

На правах
рукописи



Богданов Андрей Андреевич

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР
ДЛЯ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ

специальность
01.04.10 – Физика полупроводников

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Научный руководитель:

Сурис Роберт Арнольдович,
д. ф.-м. н., академик РАН, зав. сектором теоретических основ микроэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Официальные оппоненты:

Тиходеев Сергей Григорьевич,
д. ф.-м. н., проф., заведующий лабораторией, ИОФ РАН;

Голуб Леонид Евгеньевич,
д. ф.-м. н., проф., старший научный сотрудник, ФТИ им. Иоффе;

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

Защита состоится «20» декабря 2012 г. в 11:30 на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая д. 26, ФТИ им. Иоффе РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. Иоффе.

Автореферат разослан «_» _____ 2012

Ученый секретарь диссертационного совета, д.ф.-м.н.



Л.М. Сорокин

Актуальность проблемы

Энергии фотонов терагерцевого излучения лежат в диапазоне от 1 до 40 мэВ, что соответствует длинам волн от 30 до 1000 мкм. Малые энергии фотонов определяют одно из важнейших свойств терагерцевого излучения – оно не ионизирующее и совершенно безвредно для человека, в отличие, например, от рентгеновского или жесткого ультрафиолетового излучения. Это позволяет использовать его для медицинской диагностики, в современных системах безопасности, экологического мониторинга, высокоскоростной связи, для контроля качества медикаментов и продуктов питания [1, 2, 3, 4].

Кроме того терагерцевом диапазоне лежат спектры излучения многих астрономических объектов, а также спектры сложных органических молекул (таких как молекулы белков и ДНК, некоторых взрывчатых веществ, вредных веществ – загрязнителей атмосферы), что делает терагерцевое излучение крайне перспективным в молекулярной биологии, химии и экологии [1, 5].

Несмотря на столь широкие возможности применения терагерцевого излучения, оно освоено крайне плохо по сравнению, например, с излучениями видимого, инфракрасного (ИК) и микроволнового диапазонов. В первую очередь это связано с отсутствием недорогих компактных источников терагерцевого излучения вплоть до 2002 года, когда был создан первый терагерцевый квантовый каскадный лазер (ККЛ) [6]. Идея ККЛ была впервые предложена в [7]. ККЛ представляют собой полупроводниковые лазеры, в которых генерация света происходит не за счет рекомбинации электрон дырочных пар, как в инжекционных лазерах, а за счет вынужденных переходов электронов между уровнями размерного квантования в квантовых ямах [7, 8, 9]. Ямы туннельно связаны между собой и при приложении внешнего электрического поля образуют для носителей заряда усилительный каскад, что и дало соответствующие название лазеру.

Сегодня ККЛ являются наиболее перспективными компактными источниками когерентного излучения дальнего ИК и терагерцевого диапазонов [5, 6, 10]. Уже созданы ККЛ работающие в терагерцевом диапазоне с использованием низких температур [6, 10]. Терагерцевые ККЛ, работающие при комнатной температуре, пока обладают мощностью меньше 1 мВт, что недостаточно для большинства практических применений [11]. Важной проблемой при создании терагерцевых ККЛ, работающих при комнатной температуре, является большие потери на свободных носителях в этой области спектра [12, 13]. Анализ этой проблемы требует глубокого понимания модовой структуры резонатора ККЛ и оптических потерь на свободных носителях в области терагерцевого диапазона.

Плазменные колебания электронов в волноводном слое ККЛ лежат в дальней ИК и терагерцевой области спектра. Это приводит к резонансному взаимодействию электромагнитной волны на рассматриваемых частотах с

объемными и поверхностными плазменными колебаниями носителей заряда в волноводе и образованию поверхностных и объемных плазмон-поляритонных мод. Спектр носителей заряда в ККЛ сильно анизотропен из-за того, что электроны находятся в периодическом потенциале, создаваемом сверхрешеткой [14].

В известных нам работах при анализе модовой структуры резонаторов ККЛ не учитывается анизотропия энергетического спектра носителей заряда и рассматриваются только объемные моды и моды поверхностных плазмон-поляритонов [12, 13]. Объемные же плазмон-поляритоны, образующиеся за счет взаимодействия света с объемными плазменными колебаниями волноводного слоя, не учитываются, не смотря на то, что в дальней терагерцевой области спектра они играют ключевую роль.

Цели и задачи работы

Цель работы состоит в том, чтобы проанализировать модовую структуру волновода ККЛ и потери на свободных носителях с учетом анизотропии их энергетического спектра, вызванного периодическим потенциалом сверхрешетки. В рамках единой модели рассмотреть моды волновода ККЛ, образующиеся за счет полного отражения электромагнитной волны от его стенок и поляритонные моды, образующиеся за счет взаимодействия света с объемными и поверхностными колебаниями носителей заряда в его стенках и волноводном слое.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- Анализ модовой структуры и распределения полей собственных мод в плоском изотропном симметричном волноводе со свободными носителями в обкладках и волноводном слое в зависимости от концентраций свободных носителей и толщины волновода;
- Определение условий возникновения отрицательной дисперсии для объемных мод и поверхностных плазмон-поляритонных мод;
- Классификация качественно отличающихся структур мод изотропного волновода со свободными носителями в обкладках и волноводном слое в зависимости от толщины волновода и концентраций свободных носителей в его слоях.
- Влияние контраста высокочастотной диэлектрической проницаемости волноводного слоя и стенок волновода на его модовую структуру;
- Влияние анизотропии энергетического спектра носителей заряда волноводного слоя на его модовую структуру;
- Описание диэлектрической функции волноводного слоя лазера, состоящего из перемежающихся слоев активных и инжекторных секций, в рамках модели эффективной среды
- Анализ модовой структуры периодической слоистой среды с анизотропными проводящими слоями за рамками приближения эффективной среды.

- Анализ спектра потерь на свободных носителях в изотропном волноводе со свободными носителями в обкладках и волноводном слое.
- Анализ спектра потерь на свободных носителях в волноводе с учетом анизотропии их энергетического спектра. Определение асимптотических частотных зависимостей потерь на свободных носителях в обкладках и волноводном слое для различных частотных диапазонов.
- Сравнение спектров потерь на свободных носителях в волноводах с полупроводниковыми и металлическими обкладками
- Сравнение спектров потерь в ККЛ на квантовых ямах и квантовых точках
- Анализ поляризационного соотношения для собственных мод ККЛ
- Анализ факторов оптического ограничения собственных мод ККЛ
- Анализ анизотропии плазменных колебаний вдоль и поперек слоев полупроводниковой сверхрешетки. Анализ возможности оптического управления знаками и компонентами тензора диэлектрической функции сверхрешетки, а, как следствие, плотностью фотонных состояний в материале.

Научная новизна и практическая значимость работы

В диссертации впервые проанализирована модовая структура резонатора квантового каскадного лазера с учетом поляритонных мод, образующихся за счет взаимодействия света с объемными плазменными колебаниями носителей заряда в слоях лазерной структуры. Впервые представлено аналитическое решение задачи о модовой структуре трехслойного симметричного волновода с анизотропным волноводным слоем в приближении модели Друде-Лоренца без учета потерь на свободных носителях. Впервые проанализировано влияние анизотропии энергетического спектра носителей заряда в ККЛ на его модовую структуру. Построены асимптотические оценки потерь на свободных носителях в стенках волновода и волноводном слое для всех типов мод квантового каскадного лазера в интервале от миллиметровых волн до волн оптического диапазона. В работе впервые выдвинута модель материала, с оптически управляемой плотностью фотонных состояний, на основе полупроводниковой сверхрешетки.

Практическая значимость работы подчеркивается тем, что анализ электродинамических свойств волнопроводов со сверхрешетками, проводимый в диссертации, достаточно общий и не ограничивается случаем квантовых каскадных лазеров. Результаты полученные в диссертации могут быть применены к достаточно широкому классу слоистых полупроводниковых и металл-диэлектрических структур, которые в свою очередь составляют сегодня основу современной оптики полупроводников и оптоэлектроники.

Проведенный анализ потерь на свободных носителях в обкладках и волноводном слое, полученные аналитические выражения для потерь на свободных носителях позволяют минимизировать их путем соответствующего выбора оптимальных геометрических параметров волновода и степеней

легирования слоев сверхрешетки.

На защиту выносятся следующие положения

1. Волновод квантового каскадного лазера обладает собственными модами, которые образуются за счет взаимодействия света с объемными плазменными колебаниями носителей заряда в волноводном слое (объемные плазмон-поляритонные моды). Они существуют наряду с собственными модами, которые образуются за счет отражения волны от стенок волновода (объемные моды), и собственными модами, которые образуются за счет взаимодействия света с поверхностными плазменными колебаниями носителей заряда вблизи интерфейсов волновода (поверхностные плазмон-поляритонные моды).
2. Потери на свободных носителях в квантовом каскадном лазере имеют минимум, который лежит в области ближнего терагерцевого и среднего инфракрасного диапазонов при характерных параметрах лазера. Минимум соответствует симметричной поверхностной плазмон-поляритонной моде. Частота, отвечающая минимуму, пропорциональна корню из произведения концентраций свободных носителей заряда в обкладках и волноводном слое и не зависит от толщины волновода.
3. Анизотропия эффективной массы носителей заряда плазмы волноводного слоя квантового каскадного лазера приводит к зависимости частоты объемных плазмон-поляритонных мод от волнового вектора даже в отсутствие пространственной дисперсии. В слоистой периодической металл-диэлектрической структуре та же причина приводит к снятию вырождения для частоты объемных плазмон-поляритонных мод и ее расщеплению в зоны разрешенных частот.
4. Количество дисперсионных ветвей в изотропных волноводах со свободными носителями в стенках и волноводном слое определяется единственным безразмерным параметром $\theta = \varepsilon^\infty (\Omega_{cl}^2 - \Omega_{cr}^2) a^2 / (\pi c)^2$. Здесь Ω_{cl} , Ω_{cr} – плазменные частоты обкладок и волноводного слоя, ε^∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость, которая предполагается одинаковой для обкладок и волноводного слоя, a – толщина волновода, c – скорость света.
5. Все три типа собственных мод волновода с полупроводниковыми и металлическими обкладками (объемные, объемные плазмон-поляритонные и поверхностные плазмон-поляритонные моды) могут обладать отрицательной дисперсией. Для объемных мод ТМ поляризации с частотой отсечки, близкой к плазменной частоте обкладок, отрицательная дисперсия возникает вблизи частоты отсечки. Для поверхностных плазмон-поляритонных мод в изотропных волноводах участки с отрицательной дисперсией возникают, если $-0.217 < \theta < 0.706$. Для объемных плазмон-поляритонных мод дисперсия отрицательна в случае анизотропного волноводного слоя, когда компонента

тензора эффективной массы носителей заряда вдоль оси волновода меньше поперечной компоненты тензора эффективной массы.

Апробация работы

Материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих российских и международных конференциях и симпозиумах:

1. 3rd Scientific European Optical Society annual meeting (3-я ежегодная встреча Европейского оптического сообщества, Франция, Париж, 26-29 октября, 2010)
2. 11th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling (11-ая международная конференция по физике взаимодействия света и вещества, Германия, Берлин, 2011, 4-8 апреля 2011)
3. Metamaterials'2012: The 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (6ой международный конгресс по передовым материалам для микроволнового диапазона и оптики, Россия, Санкт-Петербург, 17-22 сентября 2012)
4. 18th Annual International Symposium Nanostructures: physics and technology (18-ый международный симпозиум «Наноструктуры: физика и технология», Россия, Санкт-Петербург, 21-26 июня 2010)
5. 19th Annual International Symposium Nanostructures: physics and technology (19-ый международный симпозиум «Наноструктуры: физика и технология», Россия, Екатеринбург, 20 - 25 июня 2011)
6. 20th Annual International Symposium Nanostructures: physics and technology (20-ый международный симпозиум «Наноструктуры: физика и технология», Россия, Нижний Новгород, 24 - 30 июня 2012)
7. XI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Россия, Санкт-Петербург, 30 ноября - 4 декабря 2009);
8. Второй всероссийский симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Россия, Санкт-Петербург, 10-12 ноября 2010);
9. Третий всероссийский симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Россия, Санкт-Петербург, 13-16 ноября 2012);
10. Международная зимняя школа по физике полупроводников (Зеленогорск, Россия, 2009, 2012)

Публикации

Основные результаты работы изложены в трех статьях, опубликованных в одном отечественном и двух зарубежных рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК. По теме диссертации сделано одиннадцать докладов на пяти всероссийских и шести международных конференциях.

1. A.A. Bogdanov, R.A. Suris, Mode structure of a quantum cascade laser. *Physical Review B*, 83(12), 125316 (2011).
2. A. A. Bogdanov, R.A. Suris, Theoretical analysis of free carrier absorption in the cavity of a quantum cascade laser. *physica status solidi (b)*, 249(5), 885–895 (2012).
3. А. А. Богданов, Р.А. Сурис, Влияние анизотропии проводящего слоя на закон дисперсии электромагнитных волн в слоистых металл-диэлектрических структурах. *Письма в ЖЭТФ*, 96(1), 52–58 (2012).

Структура и объем диссертации

Диссертация включает в себя введение, четыре главы, заключение, приложение и список цитируемой литературы.

Основное содержание работы

Во **введении** дана общая характеристика работы, обоснована актуальность темы, определены цели и задачи исследований, изложены новизна и практическая ценность работы, сформулированы защищаемые положения.

Основная часть диссертационной работы состоит из четырех глав:

Первая глава носит обзорной характер. В ней описан принцип действия квантового каскадного лазера (ККЛ) и прослежена история его развития начиная с 1971 года, когда была выдвинута гипотеза о возможности усиления электромагнитного поля в полупроводниковой сверхрешетке [7, 8]. Перечислены основные достоинства и недостатки ККЛ, а также особенности, отличающие их от инжекционных полупроводниковых лазеров. Представлены области применения ККЛ. Рассмотрены различные технологии их создания [14].

Особое внимание уделяется терагерцевым ККЛ [6, 10, 11, 12]. Анализируются отличия волноводов и дизайнов активных областей для ККЛ среднего инфракрасного и терагерцевого диапазонов. Описываются основные достижения в этой области и существующие проблемы [6]. Обсуждаются причины, препятствующие генерации терагерцевого излучения при комнатной температуре.

Обсуждаются собственные моды волновода ККЛ. Анализируется их природа, достоинства и недостатки в различных областях спектра. В конце главы проводятся оценки, показывающие необходимость рассмотрения плазменных колебаний волноводного слоя при анализе модовой структуры лазера в терагерцевой области спектра.

Во второй главе выводятся основные уравнения, определяющие законы дисперсии собственных мод и распределения полей в квантовом каскадном лазере с учетом анизотропии диэлектрической функции волноводного слоя и потерь на свободных носителях. Чтобы проанализировать влияние свободных носителей и анизотропии их энергетического спектра на модовую структуру волновода лазера, эти факторы учитываются отдельно друг от друга. При анализе используются безразмерные частоты и волновые векторы:

$$\tilde{\omega} = \omega \frac{\sqrt{\varepsilon^\infty} a}{\pi c}; \quad \tilde{k} = k \frac{a}{c} . \quad (1)$$

Здесь a и ε^∞ – толщина волноводного слоя и его высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Использование безразмерных величин исключает толщину волновода из анализа, таким образом рассматриваемая задача допускает скейлинг.

Сначала рассматривается волновод с нелигированным волноводным слоем. Показывается, что модовая структура такого волновода состоит из двух типов мод: объемных мод, которые образуются за счет отражения электромагнитной волны от стенок волновода, и двух поверхностных плазмон-поляритонных мод, которые образуются за счет конструктивной и деструктивной интерференции поверхностных плазмонов, локализованных на противоположных интерфейсах волноводного слоя. Зависимость безразмерной компоненты волнового вектора вдоль оси волновода, \tilde{k}_z , от безразмерной частоты $\tilde{\omega}$ для собственных мод такого волновода и распределение электрического поля для его поверхностных мод (TM₀ и TM₁) и двух объемных мод (TM₂ и TM₃) приведено на рис.1а.

Далее анализируется влияние свободных носителей волноводного слоя на модовую структуру волновода. Свободные носителя описываются в рамках приближении модели Друде-Лоренца. Показывается, что в этом случае волновод обладает еще одним типом мод – объемными плазмон-поляритонными модами. Они образуются за счет взаимодействия света с объемными плазменными колебаниями волноводного слоя. Закон дисперсии для этих мод вырожден: их частота равна плазменной частоте волноводного слоя и не зависит от компоненты волнового вектора вдоль оси волновода (рис.1б). Эти моды представляют собой колебания плотности электронного газа. В литературе их часто называют плазменными или ленгмюровскими. Они идеально ограничены в волноводном слое и являются чисто электрическими модами, то есть магнитное поля для них всюду равно нулю. Профиль тангенциальной компоненты электрического поля для ленгмюровских мод может иметь произвольную форму, но должен обращаться в ноль на границах волноводного слоя (рис.1б).

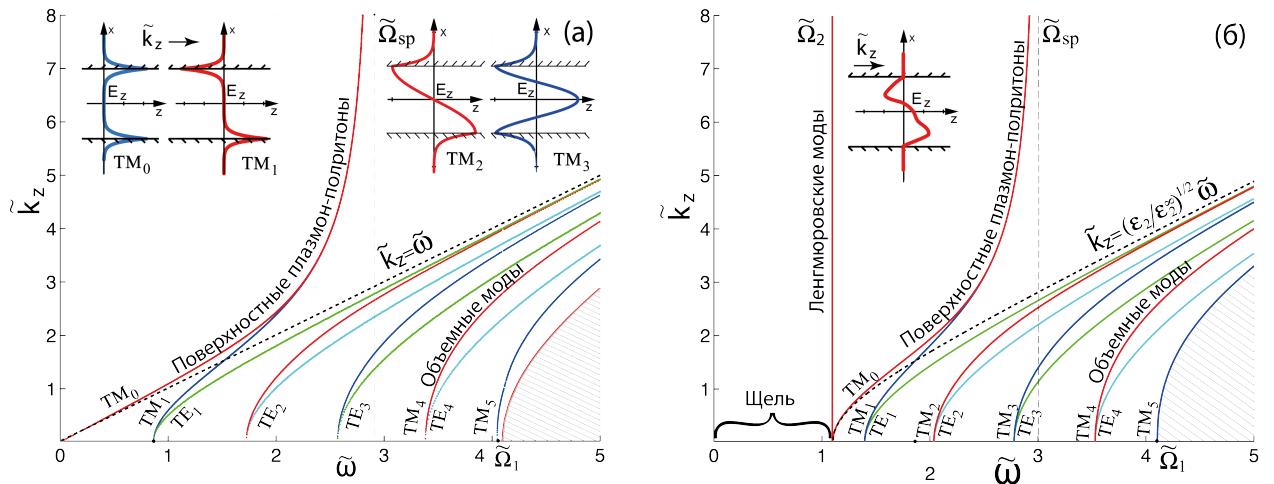


Рис.1 Законы дисперсии для собственных мод в симметричном волноводе: (а) без свободных носителей в волноводном слое; (б) со свободными носителями в волноводном слое. Безразмерные параметры волновода: контраст высокочастотных диэлектрических проницаемостей обкладок и волноводного слоя $\varepsilon_1^\infty / \varepsilon_2^\infty = 1$, плазменная частота обкладок $\tilde{\Omega}_1 = 4.1$, плазменная частота волноводного слоя (а) $\tilde{\Omega}_2 = 0$, (б) $\tilde{\Omega}_2 = 1.1$.

Далее анализируется влияние анизотропии диэлектрической функции волноводного слоя на модовую структуру волновода. Показывается, что анизотропия снимает вырождение для ленгмюровских мод и они перестают быть чисто электрическими модами. На закон дисперсии объемным мод и поверхностных плазмон-поляритонных мод качественно не влияет. Дисперсионная ветвь для ленгмюровских мод

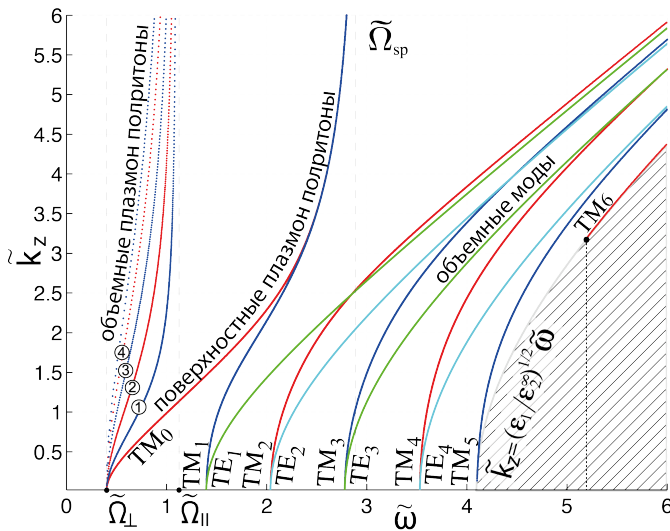


Рис.2 Законы дисперсии для собственных мод в волноводе со свободными носителями, обладающими анизотропным энергетическим спектром. Безразмерные параметры волновода контраст высокочастотных диэлектрических проницаемостей обкладок и волноводного слоя $\varepsilon_1^\infty / \varepsilon_2^\infty = 1$, плазменная частота обкладок $\tilde{\Omega}_1 = 4.1$, продольная и поперечная плазменные частоты волноводного слоя $\tilde{\Omega}_\perp = 0.4$ и $\tilde{\Omega}_\parallel = 1.1$.

расщепляется в набор дисперсионных ветвей (рис.2). Их количество бесконечно, но на рис.2 изображено только несколько из них. Дисперсия для образующихся мод может быть как положительна так и отрицательна. Положительная дисперсия наблюдается в случае, если компонента тензора эффективной массы носителей заряда, образующих плазму волновода, вдоль оси волновода больше поперечной компоненты. В противном случае дисперсия для ленгмюровских мод положительна. Показывается, что законы для ленгмюровских мод лежат в области, где $\varepsilon_\perp \varepsilon_\parallel < 0$. Анизотропным материалам с таким соотношением компонент тензора сегодня уделяется особое внимание. Они обладают рядом уникальных свойств и

их выделяют в отдельный класс – гиперболические среды [16].

В конце второй главы рассматривается волновод с волноводным слоем, образованным чередующимися слоями активных и инжекторных секций [12]. В рамках модели эффективной среды вычисляется диэлектрическая функция такого волноводного слоя и анализируется модовая структура. Показывается, что слоистая структура волновода влияет только на закон дисперсии ленгмюровских мод. В их спектре появляется щель, положение которой определяется поперечной плазменной частотой колебаний в инжекторе, а ширина пропорциональна доле инжекторных слоев в волноводном слое.

В третьей главе анализируются потери на свободных носителях в волноводе ККЛ. Сначала анализируется влияние потерь на модовую структуру лазера в изотропных и анизотропных волноводах. Затем анализируется спектр потерь на свободных носителях в изотропном волноводе со свободными носителями в обкладках и волноводном слое. Далее проводится сравнение потерь в волноводах с полупроводниковыми и металлическими обкладками (рис.3). Анализ показывает, что в волноводе с металлическими обкладками минимальные потери на свободных носителях для поверхностной симметричной моды снижаются почти на два порядка по сравнению с потерями в волноводе с полупроводниковыми обкладками. Это объясняется меньшей глубиной проникновения поверхностной моды в металлические обкладки по сравнению с полупроводниковыми.

Далее сравниваются потери на свободных носителях в ККЛ на квантовых ямах и квантовых точках [17, 18]. Показывается, что существенный выигрыш в потерях достигается в ККЛ на квантовых точках в длинноволновой области спектра. Это объясняется тем, что в носители заряда в ККЛ на квантовых точках ограничены в трех измерениях и не могут двигаться свободно, как в ККЛ на квантовых ямах и приводить к поглощению волны электромагнитной волны.

Затем анализируется спектр потерь в волноводе, волноводный слой которого представляет собой чередующиеся слои инжекторов и активных секций. Далее для каждой области спектра (от оптического диапазона до миллиметровых волн) приводятся аналитические выражения для частной зависимости потерь на свободных носителях в обкладках и волноводном слое. В конце третьей главы анализируются факторы оптического ограничения для собственных мод лазера и поляризационные соотношения, определяющие степень их поперечности.

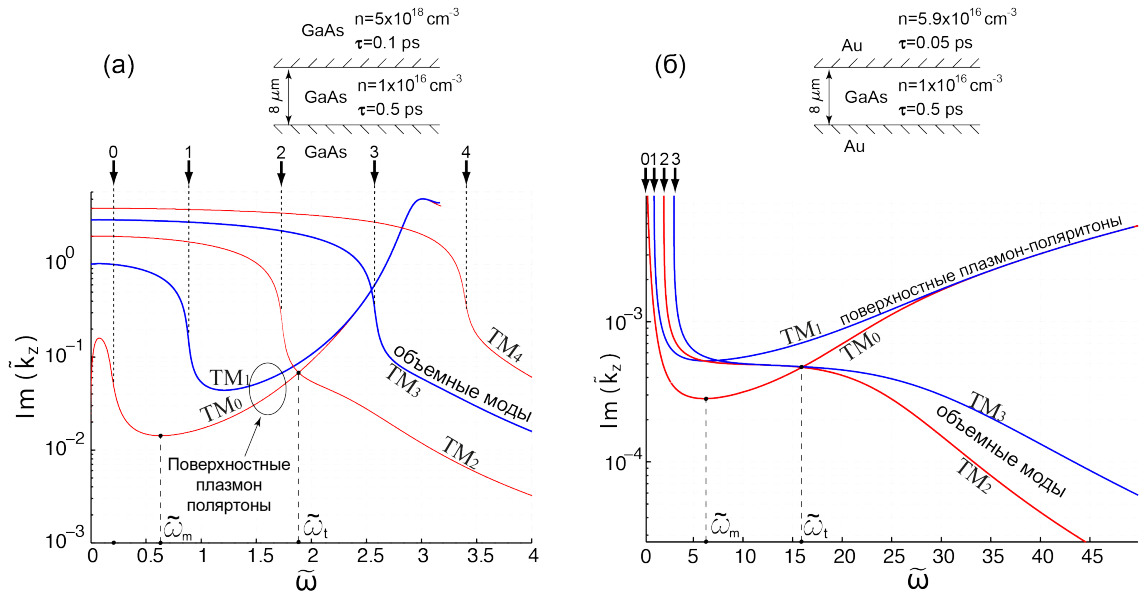


Рис.3 Частотная зависимость мнимой части компоненты волнового вектора вдоль оси волновода для его собственных. (а) Волновод с полупроводниковыми обкладками. (б) Волновод с металлическими обкладками. Зависимости приведены в безразмерных величинах (1). Параметры волноводов указаны на рисунке.

Четвертая глава посвящена анализу плазменных колебаний в слоистых средах за рамками приближения эффективной среды. В первой части главы исследуется влияние анизотропии проводящего слоя на закон дисперсии электромагнитных волн в слоистой металл-диэлектрической структуре.

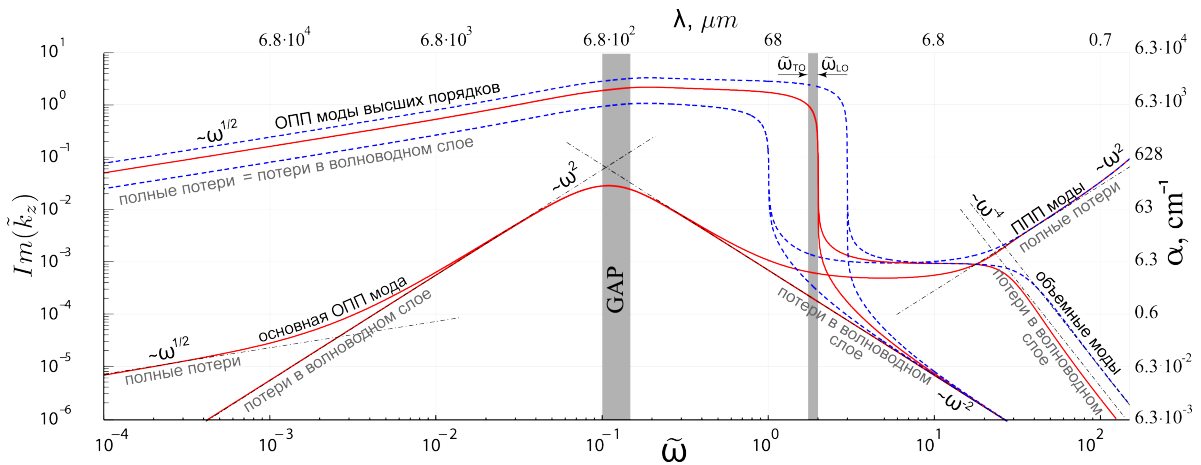


Рис.4 Частотная зависимость полных потерь на свободных носителях волноводе и потерь за счет поглощения волны в волноводном слое. Совпадение кривых говорит о том, что полные потери совпадают с потерями в волноводном слое. Зависимости приведены в безразмерных величинах (1). Безразмерные параметры волновода: плазменная частота обкладок $\tilde{\Omega}^c = 495$, доля активного слоя в волноводном слое $\xi = 0.5$, продольная и поперечные плазменные частоты волноводного слоя $\tilde{\Omega}_{\parallel} = 0.15$ и $\tilde{\Omega}_{\perp} = 0.13$, обратные времена рассеяния импульса электронов в обкладках и волноводном слое $\tilde{\gamma}^c = 1.45$ и $\tilde{\gamma}^w = 0.16$. Частоты поперечных и продольных оптических фононов $\tilde{\omega}_{TO}$ и $\tilde{\omega}_{LO}$ обозначают границы зоны поглощения света за счет фотон-фононного взаимодействия. Размерные оси приведены для волновода толщиной 10 мкм.

Показывается, что анизотропия эффективной массы носителей заряда проводящего слоя приводит к снятию вырождения для ленгмюровских мод и их дисперсионные ветви расщепляются в зоны разрешенных энергий для фотонов.

Далее на основе кинетического уравнения Больцмана в τ -приближении анализируется плазменная частота носителей заряда в полупроводниковой сверхрешетке. Показывается, что анизотропия энергетического спектра электронов приводит к различию частоты плазменных колебаний вдоль и поперек слоев сверхрешетки:

$$\Omega_{\perp,\parallel}^2 = \frac{4\pi e^2}{\epsilon^\infty} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{\text{minibands}} \iiint f(E) \frac{\partial^2 E}{\partial p_{\perp,\parallel}^2} d^3 p \quad (2)$$

Здесь e – заряд электрона, ϵ^∞ – высокочастотная проницаемость слоев сверхрешетки, которая предполагается равной для всех слоев, E – энергия электрона в периодическом потенциале сверхрешетки, которая зависит от номера минизоны n , от компоненты импульса вдоль слоев сверхрешетки p_{\parallel} и от блоховского квазиимпульса p_{\perp} . Приводятся зависимости продольной и поперечной плазменных частот от полной концентрации электронов в зоне проводимости полупроводниковой сверхрешетке $\text{GaAs}_{0.2}\text{Sb}_{0.8}/\text{GaSb}$ при различных температурах (рис.5а). Плато для Ω_{\perp} при низких температурах отвечает ситуации, когда химический потенциал лежит между нижней и верхней границей соседних минизон. Показывается, что для терагерцевого излучения знаки тензора диэлектрической проницаемости могут меняться в зависимости от концентрации электронов в зоне проводимости (рис.5б).

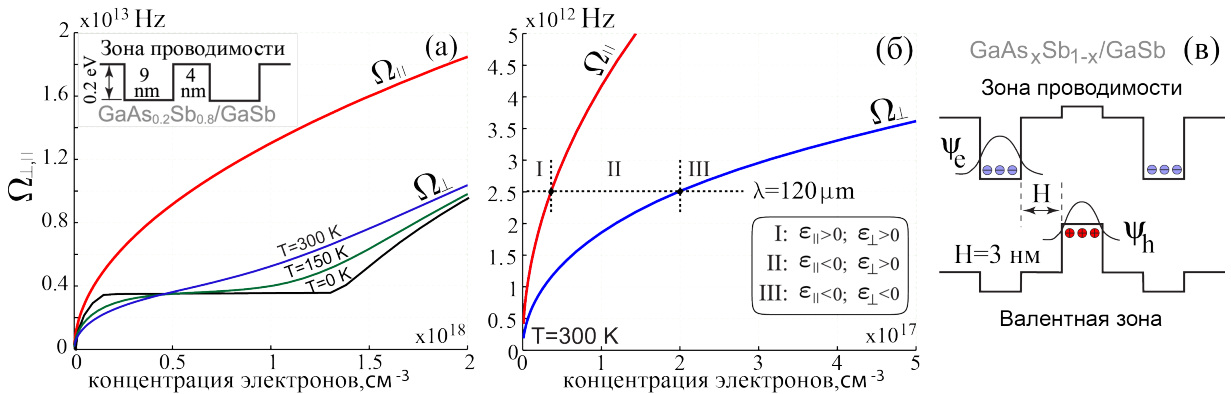


Рис.5 Зависимость частот плазменных колебаний электронов в сверхрешетке вдоль и поперек ее слоев в зависимости от их концентрации в зоне проводимости для различных температур. Параметры сверхрешетки указаны на рисунке (а). Рисунок (б) – увеличенная в масштабе часть рисунка (а), отвечающая терагерцевой области спектра. (в) Сверхрешетка пространственно разделенных квантовых ям для электронов и дырок.

Предлагается менять мощность внешнего источника излучения оптического диапазона и таким образом управлять плазменными частотами вдоль и поперек слоев сверхрешетки. Это дает возможность манипулировать величиной и знаками тензора диэлектрической проницаемости сверхрешетки, а,

как следствие, плотностью оптических состояний в ней. В зависимости от мощности внешнего источника излучения сверхрешетка может проявлять диэлектрические свойства (рис.5б, область I), свойства металла (рис.5б, область III) или быть гиперболической средой (рис.5б, область II).

Простая оценка мощности управляющего светового пучка для пленки толщиной $l \approx 100$ мкм дает:

$$P = \frac{\hbar\omega \cdot n \cdot l}{\tau_{rec}} = \frac{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \cdot 10^{-2} \text{ cm}}{10^{-8} \text{ sec}} \approx 10^4 \text{ W / cm}^2$$

Здесь $\hbar\omega \approx 1$ эВ – энергия управляющего фотона, $\tau_{rec} \approx 10^{-8}$ с – время рекомбинации неравновесных электронов, $n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Время излучательной рекомбинации обратно пропорционально квадрату интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки:

$$\tau_{rec}^* = \frac{\tau_{rec}}{\langle \psi_e | \psi_h \rangle^2} \quad (3)$$

В сверхрешетке с пространственно разделенными квантовыми ямами для электронов и дырок (рис.5в) время рекомбинации может быть увеличено на 4 порядка с 10^{-8} до 10^{-4} сек. Таким образом мощность управляющего излучения может быть снижена до нескольких Вт/см², что вполне приемлемо для практических применений.

В **приложении** показывается, что решение задачи о модовой структуре трехслойного симметричного волновода в отсутствие потерь может быть получено аналитически в параметрической форме.

В **Заключении** приведены основные результаты работы:

- Построены асимптотические зависимости потерь на свободных носителях в обкладках и волноводном слое для всех типов мод квантового каскадного лазера в частотном диапазоне от миллиметровых волн до волн оптического диапазона.
- Построены асимптотические зависимости поляризационного соотношения, определяющего степень поперечности моды, для всех типов мод квантового каскадного лазера в частотном диапазоне от миллиметровых волн до волн оптического диапазона.
- Установлено, что для объемных мод волновода, которые образуются за счет полного отражения волны от его стенок, потери на свободных носителях убывают как ω^{-4} для частот меньших плазменной частоты обкладок. Для частот больших плазменной частоты обкладок потери на свободных носителях убывают как ω^{-2} .
- Установлено, что основная объемная плазмон-поляритонная мода в миллиметровой области спектра поглощается в основном на свободных носителях плазмы волноводного слоя. Потери в этом диапазоне пропорциональны $\omega^{1/2}$. В дальней терагерцевой области спектра поглощение происходит на свободных носителях в обкладках, где потери растут как ω^2 .

- Установлено, что для объемных мод волновода, которые образуются за счет полного отражения волны от его стенок, потери на свободных носителях убывают как ω^{-4} для частот меньших плазменной частоты обкладок. Для частот больших плазменной частоты обкладок потери на свободных носителях убывают как ω^{-2} .
- Предложена и проанализирована модель управляемого метаматериала на основе полупроводниковой сверхрешетки, в которой величиной и знаками тензора диэлектрической проницаемости, а, как следствие, плотностью фотонных состояний, можно управлять светом видимого диапазона. Мощность управляющего светового потока может быть снижена на 4 порядка до нескольких Вт/см² за счет использования сверхрешетки с пространственно разделенными квантовыми ямами для электронов и дырок.
- Задача о модовой структуре симметричного анизотропного волновода со свободными носителями в обкладках и волноводном слое может быть решена аналитически в рамках модели Друде-Лоренца в пренебрежении потерями на свободных носителях.

Список литературы

- [1] Siegel, P. H. Terahertz Technology in Biology and Medicine // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.-2004.-vol. 52; № 10.-pp. 2438–2447.
- [2] Woolard, D. L., Brown, R., Pepper, M., & Kemp, M. Terahertz Frequency Sensing and Imaging: A Time of Reckoning Future Applications? // Proceedings of the IEEE.-2005.-vol. 93; №10.-pp. 1722–1743.
- [3] Siegel, P. H. Terahertz technology // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. -2002.-vol 50; № 3.-pp. 910–928.
- [4] Chan, W. L., Deibel, J., & Mittleman, D. M. Imaging with terahertz radiation. Reports on Progress in Physics.-2007.-vol. 70; № 8. - pp.1325–1379.
- [5] Curl, R. F., Capasso, F., Gmachl, C., Kosterev, A., McManus, B., Lewicki, R., Pusharsky, M., et al. Quantum cascade lasers in chemical physics // Chemical Physics Letters.- 2007.- vol. 487.- pp. 1.
- [6] Köhler, R., Tredicucci, A., Beltram, F., Beere, H. E., Linfield, E. H., Davies, A. G., Ritchie, D. A., et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser // Nature.- 2002.- vol. 417.- pp. 156–159.
- [7] Р. Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, О возможности усиления электромагнитных волн в полупроводниках со сверхрешеткой // ФТП.- 1971, т. 5, в. 4. - с. 797-800.
- [8] Р. Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой // ФТП.-1972, т. 6, в. 1, с. 148-162; Р. Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, К теории электрических свойств полупроводников со сверхрешеткой //ФТП.-1973.- т. 7, в. 3.- с. 488-499.
- [9] Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Sirtori, C., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y. Quantum Cascade Laser // Science.-1994.-vol. 264.- pp. 553–556.
- [10] Kumar, S. Recent Progress in Terahertz Quantum // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.- 2010.- vol. 17.- № 1.- pp. 38–46.

- [11] Belkin, M. A., Capasso, F., Xie, F., Belyanin, A., Fischer, M., Wittmann, A., & Faist, J. Room temperature terahertz quantum cascade laser source based on intracavity difference-frequency generation // *Applied Physics Letters*.- 2008.- vol. 92, № 20.- pp. 201101.
- [12] Williams, B. S. Terahertz quantum-cascade lasers // *Nature Photonics*.- 2007.- vol. 1.- pp. 517–525.
- [13] Gmachl, C., Capasso, F., Sivco, D. L., & Cho, A. Y. Recent progress in quantum cascade lasers and applications // *Reports on Progress in Physics*.- 2001.- vol. 64.- pp. 1533–1601.
- [14] Esaki, L., & Tsu, R. Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors// *IBM Journal of Research and Development*.- 1971.- vol. 14, № 1.- pp. 61–65.
- [15] Lyakh, A., Maulini, R., Tsekoun, A. G., & Patel, C. K. N. Progress in high-performance quantum cascade lasers // *Optical Engineering*.- 2010.- vol. 49, № 11.- pp. 111105.
- [16] Krishnamoorthy, H. N. S., Jacob, Z., Narimanov, E., Kretzschmar, I., & Menon, V. M.. Topological transitions in metamaterials // *Science*.- 2012.- vol. 336.- pp. 205–209.
- [17] Suris, R. A. Prospects for quantum dot structures applications in electronics and optoelectronics // *Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Future Trends in Microelectronics: Reflection on the Road to Nanotechnology*: (eds.) S. Luryi, J. Xu, & A. Zaslavski, Il de Bendor, France: Kluwer Academic Publishers.- 1996.- pp. 197–208.
- [18] Dmitriev, I. A., & Suris, R. A. Quantum cascade lasers based on quantum dot superlattice // *Physica Status Solidi (a)*.-2005.- vol.-202.- № 6.- pp. 987–991.

