

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Сопко Иван Миклошович

**АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНФРАКРАСНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ**

Специальность: 1.3.4 — радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Князев Григорий Алексеевич

Москва – 2022

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Акустооптика и акустоплазмоника ИК-диапазона.....	14
1.1 Основные понятия акустооптики.....	17
1.2 Поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл-диэлектрик.....	19
1.3 Использование методов плазмоники в акустооптике.....	22
1.4 Выводы из главы 1.....	26
Глава 2. Особенности поверхностных электромагнитных волн инфракрасного диапазона.....	27
2.1 Учет влияния призмы при возбуждении плазмона в геометрии Отто.....	30
2.2 Изменение параметров поверхностного плазмон-поляритона при переходе в инфракрасную область.....	34
2.3 Поверхностные фонон-поляритоны на карбиде кремния.....	42
2.4 Многослойные диэлектрические структуры.....	44
2.5 Выводы из главы 2.....	46
Глава 3. Акустоплазмонная модуляция инфракрасного излучения.....	48
3.1 Модулятор на основе поверхностной акустической волны.....	49
3.2 Моделирование акустооптической модуляции на поверхностной акустической волне.....	55
3.3 Акустооптическая модуляция с помощью планарных структур, поддерживающих волноводные моды.....	60
3.4 Структура на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью.....	64
3.5 Структура на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью.....	70
3.6 Экспериментальное исследование модуляции ИК излучения.....	78
3.7 Выводы из главы 3.....	84
Глава 4. Усиление электрострикционного механизма преобразования оптической энергии в акустическую в слоистой среде.....	87
4.1 Механизм оптоакустического взаимодействия.....	89
4.2 Оптоакустическое взаимодействие путем электрострикции в прозрачной среде.....	92
4.3 Выводы из главы 4.....	96
Основные результаты и выводы.....	97
Благодарности.....	99
Список публикаций автора по теме диссертации.....	100
Список литературы.....	103

Введение

Актуальность и разработанность темы исследования

Благодаря своей доступности и универсальности акустооптические приборы находят широкое применение в различных областях оптики, физики лазеров, обработки сигналов, космических исследований и биофизики. Из-за сравнительной простоты конструкции, высокой надежности и отсутствия движущихся частей широко распространены акустооптические дефлекторы, модуляторы, фильтры различной конфигурации и модуляторы добротности для лазерных систем.

Акустооптические приборы охватывают широкий спектр длин волн начиная от ультрафиолетового излучения и заканчивая терагерцовым диапазоном. Несмотря на активное и продолжительное развитие акустооптических методик и приборов, задача управления свойствами электромагнитных волн среднего и дальнего инфракрасного диапазона требует преодоления определенных трудностей.

Особый интерес для применения в акустических устройствах представляют материалы с сильной оптической и акустической анизотропией. Наиболее распространенным акустооптическим материалом видимого и ближнего инфракрасного диапазонов является монокристаллический парателлури́т (TeO_2). Из-за своих акустических свойств он обладает выдающимся акустооптическим качеством $M_2 = 1200 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ [1,2], что позволяет использовать управляющие сигналы небольшой мощности [3,4]. Область прозрачности парателлурита представляет диапазон от 0,35 мкм до 5 мкм, что делает его непригодным для использования в ультрафиолетовом и среднем инфракрасном диапазонах [5–7].

подавляющее большинство современных акустооптических устройств, работающих за пределами видимого диапазона, рассчитаны на использование в ближнем инфракрасном диапазоне, что соответствует их использованию в телекоммуникационных оптоволоконных сетях. Переход в область дальнего инфракрасного и терагерцового диапазонов осложняется рядом фундаментальных

и технических проблем. Основная проблема заключается в том, что эффективность акустооптического взаимодействия снижается по квадратичному закону с ростом длины волны оптического излучения[3,8], из-за чего при переходе от 1 мкм к 10 мкм необходимо повысить акустооптическое качество материала в 100 раз. Ситуация осложняется тем, что оптические материалы, обладающие хорошими акустооптическими свойствами, непрозрачны в дальнем инфракрасном диапазоне. Исключение составляет монокристалл теллура с $M_2 = 130000 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ [9] (случай изотропной дифракции), что в сочетании с сильной оптической анизотропией, делает его потенциально привлекательным материалом для создания фильтров в дальнем инфракрасном диапазоне. Показатель преломления теллура на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм равен $n_o = 4,8$ для обыкновенной поляризации волны и $n_e = 6,25$ для необыкновенной поляризации[10]. Столь сильная оптическая анизотропия $n_e - n_o = 1,45$ позволяет создавать высокоэффективные акустооптические устройства дальнего инфракрасного диапазона, использующие случай анизотропной дифракции[11].

Использование этих свойств на практике осложняется зависимостью поглощения от поляризации света: наибольший интерес с точки зрения эффективности акустооптического взаимодействия представляет необыкновенная волна, однако необыкновенная волна испытывает сильное затухание $\alpha = 4 \text{ см}^{-1}$, в то время как обыкновенная волна на два порядка меньше $\alpha = 0,07 \text{ см}^{-1}$ [10]. Таким образом, при создании акустооптической ячейки приходится искать компромисс между поглощением света в кристалле и эффективностью акустооптического взаимодействия.

Помимо теллура, также ведутся активные исследования в направлении использования инфракрасных материалов с посредственным акустооптическим качеством за счет использования нестандартных геометрий взаимодействия. В частности рассматривается возможность использования иодата лития (LiIO_3) и кристаллов йодноватой кислоты (HIO_3) в качестве акустооптического материала для

работы на длинах волны порядка нескольких микрометров и десятков микрометров соответственно[12]. Йодноватая кислота и ее соли представляются перспективными материалами для терагерцового диапазона, однако изготовление приборов сопряжено с серьезными трудностями из-за слабой механической стойкости кристаллов, а также их гигроскопичности. Вода обладает большим поглощением в данном диапазоне, что существенно снижает эффективность устройства. Другим перспективным вариантом может быть создание акустооптической ячейки на основе монокристалла теллура[4,10]. Данный материал позволяет создавать акустооптические ячейки для работы с длинами волн порядка 5-15 мкм, однако для случая необыкновенной поляризации необходимо оптимизировать геометрию таким образом, чтобы минимизировать поглощение. Причем максимальное значение акустооптического качества достигается как раз для конфигурации, соответствующей максимальному поглощению. Таким образом, при конструировании ячейки приходится искать компромисс между эффективностью взаимодействия света со звуковой волной и поглощением излучения в кристалле. Также ведутся исследования возможности использования для нужд акустооптики оптических материалов ИК-диапазона, таких как бромид-йодид таллия (KRS-5) за счет оптимизации геометрии акустооптической ячейки[13].

Известно усиление магнитооптических эффектов и нелинейно-оптических эффектов в слоистых структурах метал-диэлектрических, фотонных кристаллах и в плазмонике[14–18]. Благодаря высокой локализации энергии с помощью слоистых структур удавалось добиться существенного усиления магнитооптических эффектов в ферромагнитных пленках. Аналогичные методы усиления взаимодействия можно применить в рамках акустооптики, чему и посвящена данная работа. Из-за того, что в последние годы активно идет применение структурированных сред для усиления различных оптических эффектов, целесообразно ввести термин акустофотоника как направление, занимающиеся взаимодействием света со звуком в слоистых средах. В рамках данной работы рассматриваются различные под-

ходы использования акустофотоники для повышения эффективности взаимодействия инфракрасного излучения на длине волны 10,6 мкм с акустической волной.

Металл-диэлектрические структуры, в которых происходит взаимодействие плазмон-поляритонов с акустической волной, лежат в основе работы биосенсоров, а также позволяет создавать различные устройства управления излучением, а также ближнепольной оптической микроскопии. Например одномерный фотонный кристалл, расположенный поверх металла, позволяет фокусировать акустическую волну для создания сверхбыстродействующего модулятора[14]. При прохождении акустического импульса через фотонный резонатор, состоящий из двух распределенных брэгговских отражателей и слоя толщиной равной длине волны резонансной моды, происходит излучение накопленной оптической энергии с задержкой порядка десятков пикосекунд. Таким образом возможна сверхбыстрая акустическая модуляция пропускания фотонного кристалла.

Следует отметить особую роль акустических и акустооптических методов в плазмонике и наноплазмонике. Акустические волны способны влиять на условие возбуждения поверхностных и локализованных плазмон-поляритонов. Причем в зависимости от конфигурации системы возможны реализации совершенно различных измерений со своими специфическими методиками. Распространение поверхностного плазмон-поляритона происходит вдоль границы раздела, причем поле спадает по экспоненциальному закону при удалении от границы. Высокая локализация поверхностного плазмона вблизи границы раздела обеспечивает высокую чувствительность плазмонного резонанса к диэлектрической проницаемости сред. Данное явление лежит в основе акустоплазмонных биосенсоров[19], а также может быть использовано для изучения свойств напыленных металлических пленок и их изменением с течением времени[20]. Локализация энергии в ограниченном пространстве позволяет усиливать различные нелинейные оптические эффекты. Явление плазмонного резонанса может быть использовано для более эффек-

тивной генерации 2-й гармоники[21,22], а также для усиления магнитооптических эффектов в тонких пленках[16,17].

Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является разработка высокоэффективных акустооптических устройств управления излучением инфракрасного диапазона. Для достижения данной цели решались следующие задачи:

1. Исследовать перспективы увеличения эффективности акустооптического и оптоакустического взаимодействия в инфракрасном диапазоне оптического излучения за счет использования многослойных диэлектрических и металл-диэлектрических структур.
2. Исследовать свойства поверхностных плазмон-поляритонов инфракрасного диапазона и особенности их возбуждения в металл-диэлектрических структурах для создания акуstofотонных устройств.
3. Экспериментально продемонстрировать модуляцию инфракрасного излучения путем изменения параметров структуры диэлектрик-воздух-металл с помощью акустических волн.

Объект и предмет исследования

В качестве объекта исследования выбрано явление акустооптического взаимодействия в инфракрасной области спектра. Предметом исследования являются диэлектрические, металл-диэлектрические и полупроводниковые слоистые структуры, используемые для увеличения эффективности акустооптической модуляции.

Методология исследования

Проведенные в диссертационной работе исследования опираются на научные труды, посвященные вопросам разработки акустооптических приборов инфракрасного диапазона, а также методам плазмоники и поверхностных поляритонов. Численные расчеты были получены на основе аналитических решений для задачи распространения связанных и поверхностных электромагнитных волн,

а также поверхностных поляритонов, в многослойных структурах. Концепция использования методов плазмоники для усиления эффективности акустооптической дифракции была экспериментально опробована для CO_2 лазера с рабочей длиной волны в 10,6 мкм.

Научная новизна работы

1. Впервые рассмотрена методика использования эванесцентных волн в многослойных диэлектрических структурах и поверхностных плазмон-поляритонов в металл-диэлектрических структурах для увеличения эффективности акустооптического взаимодействия в инфракрасной области спектра.
2. Впервые проанализированы конфигурации для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на поверхности металлов и поверхностных фонон-поляритонов на границе поглощающих полупроводников для создания акустофотонных устройств.
3. Для структуры призма-воздух-металл было обосновано использование геометрии Отто, так как она позволяет реализовать два механизма модуляции излучения одновременно: изменение показателя преломления за счет упругооптического эффекта и изменение эффективности возбуждения плазмона за счет изменения величины зазора между призмой и подложкой.
4. В ходе выполнения работы была экспериментально получена модуляция интенсивности излучения CO_2 лазера на длине волны 10,6 мкм за счет модуляции центрального слоя в структуре Ge-воздух-Al с помощью акустической волны.

Практическая значимость

1. Использование слоистых структур для увеличения эффективности акустооптического взаимодействия в инфракрасном диапазоне может быть использовано для создания акустооптических модуляторов и дефлекторов, работающих на длинах волн порядка 4-20 мкм на основе доступных и широко

распространенных материалов, таких как кремний(Si), германий (Ge) или арсенид галлия (GaAs).

2. В ходе анализа были выявлены ключевые особенности поверхностных поляритонов инфракрасного диапазона с точки зрения их использования в акустофотонных устройствах: отношение волновых чисел поверхностного поляритона и свободного излучения, длина пробега, величины локализации в средах.
3. Разработан математический аппарат, позволяющий аналитически проводить расчеты периодических структур, состоящих из произвольного числа слоев с любыми значениями показателей преломления, поглощения и проводимости.

Основные положения выносимые на защиту

1. Использование слоистых структурированных сред позволяет осуществлять модуляцию инфракрасного излучения на длине волны 10,6 мкм за счет использования акустической волны.
2. При призмном методе возбуждения поверхностных электромагнитных волн для создания акустофотонных устройств целесообразно использовать геометрию Отто из-за слабой локализации в диэлектрике и сильной локализации в металле поверхностных плазмон-поляритонов среднего ИК-диапазона.
3. В среднем ИК-диапазоне длина пробега плазмонов на поверхности металлов имеет величину порядка сантиметров. При этом оптимальным для акустоплазмоники в среднем ИК-диапазоне являются такие металлы, как осмий, кобальт и алюминий.
4. Близость предельного угла полного внутреннего отражения и угла возбуждения поверхностного плазмона приводит к тому, что в структуре диэлектрик-

воздух-металл в случае ТМ поляризации плазмонная мода и младшая мода Фабри-Перо сливаются в один пик поглощения.

5. В акуstofотонных устройствах оправдано использование поверхностных фонон-поляритонов на поверхности карбида кремния на длине волны 10,6 мкм.
6. Использование слоистой структуры существенно усиливает электро-стрикционный механизм преобразования оптической энергии в акустическую по сравнению со случаем однородной среды. В некоторых случаях этот вклад может быть сравнимым или даже превосходить термический механизм оптоакустического преобразования.

Достоверность и обоснованность результатов

Достоверность представленных в работе результатов подтверждается логичностью и обоснованностью используемых математических выкладок и физических моделей, а также согласованностью результатов расчетов с результатами экспериментов и теоретических расчетов, полученными в работах других авторов.

Апробация работы

Результаты научной работы были представлены на научных конференциях в России и за рубежом:

1. XIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» («Волны-2014»), Московская область, Можайский район, д. Красновидово, Россия, 26 мая 2014 — 31 мая 2014.
2. XV Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени профессора А.П. Сухорукова («Волны-2015»), Московская область, Можайский район, д. Красновидово, Россия, 1–6 июня 2015.
3. XV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2016»), Московская область, Можайский район, д. Красновидово, Россия, 5–10 июня 2016.

4. The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2016) / The Lasers, Applications, and Technologies Conference (LAT 2016) ICONO/LAT 2016, Минск, Беларусь, 26-30 сентября 2016.
5. XVI Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени профессора А.П. Сухорукова («Волны-2017»), Московская область, Можайский район, д. Красновидово, Россия, 4–9 июня 2017.
6. 13th School on Acousto-Optics and Applications, МИСИС, Москва, Россия, 19-23 июня 2017.
7. 19th International Conference Foundations & Advances in Nonlinear Science and 4nd International Symposium Advances in Nonlinear Photonics, Минск, Беларусь, 24-27 сентября 2018.
8. 14th School on Acousto-Optics and Applications, Nicolaus Copernicus University, Торунь, Польша, 2019.
9. V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO 2020, онлайн, Грузия, 2020.

Результаты диссертации также докладывались и обсуждались на научных семинарах кафедры фотоники и физики микроволн и кафедры физики колебаний физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 17 печатных работах, в том числе в 5 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, 3 статьях в других рецензируемых научных изданиях и 9 публикациях в сборниках трудов конференций и тезисов докладов. Список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

Личный вклад автора

Все представленные в работе оригинальные результаты получены лично автором, либо при его определяющем участии. В работах, опубликованных в соавторстве, основополагающий вклад принадлежит соискателю.

Объём и структура диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 109 страниц, 31 рисунок и 4 таблицы, список литературы включает в себя 81 работу.

Содержание работы

Первая глава диссертации посвящена рассмотрению акустооптического взаимодействия и его усиления методами акустоплазмоники. Она состоит из вводной части и четырех разделов. В водной части описаны проблемы акустооптики инфракрасного диапазона и обзревается различные подходы к их решениям: поискам новых инфракрасных оптических материалов и применение нестандартных конструкций и структур. В первом разделе рассмотрены основные характеристики акустооптического взаимодействия. Вводится понятие акустооптического качества – величины, применяемой для оценки эффективности используемого акустооптического материала в первом приближении. Во втором разделе рассматриваются поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл-диэлектрик. В третьем разделе приводится обзор применений методов плазмоники в акустооптике. В четвертом разделе приводятся выводы к первой главе.

Вторая глава диссертации посвящена анализу поверхностных электромагнитных волн инфракрасного диапазона. Она состоит из вводной части и пяти разделов. В вводной части описаны различия свойств благородных металлов в ИК-диапазоне с точки зрения модели свободных электронов для диэлектрической проницаемости. В первом разделе производится анализ влияния призмы при возбуждении плазмона методом Отто. Во втором разделе показано изменение свойств

плазмона при переходе в ИК-диапазон. В третьем разделе рассмотрены поверхностные фононы на поверхности карбида кремния. В четвертом представлена возможность использования многослойных диэлектрических структур. В пятом разделе приводятся выводы ко второй главе.

Третья глава диссертации посвящена акустоплазменной модуляции ИК излучения. Она состоит из вводной части и семи разделов. В вводной части говорится об использовании акустоплазмоники для создания модулятора в ИК-диапазоне. В первом разделе предложена конструкция модулятора. Во втором разделе приведены результаты моделирования для случая металлической подложки. В третьем разделе представлена методика расчета в случае многослойных структур вместо полубесконечного металла. В четвертом разделе рассчитан модулятор со структурой на основе карбида кремния. В пятом разделе рассчитан модулятор с полностью диэлектрической структурой. В шестом разделе представлены результаты эксперимента по модуляции излучения. В седьмом разделе приводятся выводы ко второй главе.

В четвертой главе диссертации анализируется возможность усиления оптоакустического взаимодействия с использованием электрострикции в слоистых средах. В первом разделе описываются общие основы оптоакустического взаимодействия. Во второй главе приводится анализ использования слоистых структур для усиления взаимодействия с помощью электрострикции. В третьем разделе приводятся выводы к четвертой главе.

В конце приводятся выводы и результаты диссертационной работы.

Глава 1. Акустооптика и акустоплазмоника ИК-диапазона

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [А2, А6].

Значительную роль в современной электронике играют различные акустооптические устройства управления светом. Существуют различные методики для задания поляризации, интенсивности и направления распространения света путем изменения оптических свойств среды. Наиболее распространенными и проработанными подходами для управления свойствами излучения является использование акустооптического, электрооптического и магнитооптического методов. Электрооптический подход, основанный на эффекте Поккельса, значительно превосходит остальные методы по быстродействию, однако требует создания сверхмощных электрических полей, что существенно усложняет его практическое применение[23]. Магнитооптические устройства, основанные на перемагничивании ферромагнитных пленок, способны обеспечивать большее быстродействие, чем акустооптика. Однако, для повышения рабочей частоты необходимо увеличивать управляющие токи и одновременно уменьшать толщину пленки. Помимо этого происходит усиление нелинейных эффектов, что усложняет управление устройством[15,24].

Акустооптические устройства выгодно отличаются относительной простой конструкцией с отсутствием движущихся частей, а также отсутствием потребности в источнике высоких напряжений[3,8,25,26].

Акустооптические приборы основаны на взаимодействии света, проходящего через среду с акустическими волнами, распространяющимися в ней. В подавляющем большинстве случаев речь идет о кристаллических средах, хотя акустооптическое взаимодействие возможно в аморфных телах и даже в жидкостях. Акустическая волна посредством фотоупругого эффекта формирует в среде периодическую фазовую структуру, на которой происходит дифракция оптических волн[8]. В настоящее время широко распространены различные фотоэлектронные устройства, основанные на дифракции света на акустическом столбе, позво-

ляющие производить обработку информации, содержащуюся как в оптической форме, так и в акустических колебаниях, которые позволяют добиться эффективного взаимодействия на частотах до 2-2,5 гигагерц. Для возбуждения акустических колебаний обычно используется обратный пьезоэлектрических эффект, что позволяет преобразовывать высокочастотный сигнал в акустические колебания и производить исследование его свойств, основываясь на результатах их взаимодействия с проходящим через кристалл световым лучом[3,8,27].

Основными характеристиками акустооптического прибора являются: рабочий диапазон длин волн, эффективность дифракции, а также спектральное и пространственное разрешение. Эффективностью акустооптического прибора являются отношение интенсивностей продифрагировавшего света к интенсивности падающего излучения, падающего на ячейку. Для достижения максимума эффективности акустооптического взаимодействия нужно обеспечить выполнение условия фазового синхронизма. На эффективность дифракции влияют такие факторы, как: длина волны оптического излучения, коэффициент акустооптического качества M_2 среды, в которой происходит акустооптическое взаимодействие, а также размерами ячейки. Рабочий диапазон длин волн акустооптического прибора определяется областью прозрачности материала ячейки. Пространственное и спектральное разрешение зависят от длины волны света, размеров области ячейки, скорости распространения акустических волн и частоты ультразвука[3,8,27].

Увеличение длины взаимодействия света со звуком часто используют коллинеарную и близкую к коллинеарной геометрию взаимодействия, многократное прохождение света через звуковой поток, а также увеличение размеров пьезоэлектрического преобразователя[28,29]. Размеры области акустооптического взаимодействия устройства ограничены из-за сложностей, возникающих при работе с протяженными пьезоэлектрическими преобразователями, а также затуханием ультразвука в среде[30,31]. Особый интерес представляет случай анизотропного

акустооптического взаимодействия, обеспечивающий высокие характеристики современных акустооптических дефлекторов, фильтров и модуляторов [10,12].

Подавляющее число акустооптических устройств рассчитано на работу в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах [32,33]. Тем не менее, средний инфракрасный диапазон является весьма перспективным из-за окна прозрачности атмосферы в диапазоне длин волн 8-14 мкм и того, что на него приходится максимум теплового излучения при комнатной температуре. В настоящее время активно разрабатываются перестраиваемые фильтры и устройства обработки изображений среднего инфракрасного диапазона. В частности существуют потребность в миниатюрных модуляторах света с рабочей частотой свыше 1 ГГц [34]. Для адаптации акустооптических устройств и методик к работе в среднем инфракрасном диапазоне необходимо преодолеть некоторые технические трудности, прежде всего нехватку материалов с высоким показателем акустооптического качества, которые прозрачны на длинах волн свыше 5-8 мкм. Из-за квадратичного снижения эффективности акустооптического взаимодействия с ростом длины волны для обеспечения нормального функционирования устройств требуются материалы со сверхвысоким показателем акустооптического качества. Некоторые из нетрадиционных материалов, рассматриваемых для использования в среднем инфракрасном диапазоне, включают монокристалл теллура [4,35], кристаллы КРС-5 [13], кристаллы йодноватой кислоты и иодата лития [12]. Помимо этого, при работе на сверхвысоких частотах приходится иметь дело с квадратичной зависимостью затухания ультразвука от частоты: на частоте 1 ГГц для многих материалов потери превосходят 10 дБ/см [29]. В результате эффективная длина акустооптического взаимодействия менее 100 мкм, что крайне мало для традиционной акустооптики.

1.1 Основные понятия акустооптики

Акустооптическим эффектом называют совокупность явлений связанных со взаимодействием света с акустическими волнами. В основе акустооптического взаимодействия лежит эффект фотоупругости: изменение тензора диэлектрической проницаемости материала $\Delta \varepsilon_{nk}$ под воздействием деформации S_{ml} . В линейном приближении эффект описывается формулой[25]:

$$\Delta \varepsilon_{nk} = - \varepsilon_{ni} p_{ijml} S_{ml} \varepsilon_{jk} \quad (1)$$

где p_{ijml} – компоненты тензора фотоупругости четвертого ранга, S_{ml} – компоненты тензора деформации, ε_{nk} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Распространение акустических колебаний в среде приводит к появлению деформаций, что вызывает образование периодической фазовой структуры. Акустооптический эффект может наблюдаться в различных средах: кристаллах, аморфных телах и даже в жидкостях. В частном случае оптически изотропной среды вид формулы(1) существенно упрощается, однако наибольший практический интерес представляют кристаллические анизотропные среды.

Для возбуждения акустических волн в среде обычно используют обратный пьезоэлектрический эффект. Конкретная схема расположения пьезоэлектрического элемента и встречно-штыревого преобразователя может сильно отличаться для отдельного устройства в зависимости от используемой среды и геометрии взаимодействия. Характер акустооптического взаимодействия может кардинально изменяться при повышении или понижении частоты ультразвука, так как изменяется соотношение между характерными величинами, описывающими оптическую и акустическую составляющие взаимодействия. Для численной оценки режима дифракции принято использовать параметр Кляйна-Кука Q :

$$Q = \frac{2 \pi l \lambda_{св}}{n \Lambda_{зв}^2} \quad (2)$$

где l – длина взаимодействия света со звуком, n – показатель преломления среды, $\lambda_{св}$ – длина волны света, а $\Lambda_{зв}$ – длина волны звука. Значения $Q \ll 1$ соответствуют

малой длине взаимодействия, так что можно считать прохождение света через область взаимодействия прямолинейным. Данное приближение называется режимом дифракции Рамана-Ната и характеризуется множеством дифракционных максимумов, расположенных аналогично случаю плоской дифракционной решетки.

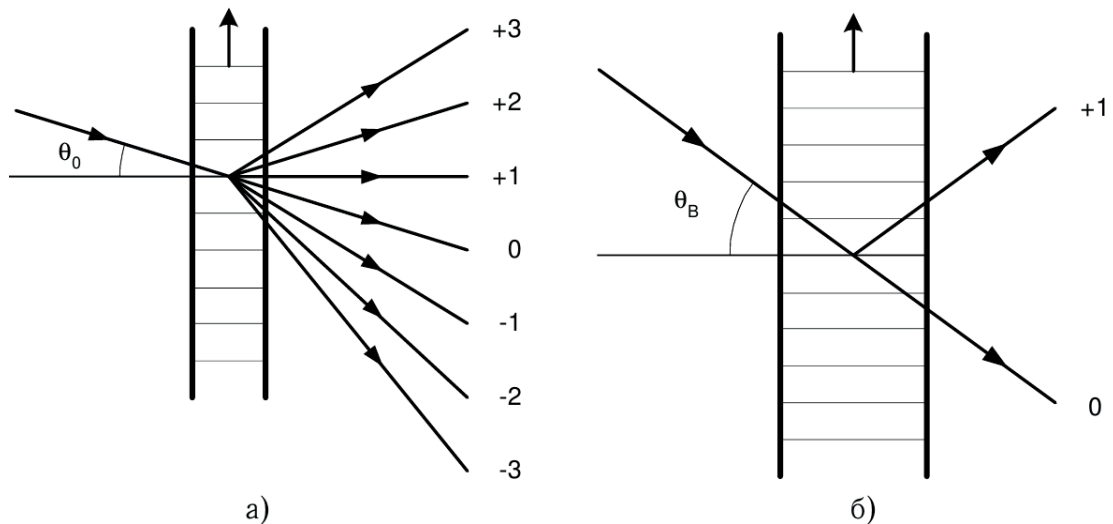


Рис. 1. Режимы акустооптической дифракции Брэгга и Рамана-Ната

В противоположном приближении: при $Q \gg 1$ необходимо рассматривать прохождение света через звуковой столб в трехмерном случае, учитывая фазовые соотношения между лучами в направлении распространения. Таким образом, ситуация становится аналогичной той, что возникает при прохождении рентгеновского излучения через кристаллическую решетку. Данное приближение носит название дифракционного режима Брэгга. Оно характеризуется распределением энергии дифрагировавшего излучения по двум максимумам. Режимы Рамана-Ната и Брэгга являются предельными случаями при малом и большом значениях параметра Кляйна-Кука соответственно. На практике чаще всего наблюдается смешанный режим дифракции, при котором наблюдается несколько выраженных дифракционных порядков с неравномерным распределением интенсивности.

Эффективность передачи энергии звуковых колебаний проходящим фотонам возрастает при повышении времени взаимодействия светового пучка со звуковым столбом. Наибольший вклад вносится скоростью акустической волны в кристалле:

чем медленнее звук проходит через область взаимодействия, тем большее влияние он оказывает на проходящий свет. Для оценки эффективности применяемого акустооптического материала в первом приближении используется величина, называемая акустооптическим качеством[3]:

$$M_2 = \frac{n^6 p_s^2}{\rho v^3} \quad (3)$$

где ρ – плотность материала, p_s – фотоупругая константа, n – показатель преломления, а v – скорость звука.

1.2 Поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл-диэлектрик

Поверхностным поляритоном называется поверхностная электромагнитная волна, распространяющаяся и локализованная вдоль границы раздела двух сред. Изучение поверхностных поляритонов берет свое начало в исследовании распространения радиоволн. Понятие "поверхностные электромагнитные волны" было предложено Арнольдом Зоммерфельдом в 1899 году при рассмотрении задачи об осевом токе в длинном прямом проводе[36]. Полученные решения уравнений Максвелла, амплитуда которых спадает при удалении от поверхности провода, были интерпретированы как поверхностные электромагнитные волны. В случае анизотропных кристаллов возможно существование бездисперсионных поверхностных поляритонов для выделенных направлений распространения[37]. Для существования поверхностного поляритона на границе двух изотропных сред необходимо, чтобы одна из пограничных сред обладала отрицательной диэлектрической или магнитной проницаемостью. Поскольку для получения отрицательной магнитной проницаемости необходимо создание искусственных сред, состоящих из массивов резонаторов, на практике речь обычно идет об материалах с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Отрицательная диэлектрическая проницаемость может быть результатом колебания свободных носителей заряда в металле, либо резонансного оптического поглощения, вызванного сильной дисперси-

ей диэлектрической проницаемости. В последнем случае говорят о существовании поверхностных фонон-поляритонов, либо экситон-поляритонов[38]. Отдельно выделяют случай локализованного плазмонного резонанса, когда коллективное возбуждение электронного газа и электромагнитного поля сосредоточено в малых металлических частицах. Локализованные плазмонные резонансы имеют форму широких пиков, форма и положение которых определяется формой, размером и однородностью наночастиц или других элементов.

Плазмоны на границе металл-диэлектрик могут иметь только ТМ поляризацию. Стоит отметить, что в случае границы металл-распределенный брэгговский отражатель возможно существование плазмона для любой поляризации. В таких случаях говорят о таммовских плазмонах, названных по аналогии с поверхностными состояниями на поверхности кристаллов.

Для существования поверхностного плазмона на границе металл-диэлектрик необходимо выполнении условия:

$$\varepsilon_1' + \varepsilon_2' < 0 \quad (4)$$

где ε_1' – действительная часть диэлектрической проницаемости диэлектрика, а ε_2' – действительная часть диэлектрической проницаемости металла.

Рассмотрим в начале случай распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе двух полубесконечных сред: металла при $z < 0$ и изотропного диэлектрика при $z > 0$. Сшивая решения уравнений Максвелла на границе, получаем дисперсионное соотношение и величины коэффициентов локализации в средах.

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad \gamma_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\varepsilon_{1,2}^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (5)$$

Из формулы (5) видно, что волновое число поверхностного плазмон-поляритона всегда больше, чем волновое число объемной волны. Таким образом для возбуждение поверхностного плазмон-поляритона необходимо задействовать ка-

кие-либо методы согласования для эффективного преобразования свободного излучения. Для этого могут использоваться методы оптической спектроскопии ближнего поля, перетяжка фокусированных оптических пучков, решетчатые методы, поверхностная акустическая волна, пучки заряженных частиц или призмные методы. Призмный метод является особенно привлекательным для решения данной задачи, так как он сочетает в себе гибкость применения и простоту реализации на практике. В основе призмного метода возбуждения поверхностного плазмон-поляритона лежит явление нарушенного полного внутреннего отражения: при углах падения превышающих предельный угол полного внутреннего отражения возникает эванесцентная волна, у которой проекция волнового вектора на границу призмы превышает величину полного волнового числа объемной волны. Таким образом при реализации нарушенного полного внутреннего отражения становится возможно добиться согласования объемной волны и поверхностного плазмон-поляритона. В случае видимого диапазона обычно используется конфигурация Кречманна, когда на призму напылена тонкая металлическая пленка и плазмон-поляритон возбуждается на обратной стороне пленки. Подобная схема широко используется в различных плазмонных сенсорах, так как сильная локализация плазмон-поляритона в обеих средах обеспечивает высокую чувствительность резонанса к изменению диэлектрической проницаемости, вызванной внесением анализируемого вещества[19,39,40].

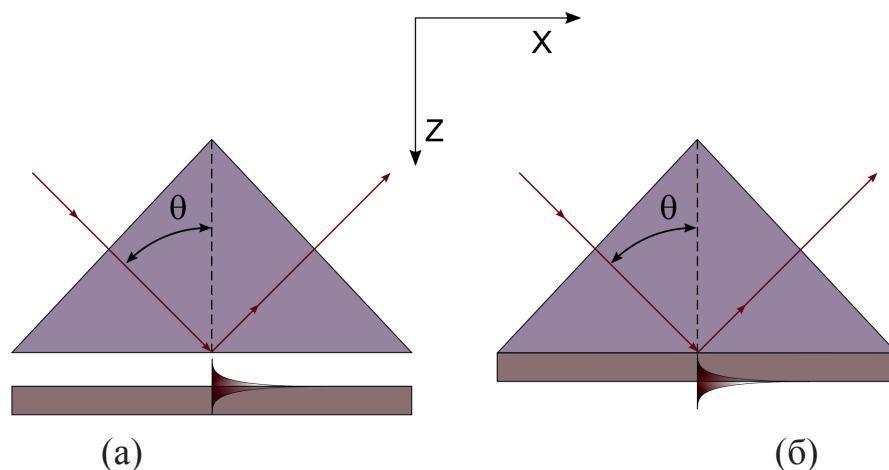


Рис. 2 Призмный метод возбуждения в геометрии Отто(а) и Кречманна(б)

Реализация призмного метода возможна в двух геометриях: в геометрии Отто, когда между призмой и металлом существует воздушный зазор или прослойка диэлектрика и плазмон возбуждается на границе металл-диэлектрик, обращенной к призме, и в геометрии Кречманна, когда на призму напылена металлическая пленка и плазмон возбуждается на границе пленки за призмой. Наиболее отлаженным и широко распространенным методом возбуждения плазмонов является призмный метод в геометрии Кречманна, однако для определенных задач возможно возбуждение плазмона и другими методами, например с помощью поверхностной акустической волны на металлической плёнке. На подложку из ниобата лития напылен встречно-штыревой преобразователь и золотая пленка, на поверхности которой и происходит возбуждения плазмона. В качестве источника излучения использовался титан-сапфировый лазер с перестраиваемой длиной волны в окрестности $\lambda=940$ нм. Поверхностная акустическая волна возбуждается встречно-штыревым преобразователем, состоящем из 50 штырей. На него подается непрерывный сигнал с частотой $f=489\pm 9$ МГц. Для ТМ поляризации, при возбуждении плазмона, появляется провал коэффициента отражения. Причем присутствует зависимость как от угла падения и длины волны лазера, так и частоты ультразвука. Эту зависимость можно использовать для экспериментального определения скорости поверхностной акустической волны.[41]. Призмный метод с геометрией Кречманна метод отличается простотой реализации, а также легкостью наблюдения за процессом возбуждения плазмона[42]. В отличие от геометрии Отто геометрия Кречманна предоставляет свободный доступ к границе раздела металл-диэлектрик, что может быть использовано для создания плазмонных биосенсоров, осуществляющих детектирование заданных биомолекул в растворах[39] или быстродействующего чисто оптического рефлектора[43].

1.3 Использование методов плазмоники в акустооптике

Большинство акустооптических приборов рассчитано на работу в видимом и ближнем инфракрасной диапазонах, что вполне соответствует их использованию в

телекоммуникационных системах связи, однако при переходе к дальнему инфракрасному и терагерцовому спектрам возникает ряд фундаментальных трудностей. Основная проблема заключается в том, что эффективность акустооптического взаимодействия обратно пропорциональна квадрату длины волны оптического излучения. Для работы на длинах волн превышающих 5 мкм становится невозможно использовать основные акустооптические материалы из-за возрастающего поглощения. Для решения этой проблемы существуют различные подходы. Можно заниматься поиском новых материалов, пригодных для изготовления акустооптических устройств, либо разработкой новых схем конфигурации акустооптической ячейки, используя хорошо освоенные оптические материалы дальнего ИК, обладающие посредственным акустооптическим качеством.

Иным возможным подходом может послужить использование методов плазмоники. Существенное увеличение эффективности акустооптического взаимодействия в среднем инфракрасном диапазоне может быть получено за счет возбуждения оптических мод в многослойной среде, обладающих высокой чувствительностью в отличие от объемных световых волн.[44]

Подобные структуры могут быть использованы для усиления экваториального эффекта Керра в магнитоактивной среде с помощью поверхностного плазмона-поляритона[45] или для создания высокочувствительного магнитоплазмонного сенсора, позволяющего детектировать магнитные поля менее 10 нТл[15]. Использование сложных квазикристаллических структур позволяет получать усиление магнитооптических эффектов в широкой полосе длин волн[24]. Структур, содержащих гиротропные слои, могут обеспечить управление поляризацией эванесцентной моды[46]. Акустическая модуляция связи при призмном возбуждении мод в плазмонных структурах может использоваться для обнаружения акустической волны видимым светом[40,47].

Наиболее распространенным и широко востребованным применением акустоплазмоники является создание биосенсоров, способных проводить анализ рас-

творов и детектировать специфические биомолекулы в реальном времени[19]. Аналит протекает через камеру биосенсора, на одной из граней которой расположена металлическая пленка со специальным адгезивным покрытием, которое обеспечивает связывание анализируемого вещества с металлом. Поверхностный плазмон-поляритон обычно возбуждается акустической волной, хотя возможно и использование призмного метода геометрии Кречманна. При захвате анализируемого вещества адгезивным покрытием происходит изменение эффективной диэлектрической проницаемости металла, а следовательно и условия возбуждения плазмон-поляритона. Детектирование изменения плазмонного резонанса возможно либо проведением сканирования сенсора под различными углами, либо перестройкой частоты ультразвука при постоянном угле падения. Подобные сенсоры широко востребованы для медицинских исследований, мониторинга выбросов загрязняющих и опасных веществ, а также для контроля качества в реальном времени на фармакологических производствах.

Особенный интерес использование наноструктур и фотонных представляет в области акустоплазмоники. В более сложных случаях вместо металлической подложки используются различные наноструктуры. Акустическая волна способна влиять на явление экстраординарного оптического пропускания, динамически перестраивая спектр пропускания структуры. Модуляция экстраординарного оптического пропускания на структуре из ниобата лития LiNbO_3 и золота происходит под действием поверхностной акустической волны. Наличие ПАВ способно увеличить коэффициент пропускания структуры в ближнем инфракрасном диапазоне с 5% до 65%. Причем параметрами акустической волны будут определять длину волны света, для которой будет наблюдаться максимум пропускания структуры. Таким образом получается перестраиваемый акустоплазмонный фильтр толщиной всего 90 нм (без учета подложки)[48].

На свойства плазмонного резонанса можно существенно влиять, заменив границу раздела металл-диэлектрик границей раздела металл-фотонный кри-

сталл[44] или металл-дифракционная решетка, что позволяет создать пропускающий фильтр с коэффициентом пропускания до 68%[49]. Высокое быстродействие акустоплазмонного взаимодействия позволяет осуществлять генерацию когерентных фононов субтерагерцового и даже терагерцового диапазонов[50,51]. Использование многослойной структуры из нескольких слоев различных металлов позволяет осуществлять оптическое детектирование сверхкоротких акустических импульсов длительностью порядка нескольких пикосекунд[52]. Возможно также и обратное: использование акустических импульсов для модуляции поверхностных плазмонов. В образце, состоящем из гадолиний-галлиевого граната(GGG), и наноструктуры из золота изучалось взаимодействие коротких акустических импульсов и поверхностных плазмонов при сверхнизких температурах. На структуру падал лазерный луч с длиной волны $\lambda=800\text{нм}$, а на подложке возбуждались продольные акустические импульсы с несущей порядка нескольких гигагерц и длительностью порядка десятков пикосекунд. Была зафиксирована дифракция когерентных фононов на поверхностной плазмонной волне[53].

Плазмоника инфракрасного диапазона отличается от традиционной плазмоники как с точки зрения свойств материалов, так и с точки зрения используемых методик. Волновое число поверхностного плазмон-поляритона для большинства металлов практически идентично волновому числу света, помимо этого локализация в металле на несколько порядков превосходит локализацию в воздухе[54]. В результате разница между углами возбуждения плазмона и предельным углом полного внутреннего отражения практически отсутствует. Это приводит к формированию сверх узкого резонанса[48], что проблематично для оптимизации конфигурации устройства, но дает возможность достичь высокой глубины модуляции[55]. Другим подходом может служить использование фонон-поляритонов в среде с сильным поглощением, например в карбиде кремния, что позволяет добиться сильной локализации электромагнитного поля в заданной области[56]. В данном случае свойства резонанса будут аналогичны плазмонике видимого диапазона.

1.4 Выводы из главы 1

В первой главе диссертационной работы рассмотрены вопросы акустооптического взаимодействия и возможность его усиления за счет применения структурированных сред. Обозначены фундаментальные трудности акустооптического управления светом при переходе в длинноволновую часть спектра, вызванные снижением эффективности взаимодействия пропорционально квадрату длины волн и доступными материалами. Приведен обзор различных работ, посвященных использованию материалов инфракрасной оптики для создания акустооптических устройств.

Введены основные понятия плазмоники, условия существования поверхностных поляритонов на границе диэлектрика и металла или полупроводника в линии поглощения, а также закон дисперсии. Дан обзор основных методов согласования для возбуждения поверхностных поляритонов. Обоснован выбор призмного метода возбуждения поверхностных электромагнитных волн для целей данной работы.

Рассмотрены работы, посвященные усилению различных оптических эффектов за счет использования структурированных сред: магнитооптического и фотоакустического взаимодействия, а также создания высокочувствительных избирательных биосенсоров. Предложено использования методов акустофотоники для локализации излучения в области взаимодействия света с ультразвуком.

Глава 2. Особенности поверхностных электромагнитных волн инфракрасного диапазона

В главе используются материалы, опубликованные в статьях [A1-A2, A7-A8].

Основные характеристики поверхностного плазмон-поляритона, такие как волновое число, длина пробега и локализации в металле и диэлектрике, сильно зависят от длины волны излучения. При переходе от видимого диапазона к дальнему ИК-диапазону целесообразно переходить от геометрии Кречманна к геометрии Отто.

Для объяснения различий в свойствах плазмонов на поверхности металлов для различных диапазонов электромагнитного спектра следует рассмотреть оптические свойства металлов с точки зрения плазменной модели или модели свободных электронов[57]. Модель рассматривает металл как решетку положительно заряженных атомов, в которой движется газ свободных электронов с концентрацией n_0 . Для щелочных металлов такой подход применим вплоть до ультрафиолетового диапазона, в то время как для благородных металлов межзонные переходы ограничивают применимость видимой частью спектра[58]. В рамках модели свободных электронов все влияние зонной теории сводится к введению эффективной массы электрона m^* . Таким образом уравнение движения электрона во внешнем поле E принимает вид:

$$m^* \ddot{x} + m^* \gamma \dot{x} = -e E, \quad (6)$$

где m^* – эффективная масса электрона, e – заряд электрона, $\gamma=1/\tau$ – частота столкновений электронов. При комнатной температуре частота столкновений составляет величину порядка 100 ТГц. Величина τ определяет время релаксации свободного электронного газа. В случае монохроматического электромагнитного излучения диэлектрическая проницаемость может быть выражена через плазменную частоту свободного электронного газа ω_{pl} .

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad \omega_{pl}^2 = 4\pi n_0 e^2 / m^* \quad (7)$$

Действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости металла определяются соотношениями:

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_{pl}^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \varepsilon'' = \frac{\omega_{pl}^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (8)$$

Для неблагородных металлов на высоких частотах можно пренебречь мнимой частью диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}. \quad (9)$$

Однако, в коротковолновой области спектра $\omega \gg \gamma$ ярко проявляется отличие благородных металлов, таких как золото, серебро и медь. Дело в том, что для благородных металлов необходим учет вклада ионной решетки в диэлектрическую проницаемость. Именно эта особенность делает благородные металлы особенно привлекательными для плазмоники видимого диапазона. Из-за этого более адекватной оценкой для области $\omega > \omega_{pl}$ оказывается:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}. \quad (10)$$

где величина $1 < \varepsilon_\infty < 10$ характеризует вклад ионной решетки.

В диапазоне энергий фотонов свыше 1,5-2 эВ (или длин волн менее 800 нм) определение параметров Друде благородных металлов дает противоречивые результаты. На рис. 3 показано отличие реальной диэлектрической проницаемости золота[59] от предсказания модели свободных электронов с учетом вклада ионной решетки. Видно, что в коротковолновой части спектра присутствует знаменательное поглощение, которого нет в модели. Вопреки модели свободных электронов, благородные металлы обладают значительным показателем мнимой части диэлек-

трической проницаемости, а действительная часть остается отрицательной в видимой части спектра.

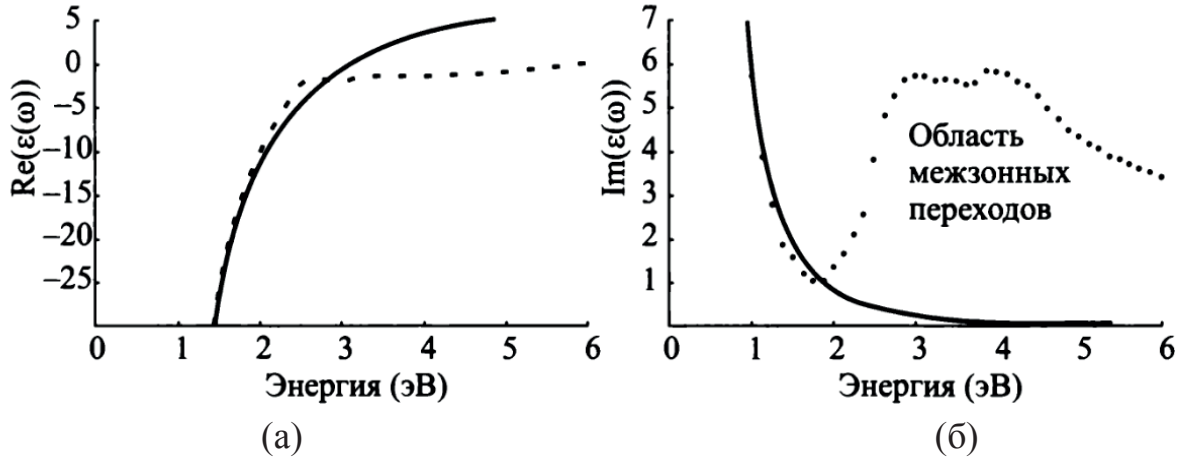


Рис. 3 Диэлектрическая проницаемость золота: сплошная линия – модель свободных электронов; точки – экспериментальные данные (Johnson, Christy, 1972 [52]).

В случае длинноволновой области спектра $\omega \ll \gamma$ действительная и мнимая компоненты показателя преломления металлов оказываются величинами одного порядка:

$$n \approx k = \sqrt{\frac{\epsilon''}{2}} = \sqrt{\frac{\omega_{pl}^2 \tau}{2\omega}}. \quad (11)$$

Данное обстоятельство определяет кардинальные отличия плазмонов видимого и инфракрасного диапазонов: вклад ионной решетки в диэлектрическую проницаемость, обосновывающий использование таких благородных металлов, как серебро или золото в видимом диапазоне, перестает играть существенную роль в длинноволновой области. Таким образом, благородные металлы перестают играть ключевую роль в плазмонике при переходе в инфракрасный диапазон.

Как будет показано далее, для случая создания акустоплазмонного модулятора дальнего инфракрасного диапазона предпочтительнее использование геометрии Отто, когда поверхностный плазмон-поляритон возбуждается в зазоре между призмой и металлической подложкой. Такая схема подразумевает величину зазора сравнимую с длиной волны свободного излучения, так как амплитуда эва-

несцентной волны спадает экспоненциально при удалении от границы призмы. С переходом в длинноволновую область спектра оптического излучения величина локализации плазмон-поляритон в металле растет, а в диэлектрике снижается. В случае геометрии Отто это позволяет изменять величину зазора в определенных пределах и при этом наблюдать возбуждение плазмонного резонанса, а в геометрии Кречманна заставляет уменьшать толщину пленки. Таким образом использование геометрии Кречманна перестает быть целесообразным при увеличении длины волны оптического излучения свыше 10 мкм[54]. Рассмотрим подробнее влияние величины зазора между призмой. Для этого надо связать эванесцентную волну выходящую из-под призмы в случае нарушенного полного внутреннего отражения и поля поверхностного плазмон-поляритона локализованного в диэлектрике.

2.1 Учет влияния призмы при возбуждении плазмона в геометрии Отто

Рассмотрим случай при угле падения, превышающим предельный угол полного внутреннего отражения в случае металлической подложки (см. рис. 2а). Глубины локализаций поверхностного плазмон-поляритона в диэлектрике γ_d и нарушенного полного внутреннего отражения $\gamma_{НПВО} = \gamma_d = \sqrt{k_x^2 - k_0^2 \epsilon_d}$ должны быть одинаковыми, так как проекции волнового вектора на оси x и y , а также модуль волнового числа равны.

Пусть падение луча происходит в плоскости oXZ из призмы на границу раздела призмы и воздуха, за которой на расстоянии d находится металлическая пластина. Компоненты поля падающей волны для ТМ поляризации равны:

$$H_y = E, \quad E_x = \frac{E}{\sqrt{\epsilon_p}} \cos \varphi, \quad E_z = -\frac{E}{\sqrt{\epsilon_p}} \sin \varphi \quad (12)$$

где ϵ_p – диэлектрическая проницаемость призмы, а φ – угол падения

Компоненты отраженной волны внутри призмы имеют вид:

$$H_y = R, \quad E_x = -\frac{R}{\sqrt{\varepsilon_p}} \cos \varphi, \quad E_z = -\frac{R}{\sqrt{\varepsilon_p}} \sin \varphi \quad (13)$$

В следствие нарушенного полного внутреннего отражения за призмой возникает эванесцентная волна:

$$H_y = D e^{-z\gamma_d}, \quad E_x = -i D \frac{\gamma_d}{k_0 \varepsilon_d} e^{-z\gamma_d}, \quad E_z = -D \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_d} e^{-z\gamma_d} \quad (14)$$

Поле поверхностного плазмон-поляритона, локализованное в диэлектрике:

$$H_y = A_d e^{\gamma_d(z-d)}, \quad E_x = i A_d \frac{\gamma_d}{k_0 \varepsilon_d} e^{\gamma_d(z-d)}, \quad E_z = -A_d \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_d} e^{\gamma_d(z-d)} \quad (15)$$

И наконец компоненты поля поверхностного плазмон-поляритона, локализованного в металле:

$$H_y = A_m e^{-\gamma_m(z-d)}, \quad E_x = -i A_m \frac{\gamma_m}{k_0 \varepsilon_m} e^{-\gamma_m(z-d)}, \quad E_z = -A_m \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_m} e^{-\gamma_m(z-d)} \quad (16)$$

Сшивая E_x и H_y на границах $z=0$ и $z=d$ получаем:

$$A_m \frac{\gamma_m}{k_0 \varepsilon_m} = -A_d \frac{\gamma_d}{k_0 \varepsilon_d} + D \frac{\gamma_d}{k_0 \varepsilon_d} e^{-d\gamma_d} \quad (17)$$

$$D e^{-d\gamma_d} + A_d = A_m$$

$$\frac{\gamma_m}{\varepsilon_m} (A_d + D e^{-d\gamma_d}) = \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} (D e^{-d\gamma_d} - A_d) \quad (18)$$

$$R + E = D + A_d e^{-\gamma_d d} \quad (19)$$

$$\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} (E - R) = -i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} (D - A_d e^{-\gamma_d d}) \quad (20)$$

Введем коэффициент $\xi = \frac{\gamma_d \varepsilon_m - \gamma_m \varepsilon_d}{\gamma_d \varepsilon_m + \gamma_m \varepsilon_d}$ имеющий смысл амплитудного коэффициента отражения от границы диэлектрик-металл. В отличие от известных формул Френеля здесь речь идет об эванесцентной волне, когда поле экспоненциально спадает без распространения фазы. Из (18) получаем связь амплитуд эванесцентной волны на границе призмы и локализованного поля поверхностного

плазмон-поляритона в диэлектрике $A_d = D \xi e^{-\gamma_d d}$. Подставляя в (19) и (20) и деля одно выражение на другое получаем амплитудный коэффициент отражения от системы для случая ТМ поляризации.

$$\frac{R}{E} = \frac{\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} \left(1 + \xi e^{-2d\gamma_d}\right) + i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left(1 - \xi e^{-2d\gamma_d}\right)}{\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} \left(1 + \xi e^{-2d\gamma_d}\right) - i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \left(1 - \xi e^{-2d\gamma_d}\right)} \quad (21)$$

Аналогично введем коэффициент $\eta = \frac{k_{zp} \varepsilon_d + i \gamma_d \varepsilon_p}{k_{zp} \varepsilon_d - i \gamma_d \varepsilon_p}$, описывающий отражение на границе призма-диэлектрик при углах, превышающих полное внутреннее отражение. Выражение (21) можно привести к более компактному виду:

$$\frac{R}{E} = \frac{\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} + i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \xi e^{-2d\gamma_d} \left(\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} - i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \right)}{\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} - i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} + \xi e^{-2d\gamma_d} \left(\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} + i \frac{\gamma_d}{\varepsilon_d} \right)} = \frac{\eta + \xi e^{-2\gamma_d d}}{1 + \eta \xi e^{-2\gamma_d d}} \quad (22)$$

Интересно отметить, что конечная формула для амплитудного коэффициента отражения по виду аналогична формуле Френеля согласующего слоя при просветлении оптики. Результат для углов падения меньше критического получается аналогичным. Таким образом для того, чтобы показать применимость данного подхода при произвольных угле падения и диэлектрической проницаемости материалов остается рассмотреть случай, когда угол падения превышает предельный угол полного внутреннего отражения, а вместо металлической подложки имеется диэлектрик (для удобства обозначения оставим прежними).

Для падающего и отраженного света ничего не изменится, а за призмой вместо возбуждения плазмона происходит туннелирование света через зазор. Эванесцентная волна на границе воздух-диэлектрик будет иметь компоненты поля:

$$H_y = D_2 e^{\gamma_d(z-d)}, \quad E_x = i D_2 \frac{\gamma_d}{k_0 \varepsilon_d} e^{\gamma_d(z-d)}, \quad E_z = -D_2 \frac{\beta}{k_0 \varepsilon_d} e^{\gamma_d(z-d)} \quad (23)$$

Излучение, высвечивающиеся в диэлектрическую подложку, уже не будет представлять из себя эванесцентную волну, так как проекция волнового вектора на ось X перестает быть больше его абсолютного значения. В результате поле в подложке описывается плоской волной:

$$H_y = A_m, \quad E_x = \frac{A_m}{\sqrt{\epsilon_m}} \cos \psi, \quad E_z = -\frac{A_m}{\sqrt{\epsilon_m}} \sin \psi \quad (24)$$

Сшивая проекции полей E_x и H_y на границах призмы и воздуха ($z=0$), а также воздуха и подложки ($z=d$) получаем:

$$\frac{A_m}{\sqrt{\epsilon_m}} \cos \psi = -D_2 \frac{\gamma_d}{k_0 \epsilon_d} + D_1 \frac{\gamma_d}{k_0 \epsilon_d} e^{-d \gamma_d} \quad (25)$$

$$D_1 e^{-d \gamma_d} + D_2 = A_m$$

$$\frac{k_{zm}}{\epsilon_m} (D_2 + D_1 e^{-d \gamma_d}) = \frac{\gamma_d}{\epsilon_d} (D_1 e^{-d \gamma_d} - D_2) \quad (26)$$

$$R + E = D_1 + D_2 e^{-d \gamma_d} \quad (27)$$

$$\frac{k_z}{\epsilon_p} (E - R) = -\frac{i \gamma_d}{\epsilon_d} (D_1 - D_2 e^{-d \gamma_d}) \quad (28)$$

Система (25)-(28) аналогична системе (17)-(20). Таким образом, хотя в случае диэлектрической подложки вместо возбуждения поверхностного плазмон-поляритона происходит туннелирование света, формула (22) все равно применима.

Таким образом для анализа влияния конфигурации при призмённом методе возбуждения плазмон-поляритона в геометрии Отто возможно использование матричного метода Джонса. В случае ТЕ поляризации возбуждения поверхностного плазмон-поляритона не происходит, однако метод Джонса требует учета обеих поляризаций. Вывод коэффициента отражения для ТЕ поляризации аналогичен случаю ТМ поляризации, поэтому ограничимся только выражением для амплитудного коэффициента отражения:

$$\frac{R}{E} = \frac{\eta + \xi e^{-2d\gamma_d}}{1 + \eta \xi e^{-2d\gamma_d}} \quad \xi = \frac{\gamma_d - \gamma_m}{\gamma_d + \gamma_m} \quad \eta = \frac{k_{zp} + i\gamma_d}{k_{zp} - i\gamma_d} \quad (29)$$

Использование матричного метода Джонса в приближении квазиплоских волн позволяет рассчитывать оптические свойства более сложных структур, таких как распределенные брэгговские отражатели или подложки состоящие из нескольких слоев различных материалов.

2.2 Изменение параметров поверхностного плазмон-поляритона при переходе в инфракрасную область

Особенностью поверхностных плазмон-поляритон при переходе от видимого диапазона в инфракрасную область оптического спектра является многократное увеличение длины распространения, а также иной характер локализации. В видимом и ближнем инфракрасном диапазоне величина локализаций в металле и диэлектрике имеет примерно одинаковый порядок, тогда как в случае среднего инфракрасного излучения величина локализаций отличается на 3 порядка. Энергия поверхностного плазмон-поляритона крайне сильно локализована в металле, тогда как в диэлектрике поле высвечивается на величину сравнимую с длиной волны излучения. Это позволяет эффективно задействовать геометрию. Отто при призмном возбуждении(см. рис. 2а), причем изменение величины зазора в определенном пределе, позволяет динамически влиять на эффективность связывания объемной волны и плазмона.

Другой важной особенностью плазмонного резонанса в инфракрасном диапазоне является близость значений волновых векторов свободного и связанного излучения. Это вызвано тем, что на длинах волн порядка 10 мкм величины показателя преломления n и поглощения k большинства металлов имеют значения порядка десятков. Из-за этого выбор металла практически не влияет на дисперсию плазмон-поляритона, однако все еще определяет длину распространения и величины локализаций. Эти параметры и определяют выбор материала для оптимизации эффективности модуляции оптического излучения методами акусто-

плазмоники. В таблице 1 представлены значения величин локализаций в средах, а также длины пробега поверхностного плазмон-поляритона для случая различных металлов.

Металл	Глубина локализации в воздухе, см	Глубина локализации в металле, см	Длина волны ППП, см	Длина пробега, см
Au	$9,69 \cdot 10^{-3}$	$3,08 \cdot 10^{-6}$	$1,059847 \cdot 10^{-3}$	1,5791
Ag	$9,59 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$1,059846 \cdot 10^{-3}$	1,1247
Co	$4,66 \cdot 10^{-3}$	$6,89 \cdot 10^{-6}$	$1,059394 \cdot 10^{-3}$	0,1792
Al	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,059949 \cdot 10^{-3}$	2,8117
Pd	$7,65 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \cdot 10^{-6}$	$1,059744 \cdot 10^{-3}$	2,1740
Os	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$1,059794 \cdot 10^{-3}$	2,6525
Pt	$6,64 \cdot 10^{-3}$	$4,59 \cdot 10^{-6}$	$1,059683 \cdot 10^{-3}$	0,4839
SiC	$1,19 \cdot 10^{-4}$	$7,99 \cdot 10^{-5}$	$6,109105 \cdot 10^{-4}$	$4,75 \cdot 10^{-4}$

Таблица 1. Параметры поверхностный поляритонов на длине волны 10,6 мкм

Особенно стоит отметить случай карбида кремния, который имеет резонанс поглощения на длине волны 10,6 мкм. Поскольку у полупроводников механизм получения отрицательной диэлектрической проницаемости принципиально отличается от металлов, то в данном случае мы имеем дело не с плазмон-поляритонами, а фонон-поляритонами[60]. В металлах поверхностные поляритоны представляют собой связанные колебания электромагнитного поля и газа свободных носителей заряда, в случае фонон-поляритонов электромагнитное поле вызывает колебания решетки атомов, имеющих различный заряд. Колебание решетки вызывает поляризацию объема кристалла, которая может соответственно возбуждать электромагнитную волну. Не смотря на эту фундаментальную физическую разницу между плазмон-поляритонами и фонон-поляритонами оба явления описываются схожими решениями уравнений Максвелла и одним математическим аппара-

том. Интересно отметить, что локализации и длина пробега поверхностного фонон-поляритона в карбиде кремния для длины волны 10,6 мкм сравнима с соответствующими характеристиками поверхностных плазмон-поляритонов для металлов в видимом диапазоне. Таким образом методы и наработки плазмоники видимого диапазона могут быть применены для карбида кремния в инфракрасном спектре на резонансных длинах волн.

Рассмотрим подробнее вопрос о том, как показатели преломления n и поглощения k влияют на характеристики плазмонов. Начнем рассмотрение с соотношения величин волновых векторов поверхностного плазмон-поляритона и объемной волны. Действительная часть этого соотношения определяет насколько длина волны плазмона будет меньше, чем длина волны света и насколько при призмном методе возбуждения угол падения должен превышать предельный угол полного внутреннего отражения. Мнимая компонента определяет величину затухания и соответственно длину пробега. На рис. 4 представлены графики зависимостей мнимой(б) и действительной(а) частей величины k_{ssp}/k_0 .

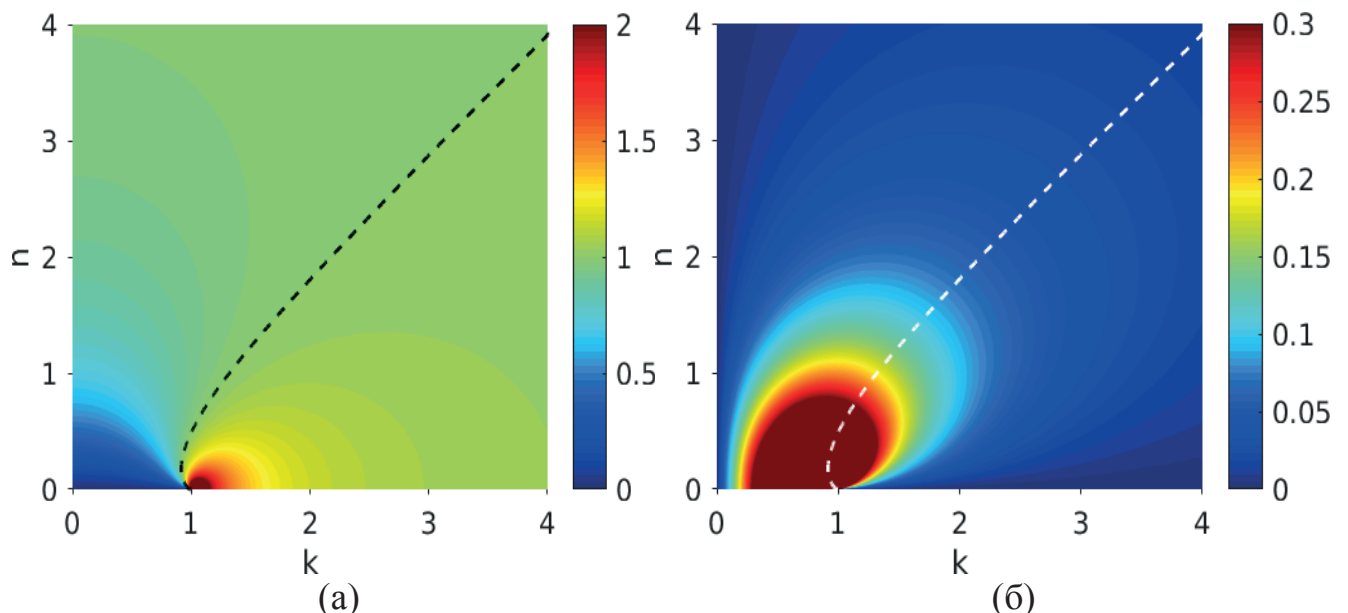


Рис. 4. графики зависимостей мнимой(б) и действительной(а) частей величины k_{ssp}/k_0

Пунктирная линия на графиках обозначает границу существования поверхностных электромагнитных волн на границе металл-диэлектрик: если точка с координатами, соответствующими показателям поглощения и преломления материала,

лежит правее пунктирной прямой, то данный материал удовлетворяет условиям для диэлектрической проницаемости, выраженным формулой (4). Так как величины n и k в инфракрасном диапазоне имеют величины порядка десятков, то можно использовать приближенную оценку $n < k$. С другой стороны для любых металлов действительная часть соотношения k_{ssp}/k_0 будет близка к единице. Близость значений волновых чисел свободного излучения и поверхностного плазмон-поляритона означает, что при призмном методе возбуждения предельный угол полного внутреннего отражения и угол плазмонного резонанса будут практически совпадать. На практике это приводит к тому, что из-за конечности углового спектра пучка плазмонный резонанс перекрывается с модами резонатора Фабри-Перо. Причем замена материала призмы не влияет на этот эффект, так как изменение диэлектрической проницаемости призмы не оказывает влияния на дисперсионное соотношение для поверхностного плазмон-поляритона. В таблице 2 представлены значения предельных углов полного внутреннего отражения и углов плазмонного резонанса для различных материалов призмы.

Материал призмы	n	$\theta_{\text{нво}} = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right)$	$\theta_{\text{возб}} = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}\right)$
GaAs	3,27	17,8069°	17,8096°
Ge	4	14,4775°	14,4796°
NaCl	1,105	64,8202°	64,8378°
CdTe	2,67	21,9954°	21,9987°
ZnS	2,21	26,9035°	26,9077°

Таблица 2. Зависимости предельных углов полного внутреннего отражения и углов возбуждения поверхностного плазмон-поляритона для различных материалов призмы.

Для того, чтобы продемонстрировать наложение мод резонатора Фабри-Перо на плазмонный резонанс, рассмотрим зависимости коэффициента отражения от призмы из германия, за которой расположена металлическая пластина.

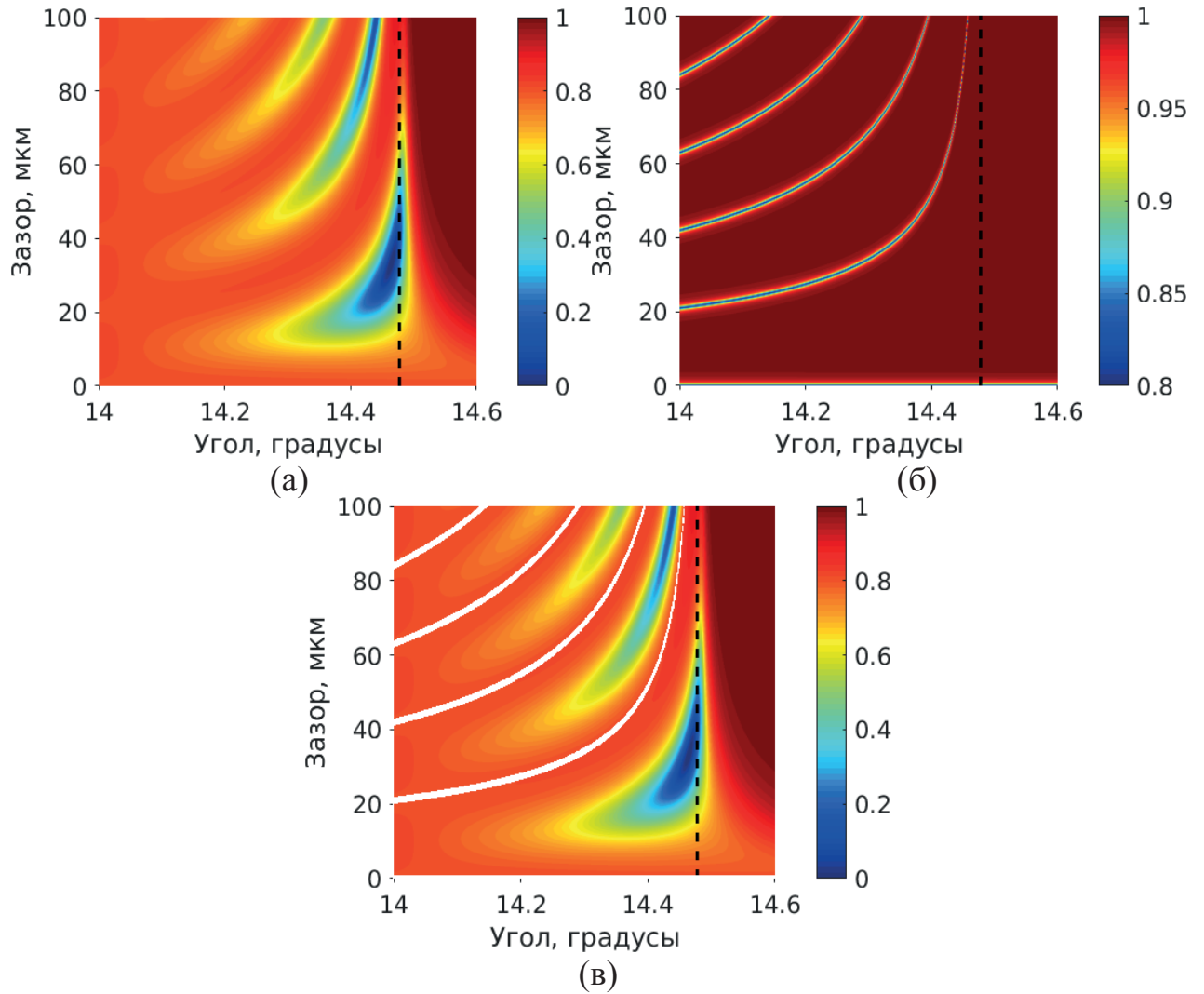


Рис. 5. Зависимости коэффициента отражения от зазора и угла для ТМ поляризации(а), ТЕ поляризации(б) и наложение случая ТЕ на ТМ (в)

На рис. 5 представлены зависимости коэффициента отражения от величины зазора и угла для ТМ поляризации(а), ТЕ поляризации(б) и наложение мод из ТЕ поляризации на случай ТМ поляризации(в). На графике для ТМ поляризации есть область, где отсутствует зависимость от величины зазора. Она соответствует углу Брюстера для германия на длине волны 10,6 мкм – 14°. Пунктирная линия обозначает предельный угол полного внутреннего отражения: справа от нее присутствует только плазмонный резонанс, а слева добавляются резонаторные моды. В случае ТМ поляризации помимо мод Фабри-Перо присутствуют еще и многократные отражения высвечивающегося излучения поверхностного плазмон-поляритона

на. Так как на практике падающий свет имеет конечный угловой спектр, то наличие этих эффектов необходимо учитывать при проектировании устройства.

Для получения максимальной длины пробега следует минимизировать мнимую часть волнового числа поверхностного плазмон-поляритона. Для этого нужно подбирать металлы с такими n и k , чтобы точка на плоскости была максимально удалена от начала координат. Для наглядной демонстрации построим графики зависимости величины $\sqrt{n^2+k^2}$ от длины волны для различных металлов.

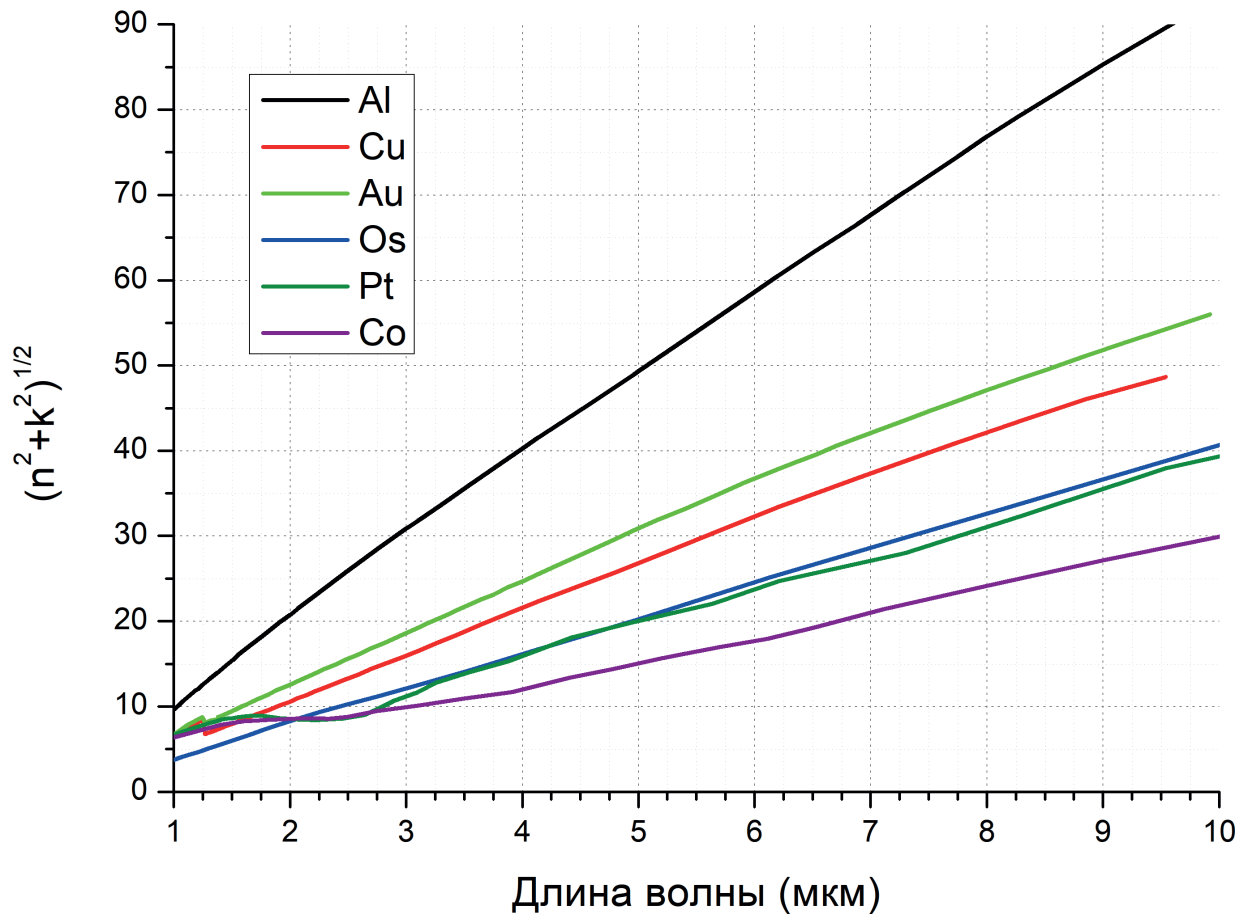


Рис. 6. Зависимости величины $\sqrt{n^2+k^2}$ от длины волны для различных металлов

Расположение металлов на графике соответствует значениям длины свободного пробега плазмон-поляритона в таблице 1.

Помимо длины пробега и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона, необходимо также учитывать глубину плазмонного резонанса.

На рис. 7 показаны зависимости коэффициентов отражения от угла и зазора при ТМ поляризации для кобальта и алюминия.

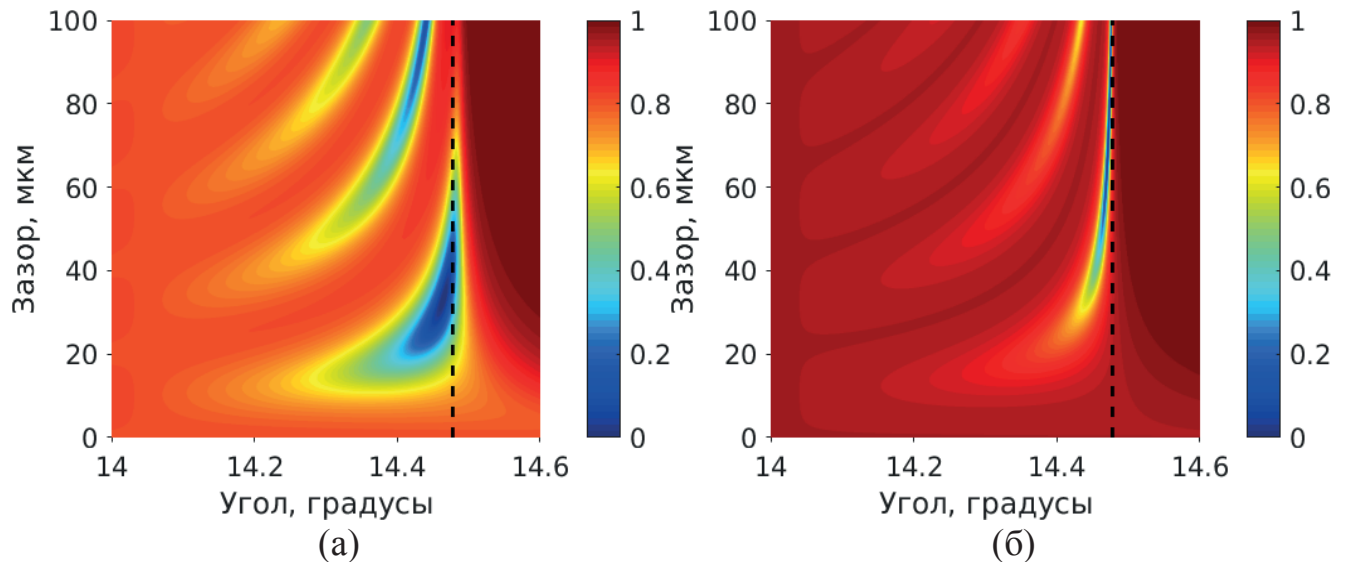


Рис. 7. Зависимости коэффициентов отражения от угла и зазора при ТМ поляризации для кобальта(а) и алюминия(б)

Видно, что алюминий хоть и обеспечивает значительно большую величину свободного пробега, дает меньший контраст. Форма и контраст резонанса определяется несколькими факторами. Во-первых величина локализации плазмона в металле практически линейно растет вместе с показателем поглощения k . Во-вторых с ростом длины пробега плазмона, увеличивается количество излучения, которое высвечивается обратно в призму. И наконец наименее очевидный фактор – это наличие мнимой части у коэффициента локализации плазмон-поляритона в воздухе. Как видно из формулы (21) чем больше мнимая компонента \mathcal{Y}_d , тем меньше модуль коэффициента отражения. На рис. 8 представлены действительная(а) и мнимая(б) части коэффициента локализации в зависимости от n и k металла.

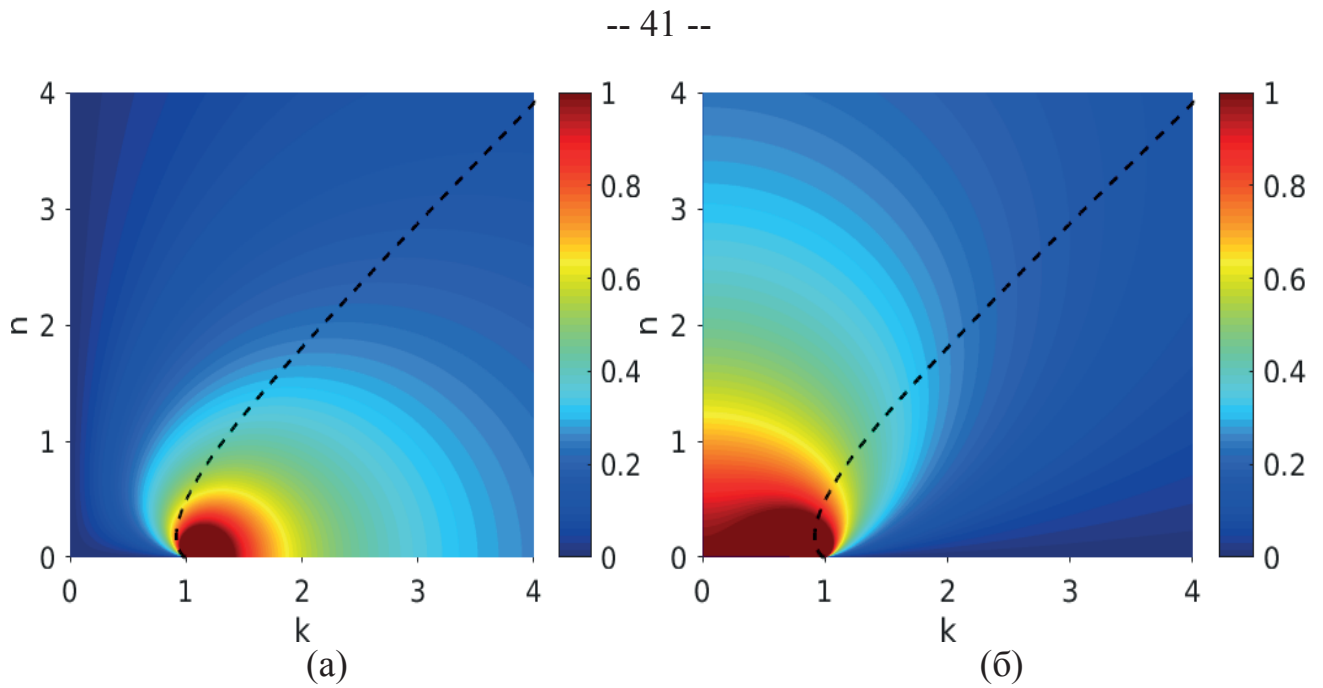


Рис. 8. Действительная(а) и мнимая(б) части коэффициента локализации \mathcal{Y}_d в зависимости от n и k металла

Из правого графика видно, что чем меньше соотношение n/k , тем меньше мнимая часть локализации поверхностного плазмон-поляритон в диэлектрике. На рис. 9 представлена зависимость n/k от длины волны излучения для различных металлов.

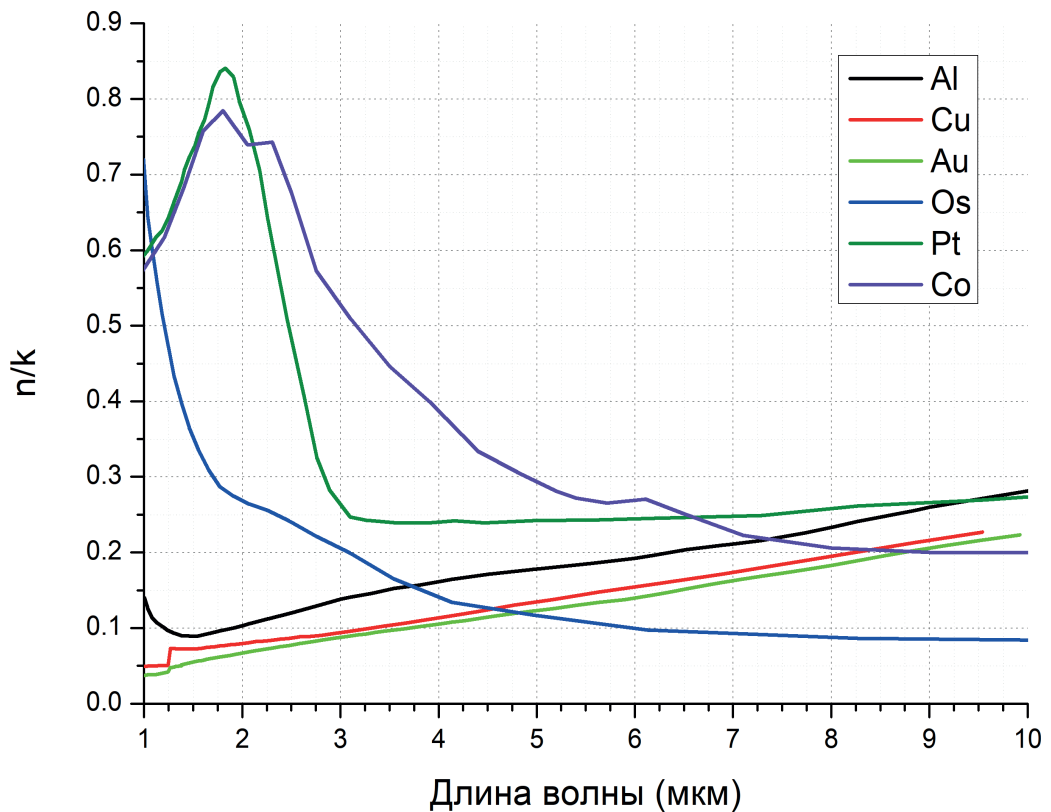


Рис. 9. Зависимость n/k от длины волны излучения для различных металлов

Из рисунка видно, что при переходе от ближнего инфракрасного диапазона к области длин волн порядка нескольких мкм различия между металлами становятся менее выраженными. Таким образом, можно сделать вывод, мнимая часть коэффициента локализации будет существенным фактором на длине волны порядка 1 микрометра, но не 10 мкм.

2.3 Поверхностные фонон-поляритоны на карбиде кремния

Условие существования решения в виде поверхностной электромагнитной волны(4) может быть выполнено не только для металлов, а для любой среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью. В частности, на поверхности полупроводников, обладающих резонансным поглощением на заданной длине волны, возможно распространение поверхностных фонон-поляритонов. В отличие от плазмонов, электромагнитное поле связывается не с осцилляциями плотности электронного газа, а с поляризованностью, вызванной механическими колебаниями кристаллической решетки.

Резонанс поглощения карбида кремния(SiC) на длине волны 10 микрометров делает возможным его применение в описанной схеме, вместо металлической подложки. Несмотря на отличие в механизме образования, математический аппарат, описывающий распространение и свойства поверхностного поляритона, остается неизменным. Как видно из таблицы 1, свойства фонон-поляритона на поверхности карбида кремния на длине волны 10 мкм схожи со свойствами плазмон-поляритона в видимом диапазоне.

Во-первых, длина пробега и величина локализации поля в воздухе на порядок меньше длины волны свободного излучения. Это означает, что хотя геометрия Отто призмного метода возбуждения все еще актуальна, практическая реализация требует большей точности. Во-вторых, длина волны поверхностного фонон-поляритона почти в 6 раз меньше длины волны света

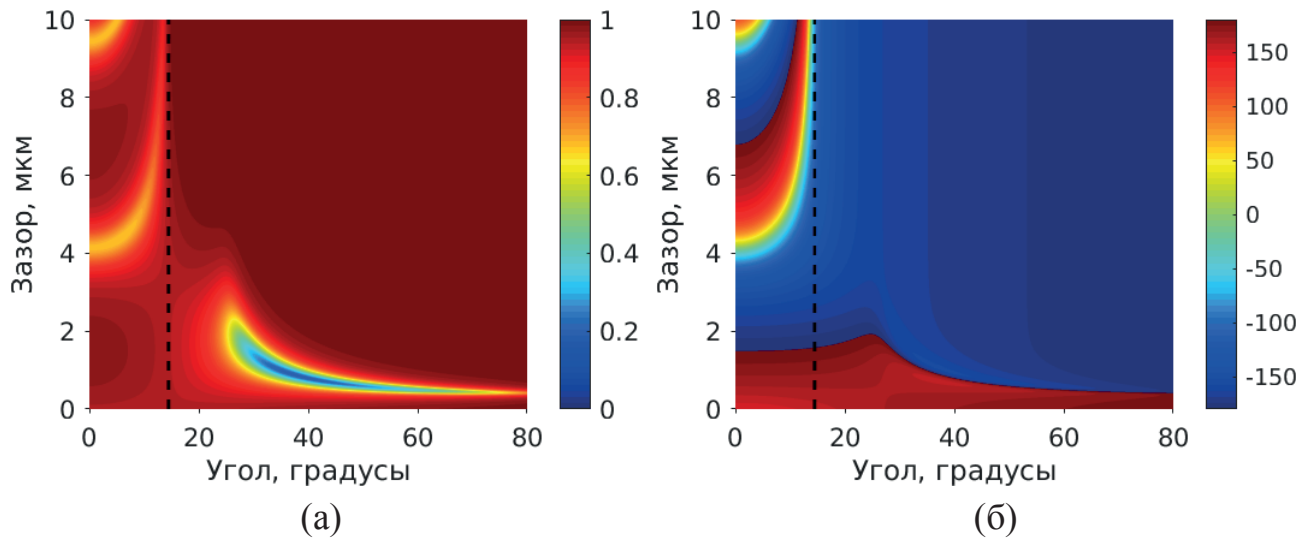


Рис. 10. Зависимости модуля(а) и фазы(б) коэффициента отражения от зазора и угла для карбида кремния

На рис. 10 представлены модуль и фаза отражения от призмы, за которой находится подложка из карбида кремния в зависимости от величины зазора и угла. В отличие от металлической подложки, резонанс имеет широкую форму и расположен в значительном удалении от предельного угла полного внутреннего отражения. Таким образом, не происходит наложения мод резонатора Фабри-Перо и поляритона.

Интересно отметить, что из-за схожести поведения фонон-поляритонов инфракрасного спектра на поверхности карбида кремния и плазмонов на поверхности металлов видимого диапазона использование геометрии Кречманна становится целесообразным и оправданным. К сожалению, данная геометрия не применима в рамках концепции предложенного модулятора, так как она сильно завязана на модуляцию толщины воздушного зазора. Тем не менее, в геометрии Отто широкий вид резонанса позволяет работать с пучками с большой угловой расходимостью.

В отличие от геометрии Кречманна, глубина резонанса для карбида кремния в геометрии Отто достигает только 20%. Однако, применение многослойной структуры позволяет достичь снижения коэффициента отражения в любой геометрии возбуждения. В частности, замена полубесконечной среды SiC пластиной тол-

щиной 750 нм расположенной на подложке ZnS дает минимум отражения в 2,5% при сохранении ширины резонанса порядка 10°.

2.4 Многослойные диэлектрические структуры

Математический аппарат, используемый для учета влияния призмы при возбуждении поверхностного поляритона, может быть использован и для расчета полностью диэлектрических структур. Из-за близости угла плазмонного резонанса и критического угла имеет смысл рассмотреть использование слоистых структур в качестве волноводов и брэгговских отражателей для исследования таммовских плазмон-поляритонов. Интерес к полностью диэлектрическим структурам в инфракрасном диапазоне подкрепляется тем, что многие материалы инфракрасной оптики имеют показатель преломления порядка единиц, что позволяет создавать волноводы с контрастами между сердцевиной и оболочкой, недостижимыми в видимом спектре. Увеличение контраста показателей преломления позволяет добиться более сильной локализации энергии в пространстве.

Для четырехслойной среды коэффициент отражения выражается формулой(30):

$$\begin{aligned} \frac{R}{E_0} = \xi_1 &= \frac{\eta_1 + \xi_2 \exp(-2ik_{1z}d_1)}{1 + \eta_1 \xi_2 \exp(-2ik_{1z}d_1)} \\ \xi_2 &= \frac{\eta_2 + \xi_3 \exp(-2ik_{2z}d_2)}{1 + \eta_2 \xi_3 \exp(-2ik_{2z}d_2)} \\ \xi_3 &= \frac{\eta_3 + \eta_4 \exp(-2ik_{3z}d_3)}{1 + \eta_3 \eta_4 \exp(-2ik_{3z}d_3)} \end{aligned} \quad (30)$$

В случае ТМ поляризации коэффициенты отражений от слоев будут иметь вид:

$$\eta_1 = \frac{\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} - \frac{k_{1z}}{\varepsilon_1}}{\frac{k_{zp}}{\varepsilon_p} + \frac{k_{1z}}{\varepsilon_1}} \quad \eta_2 = \frac{\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} - \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2}}{\frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} + \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2}} \quad \eta_3 = \frac{\frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{3z}}{\varepsilon_3}}{\frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} + \frac{k_{3z}}{\varepsilon_3}} \quad \eta_4 = \frac{\frac{k_{3z}}{\varepsilon_3} - \frac{k_{4z}}{\varepsilon_4}}{\frac{k_{3z}}{\varepsilon_3} + \frac{k_{4z}}{\varepsilon_4}} \quad (31)$$

Для ТЕ поляризации:

$$\eta_1 = \frac{k_{zp} - k_{1z}}{k_{zp} + k_{1z}} \quad \eta_2 = \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}} \quad \eta_3 = \frac{k_{2z} - k_{3z}}{k_{2z} + k_{3z}} \quad \eta_4 = \frac{k_{3z} - k_{4z}}{k_{3z} + k_{4z}} \quad (32)$$

В случае эванесцентной волны или поверхностного поляритона z компонента волнового вектора выражается через коэффициент локализации по закону $k_{nz} = -i\gamma_n$. На рис. 11 представлены зависимости коэффициента отражения для системы призма-воздух-Ge-CdTe-подложка для ТЕ(а) и ТМ(б) поляризаций от угла падения и толщины воздушного зазора. Фосфид галлия, из которого изготовлена призма, имеет показатель преломления 3,09, германий – 4, а теллурид кадмия – 2,67. Толщина сердцевины волновода(CdTe) имеет толщину 1,8 микрометров, а толщина оболочки(Ge) – 2,4 микрометра. Показатель преломления подложки 1,97. Из рисунка видно, что максимальная локализация происходит при толщине воздушного зазора в 1-2 микрометра.

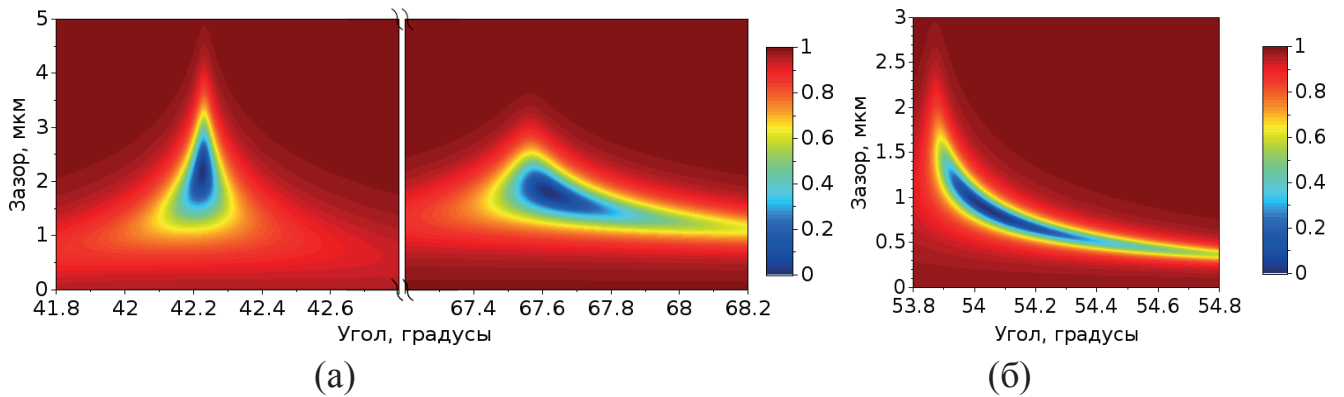


Рис. 11. Зависимости коэффициента отражения от зазора и угла для ТЕ поляризации(а) и ТМ поляризации(б)

Полученные резонансы отличаются большой глубиной и крайне узкой формой. Высокая чувствительность к углу падения усложняет работу с реальными пучками, имеющими конечный угловой спектр, однако слабая чувствительность к зазору означает, что полученная система допускает незначительные отклонения в геометрии при деформации или дефектах производства. Для случая ТЕ поляризации присутствуют два резонанса. Стоит отметить, что более широкие резонансы менее чувствительны к изменению диэлектрической проницаемости, так как угловой сдвиг под действием акустической волны будет сильнее влиять на значение коэффициента отражения.

2.5 Выводы из главы 2

Вторая глава диссертационной работы посвящена анализу поверхностных электромагнитных волн ИК-диапазона. Обоснован отказ от использования благородных металлов, так как в длинноволновой области спектра их свойства перестают отличаться от остальных металлов. Этот момент был обоснован с помощью рассмотрения диэлектрической проницаемости в модели свободных электронов и анализа табличных значений. Исследованы свойства поверхностных плазмон-поляритонов инфракрасного диапазона на длине волны 10,6 мкм.

В инфракрасном диапазоне локализация поля поверхностного плазмон-поляритона в воздухе сравнима по величине с длиной волны излучения, а длина свободного пробега достигает сантиметров. Эти параметры кардинально отличаются от случая поверхностного плазмона видимого диапазона, для которого характерна одинаково сильная локализация в металле и в диэлектрике, а также длина пробега сравнимая с длиной волны излучения. Проведен сравнительный анализ перспектив использования различных металлов. Наибольшую длину пробега дают Al, Os и Pd, а с точки зрения оптимальной локализации предпочтителен Co. Из расчетов следует, что влияние выбора конкретного металла будет сильнее всего проявляться в диапазоне около 1 мкм и спадать по мере увеличения длины волны.

Для большинства металлов в инфракрасной области спектра волновое число поверхностного плазмон-поляритона практически совпадает с волновым числом свободного излучения. Это вызвано тем, что при частоте много меньше плазменной показатели преломления и поглощения имеют величины порядка десятков, а не единиц. Из-за этого угол возбуждения плазмонного резонанса практически совпадает с предельным углом полного внутреннего отражения. Близость этих углов приводит к тому, что из-за конечности углового спектра пучка часть излучения падает под углом меньше предельного угла полного внутреннего отражения и оказывается в резонаторе Фабри-Перо. В случае ТМ поляризации вблизи предельного угла полного внутреннего отражения плазмонный резонанс оказывает влия-

ние на амплитуду коэффициента отражения, несмотря на то, что формально условие полного внутреннего отражения необходимо для возбуждения плазмон-поляритона.

Проанализированы особенности призмного ввода излучения в систему с учетом близости критического угла и угла плазмонного резонанса. Обоснованно использование геометрии Отто, а не Кречманна, как в случае видимого или ближнего инфракрасного диапазона. Разработан математический аппарат, позволяющий проводить расчеты многослойных структур в случае произвольных углов падения излучения: больше и меньше критического, а также различных материалов слоев: прозрачные материалы, сильно поглощающие диэлектрики или металлы.

Благодаря резонансу поглощения на длине волны 10 мкм карбид кремния (SiC), являющийся широко распространенным полупроводником, может быть использован для возбуждения поверхностного фонон-поляритона. Его параметры численно схожи с параметрами поверхностных плазмонов видимого диапазона: одинаково сильные локализации в обеих средах, малая длина свободного пробега и волновое число существенно больше волнового числа свободного излучения.

Показана возможность использования многослойных полностью диэлектрических структур (как для ТМ, так и для ТЕ поляризации). Сверхузкие формы резонансов в полностью диэлектрических структурах позволяют получить высокую эффективность, однако накладывают серьезные ограничения на максимальный угловой спектр падающего излучения.

Проведено экспериментальное исследование зависимостей угловых спектров коэффициента отражения от структуры призма-воздух-металл при случаях ТЕ и ТМ поляризации в зависимости от величины зазора. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями, основанными на разработанном математическом аппарате.

Глава 3. Акустоплазменная модуляция инфракрасного излучения

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [A1-A4, A7].

Как уже упоминалось ранее, в акустооптике инфракрасного диапазона особо остро стоит проблема используемых материалов. Поскольку кристаллы, обычно используемые в акустооптике видимого диапазона, непрозрачны на длинах волн больше 5 микрон, приходится искать новые материалы или ограничиваться полупроводниками с акустооптическим качеством на пару порядков ниже, чем у парателлурита. Наиболее распространенными полупроводниковыми материалами, используемыми в инфракрасной оптике являются: кремний, арсенид галлия и германий. Применение кремния на длине волны 10,6 микрон ограничено из-за заметного поглощения. Наиболее подходящими материалами представляются германий и арсенид галлия, также следует отметить перспективы использования монокристалл теллура.

Несмотря на технические сложности, связанные с выращиванием и обработкой монокристалла теллура, его выдающиеся оптические свойства делают его весьма перспективным материалом для классической акустооптики: показатель преломления теллура на длине волны $\lambda=10,6$ мкм равен $n_o=4,8$ для обыкновенной поляризации волны и $n_e=6,25$ для необыкновенной поляризации[4]. Столь сильная оптическая анизотропия $n_e-n_o=1,45$ позволяет создавать высокоэффективные акустооптические устройства дальнего инфракрасного диапазона, использующие случай анизотропной дифракции[4]. Ситуация однако осложняется зависимостью поглощения от поляризации света: наибольший интерес с точки зрения эффективности акустооптического взаимодействия представляет необыкновенная волна, однако необыкновенная волна испытывает сильное затухание $\alpha=4$ см⁻¹, в то время как обыкновенная волна на два порядка меньше $\alpha=0,07$ см⁻¹ [10]. Таким образом, при создании акустооптической ячейки приходится искать компромисс между поглощением света в кристалле и эффективностью акустооптического взаимодействия.

Германий и арсенид галлия не обладают выдающимися акустооптическими параметрами, как теллур ($M_2 = 180 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ [61,62]). Однако, эти материалы широко распространены и хорошо изучены. Арсенид галлия обладает слегка лучшим акустооптическим качеством, однако германий более доступен и проще в обработке. С другой стороны германий из-за своей кубической структуры не обладает пьезоэлектрическими свойствами, в то время как арсенид галлия может быть непосредственно использован для возбуждения акустической волны.

3.1 Модулятор на основе поверхностной акустической волны

Основной концепцией предлагаемого акустоплазмонного модулятора является локализация энергии вблизи области взаимодействия за счет возбуждения поверхностного плазмона призмным методом в геометрии Отто. Выбор геометрии Отто предпочтительнее геометрии Кречманна при переходе к длинам волн более 5 мкм из-за меньшей локализации излучения в воздухе.

Поверхностная акустическая волна Рэлея возбуждается на нижней границе пластины из арсенида галлия, имеющим показатель преломления $n=3,27$ на длине волны 10,6 мкм. Поверхностный плазмон-поляритон возбуждается с помощью призмы из германия, расположенной над пластиной. Так как показатель преломления германия $n=4,0$ больше, чем у арсенида галлия, призма имеет меньшую высоту, что делает устройство более компактным. Объемная волна падает на грань призмы, преломляется и испытывает полное внутреннее отражение от границы GaAs-воздух. Поверхностная акустическая волна Рэлея, распространяющаяся вдоль границы раздела, создает периодическую фазовую структуру за счет фотоупругого эффекта, а также задает модуляцию величины зазора между призмой и металлической подложкой. Использование геометрии Отто приводит к тому, что периодическое изменение зазора осуществляет модуляцию эффективности преобразования объемной волны падающего света в поверхностный плазмон. Поверхностный плазмон, в свою очередь, имеет локализацию в воздухе сравнимую с длиной волны свободного излучения, что делает его весьма чувствительным даже

к небольшим изменениям в конфигурации, помимо этого, направление его распространения совпадает со звуковым столбом, то есть эффективная длина взаимодействия значительно повышается.

Для возбуждения поверхностной акустической волны на поверхности кристалла проще всего использовать обратный пьезоэлектрический эффект. Наиболее распространенным пьезоэлектрическим материалом является ниобат лития LiNbO_3 , однако он непрозрачен в инфракрасном диапазоне. Из прозрачных на длине волны 10,6 мкм материалов пьезоэлектрическим эффектом обладает арсенид галлия. Кристалл обладает симметрией типа $\bar{4}3m$, часто называемой типом сфалерита в честь цинковой обманки (ZnS). Пьезоэлектрический тензор имеет следующий вид:

$$e_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} \end{bmatrix} \quad (33)$$

где $e_{14}=0,16 \text{ Кл/м}^2$ [6].

Из вида тензора пьезоэлектрических свойств (33) видно, что пьезоэлектрические свойства не зависят от направления и плоскости расположения встречно-штыревого преобразователя. Таким образом, геометрия изготовления пьезоэлемента определяет только скорость распространения акустической волны.

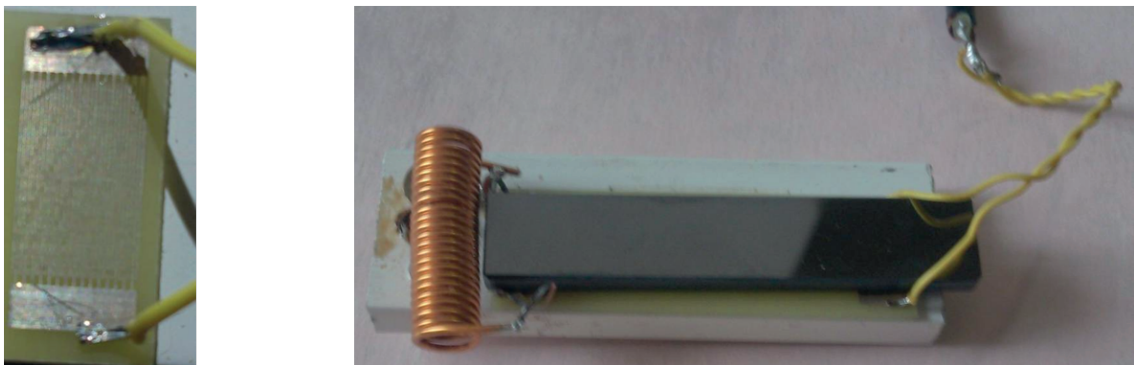


Рис. 12. Возбуждение акустической волны на поверхности арсенида галлия

Скорости распространения поверхностной акустической волны Рэлея на поверхности среза кристалла арсенида галлия представлены в таблице 3 [30]. Из

таблицы 3 видно, что скорость поверхностной акустической волны изменяется в пределах 2,4-3,3 км/с в зависимости от плоскости среза и направления распространения.

Плоскость	Направление	Скорость м/с
(001)	[100]	2719
(110)	[001]	2819
(100)	[100]	3332
(111)	[110]	2428
(100)	[110]	2773
(111)	[110]	2429
(100)	[210]	2725
(001)	[110]	2863
(110)	[100]	2542
(110)	[110]	2399
(001)	[X+23°]	2760
(110)	[111]	2694

Таблица 3. Скорость распространения поверхностной акустической волны Рэлея на поверхности арсенида галлия в зависимости от направления распространения и плоскости среза кристалла.

Скорость поверхностной волны Рэлея была экспериментально измерена с помощью встречно-штыревого преобразователя с периодом 0,2 мм. Основная гармоника преобразователя – 3,5 МГц, тогда как замер скорости распространения осуществлялся на 5ой гармонике – 17,5МГц. Измеренное значение составило 2930 м/с, что соответствует табличным значениям.

Для оценки эффективности акустооптического взаимодействия необходимо иметь представление о характеристиках акустической волны: скорость распространения, амплитуды смещения в продольном и поперечном направлениях, а так-

же глубина локализации. Начнем с рассмотрения распространения волны Рэлея на поверхности кристалла арсенида галлия. Условия на границе тела Γ выражаются формулой[63]:

$$T_{ik} n_k|_{\Gamma} = 0 \quad i=1,2,3. \quad (34)$$

где T_{ik} — компоненты тензора напряжений, n_k —компоненты вектора нормали.

Пусть акустическая волна распространяется в направлении X в полупространстве $y < 0$, при этом вдоль оси Z движение считаем однородным. Закон Гука в данном случае принимает следующий вид [63]:

$$\begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{22} \\ T_{33} \\ T_{23} \\ T_{13} \\ T_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \\ \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \end{bmatrix} \quad (35)$$

где u_i – смещение, x_i – координата, $c_{11}=11,81 \cdot 10^{11}$ дин/см², $c_{12}=5,32 \cdot 10^{11}$ дин/см² и $c_{44}=5,94 \cdot 10^{11}$ дин/см². Подставляя значения тензора напряжения в уравнение движения (36),

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k}, \quad i=1,2,3. \quad (36)$$

получаем систему уравнений (37):

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + (c_{12} + c_{14}) \frac{\partial^2 u_2}{\partial x \partial y} + c_{44} \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \\ \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} &= c_{44} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + (c_{12} + c_{14}) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x \partial y} + c_{44} \frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (37)$$

Решение ищем в виде двухпарциальной акустической волны:

$$\begin{aligned} u_1 &= A_1 \exp(\beta y) \exp[i(\omega t - kx)] \\ u_2 &= A_2 \exp(\beta y) \exp[i(\omega t - kx)] \end{aligned} \quad (38)$$

где k – волновое число, $\beta > 0$ – постоянная затухания упругих смещений вглубь упругого тела, A_1 и A_2 – парциальные амплитуды упругих смещений.

Подставляя решение(38) в систему уравнений(37) получаем однородную систему линейных уравнений относительно неизвестных амплитуд A_1 и A_2 :

$$\begin{aligned} (c_{44}\beta^2 - c_{11}k^2 + \rho\omega^2)A_1 - i\beta k(c_{12} + c_{44})A_2 &= 0 \\ i\beta k(c_{12} + c_{44})A_1 - (c_{11}\beta^2 - c_{44}k^2 + \rho\omega^2)A_2 &= 0 \end{aligned} \quad (39)$$

Условием существования нетривиального решения системы (39) является равенство нулю определителя системы:

$$(c_{44}\beta^2 - c_{11}k^2 + \rho\omega^2) \cdot (c_{11}\beta^2 - c_{44}k^2 + \rho\omega^2) + \beta^2 k^2 (c_{12} + c_{44})^2 = 0 \quad (40)$$

Решая это биквадратное относительно β уравнение, находим:

$$\begin{aligned} \beta^2 &= \frac{1}{2} \left[\frac{-\rho\omega^2(c_{11} + c_{44}) - k^2[(c_{12} + c_{44})^2 - c_{11}^2 - c_{44}^2]}{c_{11}c_{44}} \pm \sqrt{D} \right] \\ D &= \frac{[\rho\omega^2(c_{11} + c_{44}) + k^2((c_{12} + c_{44})^2 - c_{11}^2 - c_{44}^2)]^2}{c_{11}^2 c_{44}^2} - \\ &\quad - \frac{4c_{11}c_{44}(c_{11}c_{44}k^4 - \rho\omega^2 k^2(c_{11} + c_{44}) + \rho^2\omega^4)}{c_{11}^2 c_{44}^2} \end{aligned} \quad (41)$$

Плотность арсенида галлия $\rho = 5,316$ г/см³. Скорость волны Рэлея принимаем равной 2,5 км/с. Из формулы(41) получаем численное значение локализацию β :

$$\beta_{1,2} = 3092 \pm 3557 i \text{ см}^{-1} \quad (42)$$

Наличие у локализации мнимой компоненты соответствует осцилляциям амплитуды волны Рэлея в зависимости от глубины. Данный феномен присутствует в кристаллах с коэффициентом анизотропии больше единицы $A = 2c_{44}/(c_{11} - c_{12}) > 1$ [64].

В предложенной конструкции модулятора модуляция осуществляется за счет двух факторов: фотоупругого эффекта и периодического изменения толщины зазора между призмой и металлической подложкой. Для расчета результирующей глубины модуляции необходимо знать численные соотношения между глубиной модуляции показателя преломления материала призмы, амплитудой гофра и мощностью акустической волны.

Влияние фотоупругого эффекта на показатель преломления призмы может быть в линейном приближении описано формулой[3]:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 p_3 S \quad (43)$$

где n – показатель преломления, p_3 – фотоупругая постоянная, а S – безразмерная деформация.

Коэффициент деформации γ , в свою очередь, определяется удельной мощностью акустической волны:

$$\frac{P_a}{lb} = \frac{1}{2} \rho v^3 S^2 \quad (44)$$

где P_a – мощность звука, ρ – плотность, v – скорость распространения акустической волны, l – глубина проникновения, b – высота звукового столба.

В итоге глубина модуляции показателя преломления выражается формулой(45)

$$\Delta n = n^3 p_3 \sqrt{\frac{P_a}{2 \rho v^3 lb}} \quad (45)$$

Для оценки амплитуды гофра, возникающего на поверхности кристалла, рассмотрим волну Рэлея в следующем виде[31]:

$$\begin{aligned}
 u_1 &= A k_R \left(e^{qy} - \frac{2qs}{k_R^2 + s^2} e^{sy} \right) \sin(k_R x - \omega t), \\
 u_2 &= A q \left(e^{q_R y} - \frac{2k_R^2}{k_R^2 + s^2} e^{s_R y} \right) \cos(k_R x - \omega t), \\
 q^2 &= k_R^2 - k_l^2, \quad s^2 = k_R^2 - k_t^2
 \end{aligned} \tag{46}$$

где A – амплитуда, k_R – волновое число волны Рэлея, а k_l и k_t – волновые числа продольной и поперечной составляющей.

На поверхности ($y=0$) амплитуды компонент волны Рэлея равны:

$$A_1 = A k_R \left(1 - \frac{2q_R s_R}{k_R^2 + s_R^2} \right), \quad A_2 = A q_R \left(1 - \frac{2k_R^2}{k_R^2 + s_R^2} \right) \tag{47}$$

Из формулы(47), учтя связь деформации и плотности мощности(44), можно найти величину поперечного смещения на границе кристалла. Для мощности звука порядка 1 Вт величина изменения показателя преломления призмы Δn достигает $5 \cdot 10^{-4}$, а амплитуда гофра на поверхности 10 нанометров. Параметр Кляйна-Кука определяемый по формуле(2) принимает значение равное $Q=0,6$, что соответствует промежуточному режиму дифракции.

3.2 Моделирование акустооптической модуляции на поверхностной акустической волне

Зная характер и численную величину влияния поверхностной акустической волны Рэлея на показатель преломления призмы и толщину зазора, можно рассчитать модуляцию коэффициента отражения падающего света. Для анализа эффективности акустооптического взаимодействия было проведено компьютерное моделирование отражения падающего света для различных конфигураций системы, представленных в разделах 2.2, 2.3 и 2.4. Расчет коэффициента отражения производился по формулам(29) с изменением диэлектрической проницаемости призмы ε_p и толщины зазора d . Величина изменения преломления призмы Δn полагалась равной $5 \cdot 10^{-4}$, а амплитуда гофра на поверхности 10 нанометрам. При

отсутствии синхронизма между звуковой волной и поверхностным плазмоном остальные параметры не играют существенной роли.

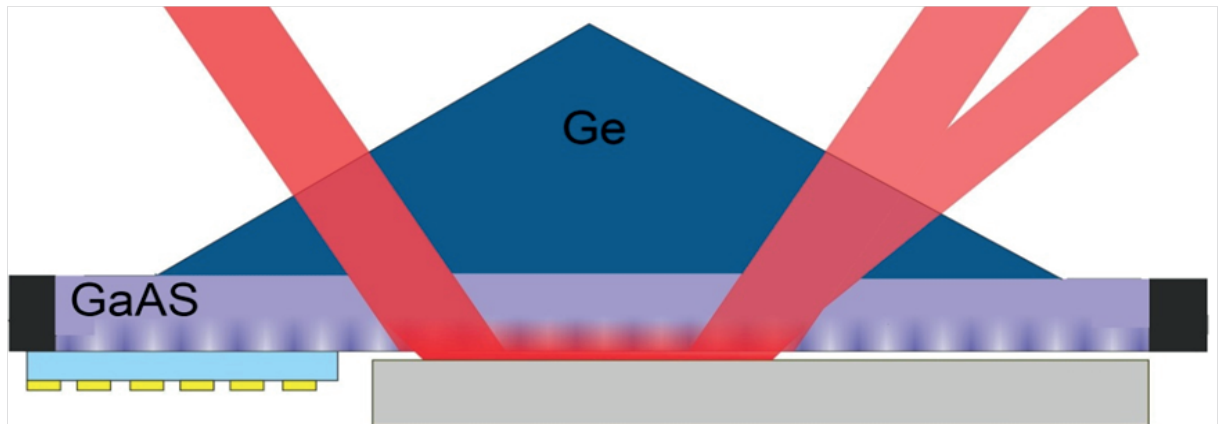


Рис. 13. Принципиальная схема модулятора

В начале было произведено моделирование в случае монолитной металлической подложки(см. рис. 2а), рассмотренном в разделе 2.2. На рис. 14 показаны зависимости модуляции коэффициента отражения для подложки из кобальта

$\Delta R = R(d - \delta d, \epsilon_p - \delta \epsilon_p) - R(d + \delta d, \epsilon_p + \delta \epsilon_p)$ в зависимости от величины зазора и угла падения. Выбор кобальта обусловлен большой глубиной резонанса при относительно малой длине свободного пробега поверхностного плазмона.

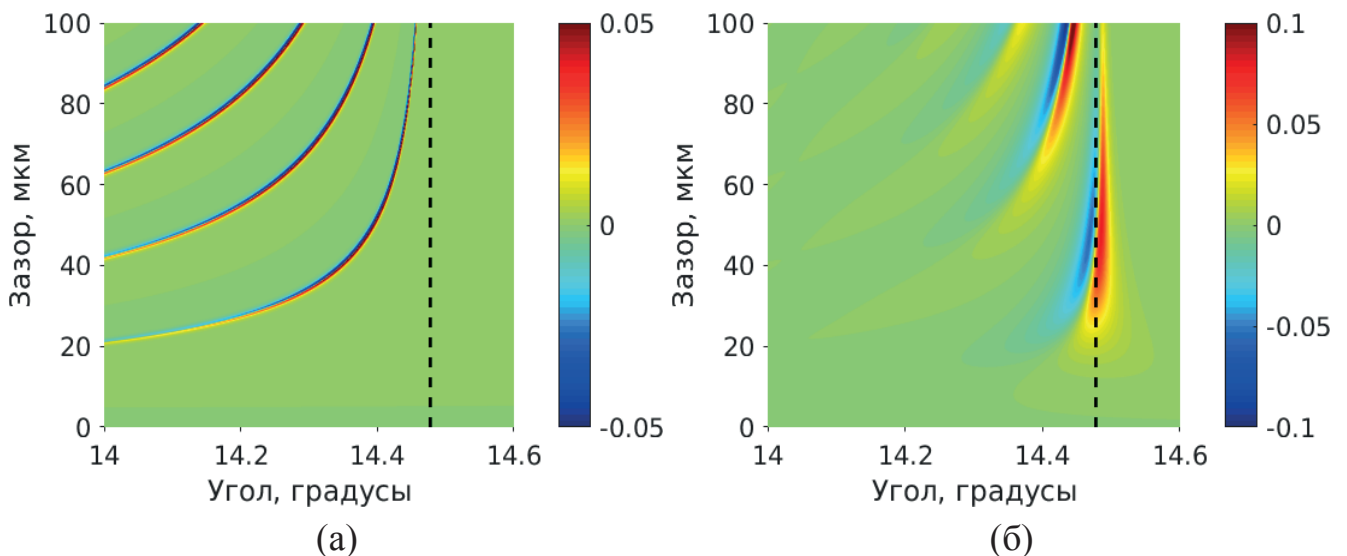


Рис. 14. Зависимости модуляции отражения $\Delta R = R(d - \delta d, \epsilon_p - \delta \epsilon_p) - R(d + \delta d, \epsilon_p + \delta \epsilon_p)$ для подложки из кобальта для ТЕ поляризации(а) и ТМ поляризации(б)

На рис. 14а представлен случай ТЕ поляризации, при которой присутствуют только моды резонатора Фабри-Перо. Плазмонные резонансы отсутствуют, так как дисперсионное соотношение для поверхностного плазмона поляритона выполня-

ется только для случае ТМ поляризации[65]. Модуляция в таком случае происходит только в узкой области, что требует пучка с малой угловой расходимостью.

На рис. 14б представлен аналогичный случай для ТМ поляризации. Пунктирной линией на графике показан предельный угол полного внутреннего отражения для призмы. Таким образом, слева от пунктира представлены моды резонатора Фабри-Перо, а справа плазмонный резонанс. Из-за того, что угол, соответствующий центру плазмонного резонанса практически совпадает с предельным углом полного внутреннего отражения, высвечивающаяся часть плазмона усиливает отдельные моды. Область, в которой достигается максимальная эффективность модуляции, ограничена узким диапазоном углов, но при этом слабо зависит от зазора. Это означает, что для случая металлической подложки вклад от фотоупругого эффекта, проявляющийся в изменении показателя преломления призмы, больше, чем вклад от изменении величины зазора поперечными смещениями волны Рэлея.

Совершенно противоположная ситуация наблюдается при возбуждении поверхностного фонон-поляритона на поверхности карбида кремния(см раздел 2.3). Как видно на рис. 15, фононный резонанс никак не пересекается с модами Фабри-Перо (предельный угол полного внутреннего отражения $14,5^\circ$). Так как возбуждение поверхностного поляритона может осуществляться только ТМ поляризацией, то случай ТЕ поляризации рассматривать бессмысленно. Характерные величины зазора на два порядка меньше, чем в случае металлической подложки или на порядок меньше длины волны оптического излучения. Зависимость от угла в области падения 50° достаточно слабая, что дает возможность работать с сильно расходящимися пучками.

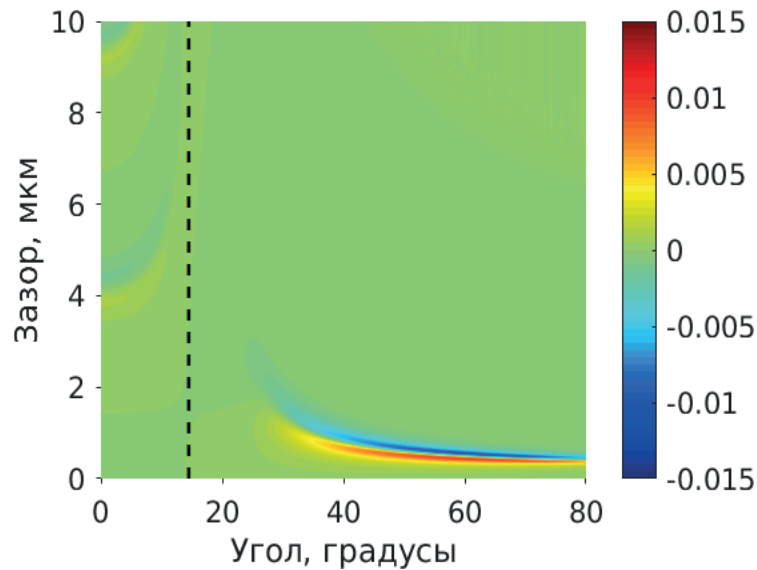


Рис. 15. Зависимость модуляции отражения $\Delta R = R(d - \delta d, \varepsilon_p - \delta \varepsilon_p) - R(d + \delta d, \varepsilon_p + \delta \varepsilon_p)$ для подложки из карбида кремния.

Форма резонанса обуславливает слабую зависимость от фотоупругого эффекта, так как изменение проницаемости призмы приводит к угловому сдвигу резонанса на величину намного меньшую его характерной ширины. Основным фактором, обеспечивающим модуляцию, в данной случае будет периодическое изменение величины зазора. Расчеты показывают, что величины вклада эффектов отличаются примерно на два порядка, таким образом, для обеспечения модуляции можно использовать поперечные колебания подложки из карбида кремния вместо поверхностной акустической волны.

Для полностью диэлектрических волноводов изменение толщины обкладки оказывает существенно меньшее влияние, чем фотоупругий эффект. Узость резонанса компенсируется высокой добротностью, обусловленной высокими показателями преломления материалов инфракрасной оптики.

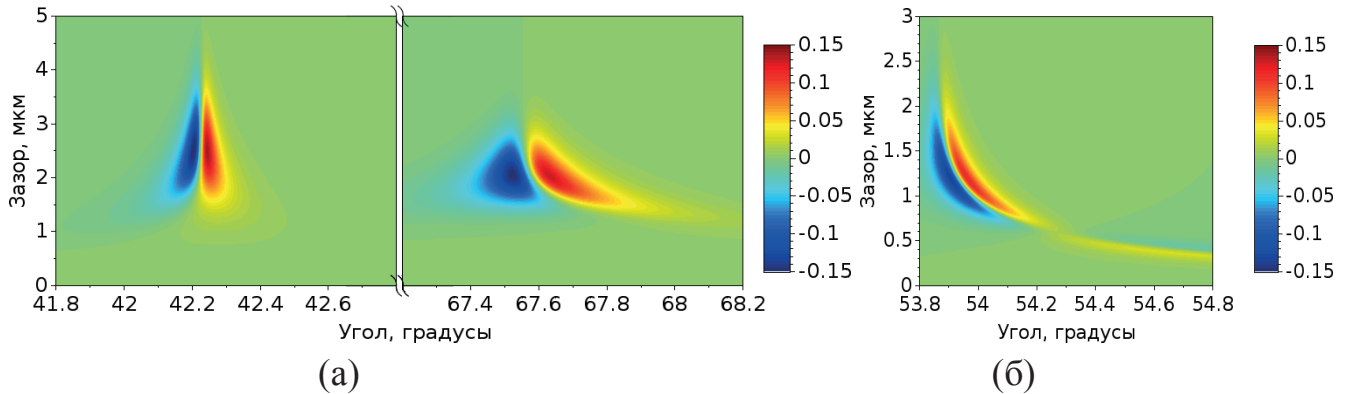


Рис. 16. Зависимости модуляции отражения $\Delta R = R(d - \delta d, \epsilon_p - \delta \epsilon_p) - R(d + \delta d, \epsilon_p + \delta \epsilon_p)$ диэлектрической структуры для ТЕ поляризации(а) и ТМ поляризации(б)

На рис. 16 представлена картина модуляции отражения от волноводной структуры, описанной в параграфе 3.2.3. Толщина сердцевинки волновода(CdTe) имеет толщину 1,8 микрон, а толщина оболочки(Ge) – 2,4 микрон. Показатель преломления подложки 1,97. Фосфид галлия, из которого изготовлена призма, имеет показатель преломления 3,09, германий – 4, а теллурид кадмия – 2,67. Из рисунка видно, что максимальная локализация происходит при толщине воздушного зазора в 1-2 микрон. Слева представлен случай ТЕ поляризации, а справа ТМ. Видно, что для полностью диэлектрических волноводов возможно эффективное использование как ТЕ поляризации, так и ТМ поляризации, тогда как рассмотренные ранее структуры эффективны только в случае ТМ поляризации.

Главной особенностью резонансов в полностью диэлектрических многослойных структурах является достижение относительно высокой модуляции отражения в крайне узкой области спектра. Изменение толщин слоев в диапазоне 0,1-0,5 мкм приводит к плавному уменьшению глубин резонанса и модуляции. В отличие от случая карбида кремния, в полностью диэлектрических структурах влияние фотоупругости гораздо важнее, так как величина сдвига положения резонанса сравнима по величине с его шириной. Конкретные значения сильно зависят от поляризации и диэлектрического контраста структур. Общая закономерность следующая: для сверх узких и неглубоких резонансов(глубиной порядка 2%)

вклад фотоупругости в 3-4 раза превосходит вклад изменения зазора, а для глубоких и широких ($0,5-1^\circ$) резонансов уступает в 1,5-2 раза.

3.3 Акустооптическая модуляция с помощью планарных структур, поддерживающих волноводные моды

Рассмотрим возможность акустически управлять призмным возбуждением волноводной моды в планарной полупроводниковой структуре с помощью продольной акустической волны в среднем инфракрасном диапазоне, в частности на длине волны 10,6 мкм.

Предлагаются два типа структур: структуры на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью, состоящих из призмы и тонкой пленки арсенида галлия с зазором между ними, и структуры на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью, состоящих из призмы и пленки карбида кремния. Из-за фононного резонанса пленка карбида кремния обладает отрицательной диэлектрической проницаемостью в области 10 мкм и допускает существование поверхностного фонон-поляритона. Модуляция толщины зазора между призмой и полупроводниковой пленкой, вдоль которой распространяется поверхностная мода, приводит к значительной модуляции эффективности возбуждения поверхностного поляритона, а также его постоянной распространения. Таким образом достигается существенная модуляция отраженного света. Достоинством геометрии Отто, используемой в данном случае, является возможность модуляции толщины зазора акустической волной, распространяющейся в призме и отражающейся от границы зазора. В то же время, остальные параметры волноводных слоев остаются постоянными. Из-за большой разницы акустических импедансов глубина модуляции обкладок акустической волной имеет порядок нескольких нанометров, что меньше длины волны света на 4 порядка. Как будет показано далее, этого достаточно, чтобы обеспечить высокое (до 100%) изменение интенсивности отраженного света для структур с высокодобротным резонансом.

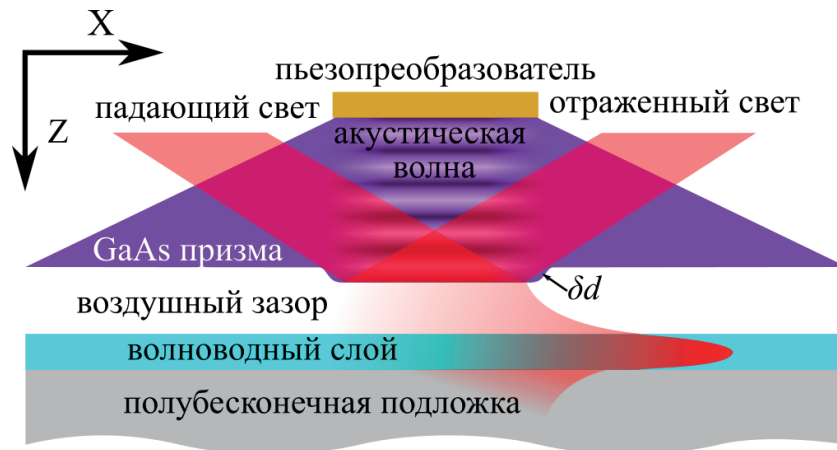


Рис. 17 – Акустооптическая модуляция света посредством возбуждения оптической моды в геометрии Отто

Принципиальная схема предложенного модулятора показана на рис. 17. Падающий свет преломляется в призме и, благодаря нарушенному полному внутреннему отражению, возбуждает в структуре поверхностный поляритон или волноводную моду. В данном случае целесообразно использовать геометрию Отто, так как она позволяет осуществлять контроль силы связи методами акустики. Призма, изготовленная из материала прозрачного в инфракрасном диапазоне с высоким показателем преломления, таким как арсенид галлия или германий, располагается на расстоянии в 1 мкм от слоистой структуры. Продольная акустическая волна с плотностью мощности W возбуждается пьезоэлектрическим преобразователем, расположенным сверху призмы.

Рассмотрим каким образом акустическая волна влияет на изменение величины воздушного зазора δd и диэлектрической проницаемости призмы $\delta \epsilon_p$.

Амплитуда акустической волны в твердом теле обычно описывается тензором безразмерной деформации, определяемым через компоненты вектора смещений \bar{u} следующим соотношением:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{(\delta u_i)}{(\delta x_j)} + \frac{(\delta u_j)}{(\delta x_i)} \right) \quad (48)$$

Рассмотрим продольную акустическую волну, распространяющуюся вдоль оси кристалла. Для определенности выберем ось X , так что (48) можно представить в виде:

$$\frac{(\delta u_1)}{(\delta x_1)} = S \sin (2 \pi f / v x), \quad (49)$$

где S – амплитуда деформации акустической волны, v скорость звука и f – частота ультразвука .

Воспользуемся формулой, связывающей деформацию и плотность мощности[66]:

$$W = \frac{1}{2} \rho v^3 S^2 \quad (50)$$

где ρ – плотность материала призмы и v скорость звука[66].

Интегрируя (49) и помещая результат в (50), считая изменения воздушного зазора δd противоположным акустическому смещению, получим:

$$\delta d = - \sqrt{\frac{W}{2 \pi^2 \rho v f^2}} \quad (51)$$

Для определения изменения диэлектрической проницаемости воспользуемся следующим уравнением:

$$\delta \varepsilon_p = - \varepsilon_p^2 p S \quad (52)$$

где ε_p – диэлектрическая проницаемость, p – эффективная фотоупругая постоянная [66]. Совместим (50) и (52) чтобы получить:

$$\delta \varepsilon_p = - \varepsilon_p^2 p \sqrt{\frac{2 W}{\rho v^3}} \quad (53)$$

Уравнение (53) получено из определения фотоупругого эффекта и справедливо для любых структур при условии малости возмущения $\delta \varepsilon_p \ll \varepsilon_p$. Это приближение допустимо так как акустический импеданс призмы намного больше, чем у воздуха. Таким образом, максимум смещения расположен на грани призмы. Из

уравнений (51) и (53) следует, что с увеличением акустической частоты вклад от δd уменьшается, в то время как вклад от $\delta \epsilon$ от частоты не зависит.

Следует отметить, что на высоких частотах, когда затухание ультразвука существенно, значение W в формулах (51) и (53) должно браться на границе раздела призма-воздух. Однако, как уже упоминалось ранее, область акустооптического взаимодействия не превышает нескольких микрометров. Таким образом, уменьшение размеров призмы позволит достичь модуляции на частотах до нескольких гигагерц.

Величина p в уравнении (53) является компонентой фотоупругого тензора материала призмы, описывающая продольную деформацию в направлении распространения звука. Поскольку рассматриваются продольные акустические волны, эффективная фотоупругая постоянная определяется как наибольшая величина из компонент тензора фотоупругости p_{11} , p_{22} или p_{33} .

Значения изменения воздушного зазора и диэлектрических проницаемостей для различных материалов представлены на рис. 18. Представленные данные показывают, что величины параметров арсенида галлия намного превосходят показатели других материалов. Исходя из этого, именно арсенид галлия был выбран в качестве материала призмы. Следует отметить, что у таких материалов как $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, CdS и KRS-5 изменение диэлектрической проницаемости $\delta \epsilon$ отрицательна из-за положительного значения фотоупругой постоянной. Расчеты показывают, что в случае положительной фотоупругой постоянной для $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, CdS и KRS-5 вклады в изменение коэффициента отражения от $\delta \epsilon$ и δd суммируются, а для материалов с отрицательной фотоупругой постоянной, таких как GaP , Ge и GaAs , противодействуют друг другу. Несмотря на это, арсенид галлия более предпочтителен в качестве материала призмы из-за достаточно больших абсолютных значений $\delta \epsilon$ и δd . Как будет показано далее, для полупроводников с положительной диэлектрической проницаемостью вклад от δd несущественный и отклик почти полностью определяется величиной $\delta \epsilon$, тогда как для полупроводников с отрицатель-

ной диэлектрической проницаемостью ситуация противоположная. Все последующие расчеты приводятся для частоты ультразвука в 1ГГц.

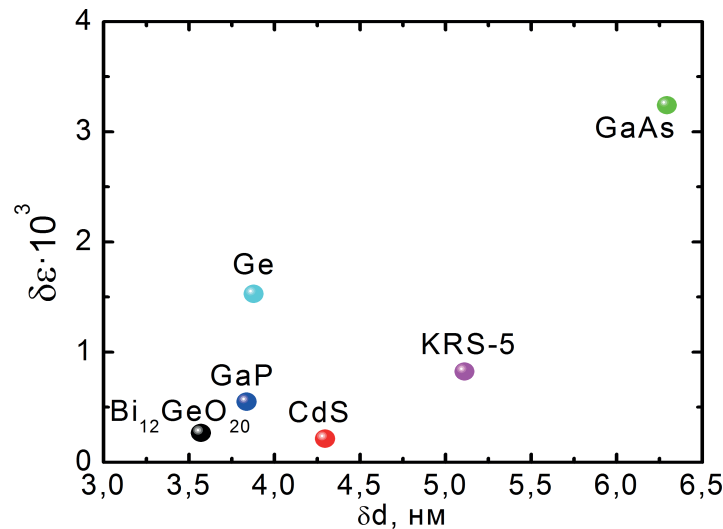


Рис.18 – Сравнение различных материалов призмы. Плотность акустической мощности полагается равной $W = 1 \text{ Вт/мм}^2$, частота ультразвука $f=1 \text{ ГГц}$.

Для учета влияния диэлектрической проницаемости призмы и толщины воздушного зазора на эффективность возбуждения, нужно решить волновое уравнение с граничными условиями для E_y и H_x в случае ТЕ поляризации и для E_x и H_y в случае ТМ поляризации при нарушенном полном внутреннем отражении на границе раздела призма-воздух. Методика расчета отражения света от многослойной волноводной структуры математически сходна со случаем просветляющего оптического покрытия[67], и может быть обобщена для случая мнимой компоненты волнового вектора k_z в некоторых слоях рассматриваемых структур.

3.4 Структура на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью

Для структур на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью возможно использовать карбид кремния. Карбид кремния обладает резонансным поглощением на длине волны 10,6 мкм, что приводит к наличию отрицательной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\text{SiC}} = -1,46 + 0,15i$. Отрицательная диэлектрическая проницаемость позволяет существовать поверхностным фонон-поляритонам на границе раздела SiC-воздух. Как и поверхностные плазмон-поляритоны, поверхностные фонон-поляритоны могут иметь только ТМ

поляризацию. Характеристики поверхностных фонон-поляритонов в инфракрасном диапазоне аналогичны поверхностным плазмон-поляритонам видимого диапазона: резонанс поглощения имеет достаточно широкую форму, а длина пробега имеет порядок длины волны света. Начнем с анализа возбуждения поверхностного фонон-поляритона на границе раздела карбид-кремния/воздух призмным методом в геометрии Отто.

Используя методологию, описанную в [44,47,56,68] для геометрии Отто, можно установить следующее: в случае слабой связи $\exp(-2k_{1z}d) \ll 1$ коэффициент отражения R может быть описан следующей формулой:

$$R(k_x) = \left| \frac{(k_{0z}/\varepsilon_p - k_{1z}/\varepsilon_{air})}{(k_{0z}/\varepsilon_p + k_{1z}/\varepsilon_{air})} \right|^2 \left(1 - \frac{4\beta''\Delta\beta''}{[k_x - (\beta' + \Delta\beta')]^2 + (\beta'' + \Delta\beta'')^2} \right) \quad (54)$$

где k_{0z} и k_{1z} компоненты волновых векторов ортогональные слоям структуры в призме и воздушной прослойке соответственно, $\beta = \beta' + i\beta''$ волновое число поверхностного поляритона на границе раздела структура/воздух без учета влияния призмы. Наличие призмы приводит к сдвигу волнового числа поляритона на величину $\Delta\beta$. Действительная часть этого сдвига $\Delta\beta'$ отвечает за сдвиг положения резонанса, тогда как мнимая часть приводит к симметричному изменению ширины и глубины резонанса. Помимо этого, в добавок к собственному затуханию β'' , призмный метод возбуждения приводит к дополнительным радиационным потерям $\Delta\beta''$.

Используя выражение для дисперсии поверхностного плазмон-поляритона в тонкой пленке в случае асимметричной среды из [67], можно найти, что волновое число собственной моды структуры получает дополнительную прибавку, вызванную воздействием призмы:

$$\Delta\beta = \left(\frac{\omega}{c} \right) \frac{k_{0z}/\varepsilon_p - k_{1z}/\varepsilon_{air}}{k_{0z}/\varepsilon_p + k_{1z}/\varepsilon_{air}} \exp(-i2k_{1z}d) C(\varepsilon_j, d_j), \quad (55)$$

где C – это параметр, зависящий от толщины и диэлектрической проницаемости слоев, не включая призму. Значение параметра $C(\varepsilon_j, d_j)$ трехслойной структуры GaAs-воздух-SiC в приближении $\varepsilon''_{SiC} \ll |\varepsilon'_{SiC}|$ может быть оценено как:

$$C = \frac{2}{\varepsilon_{SiC} - \varepsilon_{air}} \left(\frac{\varepsilon_{SiC} \varepsilon_{air}}{\varepsilon_{SiC}^2 + \varepsilon_{air}^2} \right)^{(3/2)}, \quad (56)$$

Следует отметить, что влияние изменения толщины воздушного зазора δd и изменение диэлектрической проницаемости призмы $\delta \varepsilon$ не зависят от характеристик структуры. Вследствие нарушенного полного внутреннего отражения, компонента волнового вектора k_{1z} является мнимой, так что степень экспоненты в (55) является действительной. Таким образом акустическая волна влияет как на форму резонанса, так и на его положение, однако детальное рассмотрение формулы (56) показывает, что наибольший вклад в модуляцию коэффициента отражения дает именно сдвиг резонанса.

Следует отметить, что добавка к волновому числу фонона-поляритона эквивалентна изменению угла падения света, при котором наблюдается резонанс в отраженном свете: $\Delta \beta = \Delta \theta \cos \theta \sqrt{\varepsilon_p} \omega / c$. Так как взаимодействие проявляет себя в призмной связи по средством изменений δd и $\delta \varepsilon$, сдвиг резонанса $\delta \theta$ вызванной акустической волной, можно получить из уравнения(55):

$$\delta \theta|_{\varepsilon=const} = -2 \delta d \frac{|k_{1z}|}{k_{0z}} (\Delta \beta' + i \Delta \beta''), \quad (57)$$

$$\delta \theta|_{d=const} = \delta \varepsilon \frac{|k_{1z}| (\varepsilon_{air} + \varepsilon_p)}{k_{0z}^2 \varepsilon_{air}^2 - k_{1z}^2 \varepsilon_p^2} (\Delta \beta'' - i \Delta \beta'). \quad (58)$$

Отметим, что величину излучательных потерь можно также регулировать посредством подбора толщины зазора. Как следует из уравнения (54), оптимальное значение d определяется условием $\Delta \beta'' = \beta''$. Так как сдвиг $\delta \theta$, вызванный изменением $\delta \varepsilon$ линейно зависит от $\Delta \beta''$, вклад в модуляцию коэффициента отражения от $\delta \varepsilon$ слабо зависит от ширины резонанса, тогда как вклад от δd наоборот

зависит сильно. Анализ результатов расчетов положения резонанса показывает, что при заданном ранее значении акустической плотности мощности изменение диэлектрической проницаемости призмы $\delta\epsilon$ соответствует для рассматриваемых структур сдвигу угла на величину $\delta\theta=0,1^\circ$. Из этого следует, что для резонансов уже чем 1° вклад от изменения диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon$ превосходит влияние изменения толщины зазора δd , тогда как для широких резонансов вклад от δd наиболее значимый.

Для того, чтобы рассчитать эффективность модуляции, вызванную акустической волной, следует рассчитать коэффициенты отражения для двух крайних положений: $R_1=R(d+\delta d, \epsilon_p-\delta\epsilon_p)$ и $R_2=R(d-\delta d, \epsilon_p+\delta\epsilon_p)$. Глубина модуляции коэффициента отражения определяется следующей формулой:

$$\zeta = \frac{\delta R}{2\langle R \rangle} = \frac{R(d-\delta d, \epsilon_p-\delta\epsilon_p) - R(d+\delta d, \epsilon_p+\delta\epsilon_p)}{R(d-\delta d, \epsilon_p-\delta\epsilon_p) + R(d+\delta d, \epsilon_p+\delta\epsilon_p)}. \quad (59)$$

В самом простом случае структуры GaAs-призма/зазор/SiC наибольшая глубина резонанса достигает 18% для воздушного зазора в 970 нм при угле падения в $45,1^\circ$. На рис. 19а показаны коэффициенты отражения и модуляции ζ . На вставке представлена временная зависимость отражения в случае гармонической акустической волны при угле падения, соответствующему максимальному значению глубины модуляции (или наиболее крутому участку склона резонанса). Видно, что форма модуляции близка к синусоидальной. Это объясняется низким значением коэффициента модуляции $\zeta < 3\%$, что приводит к сдвигу положения резонанса на угол много меньший, чем ширина резонанса. Таким образом зависимость изменения отражения от звуковой волны будет иметь линейный характер.

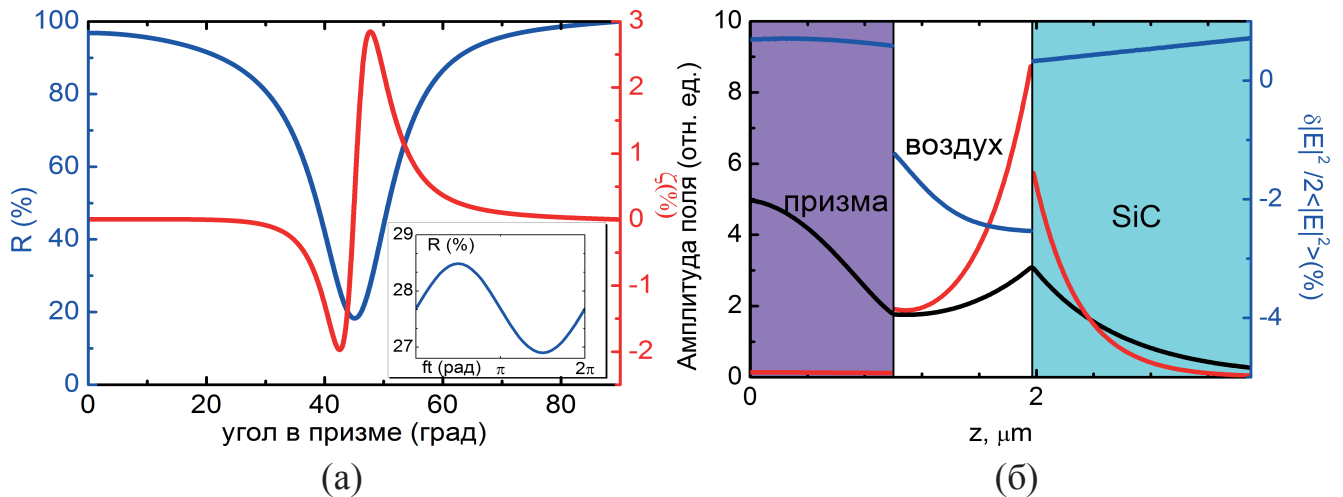


Рис. 19 Модуляция света за счет возбуждения поверхностного фонон-поляритона в карбиде кремния. (а) Угловые спектры отражения R и коэффициента модуляции ζ и временная зависимость R (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей H_y (черный) и $|E|^2$ (красный) и модуляция $\delta|E|^2/2\langle|E|^2\rangle$ (синий) вызванная акустическим воздействием.

Резонанс достаточно широкий, $\Delta\theta=15^\circ$, таким образом изменение воздушного зазора δd дает намного больший вклад, чем модуляция диэлектрической проницаемости призмы $\delta\epsilon$, которая согласно (57) вызывает угловой сдвиг возбуждения фонон-поляритона. Данная структура, благодаря широкому резонансу, слабо чувствительна к расстройке длины волны лазера: $\partial R_{min}/\partial \lambda_0 < 10^{-3}$ %/нм. Если положить, что акустическая волна вызывает модуляцию диэлектрической проницаемости $3 \cdot 10^{-3}$ и изменение воздушного зазора в 6,3 нм (см рис. 18), то вклад от последнего будет примерно в 3 больше, чем от фотоупругого эффекта.

На рис. 19б показаны пространственные распределения электромагнитных полей. Можно видеть экспоненциальное спадание поля при удалении от границы раздела карбид кремния-воздух, из чего следует, что на поверхности карбида кремния возбуждается поверхностный фонон-поляритон. Распределения полей в этом и последующих случаях, были рассчитаны методом RCWA. График построен для угла падения, соответствующего максимуму модуляции R (см рис. 19а).

Для достижения более глубоких и узких резонансов можно использовать тонкие пленки SiC на подложке (например сульфид цинка ZnS с показателем преломления $n=2,21$), что позволяет влиять на призмное согласование и величину внутренних потерь и достичь оптимального возбуждения согласно условию (54).

Наилучшие результаты с точки зрения величины глубины модуляции коэффициента отражения были получены для структуры, состоящей из слоя карбида кремния толщиной 570 нм и воздушного зазора в 433 нм. Получившийся резонанс достигает $R=0,05\%$ при угле падения $52,7^\circ$ (см рис. 20а). Этот минимальный уровень отражения был выбран из соображений учета фонового излучения, которое присутствует в силу неровности поверхности слоя и погрешностей при задании толщин слоев. Учет этого фона позволяет избежать завышенной оценки эффективности модуляции, когда знаменатель в (59) стремится к нулю.

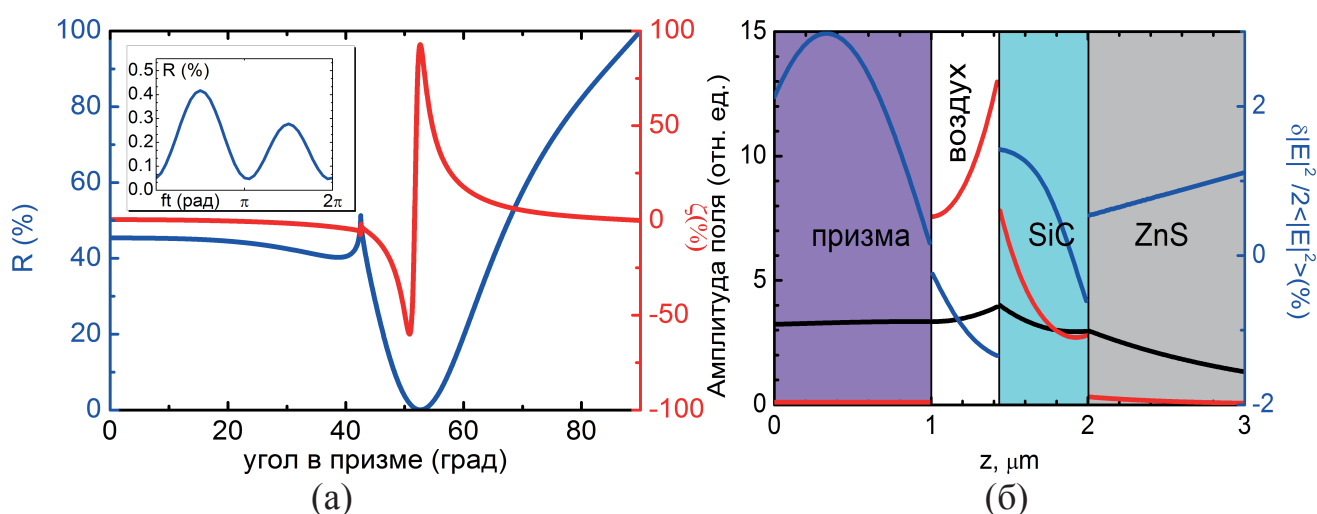


Рис. 20. Модуляция света за счет возбуждения поверхностного фонов-поляритона в пленке карбиде кремния с подложкой из сульфида цинка. (а) Угловые спектры отражения R и коэффициента модуляции ζ и временная зависимость R (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей H , (черный) и $|E|^2$ (красный) и модуляция $\delta|E|^2/2\langle|E|^2\rangle$ (синий) вызванная акустическим воздействием.

Предельный угол полного внутреннего отражения для границы раздела GaAs/ZnS составляет $42,52^\circ$, что проявляется одиночным скачком на графике. Данная структура позволяет достичь 90% модуляции. Малые нелинейные искажения коэффициента отражения R представлены на вставке на рис. 20а. Причина возникновения нелинейности в том, что при угле падения, соответствующему максимальному значению глубины модуляции (или наиболее крутому участку склона резонанса), угловой сдвиг совпадает по порядку величины с характерной шириной резонанса, в отличие от прошлого случая. Описанная схема, в отличие от случая полубесконечного кристалла карбида кремния, более чувствительна к

расстройке длины волны излучения лазера: $\partial R_{min}/\partial \lambda_0 < 2$ процентов на нанометр. Чувствительность к толщине кристалла SiC составляет $\partial R_{min}/\partial d_{SiC} < 0,01$ процентов на нанометр.

На рис. 20б показано возбуждение поверхностной моды в волноводном слое SiC. Можно видеть экспоненциальное спадание поля в воздушном зазоре и подложке (минимум поля находится в толщине слоя). Более высокое значение модуляции электрического поля (в сравнение с рис. 20б) в призме в сравнении с модуляцией поля в слое карбида кремния доказывает перспективность применения структур на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью.

3.5 Структура на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью

Для повышения чувствительности к изменению диэлектрической проницаемости под действием фотоупругого эффекта предлагается использовать волновод на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью, что позволяет добиться более глубокого резонанса и большей добротности. Подобно рассмотренным структурам на основе карбида кремния, продольная акустическая волна используется для модуляции как диэлектрической проницаемости призмы, так и силы связи посредством перемещения обкладок волновода. В отличие от поверхностных фонон-поляритонов волноводные моды могут иметь как ТМ, так и ТЕ поляризацию.

Применение волноводов с высоким контрастом диэлектрических проницаемостей, таких как воздух-GaAs-LiF, позволяет достичь глубоких резонансов вплоть до 0,05% отражения и ширины резонанса в призме порядка $0,5^\circ$. Для ТМ поляризации оптимальной конфигурацией, с точки зрения максимизации величины модуляции, является воздушный слой толщиной 1,59 мкм, слой 1,8 мкм сердцевина GaAs ($n=3,27$) и подложка фторида лития LiF ($n=1,055$) с резонансным углом $36,23^\circ$. Чувствительность к рабочей длине волны лазера $\partial R_{min}/\partial \lambda_0$ состав-

ляют порядка $2 \cdot 10^{-3}$ процентов на нанометр, а чувствительность к изменению толщины сердцевины волновода (GaAs) $\partial R_{\min} / \partial d_{\text{GaAs}} < 0,01$ процентов на нанометр. На рис. 21а показаны угловые зависимости коэффициента отражения и модуляции ζ , тогда как на рис. 21б показаны распределения полей в структуре. Форма распределения поля соответствует возбуждению волноводной моды в структуре. Можно видеть, что применение структур на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью позволяет достичь максимального значения модуляции в $\zeta=100\%$.

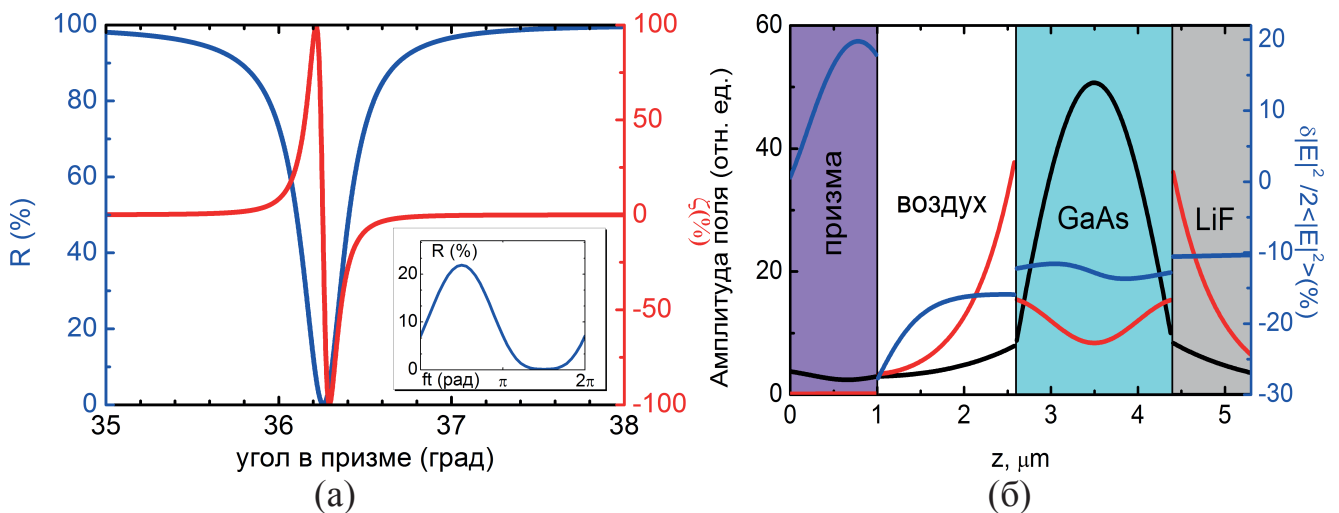


Рис. 21. Модуляция света за счет возбуждения волноводной моды в волноводе воздух-GaAs-LiF при ТМ поляризации. (а) Угловые спектры отражения R и коэффициента модуляции ζ и временная зависимость R (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей H_y (черный) и $|E|^2$ (красный) и модуляция $\delta|E|^2/2\langle|E|^2\rangle$ (синий) вызванная акустическим воздействием.

Временная зависимость модуляции нелинейная (вставка на рис. 21а). Форма кривой переходит от синусоидальной к меандру по мере увеличения плотности акустической мощности W . Из-за возрастающих значений коэффициентов Френеля, в ТЕ поляризации ширина резонанса уменьшается до $\Delta\theta=0,1^\circ$, что меньше чем угловой сдвиг, вызванный акустической волной. Для достижения минимума отражения $R=0,05\%$ при угле падения $56,78^\circ$ в структуре на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью толщина воздушной прослойки должна составлять 2,33 мкм, а сердцевины GaAs – 1,8 мкм. Значение

чувствительности к изменению толщины GaAs сердцевины $\partial R_{min}/\partial d_{GaAs}$ и рабочей длины волны лазера $\partial R_{min}/\partial \lambda_0$ составляют порядка $2 \cdot 10^{-3}$ процентов на нанометр. Модуляция света в структуре сильно нелинейная (см. вставку на рис. 22а), форма кривой – меандр, чья скважность зависит от акустической плотности мощности. Расчеты показывают, что для перехода в линейный режим требуется уменьшить плотность мощности примерно в 6 раз.

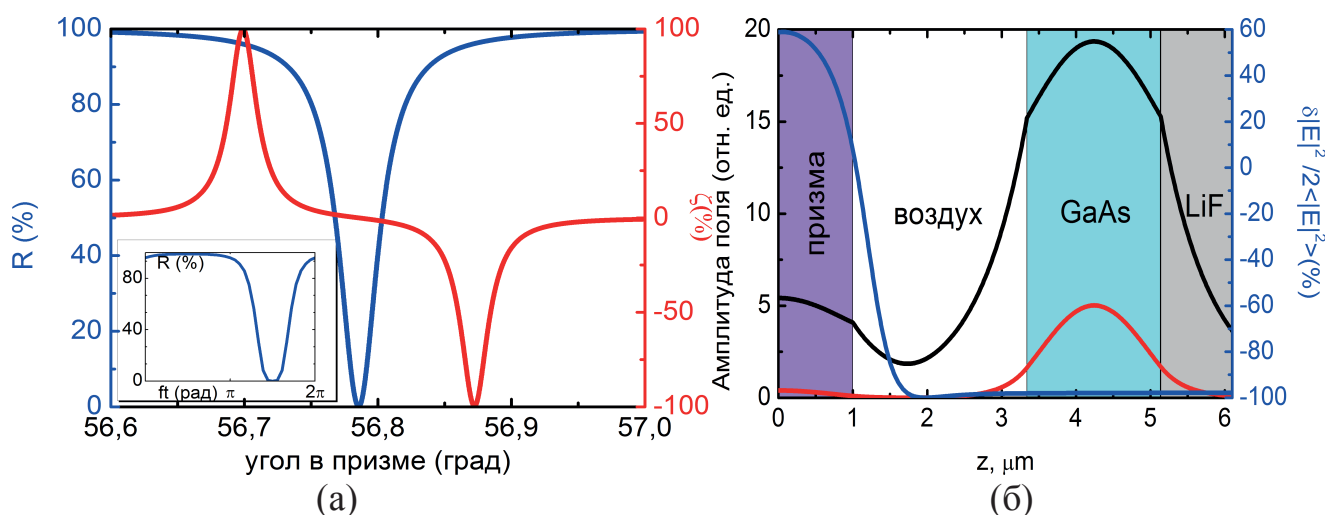


Рис. 22. Модуляция света за счет возбуждения волноводной моды в волноводе воздух-GaAs-LiF при ТЕ поляризации. (а) Угловые спектры отражения R и коэффициента модуляции ζ и временная зависимость R (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей H_y (черный) и $|E|^2$ (красный) и модуляция $\delta|E|^2/2\langle|E|^2\rangle$ (синий) вызванная акустическим воздействием.

На рис. 22б можно видеть сильную модуляцию электрического поля. Если сделать схожую структуру с оптическим выводом в сердцевине, то можно получить еще большие значения модуляции за счет увеличения эффективной области взаимодействия. В таком случае, однако, увеличивается электрическая емкость пьезоэлектрического преобразователя. На практике проблематично сделать длинный пьезопреобразователь, который нормально работает на частотах превышающих 1 ГГц. В результате уменьшится глубина модуляции, а возбуждение акустических волн на высоких частотах станет сложнее.

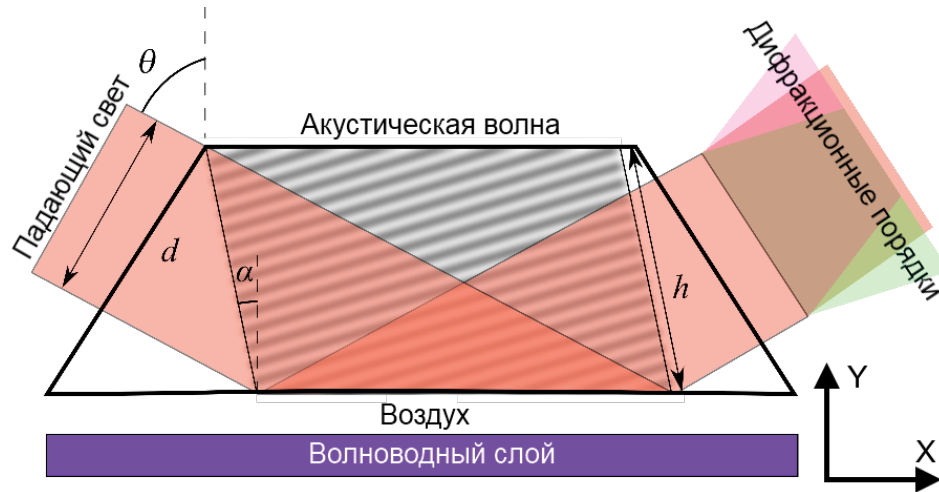


Рис. 23. Схема взаимодействия светового и акустических пучков.

Рассмотрим ограничения на максимальную частоту акустооптической модуляции отраженного света в структуре призма-воздух-волноводный слой. Схема взаимодействия представлена на рис. 23. Ультразвуковой пучок распространяется в призме и падает на границу раздела под углом α . Оптический луч, падающий на ту же область под углом θ , испытывает отражение от грани призмы. Помимо акустического затухания, частота модуляции также ограничивается пространственной неоднородностью акустического возмущения диэлектрической проницаемости призмы $\delta \epsilon_p$. Свет, отраженный от границы, дифрагирует, так как граничные условия промодулированы ультразвуком. Как и в случае акустооптического взаимодействия в однородной среде, дифракционные порядки сдвинуты по частоте на частоту ультразвука. Таким образом, модуляция возможна в случае интерференции нулевого и первого порядков. В частности, подобная интерференция будет наблюдаться при наложении дифракционных порядков из-за угловой расходимости падающего пучка. Анализ показывает, что влияние акустической волны на световой пучок оказывается не только на границе раздела призма-воздух, а также на акустическом пучке внутри призмы. Таким образом, для определенного соотношения углов падения света θ и звука α (см рис. 23) модуляция коэффициента отражения на границе раздела призма-воздух будет эквивалентна влиянию стоячей волны. В результате этого, дифракционные порядки будут осциллировать с частотой ультразвука. Однако, в данном случае можно пренебречь акустооптическим взаимодействием внутри призмы и ограничиться рассмотрением влиянием акустической модуляции на

отражение света от границы. В силу механизма модуляции, описанного ниже дифракция Рамана-Ната не будет оказывать влияния на модуляцию, а только приводит к гармоническим искажениям. Модуляция на краевых эффектах (на краях акустического столба) формируется за счет стоячей волны. При определенном соотношении частоты ультразвука и угла падения света можно получить аналог стоячей волны на входе света в звуковой столб(слева на рис. 23) и на выходе(снизу на рис. 23). В таблице 4 дан параметр Кляйна-Кука для частоты f_3 , на которой наблюдается модуляция при одновременной дифракции света(при наличии дифракционных порядков).

Известно, что с ростом частоты ультразвука увеличиваются акустические потери. Таким образом, для работы на высоких частотах следует уменьшить длину пробега акустической волны h (см рис 23). Простейший способ добиться этого – уменьшить размер призмы. Однако, для структур со сверх-узкими резонансами необходимо использовать коллимированные оптические пучки. Наименьший угловой спектр пучка может быть получен при фокусировке излучения на границе раздела призма-воздух. Считая лучи слабо расходящимися ($l \gg \lambda/\pi n$), можно получить следующие выражение:

$$h = l \cos \theta + \sqrt{\frac{2l\lambda}{\pi n}} \sin \theta, \quad (60)$$

где l размер перетяжки пучка, соответствующей половине оптического пути в призме, λ – длина волны света, n – показатель преломления призмы, θ – угол резонанса в структуре. Уравнение (60) разрешимо относительно l для любого малого значения h . Из этого следует, что малого размера призмы можно обеспечить коллимированный пучок. Данное приближение применимо при длинах распространения $h > \lambda$. На практике подобные размеры могут создавать трудности при оптической юстировке системы, однако при размерах порядка $h=1$ мм, учитывая величину затухания в 20дБ/см на частоте в 1 ГГц [69], можно считать, что устройство может эффективно функционировать на гигагерцовых частотах.

Рассмотрим подробнее механизм акустооптического взаимодействия при отражении света от структуры, изображенной на рис. 23. Из-за связи с волноводным слоем резонанс отражения обладает узким угловым спектром. Положим, что угол падения настроен таким образом, что интенсивность отражения обладает максимальной чувствительностью к изменению диэлектрической проницаемости призмы ϵ_p . Угол падения света θ будет соответствовать склону резонанса. Ширина угловой расходимости оптического пучка должна быть намного меньше, чем шири-

на резонанса $\frac{\lambda}{\pi d \sqrt{\epsilon}} \ll \delta\theta$. $\frac{\lambda}{\pi \delta\theta \sqrt{\epsilon}} = d$ Учитывая квадратичный рост затухания ультразвука с ростом частоты и то что длина оптического столба h и ширина оптического пучка d связаны соотношением:

$$d = h \sin(\theta - \alpha), \quad (61)$$

Таким образом можно получить максимальное значение частоты модуляции, ограниченное затуханием ультразвука:

$$f_1 = \sqrt{6 \frac{\delta\theta \pi \sqrt{\epsilon_p} \sin(\theta - \alpha)}{\sigma \lambda}}, \quad (62)$$

где σ показатель затухания ультразвука. Для арсенида галлия (GaAs) $\sigma = 20 \text{ dB/cm} \cdot \text{GHz}^2$.

Как видно из рис. 23, модуляция диэлектрической проницаемости, вызванная акустическим пучком, будет определяться соотношением:

$$\delta\epsilon = \delta\epsilon_p \sin(\Omega t - Kx \sin \alpha + Ky \cos \alpha), \quad (63)$$

где $\Omega = 2\pi f$ $K = 2\pi f/v$, а $\delta\epsilon_p$ определяется уравнением (53).

Рассмотрим случай низкой частоты ультразвука:

$$\Lambda = \frac{v}{f} \gg h \quad (64)$$

Из-за изменения диэлектрической проницаемости, вызванной акустической волной, горизонтальная проекция волнового вектора света изменится, что приведет

к угловому сдвигу резонанса. Выражение (64) соответствует однородному изменению диэлектрической проницаемости призмы $\delta\varepsilon = \delta\varepsilon_p \sin \Omega t$. Вследствие этого, интенсивность отраженного луча будет меняться во времени, а угловой спектр будет постоянным. Частота модуляции при этом будет стремиться к пределу, для которого выполняется условие (64) :

$$f_2 = \frac{0.6 \nu \pi \delta\theta \sqrt{\varepsilon_p} \sin(\theta - \alpha)}{\lambda} \quad (65)$$

Глубина модуляции уменьшится вследствие неоднородной пространственной модуляции диэлектрической проницаемости акустической волной. Выражение (65) соответствует уменьшению глубины модуляции в два раза. Оно получено в модели Гауссова пучка, из радиуса перетяжки дифракционной расходимости, который связан с высотой акустического столба h .

Рассматривая случай $L \ll h$ следует иметь в виду, что полное изменение вертикальной проекции волнового вектора будет определяться значениями диэлектрической проницаемости только на краях акустического столба. Акустическая волна будет приводить к образованию плоскопараллельных областей возмущения диэлектрической проницаемости. Внутри акустического столба полный вклад от каждого периода будет равен нулю, так как угол входа и выхода света из каждого периода будет сохраняться. Из-за этого коэффициент отражения в области, где свет падает на ультразвуковой столб, будет зависеть только от диэлектрической проницаемости (63) на входе света в акустический столб (слева на рис. 23) и на границе призмы (снизу). Сумма этих двух вкладов дает:

$$R(x) = \frac{\partial r}{\partial \theta} \left(\frac{\delta\varepsilon_p}{2\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{2}{\sin 2(\theta - \alpha)} \sin \left(\Omega t + Kx \frac{\cos \theta}{\sin(\theta - \alpha)} \right) + \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha \cos \theta} \sin(\Omega t - Kx \sin \alpha) \right) \right), \quad (66)$$

где $\frac{\partial r}{\partial \theta} = \zeta$ – эффективность модуляции отраженного света. В уравнении (65) ограничения для минимального значения $\sin(\theta - \alpha)$ были получены с учетом (62). Анализ дифракции света при отражении от границы раздела призма-воздух с учетом

выражения (66) позволяет получить значения для углов распространения двух дифракционных пиков:

$$\begin{aligned}\theta_{d1} &= \pm \operatorname{arctg} \frac{K\lambda}{4\pi\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{\cos\theta}{\sin(\theta-\alpha)} \right), \\ \theta_{d2} &= \pm \operatorname{arctg} \frac{K\lambda}{4\pi\sqrt{\varepsilon}} (\sin\alpha)\end{aligned}\quad (67)$$

В случае, когда значения углов дифракции меньше угловой расходимости пучка $\theta_{d1,2} < \delta\theta$ отраженный свет будет промодулирован с частотой ультразвука. Модуляция будет наблюдаться на частотах вплоть до определенного предела:

$$f_3 = \frac{2v\sqrt{\varepsilon_p}\delta\theta\sin(\theta-\alpha)}{\lambda\cos\theta}\quad (68)$$

Ограничение (68) обусловлено тем, что область отражения представляет собой суперпозицию двух противоположно направленных волн. При выполнении условия:

$$\frac{\cos\theta}{\sin(\theta-\alpha)} = \sin\alpha\quad (69)$$

будет происходить дифракция на стоячей волне. Вследствие этого интенсивность первых двух дифракционных порядков будет осциллировать от нуля до значения порядка $\zeta\delta\varepsilon_p/\sqrt{\varepsilon_p}$. Частота будет ограничена только условием существования дифракции:

$$f_4 = \frac{2v\sqrt{\varepsilon_p}}{\lambda}\sin(\theta-\alpha).\quad (70)$$

Однако в случае если значение (70) больше чем (62), то следует учитывать затухание ультразвука.

В таблице 4 представлены рассчитанные значения частот f_1, f_2, f_3, f_4 и параметра Кляйна-Кука Q (частота f_3) для рассмотренных структур.

В заключение стоит отметить, что квадратичная модуляция, соответствующая условию $\frac{\partial r}{\partial \theta} = 0$, приводит к удвоению частоты модуляции не ограниченную f_1, f_2 и f_3 . Квадратичная модуляция возможна в случае если угол θ точно настроен на минимум отражения, так как тогда звуковая волна будет приводить к симметричному сдвигу резонанса на больший или меньший угол в зависимости от фазы. Для центрального угла резонанса это будет выглядеть как осциляция с удвоенной частотой. К сожалению глубина модуляции уменьшится кроме случая структуры GaAs-воздух-SiC-ZnS. Из-за низкого значения коэффициента отражения вблизи резонанса для данной структуры глубина квадратичной модуляции мало отличается от линейного случая.

Структура	Угол падения	Ширина пучка	Высота акустического столба, мм	Частотный предел, ГГц				Параметр Кляйна-Кука Q
				Ак. затух f_1	Неоднород. мод. f_2	Налож. диф. порядков f_3	Диф. предел f_4	
GaAs-воздух-SiC	45,06°	6,60°	0,01	10,96	0,23	0,41	2,08	10
GaAs-воздух-SiC-ZnS	52,70°	3,00°	0,02	7,84	0,12	0,23	2,35	6,3
GaAs-воздух-GaAs-LiF, ТМ-поляризация	36,23°	0,09°	1,10	1,17	0,003	0,005	1,74	0,16
GaAs-воздух-GaAs-LiF, ТЕ-поляризация	56,78°	0,02°	3,50	0,65	0,001	0,002	2,46	0,083

Таблица 4. Предельные значения частот ультразвука f_1, f_2, f_3 и f_4 для рассмотренных структур.

3.6 Экспериментальное исследование модуляции ИК излучения

С целью подтверждения возможности применения на практике теории, описанной выше, была собрана экспериментальная установка для снятия зави-

симостей угловых спектров коэффициента отражения в зависимости от величины зазора.

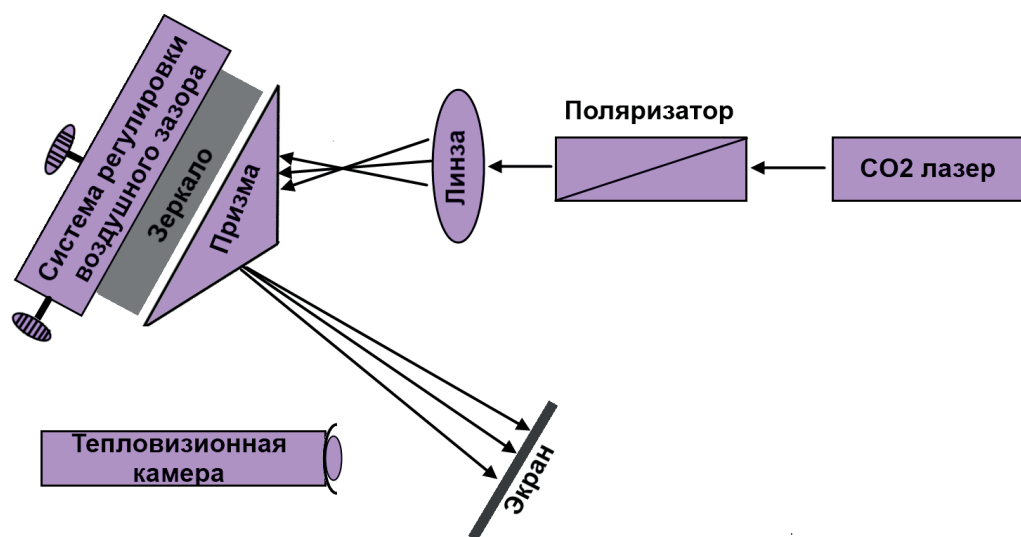


Рис. 24. Схема экспериментальной установки

На рис. 24 представлена схема экспериментальной установки. В основу конструкции легла геометрия Отто призмного метода возбуждения поверхностного плазмон-поляритона: металлизированное зеркало располагается на небольшом удалении от призмы, причем ширина зазора может динамически меняться без необходимости проводить повторную юстировку системы. Призма выполнена из германия с показателем преломления $n = 4,0$ на длине волны $10,6 \text{ мкм}$ с геометрией $14,5^\circ, 14,5^\circ, 151^\circ$. В качестве источника инфракрасного излучения использовался газовый CO2 лазер на длине волны $10,6 \text{ мкм}$ мощностью в несколько Вт, работающий в непрерывном режиме. Поляризация излучения задавалась с помощью поляризатора, состоящего из двух германиевых пластин, расположенных под углом Брюстера. Германиевая пластина под углом Брюстера пропускает 100% излучения лазера ТМ поляризации и 1,4% ТЕ поляризации. Для двух пластин степень поляризации $P = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ составляет 99,96%. Таким образом, обеспечивалась возможность работать с любым направлением линейно поляризованного излучения без дополнительной перестройки или юстировки установки. Поляризованный луч затем расфокусируется с помощью собирающей линзы, таким образом, на призму попадает пучок с углом расходимости в 6° . Использо-

ние собирающей линзы позволяет получать значения коэффициента отражения сразу для диапазона углов, что нужно для анализа зависимости спектра от величины зазора, тогда как для модуляции интенсивности излучения необходимо работать с не расфокусированным лучом и настроится на оптимальный угол падения. После преломления в призме угол расходимости пучка сжимается до $1,5^\circ$. Луч отражается либо от металлического зеркала, либо от грани призмы, затем проецируется на мелкозернистый шероховатый экран, который подавляет отблески на длине волны $10,6 \text{ мкм}$ и позволяет анализировать картину в деталях в тоже время. Распределение интенсивности на экране визуализируется с помощью тепловизора Dali TEi-P и передается на ПК через карту захвата. На рис. 25 представлен пример картины, наблюдаемой в тепловизионную камеру.

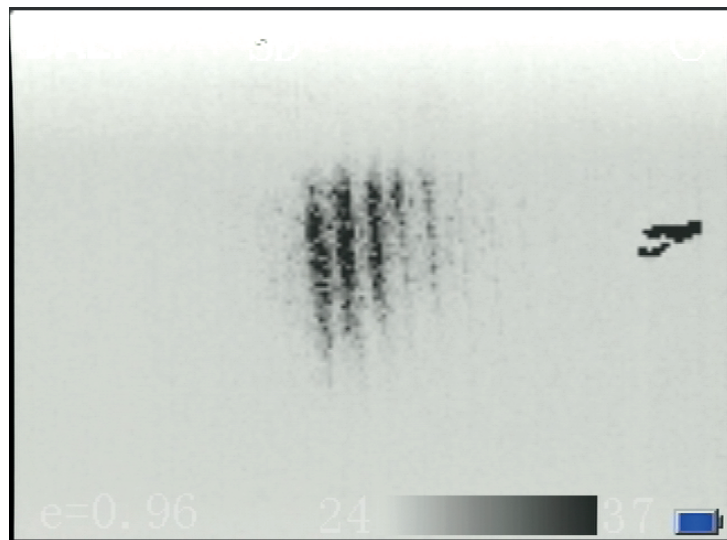


Рис. 25. Картина отраженного пучка, наблюдаемая в тепловизионную камеру

Управления величиной воздушного зазора обеспечивается комбинацией из системы микрометрических винтов и прецизионной пьезоэлектрической подвижки Thorlabs NF15AP25. Микрометрические винты задают ориентацию зеркала по двум осям, а также начальную величину зазора между зеркалом и призмой. Прецизионная пьезоэлектрическая подвижка работает в диапазоне напряжений от 0 до 75 Вольт с шагом в $0,5 \text{ мкм}$ на 1 Вольт. Напряжение обеспечивается специализированным блоком питания, позволяющим управлять сдвигом в реальном времени через USB интерфейс. Этим обеспечивается возможность автоматизиро-

вать процесс сбора экспериментальных данных. После получения серии картин распределений интенсивности для разных величин зазора центральная область каждого кадра обрезается и усредняется по вертикальной оси для рис. 25(перпендикулярно плоскости рис. 24). Полученные данные сшиваются в картину, демонстрирующую угловой спектр отраженного излучения в зависимости от величины зазора.

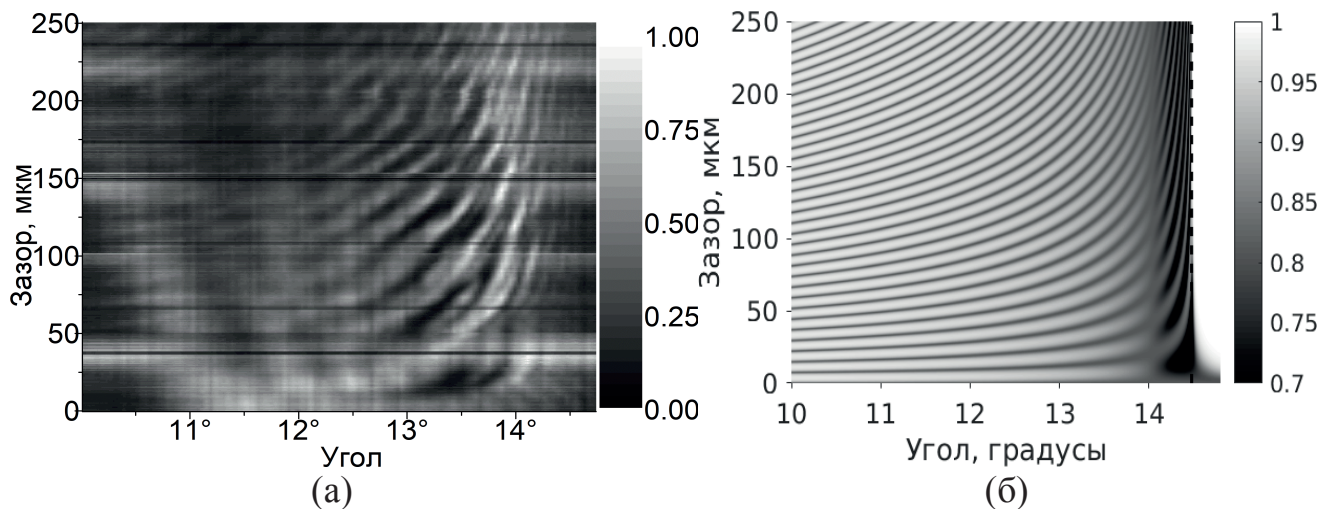


Рис. 26. Экспериментальная(а) и теоретическая(б) зависимости коэффициента отражения для ТМ поляризации

На рис. 26 представлены экспериментальная(а) и теоретическая (б) зависимости коэффициента отражения для ТМ поляризации. Экспериментальная зависимость получена из серии снимков, некоторые из которых получились засвеченными, из-за чего на картине образуются горизонтальные полосы. Теоретическая зависимость получена по формулам (29) в масштабе, соответствующем эксперименту. Аналогично были сняты зависимости для случая ТЕ поляризации.

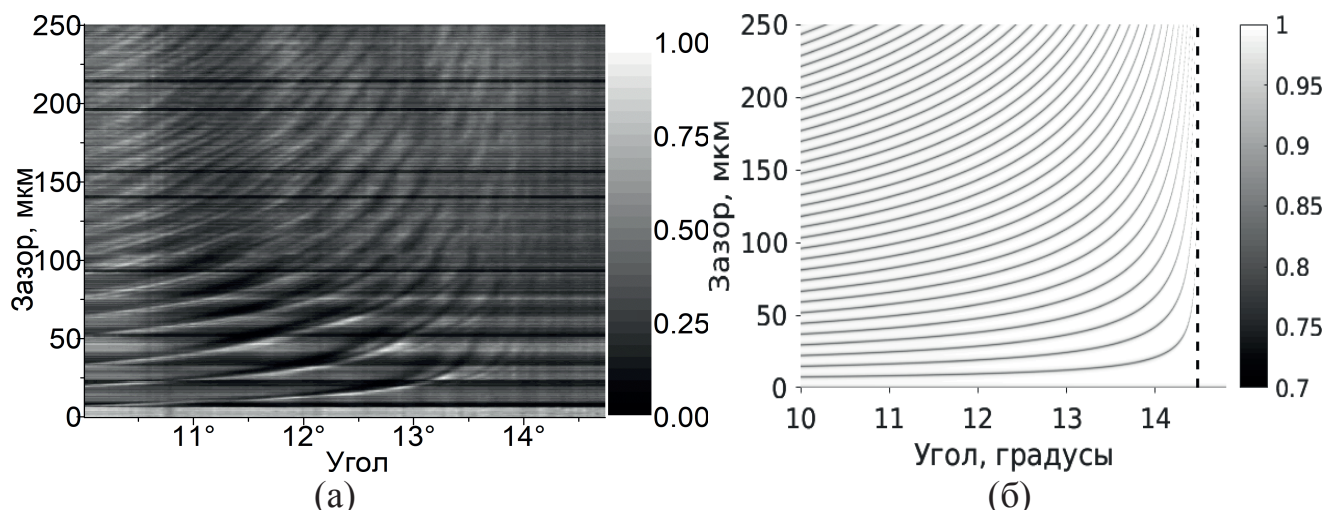


Рис. 27. Экспериментальная(а) и теоретическая(б) зависимости коэффициента отражения для ТЕ поляризации

В отличие от случая ТМ поляризации для ТЕ поляризации резонансные линии Фабри-Перо не прерываются при угле падения равному углу Брюстера. Также в случае ТЕ поляризации из-за отсутствия плазмонного резонанса при приближении к предельному углу полного внутреннего отражения резонансные линии получаются более узкими и неглубокими, чем в случае ТМ.

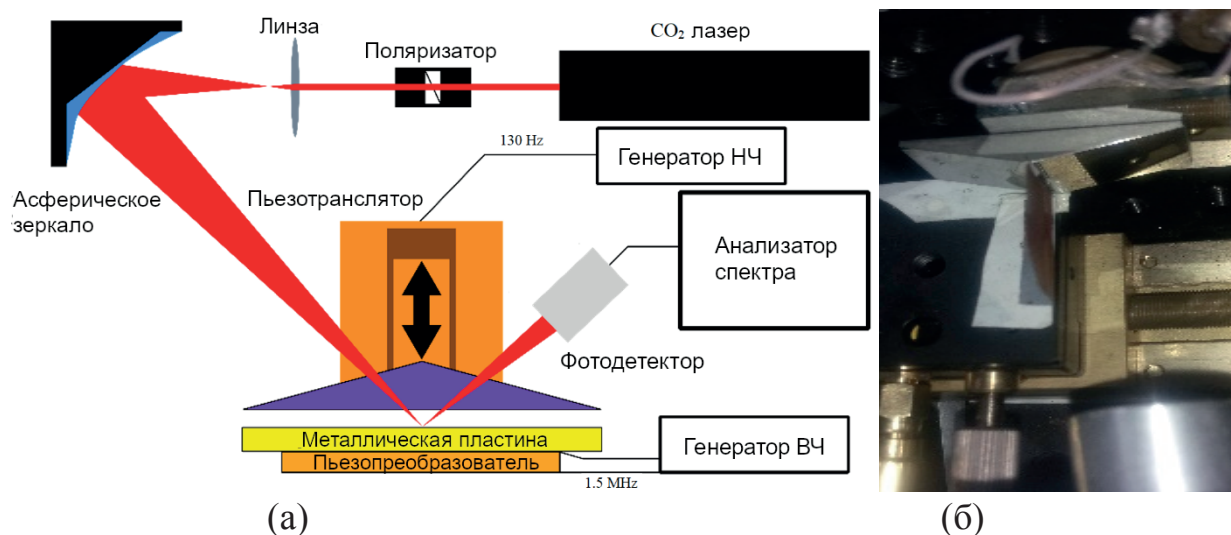


Рис. 28. (а) Схема эксперимента; (б) Фотография центральной части установки.

Для проведения эксперимента по наблюдению акустооптической модуляции света в структуре Ge-воздух-Al, была собрана экспериментальная установка, обеспечивающая высокую точность измерения малых уровней модуляции света. Схема эксперимента представлена на рис. 28. Для этого была применена система стабилизации интенсивности и длины волны CO₂ лазера, которая исключила

спонтанное переключение мод лазера в процессе его работы. Поляризация лазера контролировалась с помощью пластинки $\lambda/4$ и поляризатора. Далее на пути лазерного пучка располагался телескоп на основе собирающей линзы и асферического зеркала, обеспечивающий контроль углового спектра пучка. Необходимо было добиться максимальной коллимации инфракрасного пучка, для этого исследуемая структура располагалась в перетяжке оптического пучка. При этом длина перетяжки благодаря настройке объектива достигала 3 см. Исследуемая структура представляла собой призму с углами при основании $14,5^\circ$. Эта призма с помощью микрометрической подачи и пьезоподвижки располагалась на расстоянии нескольких десятков микрон от алюминиевого зеркала, на противоположную сторону которого была наклеена круглая пластина из пьезокерамики ЦТС-19 диаметром 2 см. Очевидно, что в данной конфигурации модуляция должна была происходить только за счет возмущения воздушного зазора. Амплитуда изменения зазора оценивалась величиной в 1,2 нм. Так как проведенные расчеты показали, что возмущение зазора линейно убывает с ростом частоты ультразвука, резонансная частота пьезокерамики была выбрана низкой 1,5 МГц. Напротив выходной грани призмы располагался быстродействующий неохлаждаемый приемник Hamamatsu на основе CdHgTe, с предельным временем нарастания сигнала 0,8 нс.

Для наблюдения сигнала фотоприемника использовались одновременно осциллограф (временная зависимость) и анализатор спектра. Анализатор спектра позволял измерять сигналы до уровня -150 дБ, поэтому, для снижения шумов в фотоприемнике предварительного усиления сигнала не осуществлялось. Для снижения уровня оптического шума и исключения влияния электрической наводки от сигнала на пьезоизлучателе использовался метод синхронного детектирования: для осуществления дополнительной модуляции на пьезоподвижку, удерживающую призму, подавался низкочастотный сигнал на частоте 130 Гц, который также приводил к модуляции ширины воздушного зазора. В результате на анализаторе спектра наблюдались комбинационные гармоники, отличающиеся по частоте от сигнала наводки. Для настройки и юстировки инфракрасной установки

использовался тепловизор и охлаждаемый матовый в среднем ИК экран, обеспечивающий отсутствие бликов при наблюдении структуры пучка. При этом акустические колебания возбуждались со стороны поверхности металла. Таким образом, модуляция осуществлялась только за счет возмущения ширины воздушного зазора. Так как для исследуемой структуры зависимость углового положения мод от угла падения и ширины воздушного зазора является гиперболической, наибольшей чувствительности к изменению ширины зазора можно добиться при существенном отклонении падающего света от предельного угла полного внутреннего отражения, где моды будут стремиться к горизонтальным линиям на графике зависимости. В то же время, высокая чувствительность к модуляции $\delta\epsilon_p$ наблюдается в узкой области вблизи предельного угла полного внутреннего отражения и в эксперименте трудно реализуема. Таким образом, использованный метод возбуждения акустических колебаний в данной конфигурации более удобен. В эксперименте удалось наблюдать модуляцию отраженного света, глубина модуляции составила 0,00008 при 1Вт мощности. При этом рабочая частота была равна 1,5МГц. Это оказывается близким по величине к рассчитанному значению глубины модуляции: 0,00012 для пьезоэлемента в виде диска радиусом в 2 см и величины изменения зазора в 1,2 нм.

3.7 Выводы из главы 3

В третьей главе представлена конструкция акустоплазмонного модулятора для ИК-диапазона. Предложен механизм модуляции излучения при призмном методе ввода излучения в геометрии Отто с помощью акустической волны посредством упрогооптического эффекта и изменению величины зазора между структурой и призмой. Произведены расчеты параметров акустической волны Рэлея на поверхности призмы. Установлено, что источнику звука мощностью в 1 Вт соответствует глубина модуляции показателя преломления порядка 10^{-4} и амплитуда гофра около 10 нанометров.

Была проведена оценка параметров акустической волны Рэлея возбуждаемой на поверхности арсенида галлия с помощью пьезоэлектрического преобразователя. Были рассчитаны скорость распространения и глубина локализации поверхностной акустической волны в кристалле. Из-за коэффициента акустической анизотропии арсенида галлия больше единицы коэффициент локализации имеет комплексное значение, что определяет тот факт, что максимум смещения находится не на поверхности, а на небольшой глубине. Экспериментальное значение скорости волны Рэлея, измеренное на 5ой гармонике, равно 2930 м/с, что соответствует табличным значениям.

Рассмотрена возможность акустически управлять призмным возбуждением волноводной моды в планарной полупроводниковой структуре с помощью продольной акустической волны. Рассчитывались 4 структуры: на основе полубесконечного слоя карбида кремния, карбида кремния с подложкой и полностью диэлектрические волноводы для ТЕ и ТМ поляризаций. Представлены результаты по форме резонанса поглощения, а также величины модуляции. Проведен анализ пределов частот работы модулятора, вызванных различными факторами.

Применение структур на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью позволяет проводить модуляцию пучка света с широким угловым спектром, тогда как структуры на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью обеспечивают высокие значения коэффициента модуляции ζ .

Было продемонстрировано, что в случае структур на основе карбида кремния из-за широкого резонанса основной вклад в модуляцию обеспечивается изменением толщины воздушного зазора δd , тогда как для волноводов на основе GaAs изменение диэлектрической проницаемости $\delta \epsilon$ играет более значительную роль. Как следует из уравнений (51) и (53), с увеличением акустической частоты, вклад от δd уменьшается, в то время как вклад от $\delta \epsilon$ от частоты не зависит. Таким образом, для работы на частотах свыше 1 ГГц наиболее интересны структуры с узкими

резонансами, такие как рассмотренные волноводы на основе GaAs. Возможно также использование волноводов с меньшими контрастами диэлектрической проницаемости, такими как воздух-GaAs-CdTe или воздух-ZnS-LiF. Хотя в них также возможно получить глубокие резонансы $R_{min}=0,05\%$, акустооптическая модуляция сигнала там будет в несколько раз слабее. Это вызвано менее эффективной локализацией энергии в сердцевине волновода, что уменьшает чувствительность к модуляции величины связи.

Наибольший интерес для акустооптической модуляции в среднем инфракрасном диапазоне являются волноводные структуры с высоким контрастом показателей преломления. Возбуждение волноводных мод, как в случае ТМ или ТЕ поляризации, приводит к появлению узких и глубоких резонансов, что позволяет достичь высоких показателей значения коэффициента модуляции ζ . Важно отметить, что значения ширины резонансов приведены внутри призмы, где она более чем в 3 раза меньше, чем в воздухе. Таким образом, модуляция среднего инфракрасного излучения в такой структуре представляется вполне разрешимой задачей.

Был проведен эксперимент по наблюдению модуляции излучения на длине волны 10,6 мкм. В эксперименте исследовалась структура типа германий-воздух-алюминий. При этом акустические колебания возбуждались со стороны поверхности металла. В эксперименте удалось наблюдать модуляцию отраженного света, глубина модуляции составила 0,00008 при 1Вт мощности. При этом рабочая частота была равна 1,5МГц. Это оказывается близким по величине к рассчитанному значению глубины модуляции: 0,00012 для пьезоэлемента в виде диска радиусом в 2 см и величины изменения зазора в 1,2 нм. Таким образом можно считать, что результаты эксперимента находятся в хорошем соответствии с теорией.

Глава 4. Усиление электрострикционного механизма преобразования оптической энергии в акустическую в слоистой среде

В данной главе используются материалы, опубликованные в статье [A5].

Оптоакустический эффект широко используется в технике, находит свое применение в таких областях науки как физика, биология и медицина. Данный эффект лежит в основе устройств для фотоакустической спектроскопии [70], оптоакустической томографии, а также используется в исследовании биологических тканей. Оптоакустический эффект применяется для не разрушающего контроля характеристик таких как скорость звука, модули упругости, напряжения и т. д. В последнее время возник интерес к процессу возбуждения акустических импульсов в поглощающих наноструктурах. Частота звуковых колебаний, возбуждаемых в таких структурах при поглощении энергии от коротких (наносекундных и пикосекундных) и сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов, находится в гигагерцовом и терагерцовом диапазонах [71,72]. В работе [73] с использованием оптоакустического возбуждения коротких акустических импульсов была исследована магнитофотонная наноструктура вида $Al_2O_3-Co-Au-air$. При этом точность акустического измерения толщины слоев составила менее 35 нм. В последнее время появился ряд работ по модуляции света субтерагерцовыми импульсами, возбужденными оптоакустическим методом. Например, в работах [14,53] с помощью методики накачки-зондирования исследованы слоистые структурированные среды на основе фотоннокристаллического резонатора и на основе плазмонной решетки.

Одной из проблем, остро встающих на пути развития и улучшения приборов, в основе которых лежит оптоакустическое преобразование энергии, является повышение эффективности перекачки оптического излучения в акустическое.

Генерация звука электромагнитным излучением возможна за счет различных механизмов. Разделяют два типа: линейный и квадратичный по амплитуде электромагнитного поля. В первом случае возбуждается звук той же частоты, что и электромагнитная волна. Однако при воздействии лазерного излучения на среду

возбуждение происходит за счет квадратичных нелинейных по полю эффектов. К ним относятся: электрострикция и магнестрикция, тепловой эффект, давление света[74,75]. Данные механизмы являются причиной появления дополнительных механических напряжений в среде — источников акустических волн. При этом наиболее эффективным, а, следовательно наиболее широко используемым является тепловой механизм.

Выделяют два механизма возбуждения акустических волн под действием короткого оптического импульса высокой интенсивности. Первый механизм широко используется в оптоакустике и связан с тепловым воздействием оптического излучения на среду. Термическое возбуждение акустических импульсов происходит следующим образом. Фемтосекундный лазерный импульс падает на оптоакустический преобразователь - тонкую пленку поглотитель. Благодаря высокому коэффициенту поглощения большая часть энергии переходит в тепло. Пленка в результате нагрева расширяется и создает начальную механическую деформацию. Акустический импульс распространяется в среде, в то время как оптическое излучение в среду практически не проникает благодаря поглотителю. Если целью эксперимента стоит генерация гиперзвуковых акустических импульсов, необходимо в качестве оптоакустических преобразователей использовать тонкие пленки, так как длина волны ультразвука определяется толщиной пленки. В то же время необходимо, чтобы все оптическое излучение поглощалась в этой пленке для осуществления максимальной эффективности преобразования оптической энергии. Анализ показывает, что требуется коэффициент поглощения около 10^5 см^{-1} . Такое поглощение, как правило, может быть обеспечено за счет применения металлических пленок. Недостатком металлических преобразователей является высокий коэффициент отражения, что может привести к снижению эффективности оптоакустического преобразования. Однако, в случае использования металлических структур эффективность может быть увеличена за счет возбуждения плазмонных резонансов[24,46,76–79].

Второй механизм возбуждения ультразвука связан с электрострикцией в слоях прозрачного диэлектрика. Для преобладания этого механизма оптоакустического возбуждения ультразвука требуются чрезвычайно высокие уровни интенсивности. Поэтому такой механизм обычно не используется. Однако расчеты показывают, что применение слоистых структур на основе фотонных кристаллов аналогичным [76] позволяет получить высокую концентрацию оптической энергии достаточную для генерации акустического импульса прозрачным преобразователем.

4.1 Механизм оптоакустического взаимодействия

В этой части будут рассмотрены силы, вызывающие упругие деформации в среде под действием оптического излучения. Известно что в изотропной немагнитной среде объемная плотность сил, возникающая под действием излучения интенсивностью I , может быть записана в виде:

$$f = -\nabla p(p_0, T) - \nabla \varepsilon I + \nabla \left(\left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T I \right) + (\varepsilon - 1) \frac{\partial I}{\partial t} \quad (71)$$

где p_0 - равновесное давление в среде, T - возмущение температуры, а ρ и ε - плотность и диэлектрическая проницаемость среды. В выражении (71) первое слагаемое описывает силы возникающие из-за оптического нагрева среды, второе и третье слагаемые соответствуют электрострикционным силам, а последнее слагаемое - сила Абрагама [75]. Данная сила может быть существенна только в непоглощающих средах характеризующихся однородным распределением интенсивности света. Так как в данном разделе рассматриваются структуры с неоднородным распределением оптического излучения, последнее слагаемое в выражении (71) можно не учитывать.

Строго говоря, выражение (71) справедливо для слабо поглощающих сред, однако анализ показывает, что с ростом коэффициента поглощения света в случае однородной среды вклад первого слагаемого преобладает [74]. Поэтому при рассмотрении структуры состоящей из золотой пленки, напыленной на поверх-

ность GaAs (см. рис. 29а), будет использоваться следующая методика. Так как рассматривается оптический нагрев среды за времена порядка 1 пс, то будет применена двухтемпературная модель. Оптическое излучение отдает свою энергию свободным электронам в металле, которые постепенно нагревают решетку:

$$\rho_e C_e \partial T_e / \partial t = k_e \Delta T_e + \sigma I - \gamma (T_e - T) \quad (72)$$

$$\rho C \partial T / \partial t = \gamma (T_e - T) \quad (73)$$

где ρ_e , C_e , T_e и k_e - плотность, теплоемкость, температура и теплопроводность электронного газа, σ - коэффициент затухания оптического излучения, γ - коэффициент электрон-решеточного взаимодействия, а ρ , C и T - плотность, теплоемкость, температура металла [80]. В выражении (73) не учитывается теплопроводность металла, так как на временах менее 1 нс ее вклад в распределение температуры в металле несущественен.

При описании динамики акустической волны в структуре Au-GaAs не будут учитываться нелинейные эффекты, которые обычно наблюдаются в жидких средах [78]. Поэтому акустическая волна будет описываться следующим уравнением:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = -c_{ijkl} \alpha_{kl} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (74)$$

где c_{ijkl} - тензор упругости, а α_{kl} - тензор теплового расширения пленки Au. Динамика оптоакустической генерации упругих волн в подобных структурах была подробно изучена в работах [46, 79]. Следует отметить, что для структуры типа металл-подложка характерна генерация последовательности импульсов, так как металлический слой играет роль акустического резонатора.

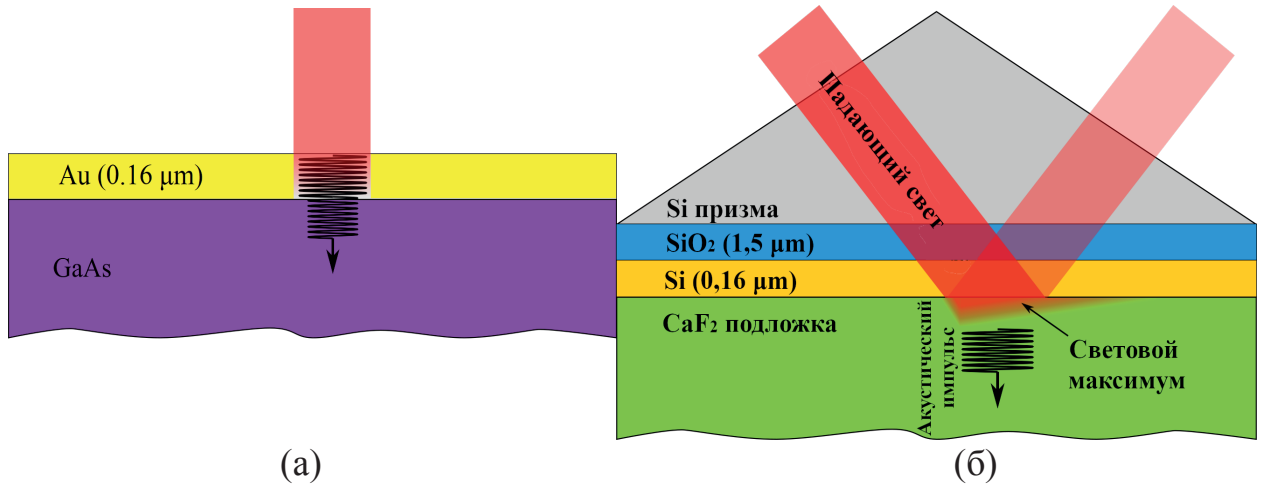


Рис. 29. Схемы оптоакустических структур

Далее рассмотрим структуру на рис. 29б. Для этой структуры, как и для однородной пластины CaF₂, характерно отсутствие существенного оптического поглощения. Поэтому существенную роль в генерации акустических волн будут играть второе и третье слагаемое уравнения (71). При этом стоит отметить, что в случае однородной пластины второе слагаемое исчезает, $\nabla \varepsilon = 0$. Для слоистой структуры второе слагаемое отлично от нуля точно на границе слоев, его влияние оказывается несущественным в случае, если толщины слоев превышают величину неоднородности слоя, как правило около 10 нм [24]. Таким образом из выражения (71) может быть получено волновое уравнение, описывающее оптоакустическую генерацию и распространения упругой волны в структуре с малыми оптическими потерями:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial \sigma_{klij} E_k E_l}{\partial x_j} \quad (75)$$

В выражении (75) в случае оптически изотропной среды правая часть совпадает с третьим слагаемым (71). Тензор σ_{ijkl} может быть выражен через тензор фотоупругости p_{ijkl} :

$$\sigma_{ijkl} = \varepsilon_{km} p_{mnij} \varepsilon_{nl} \quad (76)$$

4.2 Оптоакустическое взаимодействие путем электрострикции в прозрачной среде

Рассмотрим правую часть уравнения (75) подробнее. Если рассматривать ТЕ поляризацию света (либо нормальное падение), то справедливо условие $k=l$. Учитывая это и предполагая, что слои структуры не имеют гирации, можно утверждать, что $m=n$ в выражении (76). При этом, если ограничиться рассмотрением изотропных сред, а также кристаллов с ромбической либо кубической симметрией (это же справедливо для кристаллов некоторых других типов симметрий)[81], то в выражении (76) $i=j$. Также необходимо принять во внимание, что в случае слоистой среды, градиент интенсивности света направлен ортогонально слоям структуры. Ввиду того, что рассматривается ТЕ поляризация, это эквивалентно требованию: $k \neq i$. Материал подложки является кубическим кристаллом, поэтому указанные выше рассуждения оказываются справедливыми. Далее будем считать, что подложка CaF_2 ориентирована ортогонально оси [100]. Также примем во внимание, что напыленные слои кремния и кварца являются аморфными либо поликристаллическими, а следовательно, являются изотропными средами. С учетом этого выражение (75) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - v_l^2 \frac{\partial S_1}{\partial x} = -\frac{\varepsilon^2 p_{21}}{\rho c} \frac{\partial I}{\partial x} \quad (77)$$

где $S_1 = \frac{\partial u_1}{\partial x}$ - деформация, I - интенсивность света, c - скорость света, v_l - скорость продольной акустической волны. Выражение (77) получено в предположении, что диаметр оптического луча достаточно широкий для использования приближения плоских волн. Правая часть выражения (77) соответствует возбуждению продольной акустической волны. Акустическая волна распространяется ортогонально границе раздела, так как для нее электрострикция проявляется в изменении толщины слоя. Так как эффект квадратичный, фаза значения не имеет, важна только интенсивность. Поверхность структуры однородная, из-за чего поверхностных волн не возникает. Сдвиговые волны в случае однородного освещения

образца также не должны возбуждаться. Указанные выше допущения, позволяют не учитывать краевые эффекты.

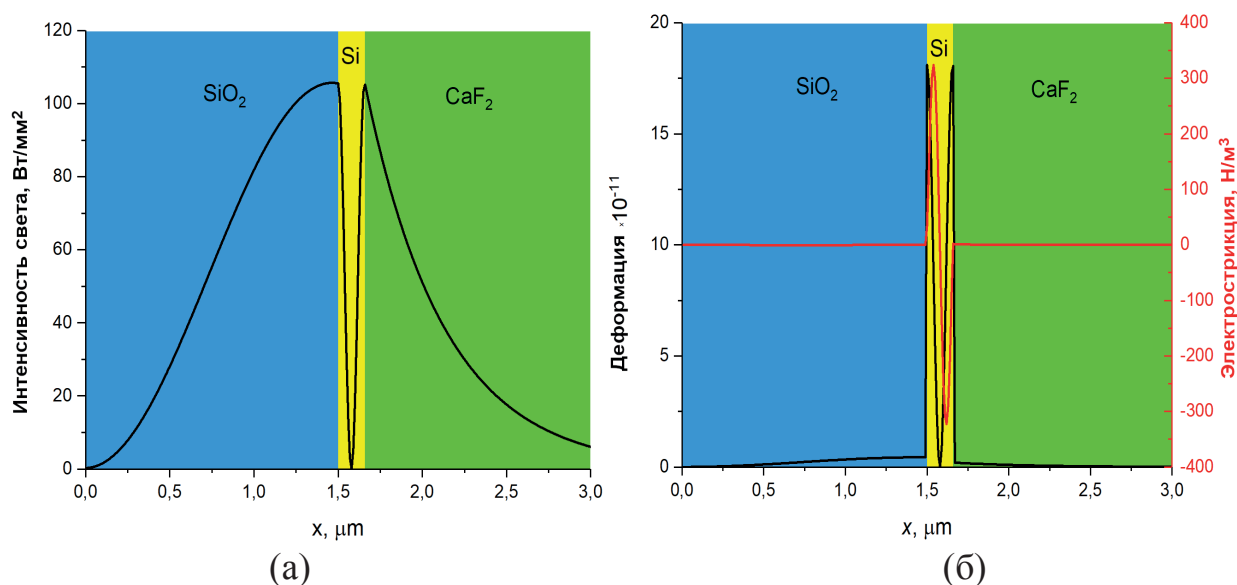


Рис. 30. Распределения света (а) и акустической деформации (б) в диэлектрической структуре

На рис. 30 приведены результаты моделирования характеристик исследуемой диэлектрической структуры методом RCWA. Моделирование проводилось для случая, когда на призму (см. рис. 29б) падает лазерный импульс с центральной длиной волны 1 мкм и пиковой интенсивностью 1 Вт/мм². Структура представляет собой волновод на основе слоя кремния, возбуждение которого осуществляется при помощи призмы (на рис. 30 призма не показана) за счет нарушенного полного внутреннего отражения. Параметры слоев и угол падения света подбирались исходя из максимального эффекта. Падение света, имеющего ТЕ поляризацию, происходит под углом 24,1°. Распределение интенсивности оптического излучения на рис. 30а показывает, что энергия оптического излучения локализована вблизи данного волновода. Благодаря малой толщине слоя кремния удается получить весьма большой градиент интенсивности в данном слое. Расчет начальной акустической деформации внутри данной структуры (см. рис. 30б) демонстрирует существенное усиление электрострикционного эффекта в волноводном слое. Более того, распределение деформации, а также электрострикционной силы в слое кремния близко к гармоническому, что обеспечивает эффективное возбуждение акустического

импульса с относительно узким спектром. При этом центральная длина волны в спектре определяется толщиной пленки кремния, а также зависит от длины волны света и угла падения света на структуру. Очевидно, что для наибольшей эффективности возбуждения длительность оптического импульса должна быть близка к половине периода акустической волны. С учетом параметров структуры, указанных на рис. 29б и скорости звука в кремнии $v_{Si}=8,4 \cdot 10^3$ м/с длительность оптического импульса не должна превышать 10 пс.

Термооптическая генерация ультразвука в структуре воздух-Au-GaAs характеризуется несколько иными особенностями. Исследования этой структуры были проведены для тех же параметров оптического импульса: длина волны 1 мкм, пиковая интенсивность 1 Вт/мм² длительность импульса 10 пс. Можно видеть (см. рис. 31а), что свет преимущественно отражается от металлической пленки. Это подтверждают осцилляции интенсивности в воздушной прослойке, возникающие из-за интерференции падающего и отраженного света. При этом интенсивность проникшего в пленку излучения экспоненциально затухает с коэффициентом $\alpha=9 \cdot 10^7$ м⁻¹ не достигая слоя GaAs.

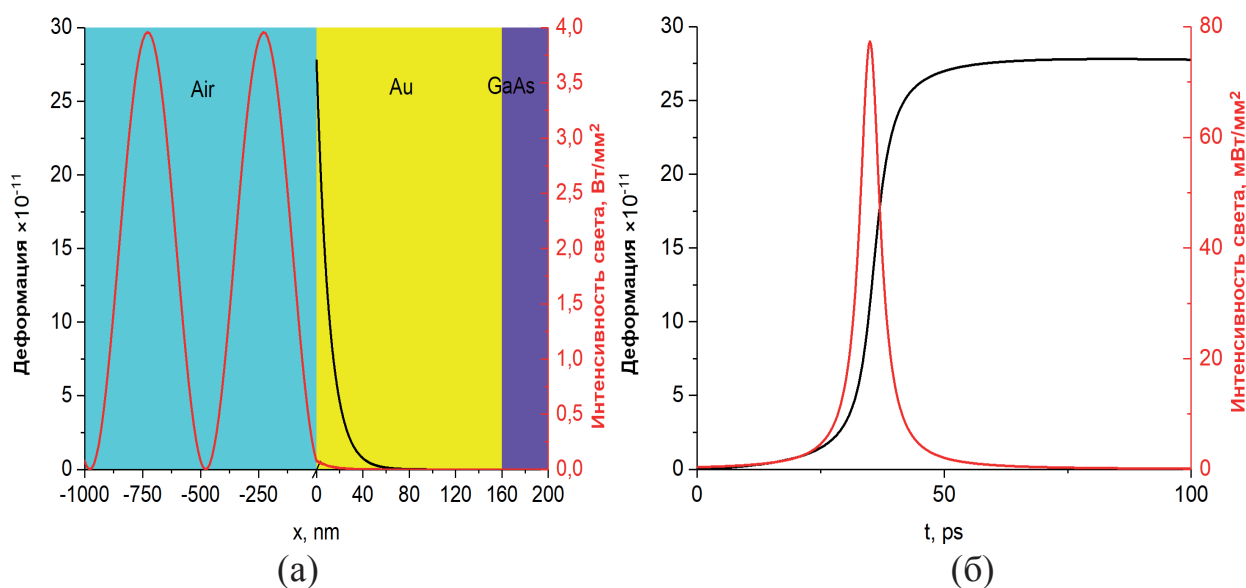


Рис. 31. Пространственное (а) и временное (б) распределение интенсивности света и акустической деформации в структуре воздух-Au-GaAs

Моделирование лазерного нагрева пленки золота с использованием выражений (72), (73) и (74) позволило рассчитать начальное распределение акустической деформации в пленке. Можно видеть, что деформация создается в малой области металлической пленки (см. рис. 31а). При этом, несмотря на то, что оптическое излучение нагревает электроны, которые затем передают свою энергию кристаллической решетке, деформация создается за время не существенно превышающее длительность лазерного импульса (см. рис. 31б). Необходимо отметить, что из-за отражений звука от границ металлической пленки в подложку GaAs проникает акустический сигнал в виде серии затухающих импульсов с периодом повторения равным $2l/v_{Au}$, где l - толщина металлической пленки[79].

Рассмотренные нами структуры демонстрируют приблизительно одинаковый уровень акустической деформации при указанных выше параметрах оптического импульса, как это следует из данных на рис. 30 и рис. 31. Однако термический и электрострикционный метод имеет ряд особенностей и различий. Применение однородной металлической пленки для инфракрасного излучения оказывается малоэффективным. Однако, как было показано в работах[46,73,79], эффективность может быть увеличена за счет применения металлической решетки. В этом случае отражение может быть существенно снижено за счет возбуждения плазмонных резонансов. Также, как следует из уравнений (72) и (73), при увеличении длительности оптического импульса термооптическое преобразование позволяет получить большую амплитуду акустического импульса, в то время как в случае электрострикционного метода амплитуда акустической волны не зависит от длительности лазерного импульса. Таким образом, электрострикционный механизм эффективен при возбуждении субтерагерцовых импульсов ультразвука. Как видно на рис. 30, рассмотренная нами структура представляет одномодовый волновод. При этом начальная деформация пропорциональна одному периоду косинуса, что обеспечивает более узкий спектр акустического импульса по сравнению с термооптической генерацией. Наиболее узкий спектр акустического импульса может быть получен при использовании многомодового волноводного слоя. Это

может быть достигнуто за счет увеличения толщины слоя кремния, длины волны света или угла падения. В этом случае начальная деформация будет иметь форму нескольких периодов гармонической функции. При этом центральная частота может перестраиваться за счет изменения угла падения света на структуру, в то время как в случае структуры air-Au-GaAs частота определяется толщиной металлической пленки. Следует отметить, что в случае структуры воздух-Au-GaAs форма акустического сигнала определяется толщиной металлической пленки и являться постоянной для данной структуры.

4.3 Выводы из главы 4

Рассмотрена возможность использования электрострикционного механизма преобразования оптической энергии в акустическую на границе раздела двух материалов с малым оптическим поглощением. Выполнен анализ электрострикционного механизма преобразования оптической энергии в акустическую на границе раздела двух материалов с малым оптическим поглощением. Проведено сравнение такого метода преобразования с широко используемым тепловым преобразованием на основе тонкой металлической пленки. Показано, что вклад электрострикционного механизма существенно слабее, если используется однородная среда. Продемонстрирована возможность усиления генерируемого акустического сигнала за счет возбуждения волноводных мод, энергия которых сосредоточена в узком, порядка 200-400 нм, слое диэлектрика. За счет высокой локализации энергии электромагнитного поля в структуре локальные значения интенсивности увеличиваются более чем на два порядка по сравнению с интенсивностью падающего света, что позволяет увеличить амплитуду создаваемого давления также на два порядка величины по сравнению со случаем взаимодействия света с однородной средой. Таким образом, в работе впервые предложены слоистые диэлектрические структуры, в которых эффект электрострикции возникает за счёт возбуждения волноводных мод.

Основные результаты и выводы

В инфракрасном диапазоне локализация поля поверхностного плазмон-поляритона в воздухе сравнима по величине с длиной волны излучения, а длина свободного пробега достигает сантиметров. Эти параметры кардинально отличаются от случая поверхностного плазмона видимого диапазона, для которого характерна одинаково сильная локализация в металле и в диэлектрике, а также длина пробега сравнимая с длиной волны излучения.

Для большинства металлов в инфракрасной области спектра волновое число поверхностного плазмон-поляритона практически совпадает с волновым числом свободного излучения. Из-за этого угол возбуждения плазмонного резонанса практически совпадает с предельным углом полного внутреннего отражения. Близость этих углов приводит к тому, что из-за конечности углового спектра пучка часть излучения падает под углом меньше предельного угла полного внутреннего отражения и оказывается в резонаторе Фабри-Перо. В случае ТМ поляризации вблизи предельного угла полного внутреннего отражения плазмонный резонанс оказывает влияние на амплитуду коэффициента отражения, несмотря на то, что формально условие полного внутреннего отражения необходимо для возбуждения плазмон-поляритона.

В случае структур на основе карбида кремния из-за широкого резонанса основной вклад в модуляцию обеспечивается изменением толщины воздушного зазора δd , тогда как для волноводов на основе GaAs изменение диэлектрической проницаемости $\delta \epsilon$ играет более значительную роль. С увеличением акустической частоты вклад от δd уменьшается, в то время как вклад от $\delta \epsilon$ от частоты не зависит. Таким образом, для работы на частотах выше 1 ГГц наиболее интересны структуры с узкими резонансами, такие как рассмотренные волноводы на основе GaAs.

Применение полностью диэлектрических структур, как в случае ТМ или ТЕ поляризации, приводит к появлению узких и глубоких резонансов, что позволяет достичь высоких показателей значения коэффициента модуляции ζ . Важно отметить, что значения ширины резонансов приведены внутри призмы, где она более чем в 3 раза меньше, чем в воздухе. Таким образом, модуляция среднего инфракрасного излучения в такой структуре представляется вполне разрешимой задачей.

Был проведен эксперимент по наблюдению модуляции излучения на длине волны 10,6 мкм. В эксперименте исследовалась структура типа германий-воздух-алюминий. При этом акустические колебания возбуждались со стороны поверхности металла. В эксперименте удалось наблюдать модуляцию отраженного света, глубина модуляции составила 0,00008 при 1Вт мощности. При этом рабочая частота была равна 1,5МГц. Это оказывается близким по величине к рассчитанному значению глубины модуляции: 0,00012 для пьезоэлемента в виде диска радиусом в 2 см и величины изменения зазора в 1,2 нм. Таким образом можно считать, что результаты эксперимента находятся в хорошем соответствии с теорией.

Показано, что вклад электрострикционного механизма существенно слабее, если используется однородная среда. Продемонстрирована возможность усиления генерируемого акустического сигнала за счет возбуждения волноводных мод, энергия которых сосредоточена в узком, порядка 200-400 нм, слое диэлектрика. За счет высокой локализации энергии электромагнитного поля в структуре локальные значения интенсивности увеличиваются более, чем на два порядка по сравнению с интенсивностью падающего света, что позволяет увеличить амплитуду создаваемого давления также на два порядка величины по сравнению со случаем взаимодействия света с однородной средой.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Григорию Алексеевичу Князеву за помощь в определении направления исследования, организации научной работы, а также консультации по акустической тематике.

Большое спасибо коллективу кафедры фотоники и физики микроволн: и.о. заведующего кафедрой Анатолию Федоровичу Королеву, всем преподавателям и сотрудникам за позитивную атмосферу и поддержку по различным вопросам, не ограничивающимся данной диссертационной работой.

Спасибо Владимиру Игоревичу Белотелову, Дарье Олеговне Игнатъевой, а также другим членам научной группы, которые помогли с основными публикациями данной работы в качестве соавторов и просто хороших советчиков.

Отдельная благодарность Андрею Николаевичу Калишу за консультации по вопросам плазмоники и за помощь в освоении компьютерных программ для моделирования распространения электромагнитных волн.

Автор благодарит коллектив кафедры физики колебаний за помощь с поиском подходящих инфракрасных материалов, используемых в экспериментальной части данной работы.

Список публикаций автора по теме диссертации

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

- A1. **I.M. Sopko**, G.A. Knyazev. Optical modulator based on acousto-plasmonic coupling // *Physics of Wave Phenomena*, 2016, Vol. 24, No. 2, P. 124–128. **IF = 1,075 (WoS)**
- A2. **I.M. Sopko**, G.A. Knyazev. Plasmonic enhancement of mid- and far-infrared acousto-optic interaction // *Applied Optics*, 2018, Vol. 57, No. 10, P. C42–C48. **IF = 1,98 (WoS)**
- A3. **I.M. Sopko**, G.A. Knyazev, D.O. Ignatyeva, V.I. Belotelov. Application of layered structures for mid-infrared acousto-optics // *Proceedings of SPIE*, 2019, Vol. 11210, P. 112100K. **IF = 0,192 (Scopus)**
- A4. **I.M. Sopko**, D.O. Ignatyeva, G.A. Knyazev, V.I. Belotelov. Efficient acousto-optical light modulation at the mid-infrared spectral range by planar semiconductor structures supporting guided modes // *Physical Review Applied*, 2020, Vol. 13, No. 3, P. 034076. **IF = 4,985 (WoS)**
- A5. G.A. Knyazev, D.O. Ignatyeva, **I.M. Sopko**, V.I. Belotelov, O.G. Romanov. Amplification of electrostriction mechanism of photoacoustic conversion in layered media // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2020, Vol. 53, No. 47, P. 475101. **IF = 3,207 (WoS)**

Публикации в других рецензируемых научных изданиях:

- A6. И.М. Сопко, Г.А. Князев. Дифракция плазмонов дальнего ИК-диапазона на поверхностной акустической волне // *Учёные записки физического факультета Московского университета*, 2014, № 4, с. 144331. **IF = 0,065 (РИНЦ)**

A7. И.М. Сопко, Г.А. Князев. Оптический модулятор на основе акустоплазмонного взаимодействия // Учёные записки физического факультета Московского университета, 2015, № 4, с. 154333. IF = 0,065 (РИНЦ)

A8. G.A. Knyazev, D.O. Ignatyeva, I.M. Sopko, V.I. Belotelov. Acousto-optical interaction at the reflection of light from a layered structure // AIP Conference Proceedings, 2020, Vol. 2300, No. 1, P. 020057. IF=0,177 (Scopus)

Публикации в сборниках трудов конференций и тезисы докладов:

A9. Сопко И. М., Князев Г. А, “Дифракция плазмон-поляритонов дальнего ИК диапазона на поверхностной акустической волне” // Труды школы-семинара «Волны-2014», серия Секция 6. Акустоэлектроника и акустооптика, место издания Москва, тезисы, с. 19-22, 2014

A10. Сопко И. М., Князев Г. А, “Оптический модулятор на основе акустоплазмонного взаимодействия” // Труды школы-семинара «Волны-2015», серия Секция 10. Метаматериалы и фотонные кристаллы, тезисы, с. 42-45, 2015

A11. Сопко И. М., Князев Г. А, “Увеличение эффективности акустооптической дифракции методами плазмоники” // Труды школы-семинара «Волны-2016», серия Секция 7. Акустоэлектроника и акустооптика, тезисы, с. 28-31, 2016

A12. Сопко И. М., Князев Г. А, Нгуен Е. Т. Т., “Особенности угловых спектров отражения металл - диэлектрических структур на длине волны 10,6 мкм” // Труды школы-семинара «Волны-2017», серия Секция 5. Метаматериалы и фотонные кристаллы, место издания Москва, тезисы, с. 18-21, 2017

A13. Сопко И. М., Князев Г. А, “Акустоплазмонный модулятор на поверхностных акустических волнах” // Труды школы-семинара «Волны-2017», серия Секция 5. Метаматериалы и фотонные кристаллы, место издания Москва, тезисы, с. 28-31, 2017

A14. I.M. Sopko, G.A. Knyazev, “Acousto-plasmonic enhancement of far-infrared acousto-optic interaction” // сборник 13th School on Acousto-Optics and

Applications, место издания National University of Science and Technology MISIS, Moscow, тезисы, р. 27-27, 2017

- A15. Сопко И. М., Князев Г. А. “Модуляция ИК излучения в слоистой структуре с использованием карбида кремния” // Труды школы-семинара Волны-2019. Акустика и акустооптика. — 2019. — с. 93–96.
- A16. I. M. Sopko, G. A. Knyazev, D. O. Ignatyeva, V. I. Belotelov, “Application of layered structures for mid-infrared acousto-optics” // Abstracts of 14th School on Acousto-Optics and Applications. — Nicolaus Copernicus University Torun (Poland), 2019. — p. 56–56.
- A17. I.M. Sopko, G.A. Knyazev, D.O. Ignatyeva, D.A. Sylgacheva, V.I. Belotelov. Acousto-optical light modulation at 10.6 μm using multilayered structures // 13th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials), 2019, proceedings, P. X-411–X-413.

Список литературы

1. Yano T., Watanabe A. Acousto-optic figure of merit of TeO₂ for circularly polarized light // Journal of Applied Physics. American Institute of Physics, 1974. Vol. 45, № 3. P. 1243–1245.
2. Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. Acousto-optic light deflectors using optical activity in paratellurite // Journal of Applied Physics. American Institute of Physics, 1972. Vol. 43, № 11. P. 4489–4495.
3. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
4. Gupta N. et al. Optical transmission of single crystal tellurium for application in acousto-optic cells // J. Opt. 2011. Vol. 13, № 5. P. 055702.
5. J. Loferski J. Infrared Optical Properties of Single Crystals of Tellurium // Physical Review. 1954. Vol. 93.
6. Шаскольская М.П., Блистанов А.А. Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982.
7. S. Caldwell R., Y. Fan H. Optical Properties of Tellurium and Selenium // Physical Review - PHYS REV X. 1959. Vol. 114. P. 664–675.
8. Корпел А. Акустооптика. М.: Мир, 1993.
9. Voloshinov V.B. et al. Acousto-optic properties of tellurium that are useful in anisotropic diffraction // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. IOP Publishing, 2008. Vol. 10, № 9. P. 095002.
10. Gupta N. et al. Tunable wide-angle acousto-optic filter in single-crystal tellurium // J. Opt. 2012. Vol. 14, № 3. P. 035502.
11. Oliveira J.E.B., Adler E.L. Analysis of Off-Optical Axis Anisotropic Diffraction in Tellurium at 10.6 μm // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 1987. Vol. 34, № 1. P. 86–92.

12. Porokhovnichenko D.L. et al. Application potential of paratellurite and iodic acid crystals for acousto-optics in the Terahertz range // *Phys. Wave Phen.* 2017. Vol. 25, № 2. P. 114–118.
13. Voloshinov V.B., Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A. Optimization of acousto-optic interaction geometry in KRS-5 crystal for far-infrared applications // *OE.* 2017. Vol. 56, № 8. P. 087102.
14. Berstermann T. et al. Optical bandpass switching by modulating a microcavity using ultrafast acoustics // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81, № 8. P. 085316.
15. Knyazev G.A. et al. Magnetoplasmonic Crystals for Highly Sensitive Magnetometry // *ACS Photonics.* 2018. Vol. 5, № 12. P. 4951–4959.
16. Temnov V.V. Ultrafast acousto-magneto-plasmonics // *Nature Photonics.* 2012. Vol. 6, № 11. P. 728–736.
17. Razdolski I. et al. Nonlinear Surface Magnetoplasmonics in Kretschmann Multilayers // *ACS Photonics.* 2016. Vol. 3, № 2. P. 179–183.
18. Zayats A.V., Smolyaninov I.I. Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2003. Vol. 5, № 4. P. S16–S50.
19. Friedt J.-M. et al. Simultaneous surface acoustic wave and surface plasmon resonance measurements: Electrodeposition and biological interactions monitoring // *Journal of Applied Physics.* 2004. Vol. 95, № 4. P. 1677–1680.
20. Sun X., Shiokawa S., Matsui Y. Interactions of surface plasmons with surface acoustic waves and the study of the properties of Ag films // *Journal of Applied Physics.* 1991. Vol. 69, № 1. P. 362–366.
21. Passler N.C. et al. Second-Harmonic Generation from Critically Coupled Surface Phonon Polaritons // *ACS Photonics.* 2017. Vol. 4, № 5. P. 1048–1053.
22. Razdolski I. et al. Second-Harmonic Generation from a Magnetic Buried Interface Enhanced by an Interplay of Surface Plasma Resonances // *ACS Photonics.* 2015. Vol. 2, № 1. P. 20–26.

23. Парыгин В.Н., Мустель Е.Р. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970.
24. Kalish A.N. et al. Magnetoplasmonic quasicrystals: an approach for multiband magneto-optical response // *Optica, OPTICA*. 2018. Vol. 5, № 5. P. 617–623.
25. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.
26. Кулаков С.В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. Л.: Наука, 1978.
27. Гусев О.В., Клуджин В.В. Акустооптические измерения. Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1987.
28. Feichtner J.D., Gottlieb M., Conroy J.J. A tunable collinear acoustooptic filter for the intermediate infrared using single crystal Ti_3AsSe_3 // *Quantum Electronics, IEEE Journal of*. 1975. Vol. 11. P. 888–889.
29. Oliveira J.E.B., Jen C.-K. Backward collinear acoustooptic interactions in bulk materials // *Appl. Opt., АО*. 1990. Vol. 29, № 6. P. 836–840.
30. Яковкин И.Б., Петров Д.В., Богданов С.В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. Новосибирск: Наука, 1979.
31. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
32. Savage N. Acousto-optic devices // *Nature Photonics*. 2010. Vol. 4. P. 728–729.
33. *Guided-Wave Acousto-Optics: Interactions, Devices, and Applications* / ed. Tsai C.S. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1990.
34. Zeng B. et al. Hybrid graphene metasurfaces for high-speed mid-infrared light modulation and single-pixel imaging // *Light: Science & Applications*. 2018. Vol. 7, № 1. P. 51.
35. Kreilkamp L.E. et al. Terahertz dynamics of lattice vibrations in Au/CdTe plasmonic crystals: Photoinduced segregation of Te and enhancement of optical response // *Phys. Rev. B*. 2016. Vol. 93, № 12. P. 125404.

36. Sommerfeld A. Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes // *Annalen der Physik*. 1899. Vol. 303, № 2. P. 233–290.
37. Furs A.N., Barkovsky L.M. Integral formalism for surface polaritons at the boundary between two anisotropic media // *Microwave and Optical Technology Letters*. 1997. Vol. 14, № 5. P. 301–305.
38. Low T. et al. Polaritons in layered two-dimensional materials // *Nature Materials*. 2017. Vol. 16, № 2. P. 182–194.
39. Bender F. et al. Development of a combined surface plasmon resonance/surface acoustic wave device for the characterization of biomolecules // *Meas. Sci. Technol.* 2009. Vol. 20, № 12. P. 124011.
40. Nuster R., Paltauf G., Burgholzer P. Comparison of surface plasmon resonance devices for acoustic wave detection in liquid // *Opt. Express, OE*. 2007. Vol. 15, № 10. P. 6087–6095.
41. Ruppert C. et al. Surface acoustic wave mediated coupling of free-space radiation into surface plasmon polaritons on plain metal films // *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 82, № 8. P. 081416.
42. Ruan Z. et al. Spatial control of surface plasmon polariton excitation at planar metal surface // *Opt. Lett., OL*. 2014. Vol. 39, № 12. P. 3587–3590.
43. Ruan Z. Spatial mode control of surface plasmon polariton excitation with gain medium: from spatial differentiator to integrator // *Opt. Lett., OL*. 2015. Vol. 40, № 4. P. 601–604.
44. Konopsky V.N. Plasmon-polariton waves in nanofilms on one-dimensional photonic crystal surfaces // *New J. Phys.* 2010. Vol. 12, № 9. P. 093006.
45. Ignatyeva D.O. et al. High-Q surface modes in photonic crystal/iron garnet film heterostructures for sensor applications // *Jetp Lett*. 2016. Vol. 104, № 10. P. 679–684.
46. Kalish A.N. et al. Transformation of mode polarization in gyrotropic plasmonic waveguides // *Laser Phys*. 2014. Vol. 24, № 9. P. 094006.

47. Kolomenskii A.A., Surovic E., Schuessler H.A. Optical detection of acoustic waves with surface plasmons // *Appl. Opt., AO*. 2018. Vol. 57, № 20. P. 5604–5613.
48. Gérard D. et al. Modulation of the extraordinary optical transmission by surface acoustic waves // *Phys. Rev. B*. 2007. Vol. 76, № 23. P. 235427.
49. Lenaerts C. et al. High transmission efficiency for surface plasmon resonance by use of a dielectric grating // *Appl. Opt., AO*. 2005. Vol. 44, № 28. P. 6017–6022.
50. O'Brien K. et al. Ultrafast acousto-plasmonic control and sensing in complex nanostructures // *Nature Communications*. 2014. Vol. 5. P. 4042–4047.
51. Ruello P. et al. Ultrafast acousto-plasmonics in gold nanoparticle superlattices // *Phys. Rev. B*. 2015. Vol. 92, № 17. P. 174304.
52. Temnov V.V. et al. Femtosecond nonlinear ultrasonics in gold probed with ultrashort surface plasmons // *Nature Communications*. 2013. Vol. 4. P. 1468.
53. Brüggemann C. et al. Modulation of a surface plasmon-polariton resonance by subterahertz diffracted coherent phonons // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86, № 12. P. 121401.
54. Fuzi Y., Bradberry G.W., Sambles J.R. Infrared Surface Plasmon-polaritons on Ni, Pd and Pt // *Journal of Modern Optics*. 1989. Vol. 36, № 11. P. 1405–1410.
55. Sopko I.M., Knyazev G.A. Plasmonic enhancement of mid- and far-infrared acousto-optic interaction [Invited] // *Appl. Opt., AO*. 2018. Vol. 57, № 10. P. C42–C48.
56. Kim H.C., Cheng X. Surface phonon polaritons on SiC substrate for surface-enhanced infrared absorption spectroscopy // *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*. 2010. Vol. 27, № 11. P. 2393–2397.
57. Drude P. Zur Elektronentheorie der Metalle // *Annalen der Physik*. 1900. Vol. 306, № 3. P. 566–613.
58. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
59. Johnson P.B., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 1972. Vol. 6, № 12. P. 4370–4379.

60. Kazantsev D.V. Phonon-polariton waves on the surface of SiC crystal // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2006. Vol. 83, № 8. P. 323–326.
61. Feldman A., Waxler R.M., Horowitz D. Photoelastic constants of germanium // *Journal of Applied Physics*. American Institute of Physics, 1978. Vol. 49, № 4. P. 2589–2590.
62. Fox A.J. Acoustooptic figure of merit for single crystal germanium at 10.6- μm wavelength // *Appl Opt*. 1985. Vol. 24, № 14. P. 2040.
63. Гуляев Ю.В., Балышева О.Л., Григорьевский В.И. Акустоэлектронные устройства обработки и генерации сигналов. Принципы работы, расчета и проектирования: М.: Радиотехника, 2012.
64. Дъелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982.
65. Майер С.А. Плазмоника: теория и приложения. М.-Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2011.
66. Royer D., Dieulesaint E. *Elastic Waves in Solids II: Generation, Acousto-optic Interaction, Applications*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2000.
67. Raether H. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1988.
68. Kretschmann E. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen // *Z. Physik*. 1971. Vol. 241, № 4. P. 313–324.
69. Sapriel J., Renosi P., Le Berre P. New developments of resonant acousto-optics in semiconductors // *SPIE Proceedings Acousto-Optics and Applications II* / ed. Sliwinski A. et al. Gdansk-Jurata, Poland, 1995. Vol. 2643. P. 257–262.
70. Taruttis A., Ntziachristos V. Advances in real-time multispectral optoacoustic imaging and its applications: 4 // *Nature Photon*. Nature Publishing Group, 2015. Vol. 9, № 4. P. 219–227.
71. Smith R. et al. Optically excited nanoscale ultrasonic transducers // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2015. Vol. 137. P. 219.

72. Beane G. et al. Ultrafast measurements of the dynamics of single nanostructures: a review // *Rep. Prog. Phys.* IOP Publishing, 2018. Vol. 82, № 1. P. 016401.
73. Temnov V.V. et al. Towards the nonlinear acousto-magneto-plasmonics // *J. Opt.* IOP Publishing, 2016. Vol. 18, № 9. P. 093002.
74. Gusev V.E., Karabutov A.A. *Laser optoacoustics*. New York: AIP Press, 1993.
75. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: учебное пособие в 10 т. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1992. Vol. VIII. Электродинамика сплошных сред.
76. Ignatyeva D.O., Sukhorukov A.P. Femtosecond-pulse control in nonlinear plasmonic systems // *Phys. Rev. A*. American Physical Society, 2014. Vol. 89, № 1. P. 013850.
77. Ignatyeva D.O., Sukhorukov A.P. Plasmon beams interaction at interface between metal and dielectric with saturable Kerr nonlinearity // *Appl. Phys. A*. 2012. Vol. 109, № 4. P. 813–818.
78. Khokhlov N.E., Ignatyeva D.O., Belotelov V.I. Plasmonic pulse shaping and velocity control via photoexcitation of electrons in a gold film // *Opt. Express*, OE. Optical Society of America, 2014. Vol. 22, № 23. P. 28019–28026.
79. Khokhlov N. et al. Interaction of surface plasmon polaritons and acoustic waves inside an acoustic cavity // *Opt. Lett.*, OL. Optical Society of America, 2017. Vol. 42, № 18. P. 3558–3561.
80. Wellershoff S.-S. et al. The role of electron–phonon coupling in femtosecond laser damage of metals // *Appl Phys A*. 1999. Vol. 69, № 1. P. S99–S107.
81. Sopko I.M. et al. Efficient Acousto-Optical Light Modulation at the Mid-Infrared Spectral Range by Planar Semiconductor Structures Supporting Guided Modes // *Phys. Rev. Applied*. American Physical Society, 2020. Vol. 13, № 3. P. 034076.