

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

*На правах рукописи*



**Сопко Иван Миклошович**

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

Специальность:

1.3.4 — радиофизика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2022

Работа выполнена на кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: **Князев Григорий Алексеевич**  
кандидат физико-математических наук,  
доцент кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Официальные оппоненты: **Манцевич Сергей Николаевич**  
доктор физико-математических наук,  
профессор кафедры физики колебаний физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

**Мурзина Татьяна Владимировна**  
доктор физико-математических наук,  
доцент кафедры квантовой электроники физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

**Никитин Павел Алексеевич**  
кандидат физико-математических наук,  
научный сотрудник научно-исследовательского отдела акустооптических информационных систем (НИО-2) Научно-технологического центра уникального приборостроения Российской академии наук (НТЦ УП РАН)

Защита состоится «10» ноября 2022 года в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета МГУ.013.6(МГУ.01.08) на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библиотеки Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский пр-т, д. 27) и в сети Интернет: <https://istina.msu.ru/dissertations/404042465/>

Автореферат разослан « \_\_\_\_ » октября 2022 года.

Учёный секретарь  
диссертационного совета МГУ.013.6(МГУ.01.08)  
доктор физико-математических наук, доцент  
[kosareva@physics.msu.ru](mailto:kosareva@physics.msu.ru)

О.Г. Косарева

## Общая характеристика работы

### Актуальность и разработанность темы исследования

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 трудностей. Основная проблема заключается в том, что эффективность акустооптического взаимодействия снижается по квадратичному закону с ростом длины волны оптического излучения, 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.

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 ( $\text{LiIO}_3$ ) и кристаллов йодноватой кислоты ( $\text{HIO}_3$ ) в качестве акустооптического материала для работы на длинах волны порядка нескольких микрометров и десятков микрометров соответственно. 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.

Известно усиление магнитооптических эффектов и нелинейных оптических эффектов в слоистых структурах метал-диэлектрических, фотонных кристаллах и в плазмонике. 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 подходы использования акустофотоники для повышения эффективности взаимодействия инфракрасного излучения на длине волны 10,6 мкм с акустической волной.

### **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 акустофотонных 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<sub>2</sub> 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<sub>2</sub> 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 поверхностных плазмон-поляритонов 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 акустофотонных устройствах оправдано использование поверхностных фонон-поляритонов на поверхности карбида кремния на длине волны 10,6 мкм.
6. Использование слоистой структуры существенно усиливает электрострикционный 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 результатов**

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 автореферата.

### **Личный вклад**

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**

Во **Введении** рассматриваются актуальность и разработанность темы исследования данной диссертационной работы, её новизна, а также научная и практическая значимость, устанавливаются цели и задачи проводимого исследования, определяются объект, предмет и методология исследования.

Обоснована целесообразность поиска новых методик увеличения эффективности акустооптического взаимодействия в инфракрасном диапазоне. Помимо этого рассматривается вопрос использования методов плазмоники, таких как локализация излучения в различных структурах, поддерживающих плазмонные волны или в распределенных брэгговских отражателях.

В **Первой главе** диссертации рассматриваются вопросы акустооптического взаимодействия и возможность его усиления методами акустоплазмоники. Она состоит из вводной части и 4 разделов.

В водной части описаны проблемы акустооптики инфракрасного диапазона и обзореваются различные подходы к их решениям: поискам новых инфракрасных оптических материалов и применение нестандартных конструкций и структур.

В первом разделе рассмотрены основные характеристики акустооптического взаимодействия, такие как параметр Кляйна-Кука и акустооптическое качество материала. Параметр Кляйна-Кука  $Q$  принято использовать для численной оценки режима дифракции: значения  $Q \ll 1$  соответствуют дифракции Рамана-Ната, а  $Q \gg 1$  дифракционному режиму Брэгга. На практике чаще всего наблюдается смешанный режим дифракции, при котором наблюдается несколько выраженных дифракционных порядков с неравномерным распределением интенсивности.

Во втором разделе рассматриваются поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл-диэлектрик. Плазмоны на границе металл-диэлектрик могут иметь только ТМ поляризацию. Для существования поверхностного плазмона на границе металл-диэлектрик необходимо выполнении условия:

$$\varepsilon_1' + \varepsilon_2' < 0 \quad (1)$$

где  $\varepsilon_1'$  – действительная часть диэлектрической проницаемости диэлектрика, а  $\varepsilon_2'$  – 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.

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

Из формулы (2) видно, что волновое число поверхностного плазмон-поляритона всегда больше, чем волновое число объемной волны. Таким образом, для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона необходимо задействовать какие-либо методы согласования для эффективного преобразования свободного излучения. Призмный метод является особенно привлекательным для решения данной задачи, так как он сочетает в себе гибкость применения и простоту реализации на практике.

В третьем разделе приводится обзор применений методов плазмоники в акустооптике. Так как акустические волны способны влиять на условие согласования плазмон-поляритонов с объемным излучением, в итоге получается система из трех взаимосвязанных явлений: распространение света, распространение звука и рас-

пространение плазмонов. 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.

Во **Второй главе** диссертации описаны оптические особенности поверхностного плазмон-поляритона инфракрасного диапазона.

С точки зрения плазменной модели (или модели свободных электронов) металл рассматривают 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. В рамках модели свободных электронов все влияние зонной теории сводится к введению эффективной массы электрона  $m^*$ . В случае монохроматического электромагнитного излучения диэлектрическая проницаемость может быть выражена через плазменную частоту свободного электронного газа  $\omega_{pl}$ . Действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости металла определяются соотношениями:

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_{pl}^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \varepsilon'' = \frac{\omega_{pl}^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (3)$$

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

$$n \approx k = \sqrt{\frac{\varepsilon''}{2}} = \sqrt{\frac{\omega_{pl}^2 \tau}{2\omega}}. \quad (4)$$

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.

В первом разделе анализируется влияние призмы при возбуждении поверхностного плазмона в геометрии Отто при угле падения, превышающим предельный угол полного внутреннего отражения в случае металлической подложки. Глубины локализаций поверхностного плазмон-поляритона в диэлектрике  $\gamma_d$  и нарушенного полного внутреннего отражения  $\gamma_{НПВО} = \gamma_d = \sqrt{k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_d}$  должны быть одинаковыми, так как проекции волнового вектора на оси  $x$  и  $y$ , а также модуль волнового числа равны.

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. 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. Амплитудный коэффициент отражения равен:

$$\frac{R}{E} = \frac{\eta + \xi e^{-2d\gamma_d}}{1 + \eta \xi e^{-2d\gamma_d}} \quad (5)$$

Во втором разделе описаны особенности поверхностных плазмонов при переходе в инфракрасный диапазон: 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, 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. 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. 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.

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.

В третьем разделе второй главы рассмотрены поверхностные фонон-поляритоны на поверхности карбида кремния. В отличие от плазмонов, электромагнитное поле связывается не с осцилляциями плотности электронного газа, а с поляризованностью, вызванной механическими колебаниями кристаллической решетки. В отличие от геометрии Кречманна, глубина резонанса для карбида кремния в геометрии Отто достигает только 20%. Однако, применение многослойных структур позволяет достичь снижения коэффициента отражения в любой геометрии возбуждения. В частности, замена полубесконечной среды SiC пластиной толщиной 750 нм расположенной на подложке ZnS дает минимум отражения в 2,5% при сохранении ширины резонанса порядка  $10^\circ$ .

В четвертом разделе второй главы описаны резонансы в многослойных диэлектрических структурах. 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.

Особенностью многослойных диэлектрических структур в инфракрасной области спектра является возможность достигать высоких контрастов показателей преломления между сердцевиной и оболочкой. Величина контраста определяет максимальную глубину резонанса при сохранении ширины порядка  $0,5-1^\circ$ . Например для структуры GaAs-CdTe характерный резонанс имеет ширину меньше  $0,1^\circ$  и глубиной всего 2%, тогда как для GaAs-LiF резонанс достигает нуля, а ширина  $0,5^\circ$ . Стоит отметить, что более широкие резонансы менее чувствительны к изменению диэлектрической проницаемости.

**Третья глава** диссертации посвящена вопросу акустоплазмонной модуляции инфракрасного излучения.

В первом разделе представлена концепция акустоплазмонного модулятора инфракрасного излучения 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.

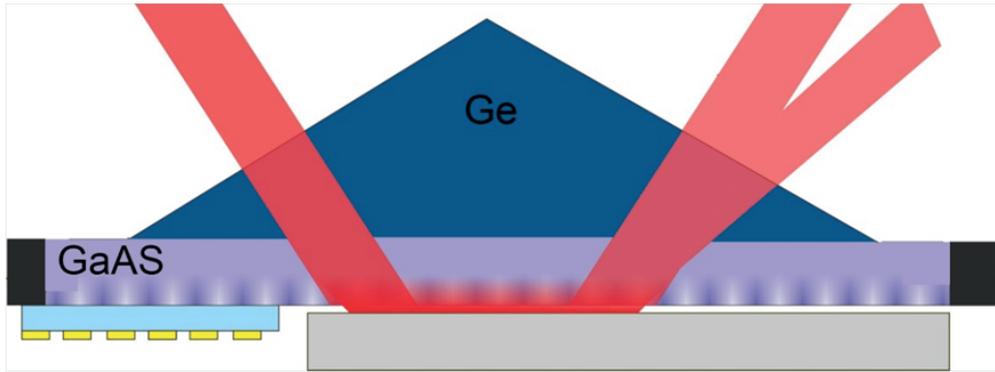


Рис. 1. Схема модулятора

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.

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.

Плотность арсенида галлия  $\rho=5,316 \text{ г/см}^3$ . Скорость волны Рэлея принимаем равной 2,5 км/с. Из случае двухпарциальной акустической волны получается следующие численное значение локализации  $\beta$ :

$$\beta_{1,2}=3092 \pm 3557i \text{ см}^{-1} \quad (6)$$

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

Для мощности звука порядка 1 Вт глубина модуляции достигает  $5 \cdot 10^{-4}$ , а амплитуда гофра 10 нанометров. Параметр Кляйна-Кука принимает значение равное  $Q=0,6$ , что соответствует промежуточному режиму дифракции.

Во втором разделе приводится моделирование акустооптической модуляции на поверхностной акустической волне. Расчет коэффициента отражения производился по формулам(5) с изменением диэлектрической проницаемости призмы  $\epsilon_p$

и толщины зазора  $d$ . Описывается характер резонансов в случаях металла карбида кремния и полностью диэлектрических структур.

В третьем разделе рассматривается акустооптическая модуляция с помощью планарных структур, поддерживающих волноводные моды. Показано каким образом акустическая волна влияет на изменение величины воздушного зазора  $\delta d$  и диэлектрической проницаемости призмы  $\delta \epsilon_p$ . Обоснован выбор арсенида галлия в качестве материала призмы.

В четвертом разделе предложено использование структур на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью. В самом простом случае структуры GaAs-призма/зазор/SiC наибольшая глубина резонанса достигает 18% для воздушного зазора в 970 нм при угле падения в  $45,1^\circ$ .

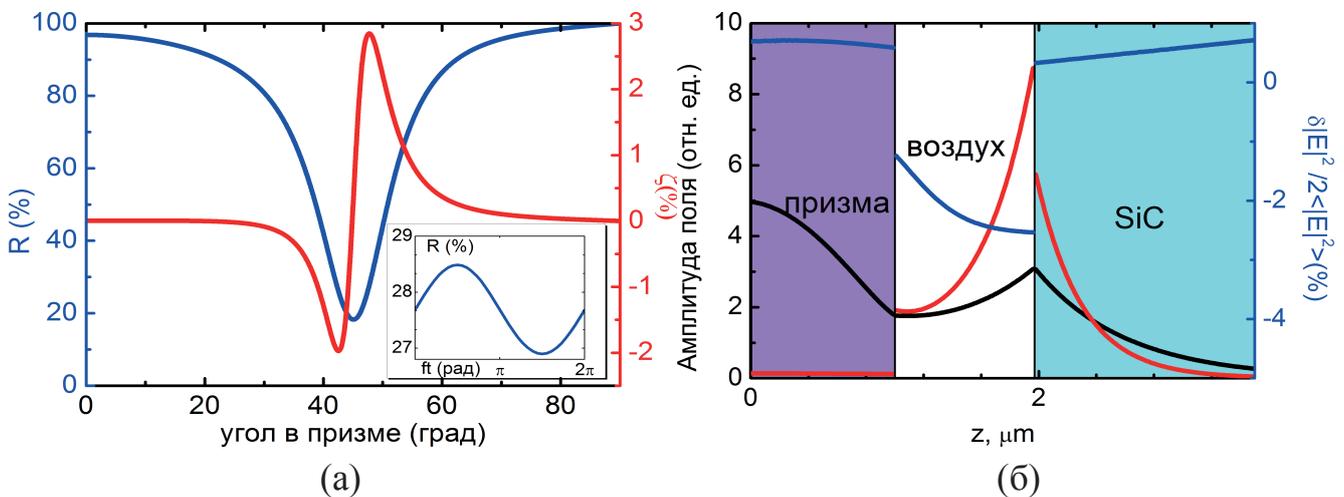


Рис. 2 Модуляция света за счет возбуждения поверхностного фонон-поляритона в карбиде кремния. (а) Угловые спектры отражения  $R$  и коэффициента модуляции  $\zeta$  и временная зависимость  $R$  (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей  $H_y$  (черный) и  $|E|^2$  (красный)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

На рис. 2а показаны коэффициенты отражения и модуляции. На вставке представлена временная зависимость отражения в случае гармонической акустической волны. Видно, что форма модуляции близка к синусоидальной. Резонанс достаточно широкий,  $\Delta\theta=15^\circ$ , таким образом изменение воздушного зазора  $\delta d$  дает намного больший вклад, чем модуляция диэлектрической проницаемости призмы  $\delta \epsilon$ . Если положить, что акустическая волна вызывает модуляцию диэлектрической проницаемости  $3 \cdot 10^{-3}$  и изменению воздушного зазора в 2,83 нм, то вклад от последнего будет примерно в 3 раза больше, чем от фотоупругого эффекта. Данная структура, благодаря широкому резонансу, слабо чувствительна к расстройке длины волны лазера:  $\partial R_{\min}/\partial \lambda_0 < 10^{-3}$  %/нм.

На рис. 2б показаны пространственные распределения электромагнитных полей. Можно видеть экспоненциальный спад 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. 2а).

Для достижения более глубоких и узких резонансов можно использовать тонкие пленки SiC на подложке (например сульфид цинка ZnS с показателем преломления  $n=2,21$ ). Наилучшие результаты 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. 3а). 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. 3а. 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. Данная структура позволяет достичь 20% модуляции.

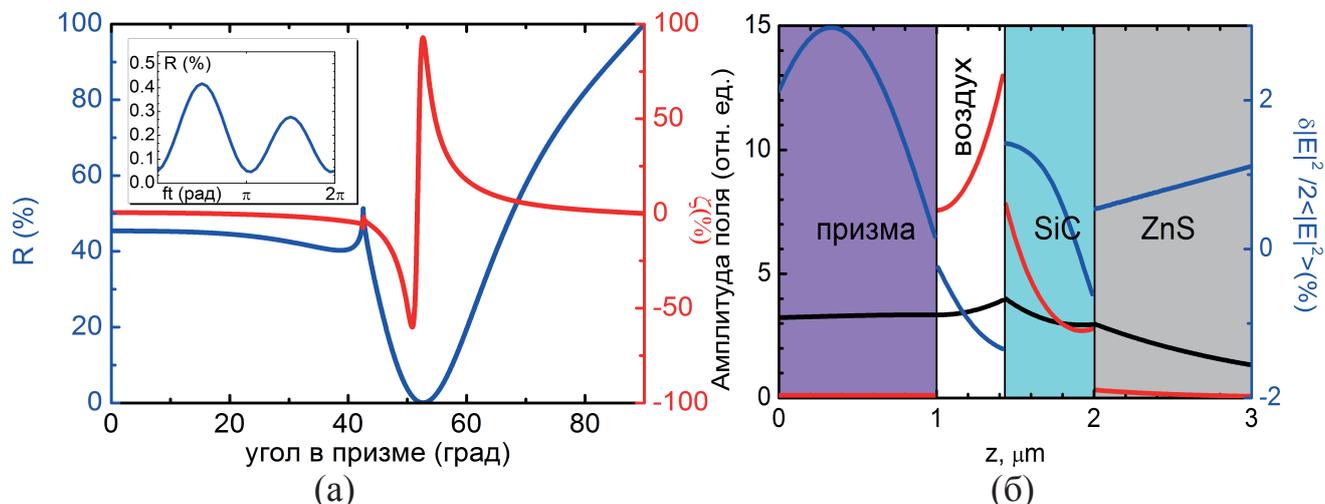


Рис. 3. Модуляция света за счет возбуждения поверхностного фонон-поляритона в пленке карбиде кремния с подложкой из сульфида цинка. (а) Угловые спектры отражения  $R$  и коэффициента модуляции  $\zeta$  и временная зависимость  $R$  (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей  $H_y$  (черный) и  $|E|^2$  (красный) и модуляция  $\delta|E|^2/2\langle|E|^2\rangle$  (синий) вызванная акустическим воздействием.

На рис. 3б 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. 3б) в призме в сравнении с модуляцией поля в слое карбида кремния доказывает перспективность применения

структур на основе полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью.

В пятом разделе предложено использование структур на основе полупроводника с положительной диэлектрической проницаемостью. 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 является воздушный слой толщиной 1,59 мкм, слой 1,8 мкм сердцевины GaAs ( $n=3,27$ ) и подложка фторида лития LiF ( $n=1,055$ ) с резонансным углом  $36,23^\circ$ . Чувствительность к рабочей длине волны лазера  $\partial R_{min}/\partial \lambda_0$  составляют порядка  $2 \cdot 10^{-3}$  процентов на нанометр, а чувствительность к изменению толщины сердцевины волновода (GaAs)  $\partial R_{min}/\partial d_{GaAs} < 0,01$  процентов на нанометр. На рис. 4а показаны угловые зависимости коэффициента отражения и модуляции  $\zeta$ , тогда как на рис. 4б 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  $\zeta=100\%$ .

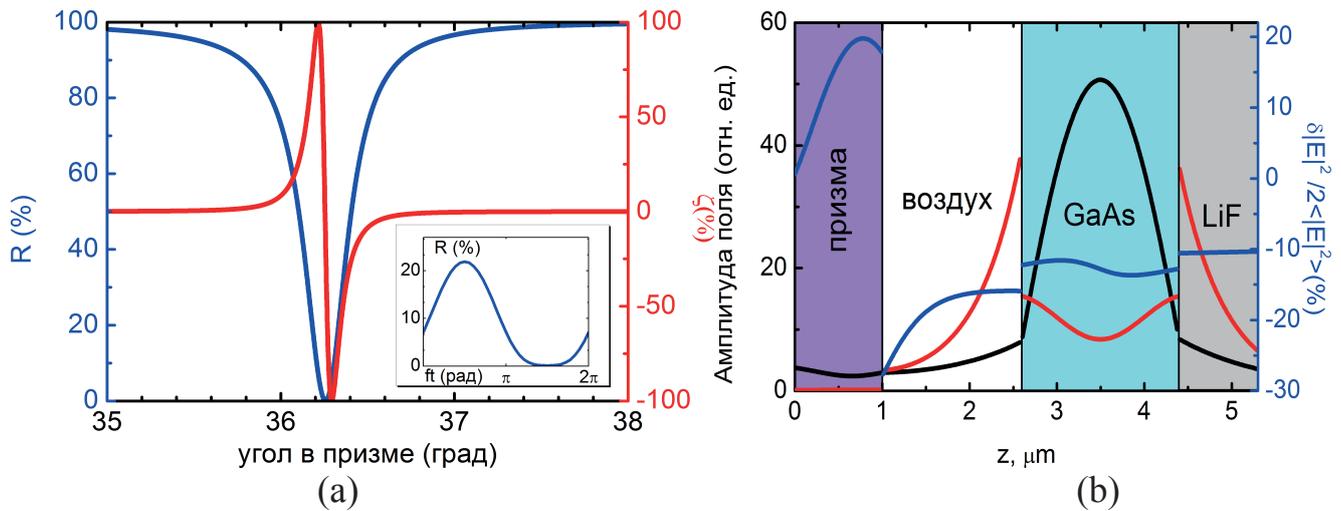


Рис. 4. Модуляция света за счет возбуждения волноводной моды в волноводе воздух-GaAs-LiF при ТМ поляризации. (а) Угловые спектры отражения  $R$  и коэффициента модуляции  $\zeta$  и временная зависимость  $R$  (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей  $H_y$  (черный) и  $|E|^2$  (красный) и модуляция  $\delta|E|^2/2\langle|E|^2\rangle$  (синий) вызванная акустическим воздействием.

Временная зависимость модуляции нелинейная (вставка на рис. 4а). 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. 5а), 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.

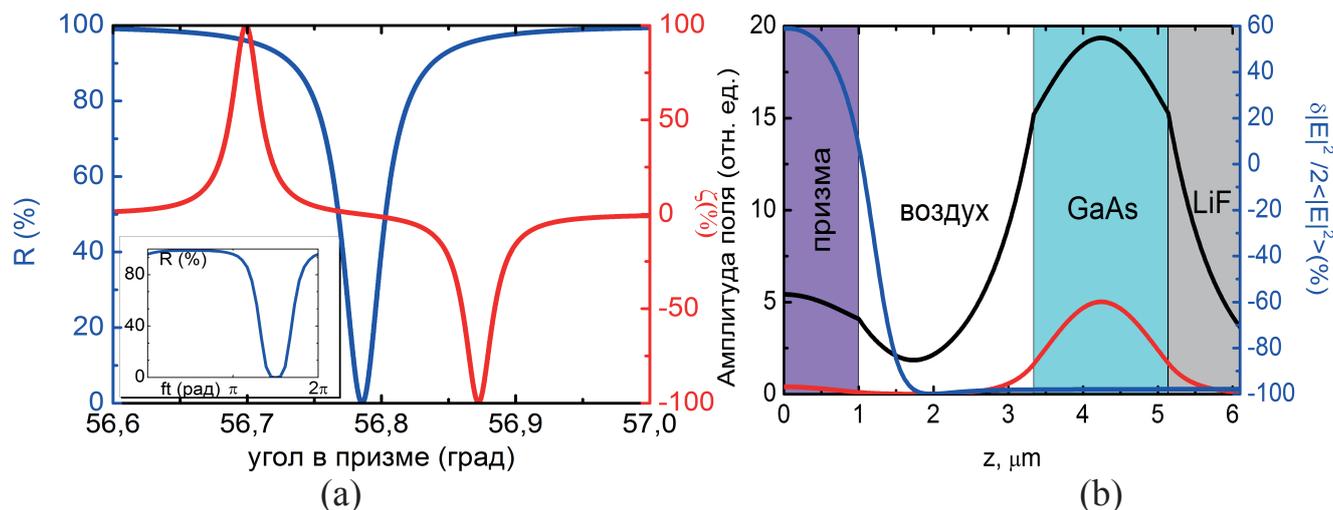


Рис. 5. Модуляция света за счет возбуждения волноводной моды в волноводе воздух-GaAs-LiF при TE поляризации. (а) Угловые спектры отражения  $R$  и коэффициента модуляции  $\zeta$  и временная зависимость  $R$  (вставка). (б) Пространственное распределение электромагнитных полей  $H_y$  (черный) и  $|E|^2$  (красный) и модуляция  $\delta|E|^2/2\langle|E|^2\rangle$  (синий) вызванная акустическим воздействием.

В шестом разделе описано экспериментальное исследование модуляции ИК излучения. С целью подтверждения возможности применения на практике теории, описанной выше, была собрана экспериментальная установка для снятия зависимостей угловых спектров коэффициента отражения в зависимости от величины зазора.

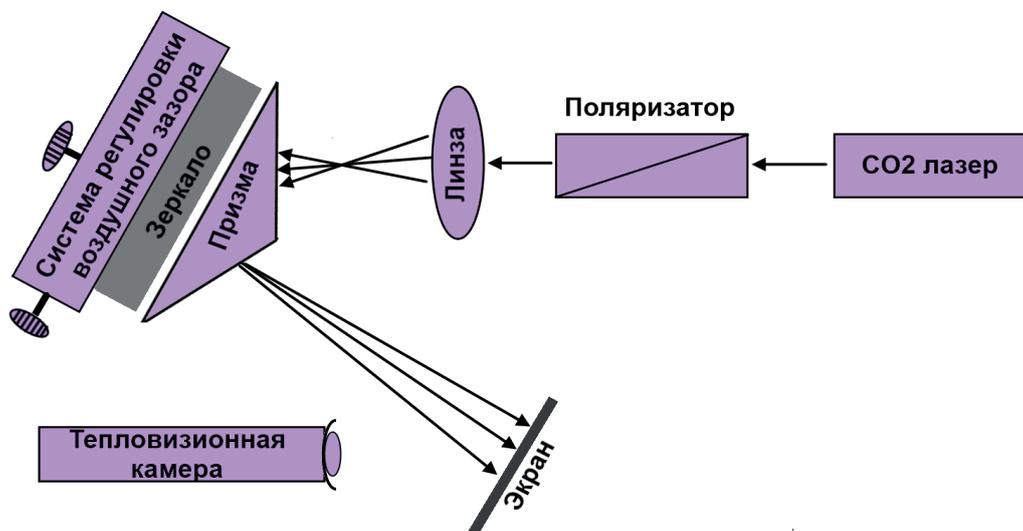


Рис. 6. Схема экспериментальной установки

На рис. 6 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  $10,6$  мкм с геометрией  $14,5^\circ$ ,  $14,5^\circ$ ,  $151^\circ$ . В качестве источника инфракрасного излучения использовался газовый  $\text{CO}_2$  лазер на длине волны  $10,6$  мкм мощностью в несколько Вт, работающий в непрерывном режиме. Поляризация излучения задавалась с помощью поляризатора, состоящего из двух германиевых призм, расположенных под углом Брюстера. 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  $6^\circ$ . 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  $10,6$  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.

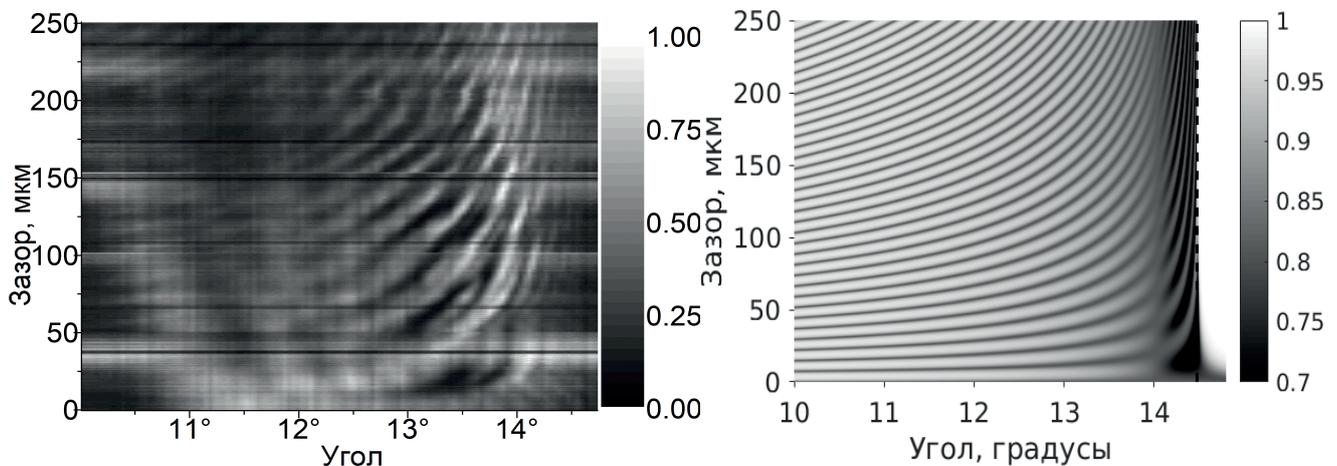


Рис. 7 Экспериментальная(слева) и теоретическая(справа) зависимости коэффициента отражения для ТМ поляризации

На рис. 7 представлены экспериментальная(слева) и теоретическая (справа) 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 (5) в масштабе, соответствующем эксперименту. Аналогично были сняты зависимости для случая ТЕ поляризации.

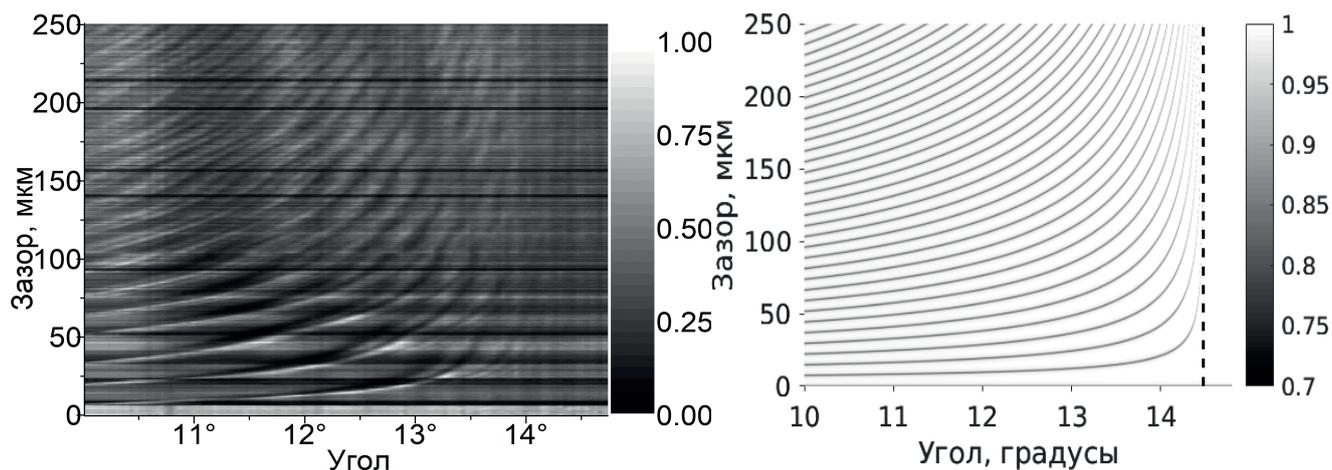


Рис. 8. Экспериментальная(слева) и теоретическая(справа) зависимости коэффициента отражения для ТЕ поляризации

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

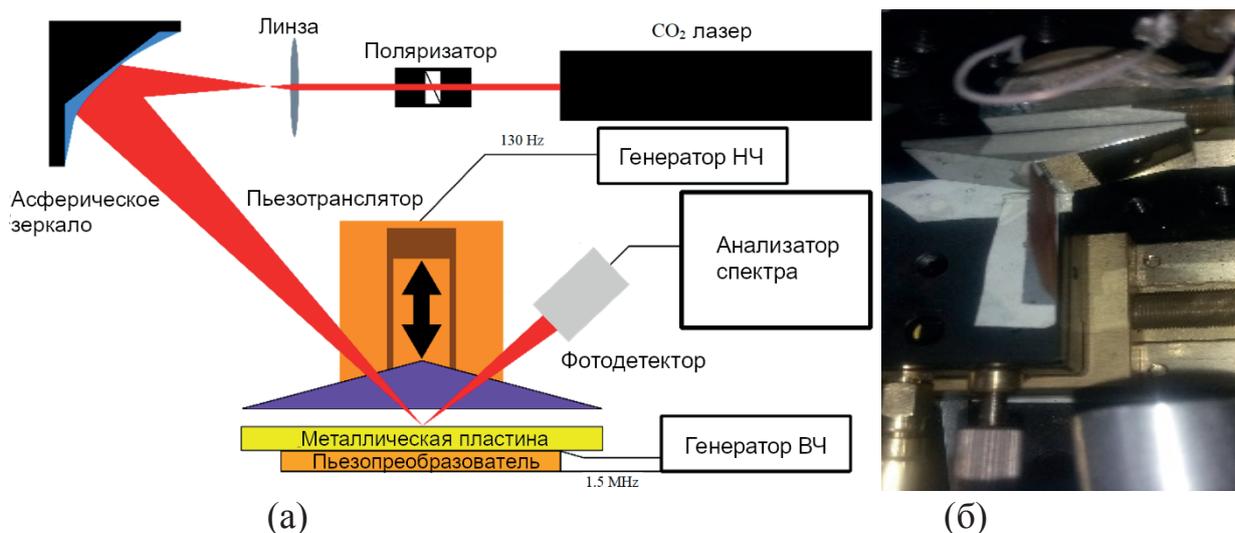


Рис. 9. (а) Схема эксперимента; (б) Фотография центральной части установки.

При проведении 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. 9 Для этого была применена система стабилизации интенсивности и длины волны  $\text{CO}_2$  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 пластина из пьезокерамики ЦТС-19. Очевидно, что в данной конфигурации модуляция должна была происходить только за счет возмущения воздушного зазора. Так как проведенные расчеты показали, что возмущение зазора линейно убывает с ростом частоты ультразвука, резонансная частота пьезокерамики была выбрана низкой 1,5МГц. Напротив выходной грани призмы располагался быстродействующий неохлаждаемый приемник Hamamatsu на основе CdHgTe, с предельным временем нарастания сигнала 0,8нс.

Для наблюдения сигнала фотоприемника использовались одновременно осциллограф (временная зависимость) и анализатор спектра. Анализатор спектра позволял измерять сигналы до уровня -150дБ, 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 130Гц, 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 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. В то же время, высокая чувствительность к модуляции  $\delta\epsilon$  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.

В Четвертой главе диссертации анализируется возможность усиления оптоакустического взаимодействия с использованием электрострикции в слоистых

средах. Есть 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  $10^5 \text{ см}^{-1}$ . 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.

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 позволяет получить высокую концентрацию оптической энергии достаточную для генерации акустического импульса прозрачным преобразователем.

В первом разделе 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:

$$f = -\nabla p(p_0, T) - \nabla \varepsilon I + \nabla \left( \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T I \right) + (\varepsilon - 1) \frac{\partial I}{\partial t} \quad (7)$$

где  $p_0$  - равновесное давление в среде,  $T$  - возмущение температуры, а  $\rho$  и  $\varepsilon$  - плотность и диэлектрическая проницаемость среды. В выражении (7) первое слагаемое описывает силы возникающие из-за оптического нагрева среды, второе и третье слагаемые соответствуют электрострикционным силам, а последнее слагаемое - сила Абрагама. Данная сила может быть существенна только в непоглощающих средах характеризующихся однородным распределением интенсивности

света. Так как в данном разделе анализируются структуры с неоднородным распределением оптического излучения, последнее слагаемое в выражении можно не учитывать.

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:

$$\rho_e C_e \partial T_e / \partial t = k_e \Delta T_e + \sigma I - \gamma (T_e - T) \quad (8)$$

$$\rho C \partial T / \partial t = \gamma (T_e - T) \quad (9)$$

где  $\rho_e$ ,  $C_e$ ,  $T_e$  и  $k_e$  - плотность, теплоемкость, температура и теплопроводность электронного газа,  $\sigma$  - коэффициент затухания оптического излучения,  $\gamma$  - коэффициент электрон-решеточного взаимодействия, а  $\rho$ ,  $C$  и  $T$  - плотность, теплоемкость, температура металла. В выражении (9) не учитывается теплопроводность металла, так как на временах менее 1 нс ее вклад в распределение температуры в металле несущественен.

Для рассматриваемой структуры характерно отсутствие существенного оптического поглощения. Поэтому существенную роль в генерации акустических волн будут играть второе и третье слагаемое уравнения (7). 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. Таким образом из выражения (7) может быть получено волновое уравнение, описывающее оптоакустическую генерацию и распространения упругой волны в структуре с малыми оптическими потерями:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial \sigma_{klj} E_k E_l}{\partial x_j} \quad (10)$$

Тензор  $\sigma_{ijkl}$  может быть выражен через тензор фотоупругости  $p_{ijkl}$ :

$$\sigma_{ijkl} = \varepsilon_{km} p_{mnij} \varepsilon_{nl} \quad (11)$$

Во втором разделе приводится анализ использования слоистых структур для усиления взаимодействия с помощью электрострикции.

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 (10). При этом, если ограничиться рассмотрением изотропных сред, а также кристаллов с ромбической либо кубической симметрией (это же справедливо для кристаллов некоторых других типов симметрий), то в выражении (10)  $i=j$ . 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  $\text{CaF}_2$  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 (10) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - v_l^2 \frac{\partial S_1}{\partial x} = - \frac{\epsilon^2 p_{21}}{\rho c} \frac{\partial I}{\partial x} \quad (12)$$

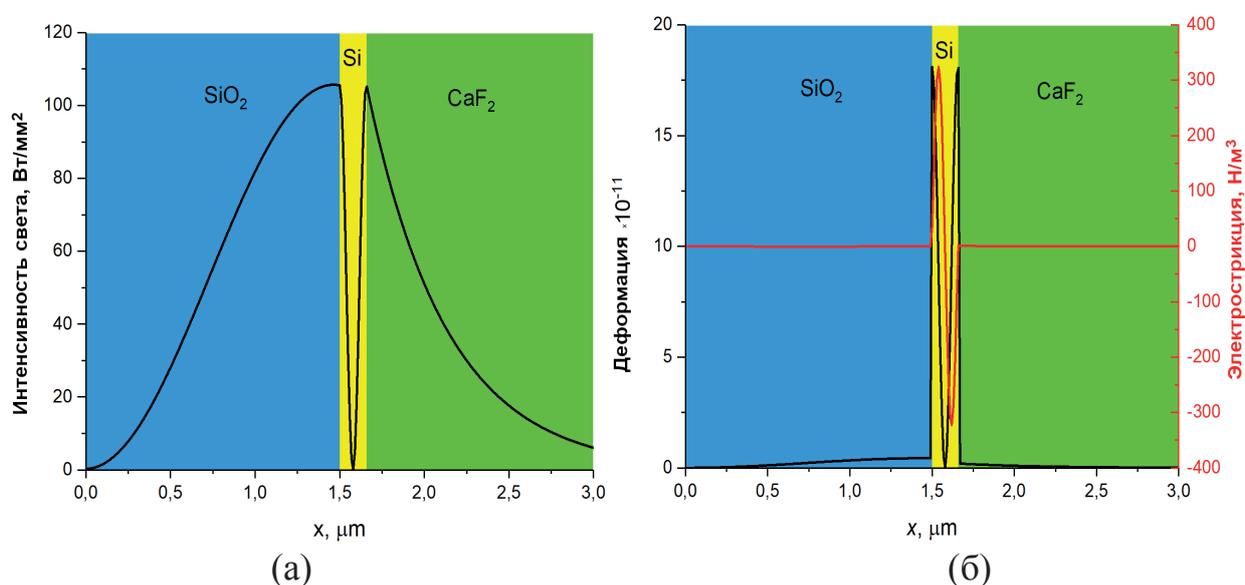


Рис. 10. Распределения света (а) и акустической деформации (б) в диэлектрической структуре

На рис. 10 приведены результаты моделирования характеристик исследуемой диэлектрической структуры методом RCWA. Моделирование проводилось для случая, когда на призму падает лазерный импульс с центральной длиной волны 1 мкм и пиковой интенсивностью 1 Вт/мм<sup>2</sup>. Структура представляет собой волновод на основе слоя кремния, возбуждение которого осуществляется при помощи призмы 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. 10а 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. 10б) 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 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  $1 \text{ Вт/мм}^2$  длительность импульса 10 пс. Можно видеть (см. рис. 11а), 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  $\alpha=9 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  не достигая слоя GaAs.

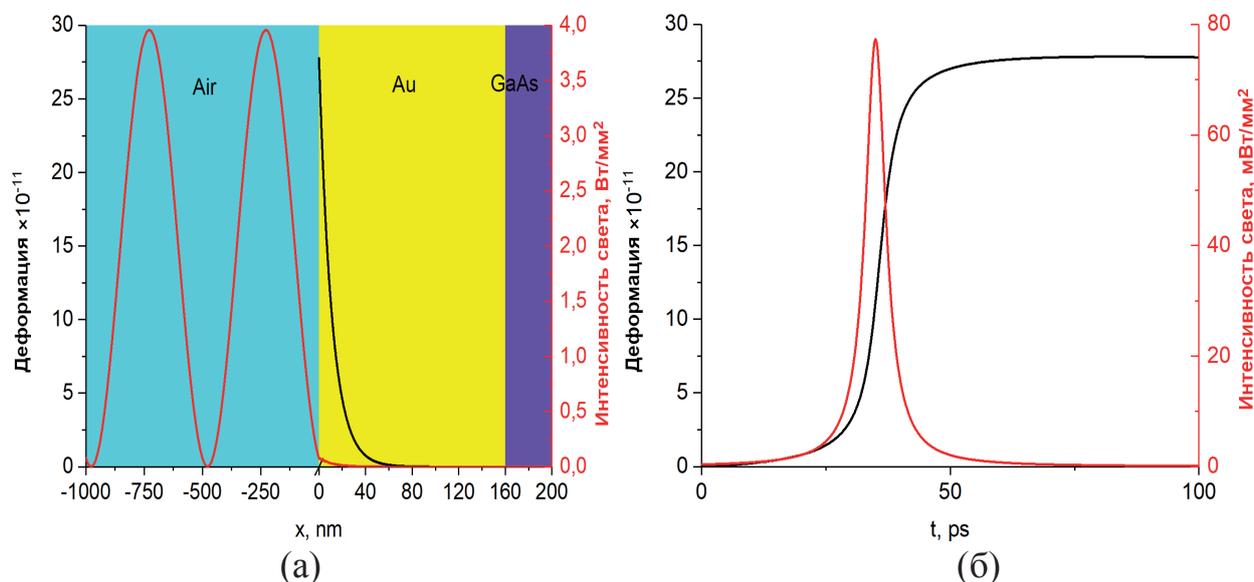


Рис. 11. Пространственное (а) и временное (б) распределение интенсивности света и акустической деформации в структуре воздух-Au-GaAs

Моделирование лазерного нагрева пленки золота с использованием выражений (8) и (9) позволило рассчитать начальное распределение акустической деформации в пленке. Можно видеть, что деформация создается в малой области металлической пленки (см. рис. 11а). 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. 11б). 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.

### 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. 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.

В случае структур на основе карбида кремния из-за широкого резонанса основной вклад в модуляцию обеспечивается изменением толщины воздушного зазора  $\delta d$ , тогда как для волноводов на основе GaAs изменение диэлектрической проницаемости  $\delta \epsilon$  играет более значительную роль. С увеличением акустической частоты вклад от  $\delta d$  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.

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  $\zeta$ . 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.

### 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  $\mu\text{m}$  using multilayered structures // 13th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials), 2019, proceedings, P. X-411–X-413.