k_0^2\varepsilon_{xx}\mu_2 - \beta^2\right) \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}}. \quad (91)$$

3.8. Волновые поля в подложке и покровном слое (ТЕ- и ТМ-поляризации)

Материалы подложки (SiO_2) и покровной среды (вакуум) обладают скалярными ДП $\varepsilon_3, \varepsilon_4$ и единичными магнитными проницаемостями $\mu_3 = \mu_4 = 1$.

Компоненты поля ЭМВ ТЕ-поляризации в подложке примут вид:

$$E_y = G \cdot e^{px}, \quad (92)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{k_0\mu_3} E_y = -\frac{\beta}{k_0\mu_3} G \cdot e^{px}, \quad (93)$$

$$H_z = \frac{i}{k_0\mu_3} E'_y = \frac{i}{k_0\mu_3} pG \cdot e^{px}, \quad (94)$$

где

$$p^2 = \beta^2 - k_0^2\mu_3\varepsilon_3. \quad (95)$$

Компоненты ЭМВ ТЕ-поляризации в покровном слое примут вид:

$$E_y = F \cdot e^{-qx}, \quad (96)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{k_0\mu_4} E_y = -\frac{\beta}{k_0\mu_4} F \cdot e^{-qx}, \quad (97)$$

$$H_z = \frac{i}{k_0 \mu_4} E'_y = -\frac{i}{k_0 \mu_4} q F \cdot e^{-qx}, \quad (98)$$

где

$$q^2 = \beta^2 - k_0^2 \mu_4 \varepsilon_4. \quad (99)$$

Аналогично запишутся компоненты поля ЭМВ ТМ-поляризации.

В подложке:

$$H_y = G \cdot e^{px}, \quad (100)$$

$$E_x = \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_3} H_y = \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_3} G \cdot e^{px}, \quad (101)$$

$$E_z = -\frac{i}{k_0 \varepsilon_3} H'_y = -\frac{i}{k_0 \varepsilon_3} p G \cdot e^{px}. \quad (102)$$

В покровном слое:

$$H_y = F \cdot e^{-qx}, \quad (103)$$

$$E_x = \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_4} H_y = \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_4} F \cdot e^{-qx}, \quad (104)$$

$$E_z = -\frac{i}{k_0 \varepsilon_4} H'_y = \frac{i}{k_0 \varepsilon_4} q F \cdot e^{-qx}. \quad (105)$$

Здесь поперечные компоненты волнового вектора p и q для ТЕ- и ТМ-поляризации определяются одинаково.

3.9 Граничные условия, профильные функции (ТЕ-поляризация)

Чтобы вывести дисперсионное уравнение для рассматриваемой структуры, необходимо записать граничные условия, которыми являются равенства тангенциальных компонент электромагнитного поля ТЕ-волны ($E_y(x)$ и $H_z(x)$) на границах раздела между волноводными слоями ЖИГ и НКС ($x=0$), между подложкой и слоем ЖИГ ($x=-L_1$) и между покровным слоем и НКС ($x=L_2$):

$$E_y^{(1)}(0) = E_y^{(2)}(0), H_z^{(1)}(0) = H_z^{(2)}(0), \quad (106a)$$

$$E_y^{(1)}(-L_1) = E_y^{(3)}(-L_1), H_z^{(1)}(-L_1) = H_z^{(3)}(-L_1), \quad (106b)$$

$$E_y^{(2)}(L_2) = E_y^{(4)}(L_2), H_z^{(2)}(L_2) = H_z^{(4)}(L_2). \quad (106в)$$

Запишем профильные функции тангенциальных компонент электромагнитного поля ТЕ-волны $E_y(x)$ и $H_z(x)$ в каждом слое:

$$E_y(x) = \begin{cases} Fe^{-qx}, x > L_2 \text{ (воздух / покровный слой)}, \\ A \cos(h_2 x) + B \sin(h_2 x), 0 < x < L_2 \text{ (слой / НК)}, \\ C \cos(h_1 x) + D \sin(h_1 x), -L_1 < x < 0 \text{ (слой / ЖИГ)}, \\ Ge^{px}, x < -L_1 \text{ (подложка / SiO}_2\text{)}, \end{cases} \quad (107)$$

$$H_z(x) = \begin{cases} -\frac{i}{k_0 \mu_4} q F e^{-qx}, x > L_2 \text{ (воздух / покровный слой)}, \\ \frac{i}{k_0 \mu_2} [B h_2 \cos(h_2 x) - A h_2 \sin(h_2 x)], 0 < x < L_2 \text{ (слой / НК)}, \\ \frac{i}{k_0 \mu_1} \left[(D h_1 - \beta \nu C) \cos(h_1 x) - \right. \\ \left. - (C h_1 + \beta \nu D) \sin(h_1 x) \right], -L_1 < x < 0 \text{ (слой / ЖИГ)}, \\ \frac{i}{k_0 \mu_3} p G e^{px}, x < -L_1 \text{ (подложка / SiO}_2\text{)}. \end{cases} \quad (108)$$

Подставив записанные выше профильные функции (107) и (108) в граничные условия (106), выразим амплитудные коэффициенты B , C , D , F и G через коэффициент A . При $x = 0$ получим:

$$A \cos(h_2 \cdot 0) + B \sin(h_2 \cdot 0) = C \cos(h_1 \cdot 0) + D \sin(h_1 \cdot 0),$$

$$D = \frac{\beta \nu}{h_1} C + \frac{h_2 \mu_1}{h_1 \mu_2} B,$$

$$C = A,$$

Из условий (106в) при $x = L_2$:

$$F e^{-qL_2} = A \cos(h_2 L_2) + B \sin(h_2 L_2),$$

$$F e^{-qL_2} = \frac{1}{q} \frac{\mu_4}{\mu_2} [A h_2 \sin(h_2 L_2) - B h_2 \cos(h_2 L_2)],$$

$$B = A \cdot \frac{h_2 \tan(h_2 L_2) - \frac{\mu_2}{\mu_4} q}{\frac{\mu_2}{\mu_4} q \tan(h_2 L_2) + h_2},$$

$$F = A \cdot e^{qL_2} \left[\cos(h_2 L_2) + \frac{h_2 \tan(h_2 L_2) - \frac{\mu_2}{\mu_4} q}{\frac{\mu_2}{\mu_4} q \tan(h_2 L_2) + h_2} \sin(h_2 L_2) \right],$$

При $x = -L_1$ из условий (106б):

$$Ge^{-pL_1} = C \cos(h_1 L_1) - D \sin(h_1 L_1),$$

$$Ge^{-pL_1} = \frac{1}{p} \frac{\mu_3}{\mu_{\perp}} \left[(Dh_1 - \beta v C) \cos(h_1 L_1) + (Ch_1 + \beta v D) \sin(h_1 L_1) \right],$$

$$D = A \cdot \frac{p \frac{\mu_{\perp}}{\mu_3} - h_1 \tan(h_1 L_1) + \beta v}{h_1 + \frac{\mu_{\perp}}{\mu_3} p \tan(h_1 L_1) + \beta v \tan(h_1 L_1)},$$

$$G = A \cdot e^{pL_1} \left[\cos(h_1 L_1) - \frac{p \frac{\mu_{\perp}}{\mu_3} - h_1 \tan(h_1 L_1) + \beta v}{h_1 + \frac{\mu_{\perp}}{\mu_3} p \tan(h_1 L_1) + \beta v \tan(h_1 L_1)} \sin(h_1 L_1) \right],$$

Введём следующие обозначения:

$$C_1 = \frac{p\delta - h_1 \tan(h_1 L_1) + \beta v}{h_1 + \delta p \tan(h_1 L_1) + \beta v \tan(h_1 L_1)}, C_2 = \frac{h_2 \tan(h_2 L_2) - \sigma q}{\sigma q \tan(h_2 L_2) + h_2} \quad (109)$$

где $\sigma = \mu_2 / \mu_4$, $\tau = \mu_{\perp} / \mu_2$, $\delta = \mu_{\perp} / \mu_3$, $v = \mu_a / \mu_1$ для ТЕ-мод.

С учётом (109) соответствующие профильные функции примут вид:

$$E_y(x) = A \cdot \begin{cases} [\cos(h_2 L_2) + C_2 \sin(h_2 L_2)] e^{q(L_2 - x)}, & x > L_2 \text{ (воздух / покровный слой)}, \\ \cos(h_2 x) + C_2 \sin(h_2 x), & 0 < x < L_2 \text{ (слой / НК)}, \\ \cos(h_1 x) + C_1 \sin(h_1 x), & -L_1 < x < 0 \text{ (слой / ЖИГ)}, \\ [\cos(h_1 L_1) - C_1 \sin(h_1 L_1)] e^{p(L_1 + x)}, & x < -L_1 \text{ (подложка / SiO}_2\text{)}. \end{cases} \quad (110)$$

3.10 Граничные условия, профильные функции (ТМ-поляризация)

В случае ТМ-поляризации, тангенциальными компонентами электромагнитного поля волны будут $H_y(x)$ и $E_z(x)$:

$$H_y(x) = \begin{cases} Fe^{-qx}, x > L_2 \text{ (воздух / покровный слой)}, \\ A \cos(h_2x) + B \sin(h_2x), 0 < x < L_2 \text{ (слой / НК)}, \\ C \cos(h_1x) + D \sin(h_1x), -L_1 < x < 0 \text{ (слой / ЖИГ)}, \\ Ge^{px}, x < -L_1 \text{ (подложка / SiO}_2\text{)}, \end{cases} \quad (111)$$

$$E_z(x) = \begin{cases} \frac{i}{k_0 \varepsilon_4} q F e^{-qx}, x > L_2 \text{ (воздух / покровный слой)}, \\ \frac{i}{k_0 \varepsilon_{zz}} [A h_2 \sin(h_2x) - B h_2 \cos(h_2x)], 0 < x < L_2 \text{ (слой / НК)}, \\ \frac{i}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \left[(\beta \nu C - D h_1) \cos(h_1x) + \right. \\ \left. + (C h_1 + \beta \nu D) \sin(h_1x) \right], -L_1 < x < 0 \text{ (слой / ЖИГ)}, \\ -\frac{i}{k_0 \varepsilon_3} p G e^{px}, x < -L_1 \text{ (подложка / SiO}_2\text{)}. \end{cases} \quad (112)$$

Граничные условия в этом случае запишутся следующим образом:

$$H_y^{(1)}(0) = H_y^{(2)}(0), E_z^{(1)}(0) = E_z^{(2)}(0), \quad (113a)$$

$$H_y^{(1)}(-L_1) = H_y^{(3)}(-L_1), E_z^{(1)}(-L_1) = E_z^{(3)}(-L_1), \quad (113б)$$

$$H_y^{(2)}(L_2) = H_y^{(4)}(L_2), E_z^{(2)}(L_2) = E_z^{(4)}(L_2), \quad (113в)$$

По аналогии со случаем ТЕ-поляризации, выразив коэффициенты B , C , D , F , и G через A , получим выражения для профильных функций ТМ-волны в каждом слое:

$$H_y(x) = A \cdot \begin{cases} [\cos(h_2 L_2) + C_2 \sin(h_2 L_2)] e^{q(L_2-x)}, x > L_2 \text{ (воздух / покровный слой)}, \\ \cos(h_2 x) + C_2 \sin(h_2 x), 0 < x < L_2, \text{ (слой / НК)}, \\ \cos(h_1 x) + C_1 \sin(h_1 x), -L_1 < x < 0, \text{ (слой / ЖИГ)}, \\ [\cos(h_1 L_1) - C_1 \sin(h_1 L_1)] e^{p(L_1+x)}, x < -L_1, \text{ (подложка / SiO}_2\text{)}, \end{cases} \quad (114)$$

где

$$C_1 = \frac{p\delta - h_1 \tan(h_1 L_1) + \beta \nu}{h_1 + \delta p \tan(h_1 L_1) + \beta \nu \tan(h_1 L_1)}, C_2 = \frac{h_2 \tan(h_2 L_2) - \sigma q}{\sigma q \tan(h_2 L_2) + h_2}, \quad (115)$$

с соответствующими ТМ-поляризации коэффициентами $\sigma = \varepsilon_{zz}/\varepsilon_4$, $\tau = \varepsilon_{\perp}/\varepsilon_{zz}$, $\delta = \varepsilon_{\perp}/\varepsilon_3$, $\nu = \varepsilon_a/\varepsilon_1$.

3.11 Профильные функции и дисперсионные соотношения

Как можно видеть из полученных выражений (110) и (114), конечные формы профильных функций для ТЕ- и ТМ-мод, с учётом обозначений δ , ν , σ и τ , одинаковы.

Решая уравнения Максвелла с указанными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей каждого из слоев, запишем профильные функции электрического и магнитного полей для ТЕ- и ТМ-мод в структуре в окончательном виде. Поле электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси z можно записать в виде

$$\mathbf{F}(x, z) = \mathbf{F}(x)e^{i\beta z} \quad (116)$$

Тогда, тангенциальные компоненты векторной профильной функции (y -компонента электрического поля для ТЕ-мод и магнитного поля для ТМ-мод) будут иметь вид:

$$F_y(z) = A \cdot \begin{cases} \cos h_1 z + C_1 \sin h_1 z, & -L_1 \leq z \leq 0, \\ \cos h_2 z + C_2 \sin h_2 z, & 0 \leq z \leq L_2, \\ \left[\cos h_1 L_1 - C_1 \sin h_1 L_1 \right] e^{p(z+L_1)}, & z \leq -L_1, \\ \left[\cos h_2 L_2 + C_2 \sin h_2 L_2 \right] e^{-q(z-L_2)}, & z \geq L_2. \end{cases} \quad (117)$$

Здесь A – нормированная амплитуда, которая может быть найдена при интегрировании продольной компоненты вектора Умова-Пойнтинга [138]. Для того, чтобы оценить возможное (примерное) значение нормированного коэффициента A в системе (117), положим интенсивность входного (падающего) лазерного пучка равной $I = P / \pi r^2 \approx 10$ Вт/см², где $r = 0.01$ см – радиус пучка, а $P \approx 3$ мВт – выходная мощность лазера. Принимая во внимание геометрию структуры, предположим, что падающий лазерный пучок преобразуется в структуре в пятно в форме эллипса с площадью $\pi ab \approx \pi r^2$, где a и b – большая

(направленная вдоль оси y) и малая (вдоль оси z) оси эллипса. Таким образом, полагая $a \approx 0.1$ см и $b \approx 10$ мкм (т.е. примерную толщину и ширину общего суммарного волноводного слоя), мы получаем значение мощности на единицу длины вдоль оси y порядка 1 Вт/м, что согласуется со стандартными значениями (см., например, монографию А.Уарив [1]). Для ТЕ-моды нормировочный коэффициент

$$A^2 = 8\pi / (c \int_{-\infty}^{\infty} E_y H_x dz) \quad (118)$$

примет значение порядка 10^{-6} эрг/см³.

Поперечные компоненты волнового вектора в каждом слое определены как:

$$\begin{cases} h_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 \mu_{\perp} - \beta^2 & (\text{ТЕ-моды}), \\ h_1^2 = k_0^2 \mu_1 \varepsilon_{\perp} - \beta^2 & (\text{ТМ-моды}), \\ h_2^2 = k_0^2 \varepsilon_{yy} \mu_2 - \beta^2 & (\text{ТЕ-моды}), \\ h_2^2 = k_0^2 \varepsilon_{zz} \mu_2 - \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}} \beta^2 & (\text{ТМ-моды}), \\ p^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3 \mu_3, \\ q^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_4 \mu_4. \end{cases} \quad (119)$$

где $\sigma = \mu_2 / \mu_4$, $\tau = \mu_{\perp} / \mu_2$, $\delta = \mu_{\perp} / \mu_3$, $\nu = \mu_a / \mu_1$ для ТЕ-мод, и $\sigma = \varepsilon_{zz} / \varepsilon_4$, $\tau = \varepsilon_{\perp} / \varepsilon_{zz}$, $\delta = \varepsilon_{\perp} / \varepsilon_3$, $\nu = \varepsilon_a / \varepsilon_1$ для ТМ-мод, а $\mu_{\perp} = \mu_1 - \mu_a^2 / \mu_1$ и $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_1 - \varepsilon_a^2 / \varepsilon_1$ – поперечные магнитная и диэлектрическая проницаемости соответственно.

Дисперсионное уравнение, связывающее константу распространения β соответствующей волноводной моды с частотой излучения и параметрами волноводной структуры, может быть получено из условия непрерывности тангенциальных компонент полей на границах раздела сред, а именно из соотношений (106) и (113):

$$\frac{\beta \nu}{h_1} A + \tau \frac{h_2}{h_1} \frac{h_2 \tan(h_2 L_2) - \sigma q}{\sigma q \tan(h_2 L_2) + h_2} A - \frac{\delta p - h_1 \tan(h_1 L_1) + \beta \nu}{h_1 + \delta p \tan(h_1 L_1) + \beta \nu \tan(h_1 L_1)} A = 0 \quad (120)$$

Таким образом, запишем ДУ в виде:

$$\begin{aligned}
& \left[\delta\tau ph_2^2 + \sigma qh_1^2 + \beta\nu(\beta\nu\sigma q + \delta\sigma pq + \tau h_2^2) \right] \tan(h_1L_1) \cdot \tan(h_2L_2) + \\
& + h_2 \left[h_1^2 - \delta\sigma\tau pq + \beta\nu(\beta\nu + \delta p - \tau\sigma q) \right] \tan(h_1L_1) + \\
& + h_1(\tau h_2^2 - \delta\sigma pq) \tan(h_2L_2) - h_1h_2(\delta p + \sigma\tau q) = 0.
\end{aligned} \tag{121}$$

Подобное соотношение, но в другом виде и для негиротропной среды получено в [80-81], а в такой же форме для негиротропной среды приведено в работах [139-140]. В отсутствие слоя нанокompозита ($L_2 = 0$), уравнение (121) переходит в хорошо известное дисперсионное соотношение для стандартной трёхслойной структуры (см. [3, 67]).

3.12. Идентификация волноводных мод

Соотношение (121) не содержит в явном виде слагаемого, отвечающего за номер моды. Корнями уравнения (121) являются значения β , соответствующие всем модам, существующим на заданной частоте ω , где каждое значение β принадлежит одной собственной волне или моде. Следовательно, возникает задача идентификации моды при известном значении константы распространения β и частоты ω . Номеру моды будет соответствовать число узлов поперечного распределения профильной функции этой моды $F_y(x)$. Для того, чтобы определить число узлов электрического и магнитного полей для ТЕ- и ТМ-мод, перепишем профильные функции (117) для слоёв 1 и 2 в следующем виде:

$$\begin{cases} F_y(-L_1 \leq x \leq 0) = A \cdot \text{sign}(C_1) \sqrt{1 + C_1^2} \sin(h_1x + \varphi_1), \\ F_y(0 \leq x \leq L_2) = A \cdot \text{sign}(C_2) \sqrt{1 + C_2^2} \sin(h_2x + \varphi_2). \end{cases} \tag{122}$$

Здесь $\varphi_1 = \arctan(1/C_1)$ и $\varphi_2 = \arctan(1/C_2)$ – начальные фазы. Количество узлов распределения $F_y(x)$ можно определить следующим образом. Если в выбранном слое, например, в слое 1 (ЖИГ), начальная фаза φ_1 удовлетворяет условию $0 \leq \varphi_1 \leq |h_1L_1| - \pi \cdot \{ |h_1L_1| / \pi \}_{\text{int}}$ (индекс “int” обозначает целую часть), тогда количество узлов в слое будет равно

$$M_1 = \left\{ |h_1L_1| / \pi \right\}_{\text{int}} + 1. \tag{123}$$

Во всех других случаях число узлов меньше на 1:

$$M_1 = \left\{ \left| h_1 L_1 / \pi \right| \right\}_{\text{int}}. \quad (124)$$

Количество узлов в слое 2 (НКС) определяется подобным образом, но с учётом того, что слой 2 находится в области отрицательных значений оси x :

$$\begin{aligned} M_2 &= \left\{ h_2 L_2 / \pi \right\}_{\text{int}} + 1, \text{ if } \pi \cdot \left\{ h_2 L_2 / \pi \right\}_{\text{int}} - h_2 L_2 \leq \varphi_2 \leq 0, \\ M_2 &= \left\{ h_2 L_2 / \pi \right\}_{\text{int}}, \text{ во всех других случаях.} \end{aligned} \quad (125)$$

Таким образом, номер моды определяется как сумма узлов функции $F_y(x)$ в каждом слое:

$$M = M_1 + M_2. \quad (126)$$

3.13. Численный анализ

Для численного анализа соотношений, полученных выше, необходимо учесть дисперсионные зависимости показателей преломления материалов, составляющих структуру. Дисперсионные зависимости ЖИГ, SiO₂, ГГГ в ближнем ИК-диапазоне описываются формулой Зельмейера:

$$n_j^2 = 1 + \frac{A_1 \lambda^2}{\lambda^2 - B_1^2} + \frac{A_2 \lambda^2}{\lambda^2 - B_2^2} + \frac{A_3 \lambda^2}{\lambda^2 - B_3^2}. \quad (127)$$

Коэффициенты A_i и B_i приведены в таблице 3

Табл. 3. Коэффициенты Зельмейера в уравнении (127)

Материал	A_1	A_2	A_3	B_1 (мкм)	B_2 (мкм)	B_3 (мкм)
ЖИГ [141]	3.739	0.79	-	0.28	10	-
ГГГ [135]	1.7727	0.9767	4.9668	0.1567	0.01375	22.715
SiO ₂ [142]	0.6961663	0.4079426	0.8974794	0.0684043	0.1162414	9.896161

Дисперсия TiO₂, описывается уравнением [143]:

$$n_{\text{TiO}_2}^2 = 5.913 + \frac{0.2441}{\lambda^2 - 0.0803}. \quad (128)$$

Слои ГГГ, TiO₂ и SiO₂ обладают соответствующими функциями ДП:

$$\varepsilon_{\text{GGG}}(\lambda) = n_{\text{GGG}}^2(\lambda). \quad (129\text{a})$$

$$\varepsilon_{\text{TiO}_2}(\lambda) = n_{\text{TiO}_2}^2(\lambda). \quad (129\text{б})$$

$$\varepsilon_3(\lambda) = n_{\text{SiO}_2}^2(\lambda). \quad (129\text{в})$$

Для слоя ЖИГ диагональные компоненты тензора ДП $\hat{\varepsilon}_{\text{YIG}}$ в (61) равны $\varepsilon_1 = n_{\text{YIG}}^2(\lambda)$. В соответствии с [144], недиагональные элементы тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей равны $\varepsilon_a = -2.47 \cdot 10^{-4}$ и $\mu_a = 8.76 \cdot 10^{-5}$. Диагональные компоненты тензора магнитной проницаемости ЖИГ для рассматриваемого диапазона можно считать равными 1 $\mu_1 = 1$ [137].

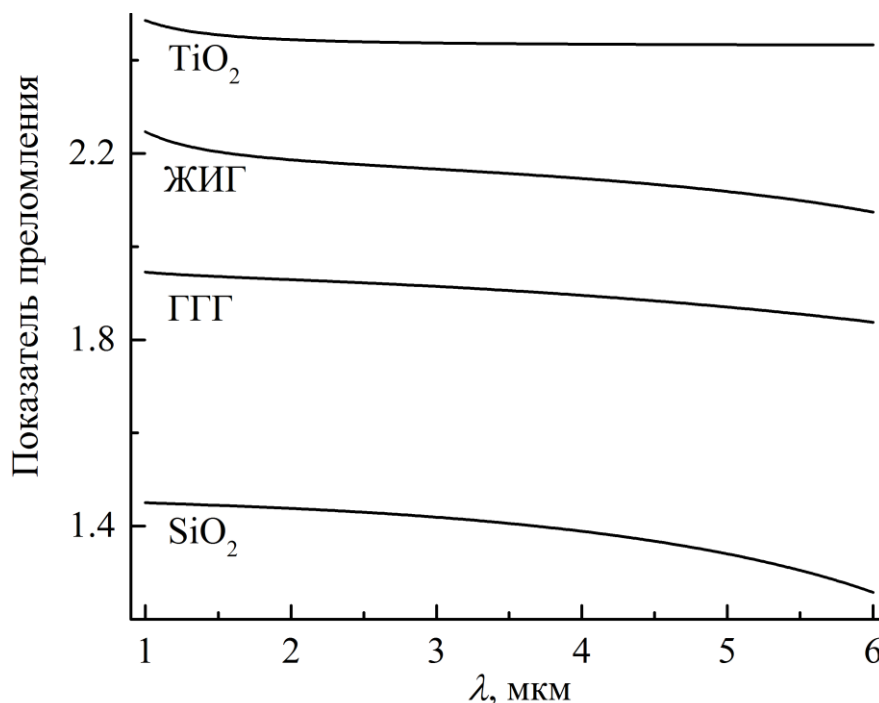


Рис. 13. Дисперсионные зависимости материалов структуры, построенные с использованием формул (127) и (128)

Дисперсионные зависимости сред, составляющих слои волновода, изображены на рис. 13.

Эффективные (модовые) показатели преломления слоя НКС и пленки ЖИГ могут быть рассчитаны из условий локализации волны $h_1 = 0$ и $h_2 = 0$ [см. систему (119)]. Таким образом, для нанокompозита:

$$\begin{aligned} n_2^{\text{TE}} &= \sqrt{\varepsilon_{yy} \mu_2}, \\ n_2^{\text{TM}} &= \sqrt{\varepsilon_{zz} \mu_2}, \end{aligned} \quad (130)$$

а для пленки ЖИГ:

$$\begin{aligned} n_1^{\text{TE}} &= \sqrt{\varepsilon_{\perp} \mu_1}, \\ n_1^{\text{TM}} &= \sqrt{\varepsilon_1 \mu_{\perp}}. \end{aligned} \quad (131)$$

Стоит отметить, что в нанокompозите показатели преломления для ТЕ- и ТМ-мод заметно отличаются во всем исследуемом диапазоне длин волн, а кроме того для любых значений Θ выполняется условие $n_2^{\text{TE}} > n_2^{\text{TM}}$, что следует из уравнений (130) и (79). Различие между значениями n_2^{TE} и n_2^{TM} меняется с Θ и, в общем, зависит от ДП материалов, составляющих НКС. По разности между значениями n_2^{TE} и n_2^{TM} можно судить об анизотропии оптических свойств ТЕ- и ТМ-мод, возникающей вследствие наноструктурирования волноводного слоя 2 (НКС). В пленке ЖИГ показатели преломления для различных поляризаций практически одинаковы из-за малой величины недиагональной компоненты тензора ДП, поэтому далее мы будем считать $n_1^{\text{TE}} \approx n_1^{\text{TM}} \equiv n_1$.

На рисунке 14 приведены дисперсии показателей преломления в диапазоне длин волн $\lambda = (1 \div 6)$ мкм для различных значений соотношения между толщинами нанослоев ГГГ и TiO_2 , составляющих НКС: (а) $\Theta = 0.5$, (б) $\Theta = 0.62$, (с) $\Theta = 1$, and (д) $\Theta = 1.75$. Сплошная, штриховая и штрих-пунктирная линии соответствуют показателям преломления $n_2^{\text{TE}}(\lambda)$, $n_2^{\text{TM}}(\lambda)$ и $n_1(\lambda)$.

Как можно видеть из рисунков 14 и 15, для фиксированной длины волны может выполняться одно из следующих условий:

$$n_1 < n_2^{\text{TM}} < n_2^{\text{TE}}, \quad (132a)$$

$$n_2^{\text{TM}} < n_1 < n_2^{\text{TE}}, \quad (132б)$$

$$n_2^{\text{TM}} < n_2^{\text{TE}} < n_1. \quad (132в)$$

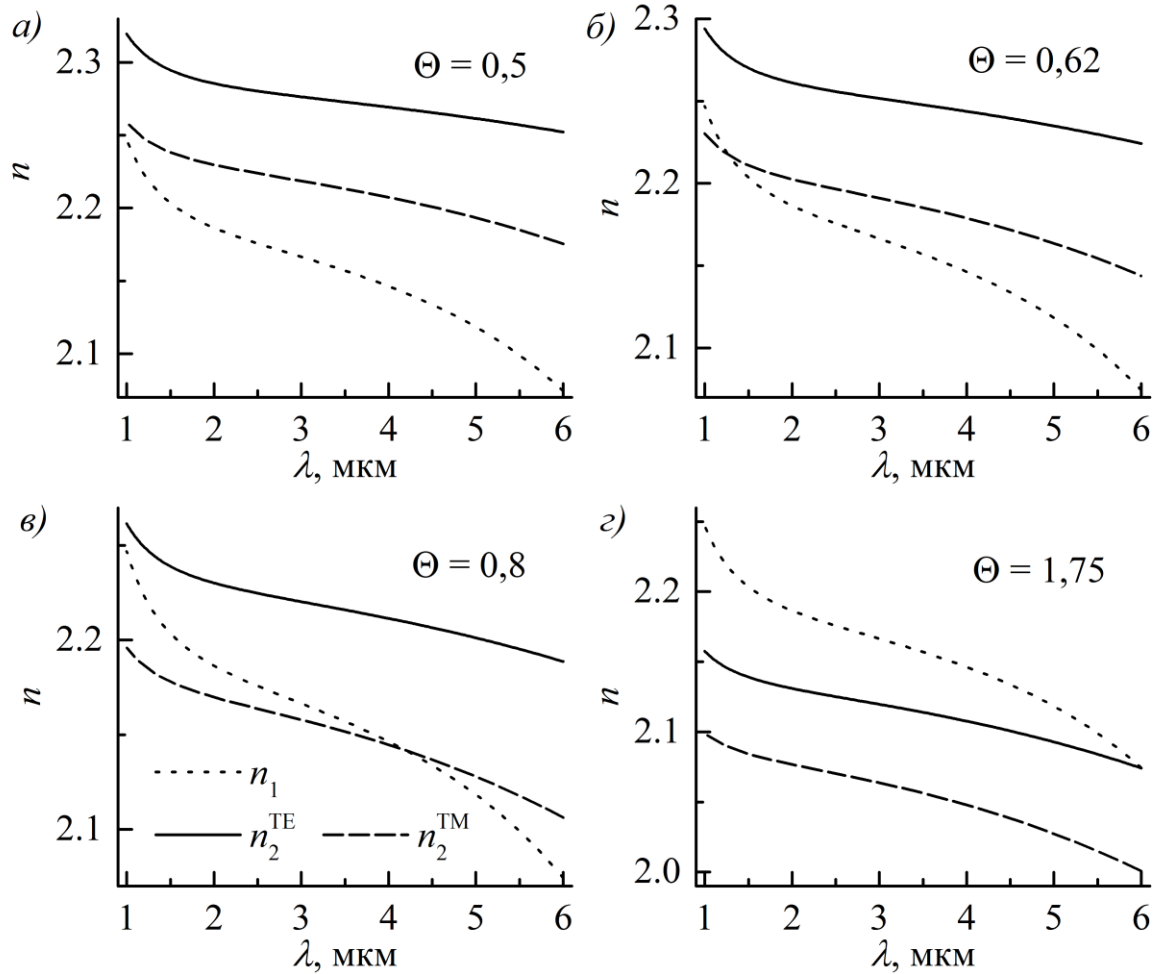


Рис. 14. Дисперсионные зависимости показателей преломления слоёв ЖИГ и НКС для TE- и TM-поляризации при различных значениях Θ : 0.5 (а), 0.62 (б), 1 (в), и 1.75 (г). Сплошные, штриховые и штрих-пунктирные линии отвечают $n_2^{\text{TE}}(\lambda)$, $n_2^{\text{TM}}(\lambda)$ и $n_1(\lambda)$, соответственно

Далее мы следуем терминологии Адамса [3] и будем называть моды, распространяющиеся в обоих волноводных слоях (ЖИГ и НКС) модами режима А, а моды, распространяющиеся только в одном из волноводном слоёв – модами режима Б.

Из рисунков 14 и 15 следует, что увеличение Θ ведет уменьшению n_2^{TE} и n_2^{TM} . Варьируя значение Θ можно добиться выполнения того или иного из условий (132а) – (132в). Так, например, для $\Theta = 0.5$, (см. рис. 14а), условие (132а) выполняется во всем диапазоне длин волн: $1.0 < \lambda < 6.0$ (мкм). С увеличением Θ

до 0.62 (рис. 14б) дисперсионные кривые n_2^{TM} и n_1 сближаются и пересекаются на длине волны $\lambda = 1.2$ мкм, так что для $1.0 < \lambda < 1.2$ (мкм) выполняется условие (132б), в то время как для остального диапазона длин волн $1.2 < \lambda < 6.0$ (мкм) остаётся верным условие (132а). Для $\Theta = 0.8$, (см. рис. 14в) в диапазоне $1.0 < \lambda < 4.0$ (мкм) выполняется условие (132б), в то время как для $\lambda > 4$ мкм выполняется условие (132в). С дальнейшим увеличением Θ до 1.75 и выше, условие (132в) выполняется во всем исследуемом диапазоне $\lambda = (1 \div 6)$ мкм.

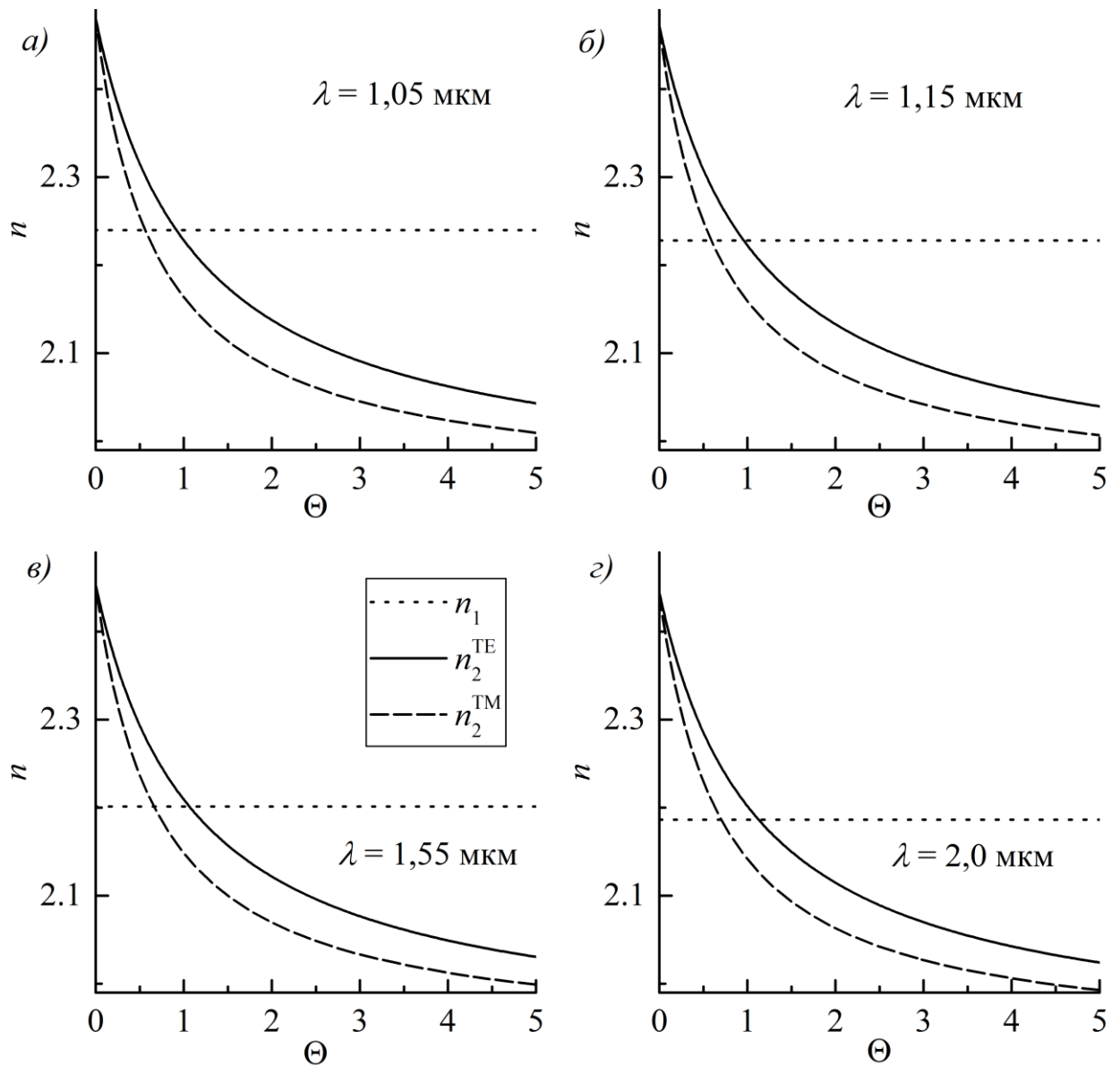


Рис. 15. Зависимости показателей преломления слоя НКС n_2^{TE} и n_2^{TM} от соотношения между толщинами слоёв, составляющих НКС, на разных длинах волн

На рисунке 16 изображены спектры ТЕ-мод в диапазоне длин волн $\lambda = (1 \div 6)$ мкм. Расчёты произведены для значений толщин $L_1 = L_2 = 7$ мкм и параметра $\Theta = 1$. Соответствующие профильные функции, т.е. распределения поля фундаментальной ТЕ₀-моды внутри волноводных слоёв для $\lambda = 1.2$ мкм, 1.27 мкм и 1.4 мкм показаны на рисунке 16б. Важно отметить, что каждая дисперсионная кривая характеризуется соответствующим номером моды M , не изменяющимся с частотой, таким образом, на рис. 16 для любой частоты можно пронумеровать все моды так, что верхняя мода – фундаментальная $M = 0$ имеет наибольший модовый индекс. Штриховые линии соответствуют модам режима Б: моды, расположенные в области $n \in (n_1, n_2)$ (где $n_1 < n_2^{\text{TE}}$), распространяются в слое 2 (НКС), в то время как моды, проходящие через область $n \in (n_2, n_1)$ (где $n_2^{\text{TE}} < n_1$), распространяются в слое 1 (ЖИГ). Соответствующие полевые профили приведены на рис. 16б.

Однако, как было упомянуто ранее, асимптоты n_1 и n_2 могут пересекаться на различных длинах волн, в зависимости от Θ . Из рисунка 15б и вставки на рисунке 16а, можно видеть, как с увеличением частоты (уменьшением длины волны) фундаментальная ТЕ₀-мода преобразуется из моды, распространяющейся в слое 2 (штриховая синяя кривая 2 на рис. 16б), в волноводную моду слоя 1 (штриховая красная кривая 1 на рис. 16б), переходя через область режима А, где мода распространяется в обоих волноводных слоях (сплошная кривая 3 на рисунке 16б). Подобная ситуация наблюдается и для ТМ₀-моды, но для другого значения Θ , т.к. дисперсионные кривые n_2^{TE} и n_2^{TM} могут пересечь асимптоту n_1 на одной и той же длине волны для разных значений Θ (см. рис. 14).

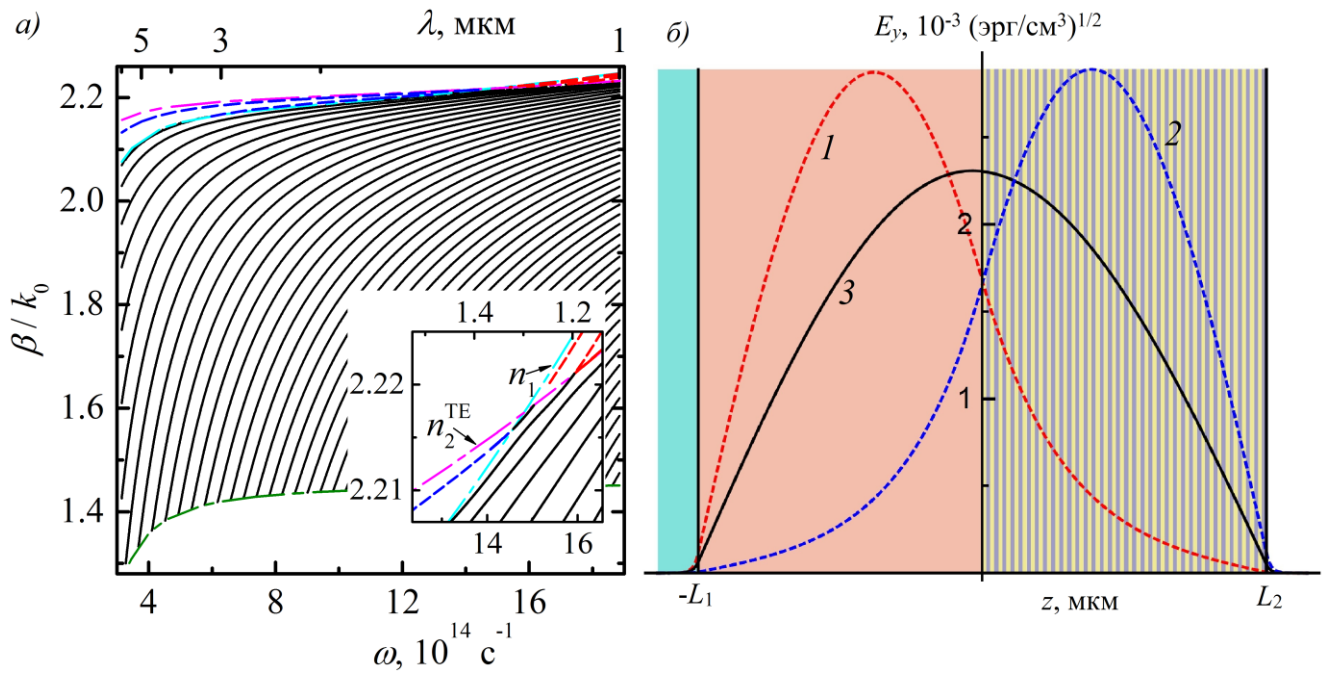


Рис 16. Зависимости модовых показателей преломления для ТЕ-мод β/k_0 от частоты ω (а); распределения профильных функций фундаментальной ТЕ₀-моды внутри волноводных слоёв на длинах волн $\lambda = 1.2$ мкм, 1.27 мкм и 1.4 мкм (линии 1, 2 и 3, соответственно) (б). Вычисления проведены при $L_1 = L_2 = 7$ мкм и $\Theta = 1$

На рисунке 17 изображены дисперсионные спектры β/k_0 от нормированных на длину волны λ_0 толщин волноводных слоёв 1 (рис. 17а, в и д) и 2 (рис. 17б, г и е) для ТЕ (сплошные красные линии) и ТМ-мод (штриховые синие линии) для значений: (а, б) $\Theta = 0.3$, (в, г) $\Theta = 0.8$, (д, е) $\Theta = 2.0$ при $\lambda_0 = 1.55$ мкм и $L_1 = L_2 = 1.5$ мкм. Горизонтальные штрих-пунктирные линии соответствуют асимптотам n_1 , n_2 и n_3 . В зависимости от значения Θ соотношение между величинами n_1 , n_2^{TE} и n_2^{TM} меняется, что можно видеть на вставках на рисунках 17а – 17д. В затенённых областях на рисунке 17 ТЕ- и ТМ-моды переключаются из режима А в режим Б, в то время как во всех других областях моды обеих поляризааций распространяются только в режиме А. На рисунке 17а видно что ТЕ- и ТМ-моды сильно различаются почти во всем диапазоне значений L_1/λ_0 . С увеличением толщины слоя ЖИГ происходит сжатие (уплотнение) дисперсионных кривых, соответствующих модам режима А (в частности модам, лежащим между

асимптотами n_3 и n_1), однако для мод режима Б (лежащих между асимптотами n_1 и n_2^{TE} , а именно TE_0 -, TE_1 - и TM_0 -мод) такого сжатия не происходит, как видно на рисунке 17а. Отличительной чертой рассматриваемой структуры (с заданными параметрами) является то, что для $\Theta = 0.8$ и в окрестности этого значения (см. рисунок 17г) выполняется условие $n_2^{\text{TM}} < n_1 < n_2^{\text{TE}}$, что в свою очередь, приводит к «инверсной» локализации мод различной поляризации, распространяющихся в режиме Б: TE_0 -мода распространяется в слое 2 (является волноводной модой слоя 2 и затухает в слое 1), тогда как TM_0 - и TE_1 -моды распространяются в слое ЖИГ. При $\Theta = 2$ (см. вставку на рисунке 17д) TE - и TM -моды режима Б с увеличением толщины слоя ЖИГ начинают вырождаться (их дисперсионные кривые практически сливаются). При этом, в отличие от случаев, изображенных на рис. 17а и 17г, где моды только высших порядков переходят в режим Б, здесь все существующие моды (обеих поляризаций) переключаются из режима А в режим Б. В частности в области $\beta/k_0 \in (n_2^{\text{TE}}, n_1)$ все моды являются волноводными модами слоя ЖИГ.

Треугольниками (белыми для TE - и закрашенными для TM -мод) на рисунке 17 обозначены точки на дисперсионных кривых, которым соответствуют профильные функции (т.е., $E_y(z)$ для TE - и $H_y(z)$ для TM -мод) с узлом, приходящимся на границу раздела слоев 1 и 2 ($F_y(0) = 0$). Другими словами, в этих точках узел электрического или магнитного поля проходит через границу раздела сред. Условие нулевой амплитуды поля на границе выводится из предела $C_1, C_2 \rightarrow \infty$:

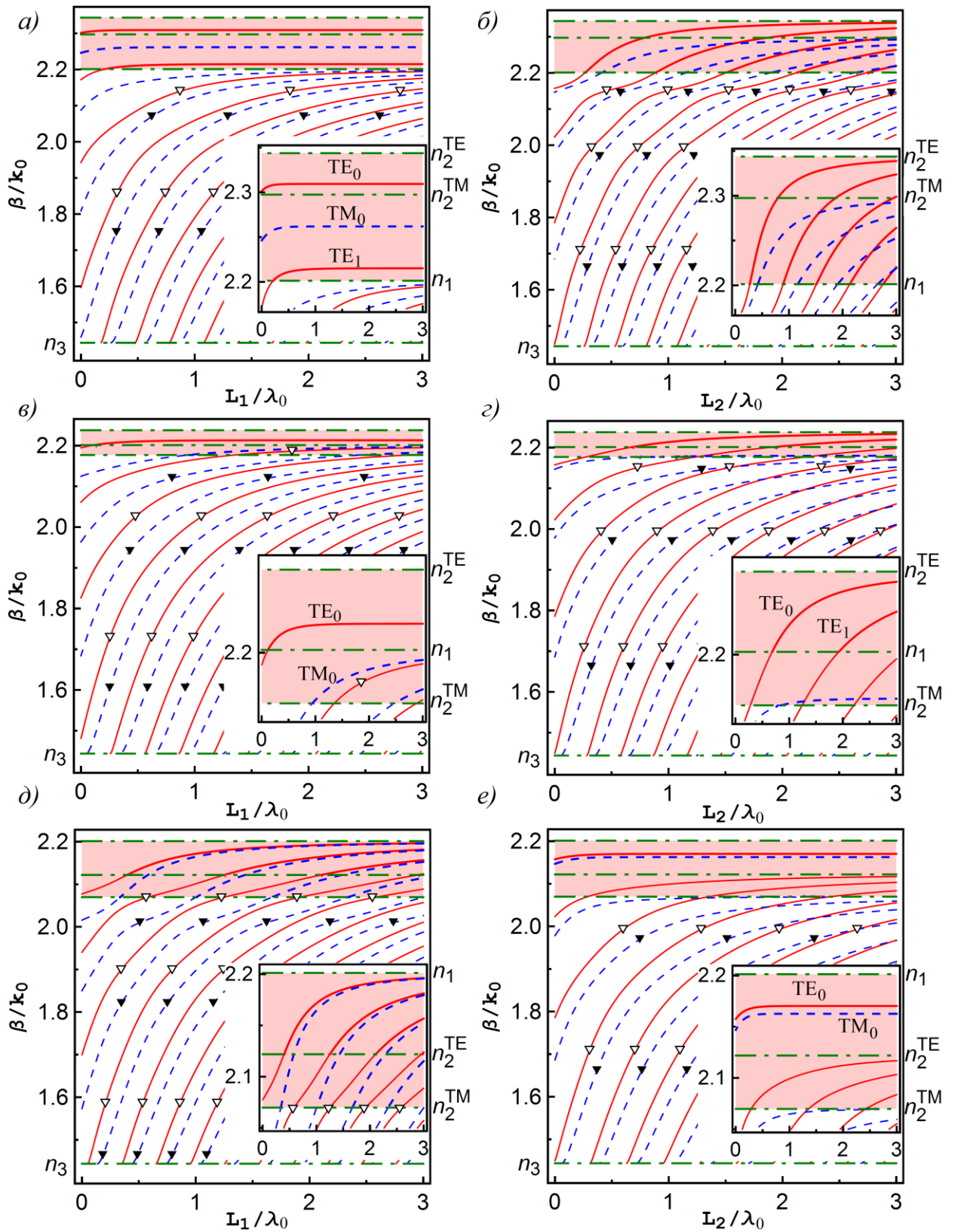


Рис. 17. Дисперсионные зависимости $\beta/k_0(L_1/\lambda_0)$ (а, в и д) и $\beta/k_0(L_2/\lambda_0)$ (б, з и е) для TE- (сплошные линии) и TM-мод (штриховые линии) при соотношениях толщин слоёв в НКС: (а, б) $\Theta = 0.3$, (в, з) $\Theta = 0.8$, (д, е) $\Theta = 2.0$. $\lambda_0 = 1.55$ мкм, $L_1 = L_2 = 1.5$ мкм

$$\begin{aligned} h_1 L_1 + \arctan[h_1 / (\delta p - \beta v)] &= \pi l, \\ h_2 L_2 + \arctan[h_2 / \sigma q] &= \pi l, \end{aligned} \quad (133)$$

где $l=1,2,3\dots$ – номер узла, переходящего через границу. Точки пересечения решений системы (133) с дисперсионными кривыми соответствуют точкам перехода узлов профильной функции через границу раздела (треугольники на рис. 17).

Стоит отметить, что количество узлов профильной функции в волноводном слое увеличивается с его толщиной [3].

Сравнивая рисунки 17а, в, д и 17б, з и д можно видеть заметное различие в поведении мод в зависимости от слоя, толщина которого меняется. В частности с увеличением L_2 / λ_0 все моды (обеих поляризаций) переходят в режим Б для $\Theta = 0.3$ (рис. 17б). При $\Theta = 0.8$ в режим Б переходят все моды ТЕ-поляризации и только фундаментальная мода ТМ-поляризации (рис. 17з), а при $\Theta = 2$ в режиме Б распространяются только фундаментальные моды обеих поляризаций (рис. 17е), причём в последнем случае не происходит переключения из режима А в режим Б. Кроме того, изменение L_2 / λ_0 также влияет на тип вырождения мод, когда можно наблюдать не слияние дисперсионных кривых различных поляризаций и одного порядка, но пересечения мод различных порядков и поляризаций.

Потоки энергии в структуре описываются продольными компонентами вектора Умова-Пойнтинга для ТЕ- и ТМ-поляризаций:

$$S_x^{\text{TE}} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(E_y H_z), \quad S_x^{\text{TM}} = -\frac{c}{8\pi} \text{Re}(H_y E_z) \quad (134)$$

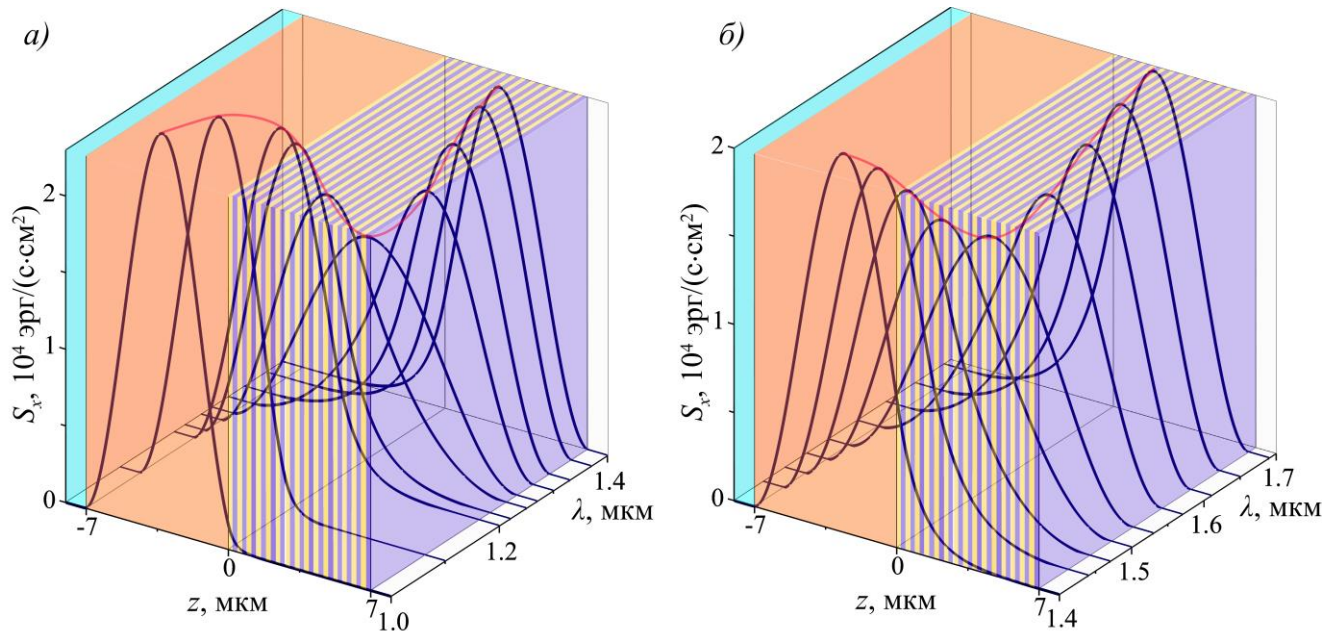


Рис. 18. Зависимости распределения продольной компоненты вектора Умова-Пойнтинга от длины волны для фундаментальных TE_0 - (а) и TM_0 -мод (б). $L_1 = L_2 = 7$ мкм, $\Theta = 1.01$ (а) и $\Theta = 0.66$ (б)

На рисунке 18 показано перераспределение плотности потока энергии в структуре с изменением длины волны. Для фундаментальной TE_0 -моды пик плотности потока энергии смещается из слоя ЖИГ (его центра) в центр слоя НКС с увеличением длины волны с 1 мкм до 1.4 мкм (рис. 18а), т.е. происходит переключение волноводного слоя. Огибающая кривая показывает резкое снижение максимума плотности потока при достижении им границы раздела между слоями ЖИГ и НК. Для TM_0 -моды при тех же значениях толщин волноводных слоёв, но меньшем соотношении толщин нанослоёв НКС можно наблюдать подобную картину в диапазоне длин волн между 1.4 и 1.7 мкм (рис. 18б).

3.14 Анализ потоков энергии

Анализ спектров TE -мод показал возможность существования трех различных волноводных режимов распространения в интервале длин волн $\lambda \approx (1.1 \div 1.6)$ мкм. Таким образом, структура позволяет осуществить управление

амплитудой электромагнитной волны в различных волноводных слоях с помощью перестройки (подстройки) длины волны, как показано на рис. 20. Пик потока энергии

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} S_x dz \quad (135)$$

перемещается из слоя ЖИГ в слой НКС с увеличением длины волны: часть энергии волны, переносимая в слое ЖИГ уменьшается, в то время как часть энергии, переносимая в слое НКС уменьшается. Парциальные определяются как:

$$P_1 = \int_{-L_1}^0 S_x dz \quad (136)$$

в слое ЖИГ и

$$P_2 = \int_0^{L_2} S_x dz \quad (137)$$

в слое НКС. Значения соотношения между толщинами нанослоёв выбраны таким образом, чтобы равенство парциальных потоков выполнялось на длине волны 1.31 мкм для ТЕ-поляризации и 1.55 мкм для ТМ-поляризации.

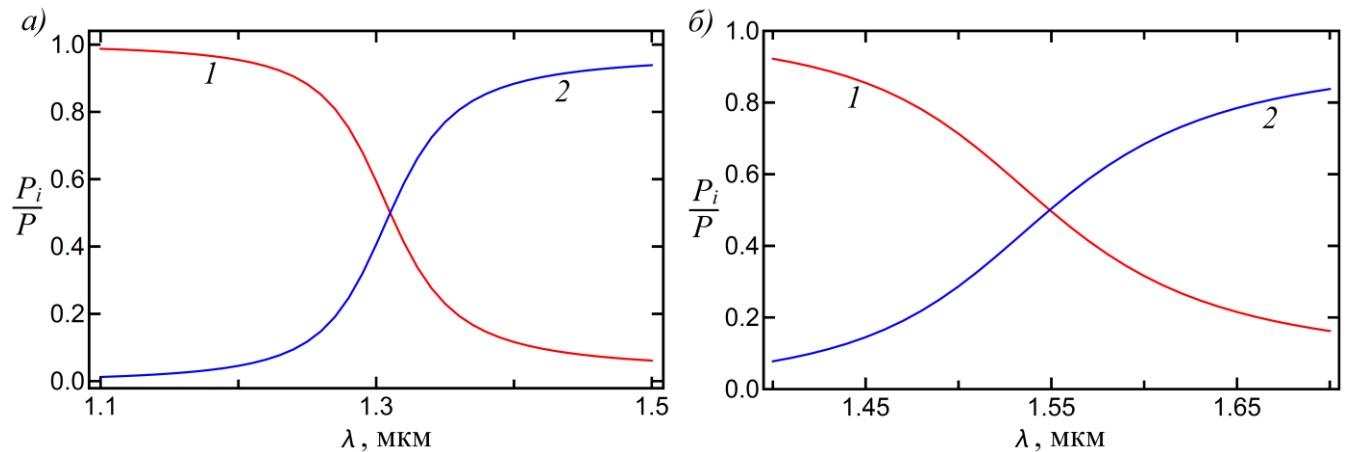


Рис. 19. Зависимости парциальных потоков P_i/P от длины волны для фундаментальных TE_0 - (а) и TM_0 -мод (б) (индексы $i=1,2$ соответствуют слоям ЖИГ и НКС); $L_1 = L_2 = 7$ мкм, $\Theta = 1.01$ (а) и $\Theta = 0.66$ (б)

Для фундаментальной TE_0 -моды может быть достигнуто отношение мощностей $Q = 10 \log_{10}(P_1 / P_2)$ порядка 6 дБ и выше в диапазоне длин волн около 100 нм (рис. 19а). Для TM_0 -моды (рис. 19б) подобное переключение может быть достигнуто в интервале длин волн в два раза шире (~ 200 нм). Следовательно на основе описанной структуры можно создать перестраиваемый по длине волны переключатель с возможностью изменения логического состояния волноводной оптической ячейки. Более того, такая структура может быть использована в качестве двухканального поляризационного разветвителя (делителя) на фиксированной длине волны λ , в котором фундаментальные моды различных поляризаций распространялись бы в разных волноводных слоях.

Конкретный пример такой структуры может быть реализован со следующими параметрами: $d_1 / d_2 = 0.8$, $L_1 = 6.5$ мкм, $L_2 = 4.7$ мкм. В этом случае на длине волны $\lambda = 1.55$ мкм развязка между каналами для фундаментальных мод, рассчитываемая с помощью формул (135-137) будет достигать 18 дБ для TE - и не менее 19 дБ для TM -поляризации.

3.15 Основные результаты и выводы

1. В четырёхслойном гибридном магнитооптическом волноводе, состоящем из слоя железо-иттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ), НКС на основе слоев диоксида титана (TiO_2) и ГГГ, подложки из диоксида кремния (SiO_2) и покровной среды, в качестве которой выступает вакуум, возникает режим поляризационной фильтрации волноводных мод TE - и TM -поляризации, при котором возможно распространение мод низшего порядка только TE - или только TM -поляризации в одном из двух волноводных слоёв, при этом во втором волноводном слое эти моды становятся модами подложки, либо модами покровного слоя. Данный режим управляется с помощью изменения длины волны и геометрических параметров структуры: толщины слоёв ЖИГ и НКС, а также соотношение между толщинами слоёв, составляющих НКС.

2. Наличие поляризационной фильтрации в четырёхслойном магнитооптическом гибридном волноводе на основе НКС, возникающей за счёт искусственно задаваемой (подбором материалов слоёв, отношений их толщин, длины волны и т.д.) анизотропии НКС позволяет подобрать такие геометрические параметры структуры, для которых на фиксированной длине волны происходит пространственной разделение фундаментальных TE_0 - и TM_0 -мод в волноводных слоях. В результате, на основе исследуемой структуры возможно создание волноводного поляризационного делителя с эффективностью развязки между каналами, определяемой по отношению мощностей фундаментальных мод в выходных каналах четырёхслойного магнитооптического гибридного волновода, достигающей 18 дБ для TE -волн и не менее 19 дБ для TM -волн.

Заключение

В диссертации на основе численного компьютерного моделирования с помощью решений уравнения Максвелла и с использованием метода эффективной среды проанализированы особенности распространения поверхностных поляритонов в структуре «НКС – полупроводник» с учётом кубической нелинейности последнего, а также волноводные режимы распространения ЭМВ ТЕ- и ТМ-поляризации в планарном гибридном четырёхслойном магнитооптическом волноводе на основе НКС. В ходе анализа были получены следующие результаты.

Рассмотрены оптические поверхностные поляритоны ТМ поляризации в направляющей структуре «нелинейный полупроводник-нанокомпозит». Нанокомпозит состоит из чередующихся слоёв висмут-содержащего феррит-граната (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) и галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) и описывается в рамках модели эффективной среды. Полупроводник (n-InSb) имеет кубическую нелинейность и описывается в рамках «одноосной» и «двуосной» моделей, которые характеризуются учётом одной и двух компонент тензора нелинейной восприимчивости полупроводника соответственно. С учётом анизотропии оптических свойств нанокомпозита, возникающей вследствие намагниченности слоёв BLIG, получены и проанализированы дисперсионные соотношения для линейного, «одноосного» и «двуосного» приближений. Показано, что решения ДУ для «двуосного» приближения распадаются на две пары высоко- и низкочастотных ветвей, т.е. нелинейные ПП ТМ поляризации в исследуемой структуре могут распространяться как при положительных, так и при отрицательных значениях линейной части ДП ε_s , в отличие от «одноосной» модели, в которой область существования поверхностных поляритонов ограничена низкочастотной областью вследствие требования $\varepsilon_s < 0$ при выводе ДУ.

Исследовано влияние электрического поля на границе на волновые характеристики и области существования нелинейных ТМ-поляризованных

поверхностных поляритонов. Обнаружено, что увеличение электрического поля на границе $E_x(0)$ приводит к существенной перестройке спектров $\omega(\beta)$. Путем решения обратной задачи по нахождению профиля распределения продольной компоненты электрического поля поверхностного поляритона обнаружено, что учёт нелинейности приводит к появлению солитоноподобных волновых полей как в «одноосном», так и в «двуосном» приближении. Однако, анализ полевых зависимостей выявил наличие существенной разницы между солитоноподобными профилями распределения продольной компоненты электрического поля в нелинейном полупроводнике (n-InSb) для случаев «двуосной» и «одноосной» моделей, что приводит к непригодности использования последнего для описания частотно-полевых характеристик рассмотренной системы.

Были проанализированы особенности волноводного распространения в четырехслойной нанокompозитной магнитооптической волноводной структуре и продемонстрированы уникальные характеристики её собственных волн, в частности поляризационное переключение (разделение) TE- и TM-мод в зависимости от геометрических параметров волноводных слоёв. Полученное дисперсионное соотношение учитывает бигиротропию магнитного слоя и особенности топологии нанокompозитного слоя, а также предложен оригинальный алгоритм идентификации волноводных мод.

Данный анализ даёт более лучшее понимание эволюции собственных волн в четырехслойных нанокompозитных бигиротропных структурах и демонстрирует преимущества нанокompозитного слоя по сравнению с однородным в случае оптического переключения вследствие искусственно задаваемой оптической анизотропии НКС. Переключение режимов волноводного распространения вследствие поляризационной фильтрации возникает в зависимости от геометрических параметров (пассивное управление распространением света) структуры и длины волны (λ -подстройка).

Наряду с низкими оптическими потерями составляющих материалов на стандартных телекоммуникационных длинах волн, описанные выше особенности рассматриваемой структуры могут найти применение при разработке

асимметричных двунаправленных оптоэлектронных и нанопотонных устройств, таких как оптические переключатели, модуляторы, изоляторы [145-146]. Важно также отметить, что, учитывая гиротропию ЖИГ, возможно использовать структуру для аккумуляции эффекта гиротропии в нанопотонных микрорезонаторах.

Список цитированной литературы

- [1] Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – Москва: Мир, 1987. – 616 с.
- [2] Ярив, А. Введение в оптическую электронику / А. Ярив. – Москва: Высшая школа, 1983. – 399 с.
- [3] Адамс, М. Введение в теорию оптических волноводов / М. Адамс. – Москва: Мир, 1984. – 512 с.
- [4] Звездин, А.К. Магнитооптика тонких плёнок / А.К. Звездин, В.А. Котов. – Москва: Наука, 1988. – 192 с.
- [5] Sihvola, A. Metamaterials in electromagnetics / A. Sihvola // *Metamaterials*. – 2007. – V 1. – N 1. – P.2-11.
- [6] Sylgacheva, D. Transverse magnetic field impact on waveguide modes of photonic crystals / D. Sylgacheva, N. Khokhlov, A. Kalish, S. Dagesyan, A. Prokopopov, A. Shaposhnikov, V. Berzhansky, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, K. Alameh, V. Belotelov // *Optics Letters*. – 2016. – V 41. – N 16. – P. 3813-3816.
- [7] Haus, J.W. Fundamentals and Applications of Nanophotonics / J.W. Haus. – Amsterdam: Woodhead Publishing, 2016. – 407 p.
- [8] Филатов, Л.Д. Поверхностные и объемные волны в структуре ферродиелектрик – магнитоактивный метаматериал / Л.Д. Филатов, Д.И. Семенцов // *Физика твёрдого тела*. – 2017. – Т 87. – Вып. 1. – С.65-71.
- [9] Zayats, A.V. Nonlinear plasmonics / A.V. Zayats, M. Kauranen // *Nature photonics*. – 2012. – V 6 – P.737-748.
- [10] Wang, Xi. Progress in Planar Optical Waveguides / Xi. Wang, Cheng Yin, Zhuangqi Cao. – New York and London: Plenum, 2016. – 251 p.
- [11] Hopfield J.J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals / J.J. Hopfield // *Phys. Rev.* – 1958. – V 112. – P.1555-1567.
- [12] Агранович, В.М. Поверхностные поляритоны / В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. – Москва: Наука, – 1982. – 526 с.

- [13] Sannikov, D.G. Surface polaritons at the magnetized semiconductor–dielectric interface / D.G. Sannikov, D.I. Sementsov // *Phys Solid State*. – 2013. – V 55. – P.2324–2330.
- [14] Vinogradov, E.A. Semiconductor microcavity polaritons / E.A. Vinogradov // *Phys. Uspekhi*. – 2002. – V 45. – P.1213–1250.
- [15] Raether, H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings / H. Raether. – Berlin: Springer-Verlag, 1988. – 117 p.
- [16] Barnes, W.L. Photonic surfaces for surface-plasmon polaritons / W.L. Barnes, S.C. Kitson, T.W. Preist, J.R. Sambles // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 1997. – V 14. – P.1654–1661.
- [17] Maier, S.A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, 1st ed. / S.A. Maier. – New York: Springer, – 2007. – 224 p.
- [18] Schuller, J.A. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation / J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Yo.C. Jun, J.S. White, M.L. Brongersma // *Nat. Mater*. – 2010. – V 9. – P.193–204.
- [19] Sanvitto, D. *Exciton Polaritons in Microcavities* / D. Sanvitto, V. Timofeev. – Berlin: Springer-Verlag, – 2012. – 401 p.
- [20] Kaganov, M.I. Magnons, magnetic polaritons, magnetostatic waves / M.I. Kaganov, N.B. Pustyl'nik, T.I. Shalaev // *Phys. Uspekhi*. – 1997. – V 40. – P.181–224.
- [21] Агранович, В.М. Нелинейные поверхностные поляритоны / В.М. Агранович, В.С. Бабиченко, В.А. Черняк // *Письма в ЖЭТФ*. – 1980. – N 32. – С.532.
- [22] Tomlinson, W.J. Surface wave at a nonlinear interface / W.J. Tomlinson // *Optics Letters*. – 1980. – V 5. – P.323.
- [23] Maradudin, A.A. s-Polarized nonlinear surface polaritons / A.A. Maradudin // *Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter*. – 1981. – V 41. – P.341.
- [24] Akhmediev, N.N. Novel class of nonlinear surface waves: asymmetric modes in a symmetric layered structure / N.N. Akhmediev // *Sov. Phys. JETP*. – 1982. – V 56. – P.299.

- [25] Agranovich, V.M. Perturbation theory for weakly nonlinear p-polarized surface polaritons / V.M. Agranovich, V.Ya. Chernyak // *Solid State Communications*. – 1982. – V 44. – P.1309.
- [26] Yu, M.Y. Surface polaritons in nonlinear media / M.Y. Yu // *Phys. Rev. A*. – 1983. – V 28. – P.1855.
- [27] Mihalache, D. Exact dispersion relations for transverse magnetic polarized guided waves at a nonlinear interface / D. Mihalache, G.I. Stegeman, C.T. Seaton, E.M. Wright, R.Zanoni, A.D. Boardman, T. Twardowski // *Optics Letters*. – 1987. – V 12. P.187.
- [28] Boardman, A.D. Exact theory of nonlinear p-polarized optical waves / A.D. Boardman, A.A. Maradudin, G.I. Stegeman, T. Twardowski // *Phys. Rev. A*. – 1987. – V 35. – P.1159.
- [29] Белецкий, Н.Н. Новый нерезонансный тип нелинейных поверхностных поляритонов / Н.Н. Белецкий // *ФТТ*. – 1992. – N 34. – С.1592.
- [30] Дикштейн, И.Е. Нелинейные самолокализованные поверхностные магнитные поляритоны в ферромагнитной среде / И.Е. Дикштейн, Д.С. Никитов, С.А. Никитов // *ФТТ*. – 1998. – N 40. – С.1885.
- [31] Beletskii, N.N. Nonlinear surface polaritons in semimagnetic semiconductor/ N.N. Beletskii, S.A. Borisenko, I.V. Ivanchenko, N.A. Popenko // *Surface Science*. – 2002. – V 507-510. – P.512.
- [32] Zayats, A.V. Nano-optics of surface plasmon polaritons/ A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov, A.A. Maradudin // *Phys. Rep.* – 2005. – V 408. – P.131.
- [33] Тиходеев, С.Г. Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах / С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус // *УФН*. – 2009. – N 179. – С.1003.
- [34] Kildishev, A.V. Efficient simulation of non-linear effects in 2D optical nanostructures to TM waves / A.V. Kildishev, N.M. Litchinitser // *Opt. Commun.* – 2010. – V 283. – P.1628.

- [35] Ахманов, С.А. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: Активная спектроскопия рассеяния света / С.А. Ахманов, Н.И. Коротеев. – Москва: Наука, 1981. – 544 с.
- [36] Дмитрук, Н.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках / Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 375 с.
- [37] Ostrikov, K.N. Excitation of Surface Plasmon-Polariton Waves at a Semiconductor-Metal Interface / K.N. Ostrikov // *Phys. Scr.* – 1999. – V 60. – P.265-269.
- [38] Zayats, A.V. Near-field photonics: Surface plasmon-polaritons and localized surface plasmons / A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2003. – V 5. – P.S1–S35.
- [39] Smolyaninov, I.I. Super-resolution optical microscopy based on photonic crystal materials / I.I. Smolyaninov, C.C. Davis, J. Elliot, G. Wurtz, A.V. Zayats // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V 72. – P.085442-8.
- [40] Palomba, S. Nonlinear excitation of surface plasmon polaritons by four-wave mixing / S. Palomba, L. Novotny // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V 101. – P.056802-4.
- [41] Renger, J. Free-space excitation of propagating surface plasmon polaritons by nonlinear four-wave mixing / J. Renger, R. Quidant, N. Hulst, S. Palomba, L. Novotny // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V 103. P.266802-4.
- [42] Gupta, S.D. Optical bistability with surface plasmons beyond plane waves in a nonlinear dielectric / S.D. Gupta, G.S. Agarwal // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1986. – V 3. – P.236-238.
- [43] Boardman, A.D. Nonlinear waves in solid state physics / A.D. Boardman, M. Bertolotti, T. Twardowski. – New York: Plenum Press, 1990. – 500 p.
- [44] Stegeman, G.I. Nonlinear integrated optics / G.I. Stegeman, C.T. Seaton // *J. Appl. Phys.* – 1985. V 58. – P.R57-R78.
- [45] Ponath, H.E. Nonlinear surface electro-magnetic phenomena / H.E. Ponath, G.I. Stegeman. – Amsterdam: Elsevier Science, 1991. – 654 p.

- [46] Wabnitz, S. All-Optical Signal Processing, Data Communication and Storage Applications / S. Wabnitz, B. Eggleton. – New York: Springer, 2015. – 525 p.
- [47] Lederer, F. Nonlinear waves guided by a dielectric slab / F. Lederer, U. Langbein, H.E. Ponath // Appl. Phys. B. – 1983. – V 31. – P.69.
- [48] Lederer, F. Nonlinear waves guided by a dielectric slab / F. Lederer, U. Langbein, H.E. Ponath // Appl. Phys. B. – 1983. – V 31. – P.187.
- [49] Lederer, F. Analysis of the dispersion relation of nonlinear slab-guided waves / F. Lederer, U. Langbein, H.E. Ponath, U. Trutschal // Appl. Phys. B. – 1985. – V 38. – P.263.
- [50] Арутюнян, Х.С. / Х.С. Арутюнян, К.А. Барсуков // Оптика и спектроскопия. – 1985. – N 58. – С.1064.
- [51] Арутюнян, Х.С. / Х.С. Арутюнян, К.А. Барсуков // Изв. АН АрмССР. Физика. – 1985. – N 20. – С.125.
- [52] Хаджи, П.И. / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // Оптика и спектроскопия. – 1987. – N 62. – С.468.
- [53] Boardman, A.D. Theory of nonlinear interaction between TE and TM waves / A.D. Boardman // Opt. Soc. Am. B. – 1988. – V 5. – P.523.
- [54] Хаджи, П.И. / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // ЖТФ. – 1987. – N 57. – С.395.
- [55] Хаджи, П.И. / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // Письма в ЖТФ. – 1987. – N 13. – С.793.
- [56] Хаджи, П.И. / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // Письма в ЖТФ. – 1987. – N 13. – С.797.
- [57] Хаджи, П.И. / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // ФТТ. – 1987. N 29. – С.2721.
- [58] Хаджи, П.И. / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // Письма в ЖТФ. – 1987. – N 13. – С.910.
- [59] Boardman, A.D. TE waves at an interface between linear gyromagnetic and nonlinear dielectric media / A.D. Boardman, M.M. Shabat, R.F. Wallis // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1991. – V 24. – P.1702.
- [60] Хаджи, П.И. К теории нелинейных р-поляризованных поверхностных волн / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // ЖТФ. – 1988. – V 58. – С.1063.

- [61] Joseph, R.I. Exact field decomposition for TM waves in nonlinear media / R.I. Joseph, D.N. Christodoulides // *Optics Letters*. – 1987. – V 12. – P.826.
- [62] Marini, A. Ginzburg-Landau equation bound to the metal-dielectric interface and transverse nonlinear optics with amplified plasmon polaritons / A. Marini, D.V. Skryabin // *Phys. Rev. A*. – 2010. – V 81. – P.033850-7.
- [63] Mihalache, D. Exact dispersion relations for transverse magnetic polarized guided waves at a nonlinear interface / D. Mihalache, G.I. Stegeman, C.T. Seaton, E.M. Wright, R. Zaroni, A.D. Boardman, T. Twardowski // *Opt. Lett.* – 1987. – V 12. – P.187-189.
- [64] Shen, T.P. Control of TM waves by strong TE nonlinear guided waves / T.P. Shen, G.I. Stegeman, A.A. Maradudin // *Appl. Phys. Lett.* – 1988. – V 52. – P.1-3.
- [65] Feigenbaum, E. Plasmon-soliton / E. Feigenbaum, M. Orenstein // *Opt. Lett.* – 2007. – V 32. – P.674-676.
- [66] Davoyan, A.R. Self-focusing and spatial plasmon-polariton solitons / A.R. Davoyan, I.V. Shadrivov, Yu.S. Kivshar // *Opt. Express*. – 2009. – V 17. – P.21732-21737.
- [67] Barnosky, M.K. Introduction to integrated optics / M.K. Barnoski. – New York and London: Plenum, 1974. – 515 p.
- [68] Tamir, T. Integrated Optics / T. Tamir. – Berlin: Springer, 1975. – 266 p.
- [69] Vetrov, S.Y. Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite with resonance dispersion / S.Y. Vetrov, R.G. Bikbaev, I.V. Timofeev // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2013. – V 117. – P.988–988.
- [70] Vetrov, S.Y. Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite containing core-shell particles / S.Y. Vetrov, R.G. Bikbaev, I.V. Timofeev // *J. Opt.* – 2016. – V 10. – P.065106.
- [71] Hunsperger, R.G. Integrated optics: Theory and Technology vol 2 / R.G. Hunsperger. – New York: Springer, 2009. – 513 p.
- [72] Okamoto, K. Fundamentals of Optical Waveguides vol 53 / K. Okamoto. – Amsterdam: Elsevier, 2006. – 578 p.

- [73] Boardman, A.D. *Electromagnetic surface modes* / A.D. Boardman. – Chichester, New York: John Wiley & Sons, 1982. – 776 p.
- [74] Lee, D.L. *Electromagnetic Principles of Integrated Optics* / D.L. Lee. – Somerset, New Jersey: John Wiley & Sons, 1986. – 331 p.
- [75] Syms, R. *Optical Guided Waves and Devices* / R. Syms, J. Cozens. – McGraw-Hill Companies, 1992. – 439 p.
- [76] Hewak, D.W. Generalized dispersion properties of a four-layer thin-film waveguide / D.W. Hewak, J.W.Y. Lit // *Applied Optics*. – 1987. – V 26. – P.833–41.
- [77] Tien, P.K. Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films / P.K. Tien, R. Ulrich, R.J. Martin // *Appl. Phys. Lett.* – 1969. – V 14. – P.291–4.
- [78] Tien, P.K. *Theory of Prism-Film Coupler and Thin-Film Light Guides* / P.K. Tien, R. Ulrich // *J. Opt. Soc. Am.* – 1970. – V 60. – P.1325–37.
- [79] Tien, P.K. Thin organosilicon films for integrated optics / P.K. Tien, G. Smolinsky, R.J. Martin // *Appl. Opt.* – 1972. – V 11. – P.637–42.
- [80] Tien, P.K. Formation of light-guiding interconnections in an integrated optical circuit by composite tapered-film coupling / P.K. Tien, R.J. Martin, G. Smolinsky // *Appl. Opt.* – 1973. – V 12. – P.1909–16.
- [81] Sun, M.J. Measurements on four-layer isotropic waveguides / M.J. Sun, M.W. Muller // *Appl. Opt.* – 1977. – V 16. – P.814–5.
- [82] Lockwood, H.F. An efficient large optical cavity injection laser / H.F. Lockwood // *Appl. Phys. Lett.* – 1970. – V 17. – P.499–502.
- [83] Polky, J.N. Metal-clad planar dielectric waveguide for integrated optics / J.N. Polky, G.L. Mitchell // *J. Opt. Soc. Am.* – 1974. – V 64. – P.274–9.
- [84] Scifres, D.R. Leaky wave room-temperature double heterostructure GaAs: GaAlAs diode laser / D.R. Scifres, W. Streifer, R.D. Burnham // *Appl. Phys. Lett.* – 1976. – V 29. – P.23–5.
- [85] Southwell, W.H. Index profiles for generalized Luneburg lenses and their use in planar optical waveguides / W.H. Southwell // *J. Opt. Soc. Am.* – 1977. – V 67. – P.1010–4.

- [86] Reisinger, A. Characteristics of optical guided modes in lossy waveguides / A. Reisinger // *Appl. Opt.* – 1973. – V 12. – P.1015–25.
- [87] Rashleigh, Four-layer metal-clad thin film optical waveguides / S.C. Rashleigh // *Opt. Quantum Electron.* – 1976. – V 8. – P.49–60.
- [88] Cherny, V.V. Self-Filtering Multilayer S-Waveguides with Absorption and Radiation Losses / V.V. Cherny, G.A. Juravlev, A.I. Kirpa, I.L. Rylov, V.P. Tjoy // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1979. – V 15. – P.1401–4.
- [89] Tabib-Azar, M. *Integrated Optics, Microstructures, and Sensors* / M. Tabib-Azar. – New York: Springer Science+Business Media, 1995. – 399 p.
- [90] Carson, R.F. Multimode phenomena in semiconductor-clad dielectric optical waveguide structures / R.F. Carson, T.E. Batchman // *Appl. Opt.* – 1990. – V 29. – P.2769–80.
- [91] Stiens, J. Experimental study of an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ –InP resonant plasma waveguide modulator for medium-infrared light / J. Stiens, C. De Tandt, W. Ranson, R. Vounckx, P. Demeester, I. Moerman // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – V 65. – P.2341–3.
- [92] Stiens, J. Slab plasmon polaritons and waveguide modes in four-layer resonant semiconductor waveguides / J. Stiens, R. Vounckx, I. Veretennicoff, A. Voronko, G. Shkerdin // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V 81. – P.1–10.
- [93] Priye, V. Analysis and design of a novel leaky ЖИГ film guided wave optical isolator / V. Priye, B.P. Pal, K. Thyagarajan // *J. Light. Technol.* – 1998. – V 16. – P.246–50.
- [94] Auguściuk, E. Investigation of parameters of multimode four-layer waveguide structures and their influence on light propagation / E. Auguściuk, G. Biniecki // *Photonics Lett. Pol.* – 2009. – V 1. – P.124–6.
- [95] Sylgacheva, D.A. Magnetic control of waveguide modes of Bragg structures / D.A. Sylgacheva, N.E. Khokhlov, A.N. Kalish, V.I. Belotelov // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2016. – V 714. – P.012016.
- [96] Khosravi, S. Nanocomposite Multilayer Structure for Broadband MIR Negative Refractive Index / S. Khosravi, A. Rostami, G. Rostami, M. Dolatyari // *J. Light. Technol.* – 2015. – V 33. – P.4171–5.

- [97] Khokhlov, N.E. Photonic crystals with plasmonic patterns: novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity / N.E. Khokhlov, A.R. Prokopov, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, M.A. Kozhaev, S.N. Andreev, A.P. Ravishankar, V.G. Achanta, D.A. Bykov, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov // *J. Phys. D. Appl. Phys.* – 2015. – V 48. – P.95001.
- [98] Dotsch, H. Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review / H. Dotsch, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, M. Hammer, L. Wilkens, R. Gerhardt, P. Hertel, A.F. Popkov // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2005. – V 22. – P.240–53.
- [99] Rao, R. Study of an active hybrid gap surface plasmon polariton waveguide with nanoscale confinement size and low compensation gain / R. Rao, T. Tang // *J. Phys. D. Appl. Phys.* – 2012. – V 45. – P.245101.
- [100] Alaeian, H. Non-Hermitian nanophotonic and plasmonic waveguides / H. Alaeian, J.A. Dionne // *Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys.* – 2014. – V 89. – P.1–9.
- [101] Smirnova, D.A. Multilayer graphene waveguides / D.A. Smirnova, I.V. Iorsh, I.V. Shadrivov, Y.S. Kivshar // *JETP Lett.* – 2014. – V 99. – P.456–60.
- [102] Chen, L. Observation of large positive and negative lateral shifts of a reflected beam from symmetrical metal-cladding waveguides / L. Chen, Z. Cao, F. Ou, H. Li, Q. Shen, H. Qiao // *Opt. Lett.* – 2007. – V 32. – P.1432–4.
- [103] Chen, L. Optical Devices Based on Symmetrical Metal Cladding Waveguides In: *Optical Devices in Communication and Computation* / L. Chen. – Rijeka: InTech, 2012. – 239 p.
- [104] Yeh, P. Bragg reflection waveguides / P. Yeh, A. Yariv // *Opt. Comm.* – 1976. – V 19. – P.427.
- [105] Yeh, P. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory / P. Yeh, A. Yariv, Ch.-Sh. Hong // *J. Opt. Soc. Am.* – 1977. – V 67. – P.423.
- [106] Joannopoulos, J. *Photonic Crystals* / J. Joannopoulos, R. Meade, J. Winn. – Princeton: Princeton University Press, 1995. – 184 p.
- [107] Li, J. Guided modes of one-dimensional photonic bandgap waveguides / J. Li, K.S. Chiang // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2007. – V 24. – P.1942.

- [108] Li, J. Light guidance in a photonic bandgap slab waveguide consisting of two different Bragg reflectors / J. Li, K.S. Chiang // *Opt. Comm.* – 2008. – V 281. – P.5797.
- [109] West, B.R. Properties of the quarter-wave Bragg reflection waveguide: theory / B.R. West, A.S. Helmy // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2006. – V 23. – P.1207.
- [110] Li, Yu. A single-mode laser based on asymmetric Bragg reflection waveguides / Yu Li, Y. Xi, X. Li, W.P. Huang // *Optics Express.* – 2009. – V 17. – P.11179.
- [111] Fesenko, V.I. Dispersion blue-shift in an aperiodic Bragg reflection waveguide / V.I. Fesenko, V.R. Tuz // *Opt. Comm.* – 2016. – V 365. – P.225.
- [112] Fink, Y. A Dielectric Omnidirectional Reflector / Y. Fink, J. N. Winn, Sh. Fan, Ch. Chen, J. Michel, J.D. Joannopoulos, E.L. Thomas // *Science.* – 1998. – V 282. – P.1679.
- [113] Liun, B. High efficiency all-optical diode based on photonic crystal waveguide / B. Liun, Y.-F. Liu, Sh.-J. Li, X.-D. He // *Opt. Comm.* – 2016. – V 368. – P.7.
- [114] Mizrahi, A. Optical Bragg accelerators / A. Mizrahi, L. Schachter // *Phys. Rev. E.* – 2004. – V 70. – P.016505.
- [115] Sakurai, Y. Proposal of Tunable Hollow Waveguide Distributed Bragg Reflectors / Y. Sakurai, F. Koyama // *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1.* – 2004. – V 43. – P.L631.
- [116] Simova, E. Polarization splitter/combiner in high index contrast Bragg reflector waveguides / E. Simova, I. Golub // *Opt. Express.* – 2003. – V 11. – P.3425.
- [117] Wächter, C. Nonlinear Bragg reflection waveguide / C. Wächter, F. Lederer, L. Leine, U. Trutschel, M. Mann // *J. Appl. Phys.* – 1992. – V 71. – P.3688.
- [118] Helmy, A.S. Analysis and design equations for phase matching using Bragg reflector waveguides / A.S. Helmy, B.R. West // *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2006. – V 12. – P.431.
- [119] Pal, B.P. Loss and dispersion tailoring in 1D photonics band gap Bragg reflection waveguides: finite chirped claddings as a design tool / B.P. Pal, S. Ghosh, R.K. Varshney, S. Dasgupta, A. Ghatak // *Opt. Quant. Electron.* – 2007. – V 39. – P.983.

- [120] Lyubchanskii, I.L. Magnetic photonic crystals / I.L. Lyubchanskii, N.N. Dadoenkova, M.I. Lyubchanskii, E.A. Shapovalov, Th. Rasing // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2003. – V 36. – P.R277.
- [121] Shoji, Yu. Magneto-optical non-reciprocal devices in silicon photonics / Yu. Shoji, T. Mitsumoto // *Sci. Technol. Adv. Mater.* – 2014. – V 15. – P.014602.
- [122] Rytov, S.M. Electromagnetic properties of a finely stratified medium / S.M. Rytov // *Sov. Phys. JETP.* – 1956. – V 2. – P.446–75.
- [123] Brekhovskikh, L.M. *Waves in Layered Media* / L.M Brekhovskikh. – New York: Academic, 1980. – 503 p.
- [124] Agranovich, V.M. Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices / V.M. Agranovich // *Solid State Communications.* – 1991. – Vol. 78, Issue 8. – P. 747-750.
- [125] Shadrivov, I.V. Nonlinear surface waves in left-handed materials / I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar, A.A. Zharov, A.D. Boardman, P. Egan // *Phys. Rev. E.* – 2004. – V 69. – P.016617-9.
- [126] Bludov, Yu.V. Nonlinear TE-polarized surface polaritons on graphene / Yu.V. Bludov, D.A. Smirnova, Yu.S. Kivshar, N.M.R. Peres, M.I. Vasilevskiy // *Phys. Rev. B.* – 2014. – V 89. – P.035406-6.
- [127] Boyd, R.W. *Nonlinear Optics* / R.W. Boyd. – 3rd ed. – New York: Elsevier, 2008. – 614 p.
- [128] Валовик, Д.В. Распространение электромагнитных волн в нелинейных слоистых средах / Д.В. Валовик, Ю.Г. Смирнов. – Пенза: Издательство ПГУ, 2010. – 264 с.
- [129] Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона. – Москва: Физматлит, 2002. – 541 с.
- [130] Басс, Ф.Г. Высоочастот-ные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.Г. Тетервов. – Москва: Наука, 1989. – 288 с.
- [131] Wallenhorst, M. Enhancement of the nonreciprocal magneto-optic effect of TM modes using iron garnet double layers with opposite Faraday rotation / M. Wallenhorst,

- M. Niemoller, H. Dotsch, P. Hertel, R. Gerhardt, B. Gather // *J. Appl. Phys.* – 1995. – V 77. – P.2902.
- [132] Кринчик, Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. – Москва: Изд-во Моск. ун-та, 1976. – 367 с.
- [133] Рандошкин, В.В. Прикладная магнитооптика / В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 320 с.
- [134] Hibiya, T. Growth and characterization of liquid-phase epitaxial Bi-substituted iron garnet films for magneto-optic application / T. Hibiya, Y. Morishige, J. Nakashima // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 1985. – V 24. – P.1316.
- [135] Wood, D.L. Optical properties of gadolinium gallium garnet / D.L. Wood, K. Nassau // *Appl. Opt.* – 1009. – V 29. – P.3704.
- [136] Miller, D.A.B. Two beam optical signal amplification and bistability in InSb / D.A.B. Miller, S.D. Smith // *Opt. Commun.* – 1979. – V 31. – P.101.
- [137] Gurevich, A.G. Magnetization Oscillations and Waves / A.G. Gurevich, G.A. Melkov. – New York: CRS Press, 1996. – 464 p.
- [138] Yariv, A. Photonics: Optical Electronics in Modern Communications / A. Yariv, P. Yeh. – New York and Oxford: Oxford University, 2007. – 849 p.
- [139] Гончаренко, А.М. Основы теории оптических волноводов / А.М. Гончаренко, В.А. Карпенко. – Минск: Наука и Техника, 1983. – 242 с.
- [140] Shutyi, A.M. Waveguide modes of the light propagating in four-layer planar structures / A.M. Shutyi, D.G. Sannikov, D.I. Sementsov // *J. Commun. Technol. Electron.* – 1999. – V 44. – P.395–400.
- [141] Johnson, B. The infra-red refractive index of garnet ferrites / B. Johnson, A.K. Walton // *Br. J. Appl. Phys.* – 1965. – V 16. – P.475–7.
- [142] Malitson, I.H. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica / I.H. Malitson // *J. Opt. Soc. Am.* – 1965. V 55. – P.1205–9.
- [143] Devore, J.R. Refractive indices of rutile and sphalerite / J.R. Devore // *J. Opt. Soc. Am.* – 1951. – V 41. – P.416–9.
- [144] Torfeh, M. Theoretical analysis of hybrid modes of magneto-optical wave-guides / M. Torfeh, H. Le Gall // *Phys. Stat. Sol. A.* – 1981. – V 63. – P.247.

- [145] Visnovsky, S. Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures / S. Visnovsky. – New York: Taylor and Francis, 2006. – 559 p.
- [146] Jin, C.-Y. Photonic switching devices based on semiconductor nano-structures / C.-Y. Jin, O. Wada // J. Phys. D. Appl. Phys. – 2014. – V 47. – P.133001.

Список сокращений

ИК – инфракрасный;

НКС – нанокompозитная среда;

ЭМВ – электромагнитная волна;

СМ – слоистый метаматериал;

ФК – фотонный кристалл;

ПП – поверхностные поляритоны;

ППП – поверхностный плазмон-поляритон;

НПП – нелинейные поверхностные поляритоны;

ВЛИГ – висмут-содержащий феррит-гранат ($\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$);

ЖИГ – железо-иттриевый гранат ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$);

ГГГ – галлий-гадолиниевый гранат ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$);

ДУ – дисперсионное уравнение;