ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ДРУЖБЫ НАРОДОВ»

На правах рукописи

Та Тху Чанг

ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОЙ ГРАНИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕЛА

Специальность - 01.04.03 (радиофизика)

Диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор технических наук, профессор Никитин А.К.

Москва – 2018

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Глава 1. Природа и способы генерации поверхностных плазмон-	
поляритонов	12
1.1. Дисперсионное уравнение ПЭВ в структуре "металл-диэлектрик"	13
1.2. Основные характеристики ПЭВ и их дисперсия	18
1.3. ПЭВ в структуре "металл – слой диэлектрика – диэлектрическая среда".	21
1.4. Способы генерации ПЭВ	24
1.4.1. Возбуждение ПЭВ излучением внешнего источника	24
1.4.2. Возбуждение ППП оптическими фононами проводящего тела	27
1.5. Тепловое излучение поверхности металлического тела	29
1.6. О возможном вкладе ТППП в тепловое излучение грани	
металлического тела	32
Выводы к главе 1	35
Глава 2. Аналитические модели спектра ТППП и их вклада в тепловое излучение грани металлического тела	36
2.1. ТППП на элементарной площадке поверхности проводящего образца.	36
2.1.1. Спектр ТППП на "элементарной" площадке	36
2.1.2. Температурная зависимость энергии всего ансамбля ТППП	42
2.1.3. Сравнение температурных зависимостей спектров ТППП и АЧТ	43
2.2. ТППП на поверхности линейного образца	46
2.2.1. Аналитическая модель спектра ТППП линейного образца	47
2.2.2. Зависимость спектральной плотности и потока излучения ТППП	
на торце линейного образца от его длины	50
2.2.3. Температурная зависимость спектральной плотности ТППП на кра линейного образца	e 52
2.2.4. ТППП на поверхности полосового образца	57
Выводы к главе 2	60

Глава 3. Экспериментальное изучение вклада ТППП в тепловое излучение	
грани металлического тела	62
3.1. Объект исследований и применённые измерительные приборы	63
3.1.1. Описание объекта исследований	63
3.1.2. Оптоакустический детектор ИК излучения (ячейка Голея)	63
3.1.3. Иные измерительные и вспомогательные приборы	66
3.2. Экспериментальная установка	68
3.3. Результаты экспериментов и их обсуждение	72
3.3.1. Обнаружение вклада ТППП в тепловое излучение торца образца	72
3.3.2. Исследование зависимости вклада ТППП в тепловое излучение боковой грани образца от её протяжённости	76
3.3.3. Температурная зависимость вклада ТППП в тепловое излучение боковой грани образца	78
3.3.4. Обсуждение результатов измерений и возможности их объяснения	[
существованием мод Брюстера на поверхности образца	81
3.4. Возможные применения ИК ТППП	82
Выводы к главе 3	84
Список использованной литературы	85
Публикации соискателя по теме диссертации	92
Приложение	94

Введение

Актуальность темы исследования

Основные области физико-технических применений теплового излучения пирометрия, тепловидение, источники широкополосного излучения и радиационный теплообмен. Внутренняя энергия металлических тел конвертируется на поверхности не только в тепловое излучение, испускаемое в окружающую среду, но и в поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) [1], называемые термостимулированными (ТППП) [2, 3]. Поскольку ППП являются неизлучающими поверхностными волнами, то ТППП переносят энергию, полученную в результате электрон-фононного взаимодействия, к рёбрам граней металлических тел, где они, в результате дифракции, трансформируются в узконаправленное объёмное излучение [4, 5], значительно повышая тем самым излучательную способность рёбер [4, 6]. Этот факт необходимо учитывать при пирометрических измерениях и в тепловидении металлических объектов, а также при расчёте их теплового баланса; ТППП можно использовать для пассивной спектроскопии проводящей поверхности и контроля её качества, для создания узконаправленных источников инфракрасного (ИК) излучения, для организации радиационного теплообмена между изолированными металлическими телами. В этой связи, изучение природы ТППП, их спектра в точке порождения и на ребрах граней проводящих тел, а также – вклада ТППП в тепловое излучение металлических тел и изделий актуально как для развития оптических методов контроля поверхности твёрдого тела, так и для создания нового класса тепловых источников ИК излучения.

Степень разработанности проблемы

На сегодняшний день разработана теория ТППП для полупроводниковых кристаллов [3, 7, 8]. Обнаружена повышенная (в среднем ИК диапазоне) яркостная температура рёбер плоских граней металлических предметов [4, 6], диэлектрическая проницаемость которых описывается моделью Друде. Высказано

предположение о том, что причиной этого эффекта являются генерируемые фононами металлических тел поверхностные плазмон-поляритоны ИК диапазона, достигающие рёбер граней и преобразующиеся на них, в результате дифракции, в объёмное излучение.

Однако к началу работы над данной диссертацией не было весомых экспериментальных доказательств плазмонной природы повышенной излучательной способности рёбер граней металлических тел [4, 6], не изучена температурная зависимость спектра ТППП, не выполнено сравнение этого спектра со спектром излучения абсолютно чёрного тела (АЧТ), не разработана модель спектра ТППП, достигающих края образца (где они преобразуются в объёмное излучение). Огромное количество прикладных проблем, связанных с явлением генерации ТППП остаются не рассмотренными. Основная нерешённая практическая проблема - корректная регистрация спектра ТППП. Так, например, и в первой работе по детектированию ИК ТППП [9], и в современной работе [8] применялся метод нарушенного полного отражения (НПВО). Однако применение метода НПВО имеет ряд существенных недостатков: 1) призма НПВО искажает поле ТППП; 2) оптимальный зазор под призмой зависит от длины волны (λ) излучения, что искажает результаты измерений и ограничивает их частотный диапазон; 3) нивелируется высокая чувствительность ППП-спектроскопии, обусловленная эффектом накопления информации при распространении ППП на макроскопическое расстояние (~1000 λ). Альтернативным методом преобразования ППП в объёмное излучение является апертурный метод, в котором ППП дифрагируют на крае экрана, внесённого в поле ППП [10]. Разновидностью этого метода является end-fire coupling метод, в котором согласование объёмных и поверхностных волн реализуется на ребре образца [11]. Этот метод отличается высокой эффективностью, простотой, малой дисперсией [12, 5]. Метод апробирован не только в ИК [13], но и в ТГц диапазоне [14].

В последнее время выполнен ряд работ по детектированию ИК ТППП у торца нагретого полосового металлического образца [4, 6, 15]. Однако всё, что авторам этих работ удалось – это зарегистрировать повышенную яркостную температуру рёбер образцов. Отмечено, что наблюдаемое явление можно объяснить излучением ИК ТППП, генерируемых на гранях образцов. Более детальные исследования явления к настоящему времени не выполнены, способы его применения в ИК спектроскопии поверхности и тепловидении не предложены.

Цель и задачи диссертационной работы

Цель диссертационной работы состояла в теоретическом обосновании и экспериментальном подтверждении гипотезы о том, что причиной повышенной яркостной температуры рёбер граней металлических тел в ИК диапазоне являются *термостимулированные поверхностные плазмон-поляритоны* (ТППП). Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

- разработка аналитической модели спектра ТППП, а также модели для расчёта энергии поля всего ансамбля ТППП, генерируемых на "элементарной" площадке поверхности металлического тела;
- разработка аналитической модели спектра ИК ТППП, поступающих на край линейного образца (состоящего из последовательно примыкающих друг к другу "элементарных" площадок) из всех других его точек;
- разработка аналитической модели спектра ИК ТППП, поступающих в данную точку ребра грани металлического тела из всех других её точек;
- экспериментальное обнаружение вклада ИК ТППП в тепловое излучение граней дюралюминиевого образца и установление фактов, свидетельствующих о плазмонной природе повышенной излучательной способности его рёбер;
- 5) экспериментальное исследование температурной зависимости вклада ТППП в тепловое излучение боковой грани дюралюминиевого образца.

Научная новизна диссертационной работы.

- Разработана аналитическая модель спектра ТППП, генерируемых на "элементарной" площадке поверхности металлического тела;
- Установлено, что полная энергия всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу температуры тела, а его спектр смещён относительно спектра абсолютно чёрного тела (АЧТ) в сторону больших длин волн;
- Показано, что спектр ТППП на "элементарной" площадке подчиняется закону Вина, но содержащему константу, отличную от классической;
- 4) Разработана аналитическая модель спектра ТППП, поступающих на край линейного образца. Установлено, что спектр таких ТППП не подчиняется ни закону Вина, ни закону Стефана-Больцмана, а его максимум смещён в низкочастотную область относительно спектра АЧТ, причём величина смещения пропорциональна длине образца;
- 5) Экспериментально подтверждена плазмонная природа приращения интенсивности теплового излучения от ребра грани металлического образца; показано, что интенсивностью этого приращения можно управлять как температурой образца, так и протяжённостью грани.

Теоретическая и практическая значимость диссертационной работы.

Теоретическая значимость работы заключается в разработке аналитических моделей спектров термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП), как генерируемых на "элементарной" площадке поверхности металлического тела, так и поступающих на край линейного (полосового) образца. Установлено, что в обоих случаях спектр ТППП смещён в низкочастотную область относительно спектра АЧТ (величина этого смещения пропорциональна длине образца), а полная энергия всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу температуры тела.

Практическая значимость работы состоит в экспериментальном доказательстве плазмонной природы приращения интенсивности теплового излучения от ребра плоской грани металлического образца; а также – в демонстрации того, что интенсивностью и спектром этого приращения можно управлять как температурой образца, так и протяжённостью грани. Показано, что ТППП играют важную роль в тепловом балансе металлических изделий, поскольку могут не только забирать на себя существенную часть тепловой энергии тела, но и давать значительный вклад в его тепловое излучение в областях нарушения трансляционной симметрии поверхности. Кроме того, ТППП могут быть эффективно использованы в пассивной спектроскопии проводящей поверхности, тепловидении, низкотемпературной пирометрии, для контроля качества металлических зеркал и создания тепловых источников узконаправленного ИК излучения.

Объем и структура диссертационной работы

Работа состоит из введения, трёх глав, заключения, библиографии, списка литературы и приложения. Полный объём диссертации составляет 94 страниц текста, включая 34 рисунка и 1 таблицу. Список использованной литературы содержит 64 наименования.

Краткое содержание диссертационной работы

Во введении содержится обоснование актуальности темы исследований, сформулирована цель работы и перечислены задачи исследований, приводится краткое содержание работы, отмечается научная новизна и практическая значимость полученных результатов, формулируются положения, выносимые на защиту, а также приводятся сведения об апробации результатов работы.

В Главе 1 описана природа поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), изложена хронология её познания. Подчёркнуто, что ППП относится к классу мод Фано (медленные поверхностные волны). Определены условия существования ППП и способы их генерации, приведён вывод дисперсионных уравнений ППП в 2-х и 3-х слойных структурах. Отмечено, что генерация ППП возможна не только внешним излучением, но и оптическими фононами металлического образца. Причём, поскольку ППП являются неизлучающими волнами, а их длина распространения в ИК диапазоне достигает 1000 λ , то они могут достигать рёбер граней металлических тел и давать заметный вклад в ьепловое излучение этих граней. Подчёркнуто, что целью диссертационной работы является теоретическое и экспериментальное обоснование гипотезы о плазмонной природе повышенной излучательной способности рёбер граней металлических предметов.

Глава 2 посвящена разработке аналитических моделей спектров ТППП на "элементарной" площадке и линейном образце с использованием квантовомеханического подхода, в котором совокупность всех ТППП рассматривается как идеальный двумерный "газ", подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна. Полученные формулы для спектра ТППП учитывают диэлектрическую проницаемость металла и её зависимость от температуры. Выполнено сравнение спектров ТППП и АЧТ; установлено, что спектры ТППП не подчиняются классическим законам теплового излучения в силу двумерности излучателя, наличия джоулевых потерь, зависимости столкновительной частоты электронов проводимости от температуры и частотной поглощения дисперсии ТППП.

В Главе 3 приведены результаты экспериментов по детектированию вклада ТППП в тепловое излучение металлических тел и обнаружению фактов, подтверждающих плазмонную природу повышенной излучательной способности рёбер плоских граней металлических излелий. Описаны объекты исследований и применённые измерительные приборы. Приведены две схемы применённых измерительных установок для линейного и углового сканирования теплового излучения, испускаемого гранями и рёбрами исследуемого образца - дюралюминиевого параллелепипеда. Выполнен анализ полученных результатов, который позволил нам отвергнуть предположение о том, что установленные факты можно объяснить генерацией фононами не только ТППП, но и мод Брюстера. Перечислены возможные применения ИК ТППП для пассивного оптического контроля проводей поверхности, для создания нового типа широкополосных источников ИК излучения, в тепловидении, пирометрии, рефрактометрии металлов.

Положения, выносимые на защиту

- Аналитическая модель спектра термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП), генерируемых на "элементарной" площадке поверхности металлического тела, учитывающая диэлектрическую проницаемость материала тела и её зависимость от температуры;
- 2. Энергия поля всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу, а не четвёртой степени температуры, как в случае абсолютно чёрного тела (АЧТ);
- Аналитическая модель спектра ТППП, поступающих на край линейного (и полосового) образца;
- Спектр ТППП, поступающих на край грани металлического тела, смещён в низкочастотную область относительно спектра АЧТ на величину, пропорциональную протяжённости грани;
- 5. Приращение интенсивности *p*-компоненты теплового излучения от ребра плоской грани металлического образца, наблюдаемого под углом примерно 2° к плоскости грани, обусловлено дифракцией ТППП, порождённых на этой грани и дифрагирующих на её ребре.

<u>Достоверность</u> полученных результатов подтверждается, в первую очередь, соответствием результатов численных расчётов, выполненных по разработанных нами аналитическим моделям, и экспериментальных данных, полученных при выполнении диссертационной работы, а также другими исследователями явления термогенерации ППП ИК диапазона.

Методология исследования основана на использовании квантовомеханической модели генерации ППП оптическими фононами металлического образца, в которой совокупность всех ТППП представляется как идеальный двумерный "газ", подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна, с учётом природы ΤΠΠΠ ансамбля слабо электромагнитной как затухающих эванесцентных *р*-поляризованных электромагнитных волн, фазовая и групповая скорости которых близки к скорости света в окружающей среде.

<u>Личный вклад автора</u>. Результаты диссертационной работы, получены либо лично автором, либо совместно с соавторами работ, опубликованных по теме диссертации, причём вклад диссертанта был определяющим.

Апробация диссертационной работы.

По материалам диссертации опубликованы 12 работах, в том числе 3 статьи в реферируемых журналах из списка ВАК, 3 патента РФ на изобретения, а также - 6 тезисов докладов на всероссийских и международных н/т конференциях. Материалы диссертации неоднократно докладывались на семинарах кафедры теоретической физики и механики факультета физико-математических и естественных наук РУДН. Полный перечень публикаций соискателя приведён отдельным списком в конце диссертации.

Глава 1

Природа и способы генерации поверхностных плазмон-поляритонов

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) являются разновидностью поверхностных электромагнитных волн, направляемых поверхностью материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью, в частности, - металлами в видимом и инфракрасном диапазонах. Они представляют собой комплекс волны свободных зарядов на поверхности металла и *p*-поляризованной неизлучающей (эванесцентной) электромагнитной волны. Поле ППП локализовано у поверхности, а длина их распространения в ИК диапазоне ~1000 λ ; что объясняет высокую чувствительность характеристик ППП к состоянию поверхности.

В 1907-1909 годах немецкими физиками Ценнеком и Зоммерфельдом было установлено, что в радиодиапазоне на границе раздела двух сред, одна из которых является поглощающей, может существовать поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ) с экспоненциальным распределением напряжённости поля в обеих средах [16, 17]. Волны такого типа получили название моды Ценнека-Зоммерфельда. В 1941 году Фано доказал, что такие же волны могут существовать и в оптическом диапазоне[18]. В отличие от радиодиапазона, ПЭВ оптического диапазона называют модами Фано.

В 1957 году американец Ритчи, основываясь на электронной теории проводимости металлов Друде, рассматривающей металл как электронно-ионную плазму, установил, что на поверхности металлов могут быть возбуждены коллективные колебания свободных электронов связанные с эванесцентной электромагнитной волной, которые были названы им поверхностными плазмонполяритонами (ППП) [19].

В 1968 году немецкий физик А. Отто по углу возбуждения ППП методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) определил оптические постоянные серебра в видимом диапазоне [20]. В 2012 году А.В. Кукушкин и его коллеги [21] скрупулёзно рассмотрели вопрос о терминологии ПЭВ, существующих на границе «вакуум – поглощающая среда», и аналитически доказали, что ПЭВ на границе «вакуум - металл» имеют одинаковые фазовую и групповую скорости (близкие к скорости света, но меньше её), и могут существовать при условии, что вещественная часть диэлектрической проницаемости металла меньше -0.75; такие моды следует относить к классу мод Фано (медленные поверхностные волны). У гипотетических же мод Ценнека (быстрые поверхностные волны), существование которых было предсказано для границы «воздух – морская вода», групповая скорость превышает скорость света, что невозможно; поэтому авторы работы [21] уподобили моды Ценнека волне-призраку (подобно флогистону в электричестве).

В данной главе описана природа ПЭВ на границе «металл-диэлектрик», исследованы особенности их распространения в ИК диапазоне, определены условия их существования и способы генерации на поверхности металлических тел.

1.1. Дисперсионное уравнение ПЭВ в структуре "металл-диэлектрик"

Дисперсионное уравнение ПЭВ устанавливает взаимосвязь между частотой поверхностной волны ω и тангенциальной составляющей $k_x = k'_x + j \cdot k''_x$ (где *j* – мнимая единица) её комплексного волнового числа [1].

Рассмотрим возможность существования ПЭВ на плоской границе раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Пусть плоская электромагнитная волна с циклической частотой ω падает со стороны среды с диэлектрической проницаемостью ε_2 на поверхность проводника с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + j \cdot \varepsilon_1''$. Из-за скачка нормальной составляющей электрического поля E_z на поверхности проводника будут наведены заряды с плотностью $\sigma = E_{1z} - E_{2z}$. Колебание этих зарядов образуют поверхностную волну, двигающую вдоль оси *x* по границе раздела сред:

$$\sigma(x,t) = \sigma_o \cdot exp[j \cdot (k_x \cdot x - \omega \cdot t)].$$
(1)

Поскольку тангенциальная составляющая поля E_y не испытывает скачка на поверхности проводника и, следовательно, не наводит поверхностных зарядов, то ПЭВ может быть возбуждена только *p*-поляризованной волной, имеющей отличную от нуля нормальную составляющую электрического поля E_z .



Рис.1. Падение плоской электромагнитной волны из прозрачной среды с диэлектрической проницаемостью ε_2 на поверхность проводника с $\varepsilon_1(\omega)$.

Так как, поле ПЭВ затухает по обе стороны от границы раздела, то опишем распределение электрических составляющих её поля следующими выражениями:

$$E_2 = E_o \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x - k_{2z} \cdot z), \, \text{при z} \quad 0,$$
(2-1)

$$E_1 = E_o \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x + k_{1z} \cdot z), \text{ при z} \quad 0,$$
(2-2)

где $k_{iz} = \sqrt{k_x^2 - k_o^2 \cdot \varepsilon_i}$ - нормальные составляющие волнового числа ПЭВ в средах с индексами *i*=1 и 2, $k_o = \frac{\omega}{c}$, *c* – скорость света в вакууме.

Подставим выражения (2-1), (2-2) в волновое уравнение для *х*-компоненты электрического поля:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \varepsilon_i \cdot k_o^2 \cdot E_x - \frac{\partial^2 E_z}{\partial x \partial z} = 0.$$
(3)

Откуда получим соотношение между компонентами E_x и E_z :

$$E_{1z} = -j \cdot \frac{k_x}{k_{2z}} \cdot E_{1x}$$
 (z 0), (4-1)

$$E_{2z} = j \cdot \frac{k_x}{k_{2z}} \cdot E_{2x}$$
 (z 0). (4-2)

Из граничного условия непрерывности нормальной составляющей вектора электрической индукции при *z* = 0 получим:

$$\varepsilon_2 \cdot E_{2z} = \varepsilon_1 \cdot E_{1z} \,. \tag{5}$$

Подставив выражения (4-1) и (4-2) в соотношение (5), получим:

$$\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} \cdot E_{2x} = -\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} \cdot E_{1x}.$$
(6)

Учитывая равенство тангенциальных составляющих электрического поля $E_{2x} = E_{1x}$ при z = 0, последнее уравнение принимает вид:

$$\frac{\varepsilon_2}{k_{2z}} = -\frac{\varepsilon_1}{k_{1z}} . \tag{7}$$

И, наконец, подставив выражения для k_{1z} и k_{2z} в формулу (7), получим дисперсионное уравнение ПЭВ для гладкой границы раздела двух сред:

$$k_x = k_o \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad . \tag{8}$$

Поскольку вещественные части величин k_{1z} и k_{2z} положительны, а ε_2 также больше нуля, то из (7) следует, что ПЭВ существуют только при условии, что $\varepsilon_1^{'} < -\varepsilon_2$ (в случае границы раздела «проводник – вакуум», - при $\varepsilon_1^{'} < -1$).

Так как металл является поглощающей средой, то, для описания связи ε_1 и частоты ω падающего излучения, воспользуемся моделью Друде для диэлектрической проницаемости металлов [22]. Моделью Друде можно пользоваться лишь в случае нормального скин-эффекта, когда между током и полем в металле справедлива локальная связь, и длина свободного пробега электрона l_e значительно меньше глубины проникновения поля в металл δ_1 . Если же $l_e \approx \delta_1$, то между двумя последовательными соударениями электрон двигается в поле с различной напряжённостью, что приводит к нелокальной связи между током и полем. В этом случае электрическое поле затухает в металле не по экспоненте и представление о диэлектрической проницаемости теряет смысл. Для металлов в ИК диапазоне, а для благородных металлов (*Ag, Au, Cu*) даже и в видимом диапазоне, характерен слабо аномальный скин-эффект, что позволяет использовать приближение Друде в названных диапазонах частот.

В случае нормального скин-эффекта диэлектрическую проницаемость металла $\varepsilon_1 = \varepsilon_1^{'} + j \cdot \varepsilon_1^{''}$ представляют в виде [22]:

$$\varepsilon_{1}^{'} \approx 1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \omega_{\tau}^{2}}, \quad \varepsilon_{1}^{''} \approx \frac{\omega_{p}^{2} \cdot \omega_{\tau}}{\omega \cdot (\omega^{2} + \omega_{\tau}^{2})}, \quad (9)$$

где $\omega_p = \sqrt{4 \cdot \pi \cdot N \cdot \frac{e^2}{m^*}}$ - плазменная частота, N – плотность свободных электронов, e и m^* - заряд и эффективная масса электрона, ω_{τ} – столкновительная частота электронов проводимости. Поскольку для металлов с высокой проводимостью $\omega_p \approx 10^{16}$ Гц и $\omega_\tau \approx 10^{14}$ Гц [23], то, в приближении $\omega >> \omega_\tau$, имеем: $\varepsilon'_1 \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2$. Тогда из условия $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$ (когда $k_x \to \infty$), эквивалентного условию $1 - \omega_p^2 / \omega^2 = -\varepsilon_2$ получим, что предельная частота ω_{max} , при которой возможно существование ПЭВ на границе «металл – вакуум ($\varepsilon_2 = 1$)», определяется выражением: $\omega_{max} = \omega_p / \sqrt{2}$.



Рис.2. Дисперсионная кривая ПЭВ на плоской границе "проводник с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{1}^{'}$ - диэлектрик с ε_{2} ".

Причём, фазовая скорость ПЭВ $\mathscr{G}_{\phi}^{\Pi \mathcal{B}B} = \omega/k'_x$ меньше скорости света в диэлектрике с ε_2 и стремится к ней при $\omega \to \omega_{TO}$, где ω_{TO} - частота длинноволновых $(k_x \approx 0)$ оптических фононов [24]. Поэтому дисперсионная кривая ПЭВ, представленная на рис.2, лежит правее прямой $\omega = c \cdot k'_x / \sqrt{\varepsilon_2}$ (соответствующей дисперсии плоской волны в среде с ε_2) и не пересекает её. Это означает, что ПЭВ являются нерадиационными волнами, т.е. они не могут излучаться в среду

с ε_2 и не возбуждаются плоской волной при её непосредственном падении из этой среды на гладкую поверхность проводника.

1.2. Основные характеристики ПЭВ и их дисперсия

Вектор электрического поля ПЭВ лежит в плоскости x - z (см. Рис.1), причём, в соответствии с выражениями (4), компоненты E_{1z} и E_{2z} сдвинуты между собой по фазе на 180°. Распределение поля ПЭВ представлено на Рис.3. В направлении $\pm z$ напряжённость поля ПЭВ уменьшается по экпонентам $exp(-k_{2z} \cdot |z|)$ и $exp(-k_{1z} \cdot |z|)$ в диэлектрике и проводнике, соответственно. Поэтому важной характеристикой ПЭВ является глубина проникновения δ_i (i – номер среды) их поля в данную среду, определяемая как расстояние вдоль оси z на котором интенсивность поля ПЭВ убывает в $e \approx 2,718$ раз. Величину δ_i рассчитывают по формуле [1]: $\delta_i = 1/Re(k_{iz})$.



Рис.3. Распределение поля ПЭВ на границе «металл с $\varepsilon_1(\omega)$ – диэлектрик с ε_2 ».

Поскольку $\omega >> \omega_{\tau}$, то из (9) следует, что: $\varepsilon_{1}^{'} \approx 1 - \omega_{p}^{2} / \omega^{2}$ и $\varepsilon_{1}^{''} \approx 0$. Тогда дисперсионное уравнение (8) принимает вид:

$$k_x^2 \approx \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \cdot \frac{\varepsilon_2 \cdot \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)}{\varepsilon_2 + \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)} . \tag{10}$$

Уравнение (10) имеет два решения. Первое со знаком «-» соответствует моде Фано, второе со знаком «+» соответствует моде Брюстера [25].

Подставив (10) в формулу для расчёта глубины проникновения поля ПЭВ в окружающую среду $\delta_2 = [Re(k_{2z})]^{-1}$, получим:

$$k_{2z} \approx \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \sqrt{\frac{\omega^2 + \omega_p^2 \cdot (\varepsilon_2 - 1)}{\omega^2 \cdot (\varepsilon_2 + 1) - \omega_p^2}}$$
(11)

Учитывая, что $\varepsilon_2 \approx 1$ и ω/ω_p 1, разложим выражение (11) в ряд Тейлора:

$$k_{2z} \approx \frac{\omega^2}{c \cdot \omega_p} \cdot j \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \varepsilon_2\right) \cdot \left(\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\right) + \dots\right) \approx \frac{\omega^2}{c \cdot \omega_p} \cdot j \cdot \sqrt{\varepsilon_2} = 2\pi \cdot j \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda^2}.$$
 (12)

Тогда формула для оценки глубины проникновения поля ПЭВ в воздух:

$$\delta_2 = \frac{1}{\left| j \cdot k_{2z} \right|} \approx \frac{c \cdot \omega_p}{\sqrt{\varepsilon_2} \cdot \omega^2} = \frac{\lambda^2}{2\pi \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \lambda_p} \tag{13}$$

Выполнив аналогичную оценку для δ_1 , получим:

$$k_{1z} \approx \left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c \cdot \omega_p}\right) \cdot j \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \varepsilon_2\right) \cdot \left(\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\right) + \dots\right) \approx \left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c \cdot \omega_p}\right) \cdot j \approx j \cdot \frac{\omega_p}{c}.$$
 (14)

Откуда имеем:

$$\delta_1 = \frac{1}{\left| j \cdot k_{1z} \right|} \approx \frac{c}{\omega_p} = \frac{\lambda_p}{2\pi}.$$
(15)

Из формул (13) и (15) следует, что глубина проникновения поля ПЭВ в металл δ_1 практически не зависит от частоты излучения, зато величина $\delta_2 \approx \omega^{-2}$. Так, например, и для алюминия с $\omega_p \approx 119\ 000\ \text{см}^{-1}$ и для серебра с $\omega_p \approx 73\ 000\ \text{см}^{-1}$) величина $\delta_1 \approx 25$ нм, независимо от ω . Но глубина проникновения поля ПЭВ δ_2 в воздух при $\lambda = 100$ мкм достигает 20 мм, в то время как при $\lambda = 0.6$ мкм величина $\delta_2 \approx 1$ мкм.

Другой важной характеристикой ПЭВ, наряду её фазовой скоростью \mathcal{G}_{Φ} и глубиной проникновения δ_i , является коэффициент затухания $\alpha = 2 \cdot k_x^{"}$, обусловленный джоулевыми потерями в металле. Вследствие этого усреднённый вектор Пойнтинга ПЭВ направлен не строго параллельно границе раздела, а под некоторым углом к ней в сторону металла; это означает, что по мере распространения ПЭВ энергии её поля переносится из диэлектрика в металл. Чаще, однако, используют величину обратную α - длину распространения ПЭВ *L*, равную расстоянию, на котором интенсивность поля ПЭВ уменьшается в $e \approx 2,718$ раз.

Ещё одной характеристикой ПЭВ является фактор усиления *A* интенсивности излучения при фотонном возбуждении ПЭВ. Явление усиления интенсивности объясняется тем фактом, что поверхность проводника играет роль оптического резонатора. Установлено, что фактор *A* определяется, в основном, соотношением действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости

металла [26]: $A = \frac{\left|E(\varepsilon_2/\varepsilon_1)\right|^2}{\left|E(\varepsilon_2)\right|^2} \approx \frac{\left|\varepsilon_1^{\prime}\right|^2}{\varepsilon_1^{\prime}}$, где $E(\varepsilon_2/\varepsilon_1)$ - напряжённость поля на границе

"металл - диэлектрик", $E(\varepsilon_2)$ - напряжённость поля падающей волны.

Поскольку поле ПЭВ сосредоточено непосредственно над металлом, то характеристики ПЭВ очень чувствительны к вариациям свойств приповерхностной области. Этот факт используют в оптических методах контроля поверхности с генерацией ПЭВ зондирующим излучением [27].

1.3. ПЭВ в структуре "металл – слой диэлектрика – диэлектрическая среда"

На поверхности металла, как правило, находится либо окисный слой, либо слой адсорбата. Поэтому, с точки зрения применения ПЭВ в оптических методах контроля поверхности, представляет интерес изучить зависимость характеристик ПЭВ от параметров слоя диэлектрика на поверхности металла.

Получим дисперсионное уравнение ПЭВ для трёхслойной структуры "металл с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + j \cdot \varepsilon_2'' - слой погло$ $щающего диэлектрика толщиной <math>d \le \lambda$ с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + j \cdot \varepsilon_2'' - окружающая среда с проницаемостью <math>\varepsilon_3 > 0$ " (Рис.4).



Рис.4. Распределение поля ПЭВ в трёхслойной структуре: 1 – металл, 2 – слой диэлектрика, 3 – окружающая среда.

Запишем выражения для магнитной составляющей поля ПЭВ в трёх средах:

$$H_{1y} = A \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x + k_{1z} \cdot z) \qquad (z < 0),$$

$$H_{2y} = [B_1 \cdot exp(-k_{2z} \cdot z) + B_2 \cdot exp(k_{2z} \cdot z)] \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x) \qquad (0 < z < d), \qquad (16)$$

$$H_{3y} = C \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x - k_{3z} \cdot z) \qquad (z > d).$$

Подставив выражения (16) в уравнение Максвелла

$$rot\left(\overrightarrow{H}\right) = -j \cdot \varepsilon \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \overrightarrow{E}, \qquad (17)$$

получим выражения для электрической составляющей поля ПЭВ:

$$\begin{split} &\omega \cdot j \cdot E_{1x}/c = \frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} \cdot A \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x + k_{1z} \cdot z), \ \text{при} \ (z < 0) \\ &\omega \cdot j \cdot E_{2x}/c = \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} \cdot \left[-B_1 \cdot exp(-k_{2z} \cdot z) + B_2 \cdot exp(k_{2z} \cdot z) \right] \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x), \ (0 < z < d) \\ &\omega \cdot j \cdot E_{3x}/c = -\frac{k_{3z}}{\varepsilon_3} \cdot C \cdot exp(j \cdot k_x \cdot x + k_{3z} \cdot z), \ \text{при} \ (z > d). \end{split}$$

Используя граничные условия непрерывности компонент E_x и H_y на границах раздела z = 0 и z = d, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} A = B_1 + B_2 \\ B_1 \cdot exp(-k_{2z} \cdot d) + B_2 \cdot exp(k_{2z} \cdot d) = C \cdot exp(-k_{3z} \cdot d) \\ \frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} \cdot A = \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} \cdot (-B_1 + B_2) \\ \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} \cdot [-B_1 \cdot exp(-k_{2z} \cdot d) + B_2 \cdot exp(k_{2z} \cdot d)] = -\frac{k_{3z}}{\varepsilon_3} \cdot C \cdot exp(-k_{3z} \cdot d) \end{cases}$$
(18)

Решив систему (18) относительно волнового числа k_x , получим искомое дисперсионное уравнение ПЭВ для трёхслойной структуры [1]:

$$\left(1 + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) \cdot \left(1 + \frac{k_{3z}}{k_{2z}} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}\right) = exp\left(-2 \cdot k_{2z} \cdot d\right) \cdot \left(1 - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) \cdot \left(1 + \frac{k_{3z}}{k_{2z}} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}\right),$$
(19) где $k_{iz} = \sqrt{k_x^2 - (\omega/c)^2 \cdot \varepsilon_i}, i = 1, 2, 3$ – индекс среды.

Уравнение (19) является трансцендентным; его решают численно с использованием компьютера. Ситуация упрощается в случае достаточно тонкого слоя, толщина которого удовлетворяет условию $k_{2z} \cdot d \ll 1$. Тогда можно получить приближённое выражение для величины приращения Δ волнового числа ПЭВ,

обусловленного наличием слоя на поверхности металла $\Delta \equiv k_x^2 - k_{ox}^2$ (где k_{ox} волновое число ПЭВ на поверхности металла без слоя диэлектрика). Разложив в ряд Тейлора экспоненциальный множитель в уравнении (19) по малому параметру $k_{2z} \cdot d$, получим [28]:

$$\Delta \equiv \Delta' + j \cdot \Delta'' \approx \frac{2 \cdot \omega \cdot d \cdot \varepsilon_3^2}{c \cdot (-\varepsilon_1)^{1/2}} \cdot \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{\varepsilon_2}.$$
(20)

Тогда изменение поглощения ПЭВ, вызванное наличием слоя диэлектрика, можно оценить по приближённой формуле [28]:

$$\alpha - \alpha_o \equiv \left(\frac{1}{L_x} - \frac{1}{L_{ox}}\right) \approx \omega \cdot \Delta'' / \left(c \cdot \sqrt{\varepsilon_3}\right), \tag{21}$$

где $\Delta'' = \frac{2d \cdot \omega}{c \cdot \sqrt{-\varepsilon_1'}} \cdot \frac{\left[\left(\varepsilon_2'\right)^2 + \left(\varepsilon_2''\right)^2 - \varepsilon_2'\right] \cdot \varepsilon_1'' / (-2 \cdot \varepsilon_1') + \varepsilon_2''}{\left(\varepsilon_2' + \varepsilon_2'' \cdot \varepsilon_1'' / 2 \cdot \varepsilon_1'\right)^2 + \left(\varepsilon_2'' + \varepsilon_2' \cdot \varepsilon_1'' / 2 \cdot \varepsilon_1'\right)^2};$

 α_o и L_{ox} - коэффициент поглощения и длина распространения ПЭВ на границе "металл – вакуум"; α и $L_x = L_{ox}/(1 + \omega \cdot \Delta'' \cdot L_{ox}/c)$ - коэффициент поглощения и длина распространения ПЭВ при наличии слоя. Видно, что слой на металле изменяет поглощение ПЭВ. Поскольку обычно $\varepsilon'_2 > \varepsilon_3$, то наличие слоя приводит к увеличению поглощения ПЭВ, даже если плёнка прозрачна; это происходит вследствие перераспределения поля ПЭВ при нанесении слоя из окружающей среды в металл.

Отметим и возможность соотношения $\varepsilon'_2 < \varepsilon_3$; в этом случае наличие слоя с ε'_2 приведёт к уменьшению поглощения и возрастанию длины распространения ПЭВ *L* [29].

1.4. Способы генерации ПЭВ

Как следует из уравнения (8), волновой вектор ПЭВ k_x превосходит волновой вектор плоской волны в окружающей среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 > 0$ ($k_x > k_o \cdot \sqrt{\varepsilon_2}$); отсюда следует нерадиационность ПЭВ на идеально однородной границе "металл-диэлектрик", то есть невозможность конверсии ПЭВ в объёмную волну. Согласование волновых векторов (и фазовых скоростей) объемного излучения и ПЭВ возможно либо методом НПВО с использованием призмы с $\varepsilon_p > \varepsilon_2$, основание которой внедрено в поле ПЭВ, либо – путём дифракции излучения внешнего источника на той или иной неоднородности волноведущей структуры (планарной дифракционной решётке, шероховатости или неоднородности поверхности металла, крае экрана у этой поверхности и т.п.) [1].

Перечислим и другие известные методы генерации ПЭВ, такие как: воздействие на проводящую поверхность пучком заряженных частиц [30], туннелирование электронов через слой диэлектрика в М-Д-М (или М-Д-П) структурах [31], взаимодействие возбуждённых дипольных молекул адсорбата с проводящей поверхностью [32, 33], термостимулированное возбуждение ППП при нагревании проводящего образца [2, 9].

Рассмотрим более подробно методы генерации ПЭВ излучением внешнего источника, поскольку именно они используются в оптических измерениях, а также – метод термической генерации ППП, как имеющий непосредственное отношение к теме диссертации.

1.4.1. Возбуждение ПЭВ излучением внешнего источника

В оптических измерениях видимого и ближнего ИК диапазонов чаще используют метод НПВО как обеспечивающий бесконтактность и высокую эффективность преобразования объёмной волны в поверхностную. По взаимному расположению призмы и образца, различают две основные схемы метода НПВО: схему Отто, применяемую в основном для непрозрачных образцов [20], и схему Кречманна, применяемую в основном для прозрачных образцов [34].



Рис.5. (а) - Схема Отто; (б) - схема Кречманна метода НПВО.

В схеме Отто (Рис.5а) основание призмы располагают на расстоянии *h* (в видимом дипазоне $h \approx \lambda$, в среднем ИК диапазоне $h \approx 10\lambda$) от поверхности проводника. Излучение источника с частотой ω^* падает на основание призмы с $\varepsilon_p > \varepsilon_2$ под углом φ , большим критического угла $\varphi_{\kappa p}$. Поле падающей волны, затухая по экспоненте, проникает в зазор под призмой и достигает поверхности проводника, наводя на ней волну плотности свободных электронов, которая движется со скоростью $\mathcal{G}_{\phi}^3 = c/(\sqrt{\varepsilon_2} \cdot \sin \varphi)$. При некотором угле $\varphi = \varphi_o$ достигается синхронизм фазовых скоростей $\mathcal{G}_{\phi}^3 = \mathcal{G}_{\phi}^{\Pi 3B}$ (точка A на Рис.6), что сопровождается возбуждением ПЭВ.



Рис.6. Дисперсионная кривая ПЭВ на границе раздела «металл с $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon'_1 + j \cdot \varepsilon''_1$ – окружающая среда с $\varepsilon_2 > 0 \gg [1]$.

В схеме Кречманна проводящий образец в виде прозрачной плёнки толщиной *d* наносится непосредственно на основание призмы (рис.5б). В этом случае имеются две границы раздела, вдоль которых могут распространяться ПЭВ с различными фазовыми скоростями. Однако возбуждение ПЭВ при этом возможно только на границе раздела «проводящая плёнка – окружающая среда с ε_2 », что очевидно из анализа дисперсионных кривых (рис.6). Аналогично схеме Отто, поле плоской волны, которая падает на основание призмы под углом $\varphi > \varphi_{\kappa p}$, затухает по экспоненте, проникает сквозь плёнку и достигает внешней поверхности плёнки, на которой, при согласовании фазовых скоростей \mathcal{G}^3_{ϕ} и $\mathcal{G}^{\Pi \supset B}_{\phi}$, происходит возбуждение ПЭВ (точка A на рис.6). В случае генерации ПЭВ излучением источника методом дифракции, параллельная поверхности компонента волнового вектора излучения, падающего на поверхность, увеличивается на величину волнового вектора, связанного с Фурье–компонентами неровностей (или неоднородностей) поверхности или с периодом решётки. Если неоднородностью является дифракционная решётка с периодом Л, то генерация ППП имеет место при выполнении равенства [1]:

$$k_x = k_o \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \sin\varphi + p \cdot \frac{2\pi}{\Lambda}, \qquad (22)$$

где *p* – целое число.



Рис. 7. Преобразование излучения источника в ПЭВ с помощью планарной дифракционной решётки, имеющей период Λ.

1.4.2. Возбуждение ППП оптическими фононами проводящего тела

Тепловые колебания ионов кристаллической решётки проводника приводят к появлению переменной составляющей дипольных моментов элементарных ячеек кристаллической решетки на частотах оптических фононов. Вторая производная этих моментов по времени отлична от нуля, поэтому колеблющиеся (относительно положения равновесия) ионы в кристалле порождают электромагнитные поля, которые, при определённых условиях, могут выйти из кристалла и представляют собой тепловое излучение тела.

У поверхности кристалла частота колебаний ионов иная, причём их волновой вектор параллелен поверхности и может быть как меньше (по модулю), так и больше волнового числа $k_o = \omega/c$ объёмной волны в окружающей среде (обычно – вакуум или воздух). В первом случае ионы порождают *моды Брюстера*, излучающие объёмные волны в окружающее пространство, во втором – порождаемое электромагнитное поле является эванесцентным (затухающим по экспонентам, как в окружающей среде, так и в кристалле) и не может оторваться от поверхности (иначе, нарушался бы закон сохранения импульса для тангенциальной компоненты волнового вектора). Это эванесцентное поле *p*-поляризовано и, распространяясь вдоль поверхности, вызывает поперечные (относительно границы раздела) колебания свободных электронов проводящего кристалла; такой комплекс эванесцентной *p*-поляризованной волны и волны плотности свободных зарядов в приповерхностной области и получил название *поверхностных плазмон-поляритонов* (ППП) [23, 2, 3].

Наряду с электродинамическим подходом к пониманию природы термостимулированных ППП (ТППП), возможен и статистический подход с использованием квантово-механической модели, в котором совокупность всех ТППП (с различными частотами) представляется как идеальный двумерный "газ", подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна [35, 4, 15]. Статистический подход позволяет более достоверно оценить вклад ТППП в тепловое излучение металлических тел и будет применён нами для этой цели в Главе 2.

1.5. Тепловое излучение поверхности металлического тела

Тепловым излучением называют электромагнитное излучение, испускаемое нагретыми телами за счет их внутренней энергии. В случае термодинамического равновесия, такое излучение называется *равновесным*. Спектр равновесного излучения эквивалентен спектру абсолютно черного тела (АЧТ) и описывается законом Планка.

Спектральная плотность энергии теплового излучения тела $u(\omega, T)$ (размерность $[u] = \mathcal{A} \times c/M^3$) зависит от его температуры *T*. Поток энергии, испускаемый единицей поверхности излучающего тела в единицу времени во всех направлениях (в пределах угла 4π), называют энергетической светимостью тела *R* (размерность $[R] = Bm/M^2$). Величина *R* связана со спектральной плотностью $u(\omega, T)$ соотношением:

$$R(T) = c \cdot \int_{0}^{\infty} u(\omega, T) d\omega, \qquad (23)$$

где с – скорость света в окружающей среде.

В 1856 году Кирхгоф сформулировал закон для АЧТ: отношение спектральной плотности $u(\omega,T)$ к поглощательной способности $\alpha(\omega,T)$ не зависит от природы тела; оно является функцией частоты и температуры:

$$\frac{u(\omega,T)}{\alpha(\omega,T)} = f(\omega,T) .$$
(24)

Для объяснения зависимости $u(\omega,T)$, Макс Планк предположил, что процессы излучения и поглощения энергии электромагнитной волны нагретым телом происходит не непрерывно, как это полагали в классической физике, а определёнными порциями – *квантами*. Формула Планка определяет спектральную плотность энергии теплового излучения АЧТ, находящегося в тепловом равновесии, при данной температуре T и частоте ω (длине волны λ) как [36]:

$$u(\omega,T) = \frac{\hbar \cdot \omega^{3}}{c^{3} \cdot \pi^{2}} \cdot \frac{1}{exp\left(\frac{\hbar \cdot \omega}{K \cdot T}\right) - 1};$$
(25)

$$u(\lambda,T) = \frac{8\pi \cdot h \cdot c}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{exp\left(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot K \cdot T}\right) - 1},$$
(26)

где: $\hbar = h/2\pi = 1,0545718 \times 10^{-34} \, (Дж.c)$ - приведённая постоянная Планка, $K = 1,38064852 \times 10^{-23} \, (Дж/К)$ – постоянная Больцмана.

В ИК диапазоне спектр АЧТ хорошо описывается более простой формулой Рэлея – Джинса [37]:

$$u(\omega,T) \approx \frac{\omega^2}{\pi^2 \cdot c^3} \cdot K \cdot T \,. \tag{27}$$

Энергия теплового излучения определяется законом Стефана – Больцмана: мощность излучения АЧТ (интегральная мощность по всему спектру) с единичной площадки поверхности прямо пропорциональна четвёртой степени температуры тела:

$$R(T) = \sigma \cdot T^4, \tag{28}$$

здесь $\sigma \approx 5.67 \left[\text{Bt} / \left(\text{M}^2 \cdot K^4 \right) \right]$ - постоянная Стефана-Больцмана.

Эксперименты, выполненные в конце 90-х годов XIX века, показали, что с увеличением температуры максимум спектра АЧТ смещается в область коротких длин волн, причем произведение длины волн λ_m , соответствующей максимуму спектра, на температуру *T* остается постоянным:

$$\lambda_m \cdot T = b \,. \tag{29}$$

Это соотношение было получено Вином и называется законом смещения Вина.

Ещё одной характеристикой теплового излучения с поверхности твердого тела является его поляризация. Падая на поверхность образца, лучистая энергия частично отражается, частично поглощается. Происходит изменение направления распространения, поляризации и интенсивности излучения. Поляризация излучения зависит от свойства излучающей (отражающей) поверхности. Сведения о степени поляризации, её характере являются источником дополнительной информации об излучательной способности є тела. Степень поляризации излучения чистой полированной поверхности металла повышается по мере увеличения угла φ между направлением испускания и нормалью к плоскости поверхности. Количественно явления отражения и преломления на границе "воздух вещество" описываются формулами Френеля [38]. Из этих формул, применённых к границе раздела "диэлектрик – металл", следует, что при углах падения ф, близких к главному углу падения (при котором фаза р-компоненты отражённого излучения отстаёт от фазы s-компоненты на $\pi/2$), отношение $ho_p/
ho_s$ стремится к минимуму (здесь ρ_p , ρ_s - *p*- и *s*-составляющие коэффициента отражения по мощности); такой угол называют *углом псевдо Брюстера* $\varphi_{\rm Бр}$ (по аналогии с углом Брюстера для границы раздела диэлектриков, при котором $\rho_p = 0$) [39].

Тепловое излучение сильно поляризовано, причём степень его поляризации P зависит от угла наблюдения φ . Для металлов в среднем и дальнем ИК диапазонах, где $\varepsilon'_1 \equiv n^2 + k^2 >> 1$, величину P можно оценить по формуле [36]:

$$P \approx \frac{\left(n^2 + k^2 - 1\right) \cdot \sin\varphi}{\left(n^2 + k^2 + 1\right) \cdot \left(1 + \cos^2\varphi\right) + 4n \cdot \cos\varphi},\tag{30}$$

где *n* и *k* – показатели преломления и поглощения металла, соответственно.

1.6. О возможном вкладе ТППП в тепловое излучение грани металлического тела

Вклад термостимулированных ППП (ТППП) в тепловое излучение плоской грани металлического тела в направлениях близких к нормали не может быть значительным, поскольку, как отмечалось выше, ППП на гладкой и однородной границе "металл-диэлектрик" являются неизлучающими ПЭВ. Однако размеры граней реальных тел ограничены, и сравнимы с длиной распространения ИК ППП. Поэтому ИК ТППП, порождённые в различных точках грани, могут достигать её рёбер, на которых они дифрагируют и порождают при этом объёмное излучение (ОИ). А поскольку эффективность преобразования ППП в ОИ на прямоугольном ребре металлического тела в воздухе составляет практически 100% [40, 12, 5], то излучательная способность рёбер в *p*-поляризованном (относительно плоскости грани) ИК излучении должна существенно возрастать. Причём, так как ширина диаграммы направленности ОИ, порождаемого дифрагирующими на ребре ИК ППП мала $(1^{\circ} \div 3^{\circ})$ [5, 14], то возрастание излучательной способности рёбер металлических тел должно наблюдаться только в узком секторе углов, примыкающих к плоскостям граней.

На Рис.8 представлены расчётные и измеренные зависимости спектральной излучательной способности є полированной поверхности стали при комнатной температуре от угла наблюдения $\varphi_{\rm Для} \lambda = 10$ мкм. Видно, что при $\varphi \rightarrow \varphi_{\rm Ep}$ излучательная способность для *p*-компоненты ε_p резко возрастает; причём расчётное значение угла псевдо Брюстера $\approx 87^{\circ}$ существенно больше измеренного $\approx 82^{\circ}$, что, по-видимому, обусловлено шероховатостью реальной поверхности и наличием на ней переходного слоя.



Рис. 8. Расчётные (а) и измеренные (б) угловые зависимости излучательной способности ε_p и ε_s для p- и s-компонент теплового излучения с λ=10 мкм, испускаемого с полированной стали, от угла наблюдения φ [41].

В работах [4, 6] проведены результаты исследований теплового излучения с λ =6.8 мкм вблизи края нагретых металлических пластин. На Рис.9 представлено распределение яркостной температуры торца молибденовой пластины, нагретой до 85°C; видно, что рёбра граней пластины имеют яркостную температуру (равную ~170 °C) значительно превышающую термодинамическую температуру (соответствующую яркостной температуре, оцененной по излучению, исходящему от срединной части торца пластины). Это свидетельствует о том, что тепловое излучение, испускаемое с рёбер пластины, содержит значительную добавку, природа которой, возможно, объясняется дифракцией ТППП на рёбрах. Это предположение нуждается в теоретическом обосновании и экспериментальной проверке, что и сделано в данной диссертационной работе.



Рис. 9. Распределение яркостной температуры (оценённой по излучению с λ=6.8 мкм) на торце нагретой до 85°С молибденовой пластины размером 50×15×0.5 мм [6].

Выводы к главе 1

- 1. Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) могут порождаться тепловыми колебаниями (фононами) кристаллической решётки проводящего тела.
- ППП являются неизлучающими ПЭВ; поэтому термостимулированные ППП (ТППП) не дают вклада в тепловое излучение металлических тел, испускаемое в направлениях, не совпадающих с плоскостями граней.
- Длина распространения инфракрасных (ИК) ППП может превышать характерные размеры граней металлических изделий; поэтому ИК ТППП, порождённые в различных точках грани, могут достигать её рёбер.
- Объёмные волны, порождаемые ИК ТППП при дифракции на рёбрах граней металлических тел могут быть причиной повышенной яркостной температуры *p*-компоненты теплового излучения, исходящего от этих рёбер.
- 5. Моды Брюстера обуславливают возрастание интенсивности *p*-компоненты теплового излучения в направлении близком к плоскости грани металлического тела, но измеренное значение угла псевдо Брюстера (≈ 82°) значительно меньше угла «срыва» ТППП (≈ 88°) с ребра этой грани; кроме того, диаграмма направленности излучения мод Брюстера значительно шире диаграммы направленности излучения, порождаемого ТППП при дифракции на ребре грани.

Глава 2

Аналитические модели спектра ТППП и их вклада в тепловое излучение грани металлического тела

Для количественной оценки вклада ТППП в тепловое излучение плоской грани металлического тела необходимо было разработать: 1) аналитическую модель спектра ИК ТППП, а также - модель для расчёта энергии поля всего ансамбля ТППП, генерируемых на "элементарной" площадке грани при различной её температуре; 2) аналитическую модель спектра ИК ТППП, поступающих на край линейного образца (состоящего из последовательно примыкающих друг к другу "элементарных" площадок) из всех других его точек; 3) аналитическую модель спектра ИК ТППП, поступающих в данную точку ребра прямоугольной грани из всех других её точек. Описанию этих моделей, а также – численному моделированию с использованием их, и посвящена данная глава.

2.1. ТППП на "элементарной" площадке поверхности проводящего образца 2.1.1. Спектр ТППП на элементарной площадке

Для анализа явления термогенерации ППП воспользуемся как *квантовомеханическим* подходом, в котором совокупность всех ППП рассматривается как идеальный двумерный "газ", подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна, так и электродинамическим подходом, в котором ППП представлены в виде ансамбля слабо затухающих неизлучающих *p*-поляризованных поверхностных электромагнитных волн [42].

В физике твёрдого тела колебания атомов металлического кристалла представляют в виде совокупности взаимодействующих квантовых гармонических осцилляторов, моделирующей распространение упругих волн, кванты которых называют *фононами*. Фононы относятся к классу бозонов и описываются, как и фотонный "газ" АЧТ, статистикой Бозе-Эйнштейна [35].
Поэтому всю совокупность ТППП (различающихся частотами *ω*) можно представить как двумерный Бозе-газ, подчиняющийся этой статистике.

Предположим, что "ТППП-газ" распределён по (элементарной) площадке с характерным размером меньше длины распространения L_{min} ППП с наибольшей частотой ω_{max} , но больше максимальной длины волны λ_{max} рабочего спектрального диапазона. Тогда на крае такой площадки можно зарегистрировать излучение, порождённое "ТППП-газом", спектр которого может отличаться от планковского спектра АЧТ.

АЧТ замечательно тем, что спектр его излучения определяется только его температурой. В теоретической физике используют модель АЧТ, согласно которой оно рассматривается как непрозрачная замкнутая *D*-мерная "полость" с проводящими стенками размера *l*, имеющими одинаковую температуру *T*. В случае *D*=3 такая "полость" представляет собой куб, а в случае ТППП (*D*=2) - квадрат с проводящей стороной ("стенкой") размером *l*, $\lambda_{max} \ll l \ll L_{min}$. Вследствие интерференции термостимулированных ППП в двумерной "полости" формируется совокупность стоячих волн.

Рассчитаем спектральную плотность энергии ТППП в такой "полости", принимая во внимание следующие факты: 1) у стенок "полости" тангенциальная компонента электрического поля и нормальная компонента магнитного поля ТППП равны нулю; 2) вследствие линейности уравнений Максвелла, любое их решение может быть представлено в виде суперпозиции монохроматических волн; 3) хотя волны могут распространяться внутри "полости" в любом направлении, каждая из них может быть представлена в виде суммы двух взаимно ортогональных волн.

Внутри "полости" перпендикулярно стенкам могут распространяться только ТППП с длиной волны:

$$\lambda_{n_i} = 2l/n_i, \tag{31}$$

где n_i – целые числа, равные числу полуволн, укладывающихся на расстоянии l, i=1, 2 – индекс направления распространения ТППП.

Энергия поля всей совокупности ТППП в "полости" может быть представлена как сумма энергий полевых осцилляторов, соответствующих элементарным волнам. Согласно квантовой механике, энергия линейного осциллятора может принимать только дискретные значения [35]:

$$E_r = (r + 1/2) \cdot \hbar \omega, \qquad (32)$$

где r – число квантов в осцилляторе с частотой ω . Отметим, что для r = 0 энергия осциллятора не равна нулю; она соответствует вакуумной энергии электромагнитного поля и обуславливает эффект Казимира (взаимное притяжение проводящих незаряженных тел под действием квантовых флуктуаций в вакууме).

Для любого набора чисел n_i существует два линейно-независимых решения, соответствующих двум поляризациям фотона. Так как поле ППП имеет *p*поляризацию, при которой вектор электрического поля имеет отличную от нуля нормальную (к поверхности образца) компоненту, то решение, соответствующее *s*-поляризации, принимать во внимание не будем.

Учитывая, что
$$\hbar \omega = h \cdot v = h \cdot \left[V_{cp} \cdot n/(2l) \right]$$
, где: v - частота, $n = \sqrt{\sum_{i=1}^{D} n_i^2}$ - норма

вектора *n*=(*n*₁, ..., *n*_D), а *V*_{*гр*} – групповая скорость ТППП моды, преобразуем выражение (32) для энергии поля *r*-й ТППП моды к виду:

$$E_r = \left(r + \frac{1}{2}\right) \cdot \varepsilon , \qquad (33)$$

где n_1 и n_2 – число полуволн, укладывающихся на отрезках, перпендикулярных противоположным стенкам двумерной "полости"; $\varepsilon = \frac{h \cdot V_{zp}}{2l} \cdot \sqrt{n_1^2 + n_2^2}$ - энергия одного кванта поля ТППП.

Согласно квантовой механике, вероятность, с которой квант электромагнитного поля (в нашем случае – поля плазмона) имеет определённую энергию E_r , рассчитывается по формуле (с.98 в [43]):

$$P_r = \frac{exp(-\beta \cdot E_r)}{Z(\beta)},\tag{34}$$

где $\beta = 1/(K \cdot T)$, K – постоянная Больцмана; $Z(\beta) = \sum_{r=0}^{\infty} exp(-\beta \cdot E_r)$ - статистическая сумма энергии одной моды, которую выбирают такой, что $\sum_{r} P_r = 1$. Для удовлетворения этого условия в случае ТППП, при E_r определяемом выражением (33), величина $Z(\beta)$ должна иметь вид:

$$Z(\beta) = \frac{exp(-\beta \cdot \varepsilon/2)}{1 - exp(-\beta \cdot \varepsilon)}.$$
(35)

Для оценки средней энергии $\langle E \rangle$ каждой ТППП моды, выразим её через статистическую сумму $Z(\beta)$:

$$\left\langle E\right\rangle = \sum_{r} \left(E_{r} \cdot P_{r}\right) = \sum_{r} \left[E_{r} \cdot exp(-\beta \cdot E_{r})\right] / Z = -\frac{1}{Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial \beta} = -\frac{\partial \left[ln(Z)\right]}{\partial \beta}.$$
 (36)

При $Z(\beta)$, определяемом формулой (35), выражение для $\langle E \rangle$ принимает вид:

$$\langle E \rangle = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\varepsilon}{exp(\beta \cdot \varepsilon) - 1}.$$
 (37)

Формула (37), кроме вакуумного члена $\varepsilon/2$, является частным случаем общей формулы для энергии частиц, подчиняющихся статистике Бозе-Эйнштейна.

Поскольку в случае ТППП никаких ограничений на общее число квантов не существует, то химический потенциал при оценке $\langle E \rangle$, в случае ТППП, полагаем равным нулю.

Если оценивать $\langle E \rangle$ относительно основного состояния, то полную энергию *U* всего ансамбля ТППП можно получить, суммируя разность $\langle E \rangle - \varepsilon/2$ по всем разрешённым состояниям плазмонов. Такую оценку можно дать точно только в термодинамическом пределе, когда размер площадки (двумерной "полости") $l \rightarrow \infty$. Отметим, что в случае площадки конечного размера условие $l \rightarrow \infty$ может быть заменено на требование $\lambda_{max} \ll l \ll L_{min}$. В этом пределе спектр энергий ТППП становится непрерывным, и разность $\langle E \rangle - \varepsilon/2$ можно интегрировать по параметру ε .



Рис.10. Круговой сегмент шириной *dn* в фазовом пространстве квантовых чисел ТППП.

Тогда энергию U поля всего ансамбля ТППП, существующего в интервале частот от нуля до плазменной частоты металла $\omega_p/\sqrt{2}$ [1], можно оценить по формуле:

$$U = \int_{0}^{\varepsilon_{p}/\sqrt{2}} \frac{\varepsilon}{exp(\beta \cdot \varepsilon) - 1} \cdot g(\varepsilon) d\varepsilon, \qquad (38)$$

где ε_p – энергия кванта поля ТППП с частотой ω_p ; $g(\varepsilon)d\varepsilon$ - полное число однофотонных состояний с энергиями от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$; $g(\varepsilon)$ - плотность состояний (будет оценена ниже). В формулу (38) не включён вакуумный член ($\varepsilon/2$), поскольку мы условились оценивать энергию относительно основного состояния, т.е. относительно $\langle E \rangle - \varepsilon/2$.

С учётом следующего из выражения для ε равенства $n = 2l\varepsilon/(h \cdot V_{cp})$, диапазон энергий $d\varepsilon$ соответствует круговому сегменту шириной dn в фазовом *n*-пространстве:

$$dn = \frac{2l}{h \cdot V_{zp}} \cdot d\varepsilon \,. \tag{39}$$

Поскольку компоненты вектора *n* должны быть положительными, то этот сегмент, в случае двумерной "полости" с D=2, находится в первом квадранте (Рис.10). Принимая во внимание (39), получим формулу для определения числа фотонных состояний $g(\varepsilon)d\varepsilon$ в интервале энергий $d\varepsilon$:

$$g(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{1}{4} \cdot 2\pi \cdot ndn = \frac{2\pi \cdot l^2}{h^2 \cdot V_{2p}^2} \cdot \varepsilon \cdot d\varepsilon.$$
(40)

Подставив (40) в (38), получим:

$$U = \frac{2\pi \cdot l^2}{h^2} \cdot \int_{0}^{\varepsilon_p/\sqrt{2}} \frac{\varepsilon^2}{V_{cp}^2 \cdot [exp(\beta \cdot \varepsilon) - 1]} d\varepsilon.$$
(41)

Применяя соотношение Планка для энергии кванта электромагнитного поля $\varepsilon = \hbar \cdot \omega$ к полю ТППП, из (41) можно получить выражение для плотности энергии *и* поля всего ансамбля ТППП на единицу двумерного "объёма" в зависимости от температуры *T*:

$$u = \frac{U}{l^2} = \int_{0}^{\hbar\omega_p/\sqrt{2}} u_{\omega}(T) d\omega, \qquad (42)$$

где
$$u_{\omega}(T) \approx \frac{\hbar \cdot \omega^2}{2\pi \cdot V_{cp}^2} \cdot \frac{1}{exp(\hbar \omega \cdot \beta) - 1}$$
 (43)

- спектральная плотность энергии излучения ТППП.

Выразив *ω* через *λ*, получим формулу для расчёта спектра ТППП в зависимости от длины волны:

$$u_{\lambda}(T) = \frac{2\pi \cdot h \cdot V_{zp}}{\lambda^{4}} \cdot \frac{1}{exp(h \cdot V_{zp} \cdot \beta/\lambda) - 1}.$$
(44)

2.1.2. Температурная зависимость энергии всего ансамбля ТППП

Для единицы площади "полости" эта зависимость неявным образом описывается интегралом (42). Чтобы выявить зависимость *u* от *T*, сделаем замену переменных: $x = (\hbar \omega)/(K \cdot T)$. Тогда (42) примет вид:

$$u(T) \approx \frac{2\pi \cdot (K \cdot T)^3}{(h \cdot c)^2} \cdot \int_0^{\hbar \omega_p / \sqrt{2}} \frac{x^2}{exp(x) - 1} dx = A.$$
(45)

Отметим, что в (45) групповая скорость V_{cp} вынесена из-под интеграла и заменена на скорость света *с* на том основании, что в среднем и дальнем ИК диапазоне она отличается от скорости света в окружающей среде всего на сотые доли процента [14, 44]. Поскольку интеграл в последнем выражении является некоторой константой *A*, то из (45) следует, что энергию поля всего ансамбля ТППП в двумерной "полости" объёмом V = l^2 можно оценить по формуле:

$$U \approx \frac{2A \cdot \pi \cdot (K \cdot T)^3}{(h \cdot c)^2} \cdot \mathbf{V} \,. \tag{46}$$

Таким образом, энергия поля всего ансамбля ТППП пропорциональна T^3 , а не T^4 , как в случае АЧТ.

2.1.3. Сравнение температурных зависимостей спектров ТППП и АЧТ

Свойства металла в выражении для спектральной плотности энергии излучения ТППП u_{ω} учитываются групповой скоростью плазмонной моды V_{zp} . Но как отмечалось выше, в среднем и дальнем ИК-диапазонах групповая скорость ППП $V_{zp} \approx c$, поэтому выражение (43) для спектральной плотности энергии излучения ТППП примет вид (где $\omega = 2\pi \cdot f$):

$$u_{\omega}(T) \approx \frac{\hbar \cdot \omega^2}{2\pi \cdot c^2} \cdot \frac{1}{exp(\hbar \omega \cdot \beta) - 1},$$
(47)

Спектральная же плотность энергии излучения АЧТ (формула Планка) описывается выражением [36]:

$$u_{\omega}(T) = \frac{\hbar \cdot \omega^{3}}{\pi^{2} \cdot c^{3}} \cdot \frac{1}{exp(\hbar \omega \cdot \beta) - 1}.$$
(48)

Из сравнения (47) и (48) видно, что величина u_{ω} для ТППП пропорциональна f^2 , а для АЧТ – f^3 . Физической причиной данного факта является различие геометрий излучателей: в случае АЧТ излучатель трехмерный, а в случае ТППП – двумерный.

Для иллюстрации различия спектров излучения ТППП и АЧТ выполним численное моделирование с использованием формул (47) и (48) при различных



Рис. 11. Зависимости $u_{\omega}(f)$, рассчитанные по формуле (47) для ТППП на поверхности кристалла благородного металла при температурах 300, 400 и 500 К.



Рис. 12. Зависимости $u_{\omega}(f)$, рассчитанные по формуле (48) для излучения АЧТ при температурах T = 300, 400 и 500 К.

температурах излучателей. Результаты расчетов для ТППП на поверхности золота (спектры ТППП на золоте, серебре, меди и алюминии слабо отличаются друг от друга в силу выполнения для этих металлов в ИК-диапазоне неравенства $\omega \ll \omega_p$) приведены на Рис. 11, а для АЧТ – на Рис. 12. На осях ординат отложены спектральная поверхностная плотность энергии излучения и спектральная объемная плотность энергии излучения для ТППП и АЧТ, соответственно.

Анализируя графики, приведенные на Рис.11 и Рис.12, можно отметить следующие особенности спектров ТППП по сравнению со спектрами АЧТ: 1) спектры ТППП более узкие, т.е. имеют меньшую частотную «ширину»; 2) максимумы спектров ТППП достигаются при меньших частотах. Отметим, что поскольку спектры ТППП на поверхности золота, серебра, меди и алюминия слабо отличаются друг от друга в силу неравенства $\omega \ll \omega_p$, то эти особенности спектров ТППП справедливы и для других «благородных» металлов в ИК диапазоне.

Чтобы ответить на вопрос, справедлив ли закон Вина для спектра ТППП, возьмём частную производную $du_{\omega}/d\omega$ от выражения (47) и приравняем её нулю:

$$\frac{du_{\omega}}{d\omega} \approx -\frac{\hbar \cdot \omega \cdot \left[2 \cdot \left(\exp(\hbar\omega\beta) - 1\right) - \hbar\omega\beta \cdot \exp(\hbar\omega\beta)\right]}{2\pi c^2 \cdot \left[\exp(\hbar\omega\beta) - 1\right]^2} = 0,$$
(49)

Поскольку ППП существуют в интервале частот $0 < \omega < \omega_p / \sqrt{2}$ [1], то уравнение (49) имеет решение только при равенстве нулю множителя в квадратных скобках числителя производной $du_{\omega}/d\omega$:

$$2 \cdot [exp(x) - 1] - x \cdot exp(x) = 0.$$
⁽⁵⁰⁾

Численное решение уравнения (50) даёт значение $x = \gamma \approx 1.59362$. Таким образом, закон смещения Вина в случае ТППП имеет вид:

$$\omega_{max} = \frac{\gamma}{\hbar} \cdot K \cdot T , \qquad (51)$$

где ω_{max} - частота, при которой интенсивность излучения ТППП максимальна.

Отметим, что закон смещения Вина для ТППП отличается от классического закона Вина для АЧТ только значением константы γ (в случае АЧТ $\gamma \approx 2.82144$). Из этого факта следует, что в случае ТППП чувствительность ω_{max} к изменению температуры ниже, чем в случае АЧТ.

2.2. ТППП на поверхности линейного образца

Широкополосность спектра ТППП открывает перспективу их применения в пассивной спектроскопии проводящей поверхности и её переходного слоя, что особенно актуально в ИК диапазоне, где иные оптические методы (трансмиссионная и отражательная спектроскопия, эллипсометрия) слабо эффективны в силу близости коэффициента отражения металлов к единице и значительного превышения длиной волны зондирующего излучения толщины исследуемого слоя.

В пионерских работах по применению ТППП в ИК спектроскопии [9, 44, 2] для обнаружения вклада ТППП в тепловое излучение кристаллов и анализа спектра этого вклада был применён метод НПВО. Однако применение этого метода в ППП-спектроскопии ИК диапазона во многом нивелирует достоинства зондирования поверхности посредством ППП призма НПВО не только ограничивает длину взаимодействия излучения с объектом и доступ к нему, но и искажает спектр направляемых поверхностью ТППП.

Альтернативным НПВО методом преобразования ТППП в объёмное излучение является метод дифракции ТППП на планарной решётке, сформированной на поверхности образца [45], или на ребре его грани [12, 6]. В этом случае длина пробега ТППП ограничена лишь их затуханием, а искажение спектра при дифракции незначительно. Но при макроскопической длине пробега (~10³·λ) широкополосных ИК ТППП возникает иная причина искажения их спектра – различное затухание спектральных компонент, обусловленное частотной дисперсией диэлектрической проницаемости металла и джоулевых потерь ТППП.

В данном разделе будет предложена аналитическая модель спектра ТППП и потока их излучения на крае линейного образца, а также – зависимость этого спектра от протяжённости образца и его температуры.

2.2.1. Аналитическая модель спектра ТППП линейного образца

Как отмечалось ранее, ППП (а, значит, и ТППП) относятся к классу неизлучающих поверхностных электромагнитных волн; поэтому для стороннего наблюдателя, в случае линейного образца с плоской гранью, ТППП должны проявлять себя только на ребрах грани, на которых они дифрагируют и превращаются в легко обнаруживаемое объёмное излучение. Однако спектр этого излучения должен заметно отличаться от спектра ТППП на произвольной "элементарной" площадке, так как ТППП, поступающие из различных участков грани на данную точку ребра, пробегают различное расстояние и, следовательно, интенсивность их соответствующих гармонических составляющих будет также различна. Этот эффект должен приводить к деформации спектра ТППП, поступающих в данную точку ребра грани образца, относительно спектра ТППП на "элементарной" площадке поверхности грани.

Для моделирования спектра ИК ТППП, генерируемых линейкой излучателей с характерным размером *r* каждый, используем полученную в п.2.1.1 формулу (43) для спектральной плотности энергии излучения $u_{\omega}(T)$ ТППП, генерируемого на "элементарной" площадке с размером $\lambda_{max} \ll r \ll L_{min}$ (здесь λ_{max} – максималь-

ная длина волны рабочего диапазона; L_{\min} – длина распространения ТППП с наибольшей частотой ω_{\max}). Формула (43) – приближенная, поскольку при ее выводе было сделано вполне оправданное предположение о том, что в ИК диапазоне групповая и фазовая скорости ППП равны *с* и не зависят от частоты ω [35], а затухание ТППП пренебрежимо мало ввиду значительного превышения их длины распространения над размером "элементарной" площадки.

Чтобы учесть дисперсию скорости ТППП, обусловленную дисперсией диэлектрической проницаемости металла ε_1 , применим формулу Друде для оценки ε_1 [21]:

$$\varepsilon_{1}(\omega) = \varepsilon_{1}^{'} + j \cdot \varepsilon_{1}^{''} = \left(1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2} + \omega_{\tau}^{2}}\right) + j \cdot \frac{\omega_{p}^{2} \cdot \omega_{\tau}}{\omega \cdot \left(\omega^{2} + \omega_{\tau}^{2}\right)},$$
(52)

где ω_p – плазменная частота металла, ω_{τ} – столкновительная частота электронов проводимости металла.

Поскольку $\mathcal{G}_{\phi} = \omega/k'$, а для границы раздела "металл-вакуум" $k' \approx \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1'}{\varepsilon_1'+1}}$

[1], то уточненная формула (47) для расчета $u_{\omega}(T)$ примет вид:

$$u_{\omega}(T) \approx \frac{\hbar \cdot \omega^2}{2\pi \cdot c^2} \cdot \frac{\left(\omega^2 + \omega_{\tau}^2 - \omega_p^2\right)}{\left(2\omega^2 + 2\omega_{\tau}^2 - \omega_p^2\right)} \cdot \frac{1}{\exp(\hbar \cdot \omega \cdot \beta) - 1}$$
(53)

В расчетах пренебрежем слабой зависимостью ω_p от температуры *T*, а для учёта зависимости $\omega_{\tau}(T)$ применим полученную в [46] формулу:

$$\omega_{\tau}(T) = B \cdot T^5 \cdot \int_{0}^{T_D/T} \frac{z^4}{\exp(z) - 1} \cdot dz, \qquad (54)$$

где *T_D* – дебаевская температура металла, *B* – константа, определяемая феноменологически. Применение формулы (54), полученной для металла, а не для его

поверхности, при описании зависимости $\omega_{\tau}(T)$ в случае ТППП оправдано выбором модели Друде для диэлектрической проницаемости.

В искомой формуле для расчета спектральной плотности ТППП u_{ω}^{*} на крае грани линейного образца учтём экспоненциальное затухание компонент ТППП по мере их распространения на расстояние *x* от места порождения до края:

$$u_{\omega}^{*}(l) = u_{\omega}(T) \cdot \int_{0}^{l} \exp\left(-\frac{x}{L(\omega)}\right) \cdot dx, \qquad (55)$$

где $L(\omega) \approx \frac{c \cdot \omega_p^2}{\omega_\tau \cdot \omega^2}$ - длина распространения ТППП с частотой ω . А поскольку, согласно [46], величина ω_τ в интервале 300 < T < 1000 К возрастает с температурой линейно, то можно утверждать, что $L \propto \frac{1}{T \cdot \omega^2}$.

Тогда поток излучения Φ_{Σ}^* с края образца, формируемый в результате дифракции ТППП с частотами в диапазоне $\omega_1 < \omega < \omega_2$ на ребре грани, описывается формулой:

$$\Phi_{\Sigma}^{*} = c \cdot \int_{\omega_{1}}^{\omega_{2}} u_{\omega}^{*} d\omega$$
(56)

Отметим, что формула (56) не учитывает изменение температуры образца вследствие трансформации ТППП в фононы. Такое предположение допустимо в ИК диапазоне ввиду малости тепловых потерь ИК ТППП.

2.2.2. Зависимость спектральной плотности и потока излучения ТППП на торце линейного образца от его длины

Используя (55) и (56), промоделируем зависимость спектральной плотности и потока излучения ТППП на торцовом ребре линейного образца от его длины.

В качестве объекта моделирования выберем размещенный в вакууме полосковый образец из алюминия, длина *l* которого во много раз превышает его ширину. Для расчета диэлектрической проницаемости металла ε_1 по модели Друде, а также спектральной плотности $u_{\omega}(T)$ и длин распространения $L(\omega)$ ТППП зададим значения частот: плазменной $\omega_p = 119\,000\,\mathrm{cm}^{-1}$ (3570 ТГц) и столкновительной $\omega_{\tau} = 660\,\mathrm{cm}^{-1}$ (19.8 ТГц) при $T = 300\,\mathrm{K}$ [23]. Отметим, что используя значение ω_{τ} , можно определить константу *B* в формуле (54).

Чтобы сравнить спектры ТППП на "элементарной" площадке u_{ω} и крае полоскового образца u_{ω}^* , выполним численное моделирование для алюминиевых образцов длиной *l* при комнатной температуре с применением формул (53) и (55), соответственно. Результаты расчётов приведены на Рис. 13. Наиболее важное различие спектров состоит в том, что спектры ТППП на крае образца существенно смещены в низкочастотную область относительно спектра ТППП на "элементарной" площадке; в то время как последний из них сам смещен в сторону меньших частот по сравнению со спектром АЧТ ($\omega_{max} \approx 110$ ТГц) [42]. Еще одной отличительной особенностью спектра ТППП на крае образца является смещение его максимума в низкочастотную область с увеличением протяженности *l* образца. Этот факт объясняется отмеченной выше обратной квадратичной зависимостью длины распространения ППП *L* от частоты ω : высокочастотные ТППП (с $L \ll l$) просто не доходят до края образца, а низкочастотные l.



Рис. 13. Спектры ТППП на "элементарной" площадке (вставка) и на крае линейного алюминиевого образца длиной *l* при *T* = 300 К: кривая 1 − *l* = 1; 2 − 2.5; 3 − 5; 4 − 10; 5 − 20; 6 − 40 см.

Проследим, как зависит поток излучения Φ_{Σ}^* всего ансамбля ТППП, поступающих на край линейного образца, от его длины *l*. На Рис. 14 представлена зависимость $\Phi_{\Sigma}^*(l)$, рассчитанная по формуле (56) при фиксированных ω_1 , ω_2 и *T*. Отметим на графике эффект насыщения: первоначальное параболическое нарастание потока излучения ТППП Φ_{Σ}^* с увеличением длины *l* образца до 40 см сменяется, при больших *l*, более плавным, практически линейным ростом Φ_{Σ} . Этот эффект обусловлен двумя причинами: 1) обратной квадратичной зависимостью *L* от ω (вследствие чего высокочастотные ТППП почти не достигают края образца); 2) малой (сотые доли электрон-вольта) энергией низкочастотных ТППП (для которых *L* настолько велики, что именно такие ТППП в основном достигают края образца) и, следовательно, малым вкладом, который они вносят в Φ_{Σ}^* .



Рис. 14. Зависимость потока излучения Φ_{Σ}^* ТППП с частотами от 1 до 30 ТГц на крае алюминиевого образца от его длины *l*, рассчитанная по формуле (56) при *T* = 300 K.

2.2.3. Температурная зависимость спектральной плотности ТППП на крае линейного образца

В [42] показано, что для ТППП на элементарной площадке закон Вина выполняется, хотя и с иной константой. Справедливо ли это утверждение и для ТППП, поступающих на край линейного образца? Для ответа на этот вопрос построим зависимости частоты f_{max} , при которой спектральная плотность энергии максимальна, от температуры T для АЧТ и для ТППП на элементарной площадке и на краях линейных образцов различной длины l (Рис. 15). Видно, что зависимости $\omega_{max}(T)$ линейны только для АЧТ (кривая 1) и для ТППП на площадке (кривая 2); а для протяженных образцов графики $\omega_{max}(T)$ нелинейны. Из этого следует, что для ТППП, поступающих на край линейного образца, закон Вина не выполняется.



Рис. 15. Расчётные зависимости $f_{max}(T)$ для АЧТ и для ТППП на "элементарной" площадке и крае образца длиной *l*: кривая 1 – АЧТ; 2 – ТППП на площадке; 3 – ТППП при *l* =1 см; 4 – при *l* = 3 см; 5 – при *l* =40 см.

Чтобы установить причину отступления от закона Вина, построим спектры ТППП, поступающих на край сравнительно короткого (l << L) и длинного $(l \le L)$ линейных образцов, рассчитанные при различных T по формуле (55) (Рис. 16). Видно, что с ростом T интенсивность ТППП в максимуме их спектра (при $f = f_{max}$) возрастает на крае образца независимо от его протяженности. Однако зависимость $f_{max}(T)$ не только нелинейная для обоих образцов (что согласуется с выводом, сделанным выше при анализе Рис. 15), но для длинного образца она является даже неоднозначной: при $T \le 200$ К величина ω_{max} увеличивается с ростом T, а при T > 200 К – уменьшается. Понять причину такого характера зависимости $f_{max}(T)$ на крае образца можно, приняв во внимание следующие факторы: 1) экспоненциальное затухание интенсивности гармонических компонент ТППП по мере их распространения ($I = I_o \cdot exp[-x/L(\omega)]$);





Рис. 16. Спектры ТППП, поступающих на край короткого (*l*=1 см) (а) и длинного (*l*=40 см) (б) алюминиевого образца, рассчитанные по формуле (55) при различной температуре *T*: кривая 1 - *T*=100 K; 2 - *T*=200 K; 3 - *T*=300 K; 4 - *T*=400 K; 5 - *T*=500 K; 6 – траектория максимумов спектров ТППП с повышением температуры образца.

0.4

 смещение спектра ТППП, генерируемых на "элементарных" площадках образца, в высокочастотную область с повышением температуры, сопровождаемое увеличением интенсивности компонент спектра;

3) более радикальное уменьшение длины распространения L высокочастотных ТППП с ростом температуры образца по сравнению с низкочастотными ТППП вследствие увеличения столкновительной частоты ω_{τ} , пропорциональной температуре ($L \propto T^{-1} \cdot \omega^{-2}$).

В случае короткого образца, фактор 2 преобладает над факторами 1 и 3, ответственными за уменьшение интенсивности ТППП, и f_{max} монотонно смещается с повышением T в область высоких частот. В случае же длинного образца вклад факторов 1 и 3 в затухание высокочастотных ТППП при T > 200 К превышает вклад фактора 2 в интенсивность этих ТППП на крае образца, что и приводит к инверсии смещения f_{max} с ростом температуры.

Из приведенных на Рис.16 спектров не очевидно, выполняется закон Стефана–Больцмана для ТППП, регистрируемых у края линейного образца, или нет. Для ответа на этот вопрос было выполнено моделирование зависимостей $\Phi_{\Sigma}^{*}(T)$ для алюминиевых образцов различной длины *l* (Рис. 17). Анализ этих зависимостей показывает, что поток излучения ТППП, приходящих на край линейного образца, сохраняет кубическую пропорциональность $\Phi_{\Sigma} \propto T^{3}$, характерную для ТППП на "элементарной" площадке в отличие от АЧТ [42]. Это отступление от классического закона объясняется геометрией излучателей в случае АЧТ и ТППП: в первом случае излучатель трехмерный, во втором – двумерный [42]. Пропорциональность $\Phi_{\Sigma}^{*} \propto T^{3}$ наглядно видна из Рис. 17 только для участков кривых $\Phi_{\Sigma}^{*}(T)$, соответствующих температурам ниже комнатной; в то время как при *T* > 300 К графики практически прямолинейны.



Рис. 17. Расчётные зависимости потока излучения Φ_{Σ}^* , создаваемого ТППП с частотами от 1 до 30 ТГц на крае алюминиевого образца длиной *l*, от температуры *T* образца: кривая 1 - l = 1 см; 2 - l = 2.5 см; 3 - l = 5 см; 4 - l = 10 см; 5 - l = 20 см; 6 - l = 40 см.

Эта особенность кривых $\Phi_{\Sigma}^{*}(T)$ объясняется тем, что с повышением температуры возрастает столкновительная частота ω_{τ} , и скорость смещения максимума спектра линейного образца в высокочастотную область замедляется (в случае короткого образца), а в случае длинного образца (при T > 200 K) это смещение направлено в низкочастотную область (Рис. 16). Вследствие этого интенсивность высокочастотных ТППП на крае образца при повышении T возрастает незначительно, а увеличение интенсивности низкочастотных ТППП с малой энергией не способно компенсировать потери энергии высокочастотных компонент. В результате, зависимость $\Phi_{\Sigma}^{*}(T)$ при T > 300 K становится квазилинейной, что свидетельствует о невыполнении закона Стефана–Больцмана для ТППП, поступающих на край линейного образца.

2.2.4. ТППП на поверхности полосового образца

Перейдём к рассмотрению спектра ИК ТППП, регистрируемого на ребре плоской грани (размером $d \times l$) образца. Поскольку генерируемые фононами ТППП распространяются от точки их порождения на поверхности тела в любом направлении (а не только перпендикулярно ребру), то в данную точку ребра поступают ТППП, порождённые во всех точках грани.

С учётом Рис.18, расчетная формула для спектральной плотности энергии излучения $u_{\omega}^{\diamond}(x)$ монохроматических ТППП в произвольной точке *x* ребра грани шириной *d* принимает вид:

$$u_{\omega}^{\Diamond}(x) = \sum_{i=1}^{2} u_{\omega} \cdot \left(\int_{0}^{\varphi^{O^{i}}} \int_{0}^{A^{i}} e^{-\frac{r}{L_{\omega}}} dr d\varphi^{A} + \int_{\varphi^{O^{i}}}^{\pi/2} \int_{0}^{B^{i}} e^{-\frac{r}{L_{\omega}}} dr d\varphi^{B} \right), \qquad (57)$$

где $x = a_1 = d - a_2, \ d = a_1 + a_2, \ A^i = \frac{a_i}{\cos \varphi^A}, \ B = \frac{l}{\cos \varphi^B}, \ 0 \le \varphi^A \le \varphi^{O^i} \le \varphi^B \le \frac{\pi}{2},$ $\varphi^{O^i} = \operatorname{arctg} \frac{l}{a_i}, \ u_{\omega}$ - спектральная плотность энергии ТППП с частотой ω на "элементарной" площадке грани.

Тогда, световой поток Φ_{Σ}^{\diamond} , доставляемый ТППП в диапазоне $\omega_1 < \omega < \omega_2$ с боковой грани в данную точку *x* её ребра, можно рассчитать по формуле:

$$\Phi_{\Sigma}^{\Diamond} = c \cdot \int_{\omega_{1}}^{\omega_{2}} u_{\omega}^{\Diamond} d\omega \,.$$
(58)



Рис. 18. К расчёту спектра ТППП на ребре плоской грани размером *d*×*l*.

В качестве примера, на Рис. 19 приведены зависимости $u_{\omega}^{o}(\omega)$, рассчитанные для центральной точки O ребра шириной d=20 мм алюминиевой полосы длиной l = 2, 5 и 40 см, генерирующей ТППП в диапазоне частот ω от 1 ТГц до 30 ТГц (соответствует диапазону λ от 300 мкм до 10 мкм) при T = 300 К. Анализируя ход зависимостей $u_{\omega}^{o}(\omega)$, можно сделать вывод о том, что спектр ТППП полосового излучателя более коротковолновый по сравнению со спектром линейного излучателя такой же длины l (см. Рис.13), а её увеличение также приводит к смещению максимума спектра в строну низких частот.



Рис. 19. Спектр ТППП, поступающих при *T*=300 К на центральную точку 20 мм ребра полосового алюминиевого образца длиной *l*: кривая 1 - *l* = 2 см; 2 - *l* = 5 см; 3 - *l* = 40 см.



Рис. 20. Зависимость потока излучения Ф^O_∑, доставляемого ТППП с частотами от 1 ТГц до 30 ТГц в центральную точку O ребра боковой 20 мм грани алюминиевой полосы длиной *l* при *T*=300 К.

На Рис. 20 представлены результаты расчёта потока излучения Φ_{Σ}^{O} , доставляемого ТППП с частотами от 1 ТГц до 30 ТГц в центральную точку O ребра боковой 20 мм грани алюминиевой полосы длиной l при T=300 К. Видно, что в случае полосового образца, насыщение интенсивности происходит при меньшей длине l излучателя по сравнению с линейным излучателем (см. Рис.14); это объясняется вкладом в Φ_{Σ}^{O} ТППП, приходящих в точку O с направлений отличных от нормали к ребру в этой точке.

Выводы к главе 2

- Спектр термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП), генерируемых оптическими фононами на "элементарной" площадке поверхности металлического тела, смещён в низкочастотную область относительно спектра абсолютно чёрного тела (АЧТ).
- 2. Энергия поля всего ансамбля ТППП пропорциональна кубу, а не четвёртой степени температуры, как в случае АЧТ.
- Спектральная плотность ТППП пропорциональна квадрату их частоты, а не кубу частоту, как это имеет место для АЧТ; физической причиной данного факта является различие геометрий излучателей: в случае АЧТ излучатель трехмерный, а в случае ТППП – двумерный.
- 4. Закон смещения Вина для справедлив и для ТППП на "элементарной" площадке, но отличается от классического аналога для АЧТ меньшим значением константы. Из этого факта следует, что спектр таких ТППП менее чувствителен к изменению температуры, чем в спектр теплового излучения.

- 5. Спектр ТППП, поступающих на край линейного образца, существенно отличается от спектра ТППП на "элементарной" площадке – он ещё сильнее смещён в длинноволновую область вследствие джоулевых потерь ТППП, поступающих на край из удалённых от него точек; причём это смещение пропорционально протяженности образца, что является следствием обратной квадратичной зависимости длины распространения ТППП от их частоты.
- 6. С увеличением протяженности линейного образца поток излучения всего ансамбля ТППП, поступающих на его край, достигает насыщения; это явление объясняется двумя причинами: 1) обратной квадратичной зависимостью длины распространения ТППП от частоты (вследствие чего высокочастотные ТППП почти не достигают края образца); 2) малой энергией низкочастотных ТППП и, следовательно, малым вкладом, который они вносят в общий поток излучения ТППП на крае образца.
- 7. Закон Вина для ТППП, поступающих на край линейного образца, не выполняется; этот факт объясняется пропорциональностью столкновительной частоты электронов проводимости температуре образца, что обуславливает уменьшение длины распространения ТППП и искажает их спектр (по сравнению со спектром АЧТ).
- Спектр ТППП полосового излучателя более коротковолновый, по сравнению со спектром линейного излучателя такой же длины; это объясняется вкладом в световой поток ТППП, приходящих в произвольную точку ребра с направлений отличных от нормали к ребру в данной точке.

Глава 3

Экспериментальное изучение вклада ТППП в тепловое излучение грани металлического тела

Как отмечалось в Главе 1, вклад термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП) в тепловое излучение плоской грани металлического тела, испускаемое в направлениях значительно не совпадающих с плоскостью грани не может быть значительным, поскольку на гладкой и однородной границе "металл-диэлектрик" ППП являются неизлучающими. Однако, в силу сравнимости размеров граней реальных тел с длиной распространения ИК ППП, ТППП, порождённые в различных точках грани, могут достигать её рёбер, на которых они дифрагируют и порождают узконаправленное *p*-поляризованное объёмное излучение, складывающееся в направлении его распространения с наблюдаемым тепловым излучением грани.

Основная задача выполненных нами экспериментов в Институте ядерной физики им.Г.И.Будкера СО РАН состояла в обнаружении вклада ИК ТППП, генерируемых плоской гранью металлического образца, в её тепловое излучение, испускаемое в направлениях близких к плоскости грани, а также – в обнаружении аргументов, подтверждающих плазмонную природу этого вклада.

В последнее время был выполнен ряд работ по детектированию ИК ТППП у торца нагретого полосового металлического образца [4, 6]. Однако всё, что авторам этих работ удалось – это зарегистрировать существенно повышенную яркостную температуру рёбер образцов, превышающих их реальную температуру приблизительно на 100 градусов. Авторы этих работ предположили, что наблюдаемое явление можно объяснить излучением ИК ТППП, генерируемых на гранях образцов; но веских аргументов в пользу такого предположения ими обнаружено не было. Ликвидация этого пробела представляла собой основную цель описанных ниже экспериментов.

3.1. Объект исследований и применённые измерительные приборы 3.1.1. Описание объекта исследований

В качестве объекта исследований был выбран дюралюминиевый (Д16-Т) параллелепипед с характерными размерами (120×25×30 мм³) и полированными на сукне гранями, включая фронтальную торцовую грань (Рис. 21).



Рис. 21. Эскиз объекта исследований - дюралюминиевого параллелепипеда с полированными гранями и полостями в нём для регулируемого нагревателя и калиброванной термопары.

Вдоль продольной оси параллелепипеда было высверлено отверстие диаметром 10 мм и глубиной 100 мм для размещения в нём регулируемого электрического нагревателя, а на грани (130×30 мм²) в 10 мм от фронтальной торцовой грани - отверстие диаметром 2 мм и глубиной 15 мм для размещения в нём калиброванной термопары ТХК (хромель/копель) типа L.

3.1.2. Оптоакустический детектор ИК излучения (ячейка Голея)

Наиболее распространёнными детекторами ИК излучения являются тепловые приемники, работа которых основана на изменении свойств чувствительного элемента вследствие его нагрева детектируемым излучением. К тепловым при-

емникам относят различные виды болометров, пироэлектрические детекторы, оптоакустические преобразователи и др. [47].

В выполненных нами исследованиях по детектированию ИК излучения, испускаемого генерированными на плоской грани металлического объекта термостимулированными поверхностными плазмон-поляритонами (ТППП), нами был использован оптоакустический детектор ИК излучения, известный также как оптоакустический преобразователь или ячейка Голея.

Ячейка Голея – приемник ИК излучения, впервые предложен Марселем Ж. Е. Голеем в 1947 году [48]. Приемник имеет высокую чувствительность, небольшое время срабатывания (~10⁻² с), широкий рабочий диапазон (от среднего ИК до микроволнового излучения), практически линейный отклик во всём рабочем диапазоне, используется при комнатной температуре. Основная особенность приемника заключается в необходимости использования модулятора, прерывающего измеряемый поток излучения.

Принцип работы оптоакустического преобразователя состоит в том, что падающий на апертуру детектора световой поток изменяет температуру заключенного в специальной камере газа (ксенона), который вследствие этого изменяет свой объем [49]. Одна из стенок камеры сделана в виде тонкой и гибкой пленки – мембраны. Изменяя объём, газ деформирует мембрану, и эту деформацию можно зарегистрировать различными способами.

В экспериментах нами была использована модель ячейки Голея GC-1D производства отечественной фирмы TYDEX [50]. Приемник GC-1D включает в себя приемную камеру, оптический микрофон и плату предусилителя. Оптическая схема приемника приведена на Рис.22. Модулированный поток излучения, пройдя через входной конус 1 и входное окно 2, попадает на полупрозрачную пленку 3, помещённую в центральной части приемной камеры. Поглощённая пленкой энергия передается газу, наполняющему камеру, в результате чего в камере воз-



Рис. 22. Схема опто – акустического приемника ИК излучения [51].

Таблица 1 [50].

Диаметр входного конуса, мм	11.0
Диаметр входного окна, мм	6.0
Материал входного окна	Алмаз
Рабочий диапазон длин волн, мкм	$0.4 \div 8000$
Оптимальная частота модуляции, Гц	15 ÷ 5
Эквивалентная мощность шума (NEP) @ 15 Гц, Вт/Гц ^{1/2}	1.4×10 ⁻¹⁰
Оптическая чувствительность @ 15 Гц, В/Вт	10 ⁵
Скорость отклика, мс	30
Температура работы и хранения, °С	5 ÷ 40

никают пульсации давление газа с частотой, равной частоте прерывания потока. Эти пульсации передаются через канал 4 на зеркальную мембрану 5, которая одновременно является стенкой приемной камеры и зеркалом оптического микрофона. Конденсором 6 через растр 7, расположенный в фокальной плоскости объектива 8, на зеркальную мембрану проецируется изображение источника излучения (светодиода) 9 оптического микрофона. Далее излучение источника 9 отражается от мембраны 5, проходит через нижнюю половину растра 7 и с помощью зеркала 10 и диафрагмы 11 направляется на фотодиод 12. В Таблице 1 приведены основные характеристики ячейки Голея GC-1D.

Как видно из Рис. 23, ячейка Голея регистрирует излучение, приходящее из достаточно большого телесного угла γ. Установив перед ним входным отверстием приёмника круглую или щелевую диафрагму размером *d*, можно измерять локальную плотность ИК излучения.



Рис. 23. Схема входного конуса ячейки Голея GC-1D [50].

3.1.3. Иные измерительные и вспомогательные приборы

Для повышения отношения сигнал/шум нами была применена *методика синхронного детектирования* (lock-in amplification) оптического сигнала, позволяющая извлекать сигнал с известной частотой его амплитудной модуляции (отношение сигнал/шум может быть 60 дБ или даже меньше) из сильно зашумлённых результатов измерений [51]. С этой целью детектируемое ИК излучение, испускаемое контролируемой гранью образца и её торцовым ребром, модулировалось обтюратором (механическим прерывателем светового потока) с частотой 10 Гц (Рис. 24); с выхода ячейки Голея сигнал поступал на синхротронный цифровой усилитель (Рис. 25) SR-830 (Stanford Research Systems), настроенный на опорную частоту 10 Гц, подаваемую с контроллера обтюратора; с выхода синхронного усилителя сигнал подавался на цифровой осциллограф Handy Scope HS 3 (Рис. 26).

Приемник излучения (ячейка Голея) был укреплен на платформе линейной автоматичной механической подвижки (Translation Stage 8MT175-200) фирмы "Standa" [52]. Платформа перемещалась с дискретным шагом со скоростью 1 мм/с. Для повышения степени локализации пространственного распределения детектируемого светового потока, на входном окне приемника GC-1D укреплялась 1 мм щелевая диэлектрическая диафрагма.



Рис. 24. Обтюратор (механический прерыватель светового потока).



Рис. 25. Фотография синхротронного детектора SR-830.



Рис. 26. Фото осциллографа Handy Scope - 3, соединенного с компьютером.

3.2. Экспериментальная установка

Эксперименты были выполнены на оборудовании Сибирского центра коллективного пользования синхротронным и терагерцовым излучением при Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (г. Новосибирск).

экспериментах по измерению теплового излучения, испускаемого В дюралюминиевым параллелепипедом (образцом) были использованы две схемы (Рис. 27): а) первая, адаптированная для линейного сканирования ИК излучения, испускаемого боковыми гранями (120×25 мм²) образца 1, в плоскости перпендикулярной этим граням; б) вторая, предназначенная для углового сканирования ИК излучения, испускаемого ребром левой боковой грани образца 1. Цифрами на Рис. 27 обозначены: 1 – исследуемый образец (параллелепипед) с внедрёнными в него электрическим нагревателем и термопарой; 2 и 3 – экраны, удалённые от торца образца 1 на расстояние S и отстоящие от плоскостей его боковых граней на расстояние Δ ; предназначены для поглощения излучения, испускаемого ТППП вследствие их рассеяния на неоднородностях боковых граней [53]; 4 – обтюратор с частотой прерывания потока излучения 10 Гц; 5 – регулируемый плёночный полиэтиленовый поляризатор (российской фирмы ТҮDEХ), прозрачный для излучения с длиной волны от 7 мкм до микроволнового диапазона; 6 – оптоакустический приёмник ИК излучения (ячейка Голея GC-1D) с алмазным входным окном, снабжённым щелевой 1 мм диафрагмой, ориентированной вдоль ребра контролируемой боковой грани; 7 – дискретно перемещаемая вдоль торцовой грани образца 1 (вдоль оси *x*) платформа, содержащая элементы 4, 5 и 6 (или рейтер, имеющий ось вращения О и содержащий линзу и элементы 5, 6 в схеме углового сканирования); 8 – съёмный экран, временно подносимый к контролируемой боковой грани образца 1 в произвольной точке оси у. Для повышения отношения сигнал/шум выходное напряжение с выхода приёмника 6 подавалось на синхронный усилитель SR-830, настроенный на частоту обтюратора 4.



Рис. 27. Схемы установок для: а) линейного сканирования излучения, испускаемого боковыми гранями образца 1; б) углового сканирования излучения, испускаемого ребром левой боковой грани образца 1 [54].

При выполнении измерений по схеме углового сканирования были использованы две линзы с одинаковым фокусным расстоянием (f = 100 мм), но с различными порогами коротковолновой отсечки: линза из высокоомного кремния прозрачная в диапазоне от 1.2 мкм до 8 мм и линза из материала ТРХ (полиметилпентен) прозрачная в диапазоне от 15 мкм до нескольких миллиметров. Любая из линз она помещалась на расстоянии 2f как от излучателя (ребра боковой грани образца 1), так и от чувствительного элемента ячейки Голея, что обеспечивало приём излучения только с ребра образца 1.

На Рис.28 и Рис.29 приведены фотографии установок, реализующих обе схемы измерений; элементы схем поименованы выносками.



Рис. 28. Фотография экспериментальной установки для линейного сканирования ИК излучения от боковых граней дюралюминиевого образца.



Рис. 29. Фотография (сверху) экспериментальной установки для углового сканирования ИК излучения от ребра боковой грани образца.

3.3. Результаты экспериментов и их обсуждение

3.3.1. Обнаружение вклада ТППП в тепловое излучение торца образца

На первом этапе измерений необходимо было убедиться, что ТППП, поступающие на ребро боковой грани образца и дифрагирующие на нем, действительно дают вклад в тепловое излучение торцовой грани. С этой целью было измерено распределение интегральной (по частоте) интенсивности I_{Σ} (величина I_{Σ} пропорциональна потоку излучения Φ_{Σ} , доставляемому ТППП с боковой грани на ее ребро) теплового излучения вдоль оси *x* как для неполяризованного излучения, так и для обеих его компонент (*p*- и *s*-) относительно боковой грани образца.

Результаты измерений, выполненных при температуре образца, равной 482 К, приведены на Рис. 30; расстояния S и Δ были выбраны равными 10 мм и 4 мм соответственно, что обеспечивало, с одной стороны, поступление на приемник излучения с ребер боковых граней, а с другой стороны, блокировало излучение, идущее к приемнику от удаленных (от ребер) точек этих граней. Видно, что в пределах проекции торца образца на ось *x* (интервал с $x \approx 42 \div 72$ мм) интенсивности *p*- и *s*-компонент примерно одинаковы, что естественно для малых углов наблюдения ф (торцовой грани). Но, как только приемник выходил за пределы указанного интервала координаты X, интенсивность неполяризованного излучения и его *p*-компоненты заметно возрастала и достигала максимума при $\phi \approx 3^\circ$ (угол между плоскостью боковой грани и лучом, поступающим с ребра этой грани на приемник 6); в то время как интенсивность *s*-компоненты монотонно убывала до нуля по мере удаления приемника от плоскости той или иной боковой грани. Сумма интенсивностей компонент немного меньше интенсивности неполяризованного излучения, что объясняется поглощением поляризатора и его френелевскими потерями. Отметим, что угол наблюдения максимумов $(\phi \approx 3^{\circ})$ хорошо согласуется со значением углового положения максимума диа-
граммы направленности объемного излучения, наблюдаемого при дифракции ИК ППП, генерированных внешним источником на прямоугольном ребре направляющей их плоской поверхности [14].



Рис. 30. Распределение интенсивности теплового излучения от торца образца: кривая 1 – *s*-компонента; 2 – *p*-компонента; 3 – неполяризованное излучение. Небольшая асимметрия кривых связана с остыванием образца за время (≈120 с) перемещения приёмника излучения на 120 мм [55].

Таким образом, наличие пиков интенсивности неполяризованного теплового излучения и его *p*-компоненты, регистрируемых у торца образца, можно с большой вероятностью отнести к проявлению широкополосных ТППП, генерируемых на боковых гранях образца и дифрагирующих на их ребрах.

Чтобы оценить вклад I_{Σ} этих ТППП в тепловое излучение торца образца, необходимо из интенсивности *p*-компоненты в координатах *x*, соответствующих ее пикам, вычесть интенсивность *p*-компоненты фонового (теплового) излучения, приблизительно равную (как пояснялось выше) интенсивности *s*-компоненты при этих же *x* (вклад ТППП отмечен двухсторонней стрелкой на Рис. 30): $I_{\Sigma} \approx I_p - I_s$. Проявление пиков является первым доказательством вклада ТППП в тепловое излучение, испускаемое с ребра грани.

Следующая серий измерений была направлена на определение диаграммы направленности ИК-излучения, испускаемого с ребра боковой грани дюралюминиевого образца, с помощью установки, предназначенной для углового сканирования (см. Рис. 27 б).

На Рис.31 представлены нормированные зависимости интенсивности ркомпоненты (относительно боковой грани образца) детектируемого излучения от угла ф между плоскостью грани и линии, соединяющей торцовое ребро грани приёмником излучения. полученные с использованием обеих с ЛИНЗ (кремниевой и ТРХ). Видно, что диаграмма, полученная с кремниевой линзой, достигает своего максимума при *ф*≈2.5°, тогда как диаграмма, полученная с ТРХ-линзой, - при ф≈4.5°. Эта разница, очевидно, связана с различными порогами коротковолновой отсечки линз (кремниевая линза прозрачна во всей ИК-области, в то время как объектив ТРХ пропускает только ИК излучение с $\lambda \ge 15$ мкм). Это различие можно объяснить, если принять во внимание тот факт, что угол отклонения максимума диаграммы направленности излучения, порождаемого дифрагирующими на прямоугольном ребре грани монохроматическими ИК ТППП, от плоскости грани составляет в дальней волновой зоне всего несколько градусов, а сама диаграмма уширяется с увеличением длины волны ТППП [5]. Небольшое несоответствие между углами, на которых *р*-компонента, зарегистрированная в угловом и линейном сканировании приёмника, достигает максимума интенсивности можно объяснить различием спектров пропускания линз и паразитными засветками приёмника тепловым излучением, испускаемым боковыми гранями (при угловом



Рис. 31. Нормированные диаграммы направленности *p*-составляющей исходящего от ребра боковой грани образца теплового излучения, измеренные с помощью кремниевой и ТРХ линз [54, 55].

(при угловом сканировании) и торцовой гранью (при линейном сканировании) образца.

Таким образом, измеренные диаграммы направленности теплового излучения с ребра грани образца (их угловая ширина и ориентация относительно грани) хорошо согласуются с теорией дифракции ППП на прямоугольном ребре направляющей их поверхности [5, 14]. Этот факт можно рассматривать как ещё один аргумент в пользу того, что испускаемое с ребра грани образца тепловое излучение содержит существенный ТППП-вклад.

3.3.2. Исследование зависимости вклада ТППП в тепловое излучение боковой грани образца от её протяжённости

Чтобы получить дополнительный аргумент в пользу плазмонной природы пиков интенсивности p-компоненты, была измерена зависимость интегральной (по частоте) интенсивности I_{Σ} этих пиков от размера (длины) боковой грани образца. Для изменения протяженности контролируемой грани образца был использован съёмный экран δ , подносимый своим краем вплотную к грани на время регистрации показаний приемника 6. Кроме того, торцовая грань образца полностью заслонялась (от приемника 6) на время измерений дополнительным экраном (что равносильно вычитанию из регистрируемого сигнала доли от теплового излучения грани); расстояния S и Δ остались такими же, как и в первом эксперименте. Величина предполагаемого вклада ТППП на боковой грани оценивалась путем вычитания сигнала, измеренного при y = 0 (экран δ размещён в плоскости торцовой грани), из сигнала, зарегистрированного при размещении экрана δ на определенном удалении (y > 0) от ребра, сопрягающего боковую и торцовую грани.

Результаты измерений зависимости I_{Σ} теплового излучения, испускаемого с ребра боковой грани образца при 310 К, от протяженности (координата *y*) открытой части боковой грани представлены на Рис.32. Можно констатировать, что нарастание величины I_{Σ} происходит по закономерности, описываемой формулой (56) и предсказывающей эффект насыщения Φ_{Σ} с ростом протяженности грани (см. Рис.14).



Рис. 32. Зависимость интегральной (по частоте) интенсивности *I*_Σ теплового излучения, испускаемого с ребра плоской грани дюралюминиевого образца при 310 К, от протяженности (*y*) этой грани.

Существенное отличие экспериментальной зависимости $I_{\Sigma}(y)$ от расчетной $\Phi_{\Sigma}(l)$ состоит в том, что в эксперименте эффект насыщения достигается при значительно меньшей протяженности грани, чем при численном моделировании. Объяснение этого факта состоит в том, что аналитическая модель (56) не учитывает радиационные потери ИК ТППП (определяемые степенью однородности поверхности), которые для металла без диэлектрического покрытия могут превышать джоулевы потери [53]. Сходство хода зависимостей $I_{\Sigma}(y)$ и $\Phi_{\Sigma}(l)$ является еще одним подтверждением плазмонной природы повышенной светимости ребер металлического параллелепипеда в ИК излучении [15, 6].

В заключение нами была выполнена серия экспериментов по измерению интенсивности I(x) обеих компонент теплового излучения с торца образца при изменении его температуры от 334 К до 465 К. При этом, для надежного экранирования приемника 6 от излучения с боковых граней, расстояние *S* между образцом и экранами 2 и 3 было увеличено до 100 мм. Измеренные зависимости I(x), ввиду их симметрии, представлены на Рис. 33 только для половины образца.

Для оценки температурной зависимости интенсивности излучения с ребра грани образца целесообразно сравнить темпы роста интенсивности пиков *р*компоненты (происходящего предположительно в результате увеличения интенсивности ТППП) с темпом роста интенсивности теплового излучения, испускаемого центральной частью торца образца и соответствующего горизонтальной части ("полочке" между пиками) экспериментальных кривых *I*(*x*). Для этого на Рис. 34 приведены графики $I_{\Sigma}(T)$, построенные для одного из пиков (кривая 1) и *I(T) р*-компоненты теплового излучения, соответствующего "полочке" (кривая 2), с применением данных Рис. 33 (а, б). Различие темпов роста очевидно: интенсивность теплового излучения от центральной части торцовой грани образца (кривая 2) нарастает с увеличением Т заметно быстрее по сравнению с интенсивностью излучения, испускаемого с ребер грани (кривая 1). Поскольку, в соответствии с законом Стефана-Больцмана, интенсивность теплового излучения пропорциональна T^4 , то кривая 2 была построена с использованием аппроксимирующей функции четвертого порядка (аппроксимирующая функция $I_{\Sigma} = a \cdot T^3 + C$, где $a = (1.58 \pm 0.03) \times 10^{-9}$, C = -0.03, коэффициент детерминации $R^2 = 0.99$).





Рис. 33. Рост интенсивности *p*- и *s*-компонент (графики (а) и (б), соответственно) теплового излучения, испускаемого торцовой гранью дюралюминиевого образца, с повышением его температуры от 334 К до 465 К.

Кривая же *1* (ассоциируемая с ТППП) более пологая (при *T* >300 К почти линейная, что согласуется с выводом, сделанным при обсуждении Рис.17 в п.2.2.2) и лучше аппроксимируется функцией третьего порядка (аппроксимирующая функция $I_{\Sigma} = b \cdot T^4 + C$, где $b = (7.0 \pm 0.1) \times 10^{-12}$ ($R^2 = 0.99$). Факт замедленного темпа роста пиков по сравнению с темпом подъема "полочки" на кривых *I*(*x*) с повышением температуры образца также свидетельствует о плазмонной природе теплового излучения, испускаемого с ребер металлического параллелепипда.



Рис. 34. Температурные зависимости интегральной интенсивности теплового излучения, испускаемого с ребра дюралюминиевого бруска (кривая 1, аппроксимированная функцией $I_{\Sigma} = a \cdot T^3 + C$, где $a=(1.58\pm0.03)\cdot10^{-9}$, C=-0.03), и теплового излучения, испускаемого торцовой гранью этого же бруска (кривая 2, аппроксимиро-ванная функцией $I = b \cdot T^4 + C$, где $b=(7.0\pm0.1)\cdot10^{-12}$, C=-0.03).

3.3.4. Обсуждение результатов измерений и возможности их объяснения существованием мод Брюстера на поверхности образца

Таким образом, в результате выполненных экспериментов установлены следующие факты:

1) широкополосное ИК излучение, исходящее от ребра плоской грани дюралюминиевого образца, преимущественно *p*-поляризовано (относительно этой грани) и имеет достаточно узкую диаграмму направленности, максимум которой отклонен от плоскости грани всего на несколько градусов;

2) измеренная зависимость интенсивности этого излучения от протяженности грани (в направлении, перпендикулярном ребру) схожа по своему характеру с аналогичной зависимостью, рассчитанной для ТППП, поступающих на ребро грани вдоль нормали к ней;

3) интенсивность этого излучения пропорциональна третьей (а не четвертой) степени температуры образца, что характерно для ТППП.

Эти факты позволяют отвергнуть предположение о том, что излучение с грани образца порождается модами Брюстера [56-58], поскольку:

1) хотя эти моды, как и ТППП, имеют *p*-поляризацию, но диаграмма направленности порождаемого ими объемного излучения значительно шире [57] по сравнению с диаграммой направленности излучения, испускаемого с ребра грани [5, 14];

2) если бы исследованное нами излучение было порождено преимущественно модами Брюстера, то его интенсивность была бы пропорциональна протяженности грани, в то время как в эксперименте был обнаружен эффект насыщения детектируемого излучения с увеличением протяженности открытой части грани;

3) интенсивность мод Брюстера, как и теплового излучения, пропорциональна четвертой степени температуры образца, но зависимость интенсивности излучения с ребра образца лучше аппроксимируется кубической функцией температуры, что является отличительной особенностью ТППП.

Совокупность этих фактов и суждений позволяет с достаточно высокой степенью уверенности утверждать, что тепловое излучение, исходящее с ребра плоской грани металлического образца, в значительной степени порождается именно ТППП, поступающими с грани на ребро и дифрагирующими на нем с порождением этого излучения.

3.4. Возможные применения ИК ТППП

На наш взгляд возможны многообразные применения ИК ТППП; наиболее очевидные среди них такие как:

1. пассивная спектроскопия проводящей поверхности и тонкослойных объектов на ней [2, 44]. Основным достоинством применения ТППП в спектроскопии поверхности является исключение необходимости использования внешнего источника излучения (широкополосного или перестраиваемого по частоте); за что приходится «расплачиваться» низким соотношением сигнал/шум, особенно при использовании метода НПВО для наблюдения излучения, порождаемого ТППП (как это было сделано в пионерских работах [2, 9] по ТППП ИК-спектроскопии). Однако, при использовании дифракционного метода преобразования ИК ТППП (на ребре образца или на планарной дифракционной решётке, сформированной на его поверхности) в объёмное излучение, этот недостаток может быть нивелирован за счёт аккумулирования энергии длинноволновых ТППП, генерированных на поверхности протяжённого образца [59];

2. пассивное тепловидение плоскогранных металлических объектов путём наблюдения их под углом, близким к направлению максимума диаграммы направленности объёмного ИК излучения, порождаемого ТППП при дифракции на ребре грани [60];

3. *тепловые источники широкополосного ИК излучения* [61], в которых продуцируемое излучение порождается дифрагирующими на ребре металлического излучающего элемента ТППП. К достоинствам таких источников ИК излучения можно отнести высокую направленность и линейную поляризованность выходного излучения, а также - возможность управления его спектром путём изменения размера грани и температуры излучающего элемента;

4. *радиационный энергообмен* (энергосброс) между теплоизолированными металлическими объектами (в частности, в вакууме или космическом пространстве) посредством узконаправленного излучения, исходящего с их рёбер вследствие дифракции ИК ТППП;

5. низкотемпературная пирометрия металлических тел [62]. Метод основан на том факте, что максимум спектра ТППП существенно смещён в длинноволновую область относительно спектра АЧТ (см. п.2.2.2.) и это смещение растёт с увеличением протяжённости линейного образца; кроме того, с понижением температуры T возрастает длина распространения ТППП $L \propto T^{-1} \cdot \omega^{-2}$, что способствует переносу энергии длинноволновых ТППП к ребру образца, где они преобразуются в детектируемое пирометром излучение. В результате, при некоторой T интенсивность излучения, порождаемого ТППП, превосходит интенсивность теплового излучения, испускаемого в направлениях отличных от максимума диаграммы направленности излучения с ребра грани тела. Таким образом, открывается возможность повышения точности низкотемпературной пирометрии металлических тел путём повышения соотношения сигнал/шум;

6. контроль качества поверхности металлических тел по спектру ТППП, зависящего от характеристик неоднородностей поверхности вследствие рассеяния на них [63];

7. определение поверхностного импеданса проводящих изделий (лазерных зеркал и оптических приборов) [64]. Метод основан на анализе углового распределения фотонов, рождающихся на краю металлической пластины вследствие конверсии ТПППП; точность метода существенно выше точности традиционных методов, основанных на формулах Френеля.

Выводы к главе 3

- Экспериментально подтверждена плазмонная природа приращения теплового излучения от ребра плоской грани металлического образца, наблюдаемого под углом в несколько градусов от плоскости грани;
- 2. Обнаружен ряд фактов, подтверждающих плазмонную природу этого приращения: а) его *p*-поляризованность; б) направленность и угловая ширина соответствуют расчётным; в) нарастание величины интегральной интенсивности ТППП с увеличением протяженности грани образца достигает насыщения, что согласуется с зависимостью затухания ППП от частоты; г) интенсивность этого приращения пропорциональна третьей (а не четвертой) степени температуры образца, что характерно для ТППП.
- Факты, перечисленные в п.2, позволяют утверждать, что наблюдаемое возрастание ИК излучательной способности рёбер металлических тел обусловлено не радиационными по своей природе модами Брюстера, а является следствием дифракции ИК ТППП на этих рёбрах.
- 4. ИК ТППП могут быть эффективно использованы во многих пассивных оптических методах исследования и контроля проводящей поверхности.

Список использованной литературы

- Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. – М.: Наука, 1985. – 525 с.
- Виноградов Е.А., Жижин Г.Н., Юдсон В.И. Термостимулированное излучение поверхностных поляритонов // Гл.4 в книге [1]. – С.105-131.
- 3. Виноградов Е.А., Дорофеев И.А. Термостимулированные электромагнитные поля твёрдых тел // УФН. 2009. Т. 179. № 7. С.449–485.
- Минаков Д.А., Селиванов В.Н., Зон В.Б. и др. Тепловое изучение при срыве поверхностных волн вблизи края медной пластины // Конденсированные среды и межфазные границы. – 2006. - Т. 8. - № 2. - С. 131–136.
- Kotelnikov I.A., Gerasimov V.V., Knyazev B.A. Diffraction of surface wave on conducting rectangular wedge // Phys. Rev. (A). - 2013. - V. 87. – 023828.
- Зон В.Б., Зон Б.А., Клюев В.Г, Латышев А.Н., Минаков Д.А., Овчинников О.В. Визуальное наблюдение конверсии тепловых поверхностных плазмонполяритонов в фотоны // УФН. – 2011. – Т. 181. - № 3. – С. 305-306.
- Joulain K., Mulet J.-P., Marquier F. et al. Surface electromagnetic waves thermally excited: radiative heat transfer, coherence properties and Casimir forces // Surface Science Reports. – 2005. - V. 57. - P. 59–112.
- Širmulis E., Šilenas A., Požela K., Požela J., Juciene V. Thermally stimulated terahertz radiation of plasmon–phonon polaritons in GaAs // Applied Physics (A). – 2014. - V. 115. – P. 199-202.
- Виноградов Е.А., Жижин Г.Н. Термостимулированное излучение поверхностными колебаниями атомов кристаллической решетки селенида цинка // Письма в ЖЭТФ. – 1976. - Т. 24. – Вып. 2. - С.84–86.

- Жижин Г.Н., Паркер С.Ф., Честерс М.А., Яковлев В.А. Эффективность апертурного возбуждения в ПЭВ-спектроскопии // Оптика и спектр. – 1988. - Т. 65. - № 2. - С. 371–375.
- 11. Stegeman G.I., Wallis R.F., Maradudin A.A. Excitation of surface polaritons by end-fire coupling // Optics Lett. 1983. V. 8. No. 7. P. 386-388.
- 12. Zon V.B. Re ection, refraction, and transformation into photons of surface plasmons on a metal wedge // JOSA (B). 2007. V. 24. Is. 8. 1960-1967.
- 13. Vaicikauskas V. Fourier transform analysis of long-range surface polaritons excited by the end-fire method // Thin Sol. Films.–2005. -V.493.- P.288–292.
- 14. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Kotelnikov I.A., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. Surface plasmon polaritons launched using a terahertz free electron laser: propagating along a gold-ZnS-air interface and decoupling to free waves at the surface tail end // JOSA (B). – 2013. - V. 30. - Is. 8. - P. 2182-2190.
- Latyshev A.N., Minakov D.A., Ovchinnikov O.V. Thermal radiation of twodimensional Bose–Einstein gas of surface plasmons // JOSA (B). – 2009. - V. 26. -Is. 3. - P.397-399.
- Zenneck J. Über die Fortpflanzung einer electromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie // Ann. Physik. – 1907. – Bd. 23. – No. 5. - S. 846-866.
- Sommerfeld A. Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie // Ann. Physik. – 1909. – Bd. 28. – No. 4. - S. 665-736.
- Fano U. The theory of anomalous diffraction gratings and a quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) // J. Opt. Soc. Am. – 1941. – V. 31. – No. 3. - P. 213-222.
- 19. Ritchie R.H. Plasma loses by fast electrons in thin films // Physical Review. 1957.
 V. 106. No. 5. P. 874-878.

- 20. Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // Zeitschrift für Physic. –1968. Bd.216. -S.398-410.
- Кукушкин А.В., Рухадзе А.А. Об условии существования быстрой поверхностной волны // УФН. – 2012. – Т. 182. - № 11. – С. 1205-1215.
- 22. Dragoman M., Dragoman D. Plasmonics: Applications to nanoscale optical devices
 // Progress in Quantum Electronics. 2008. V. 32. P. 1-41.
- 23. Ordal M. A., Bell R.J., Alexander R.W. et al. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W // Applied Optics. – 1985. – V. 24. – No. 24. – P. 4493-4499.
- Агранович В.М. Кристаллооптика поверхностных поляритонов и свойства поверхности // УФН. – 1975. – т. 115. – Вып. 2. – С. 199-237.
- Burstein E., Chen W.P., Chen Y.J., Hartstein A. Surface polaritons propagating EM modes at interfaces // J. Vac. Sci. & Technol. – 1974. – Vol. 11. – No. 6. – P.1004-1019.
- Raether H. Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings // Springer Tracts in Modern Physics. – 1988. – v.111. – 130 p.
- 27. Никитин А.К. Плазмонная оптометрия / Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук / Москва, 2002. 270 с.
- Bell R.J., Alexander R.W., Ward C.A., and Tyler I.L. Introductory theory for surface electromagnetic wave spectroscopy // Surface Science. – 1975. – Vol.48. – P. 253-287.
- Röeseler A., Goltz M., Trutschel U., Abraham M. Prismless excitation of surface plasmons in the infrared spectral region by ATR // Optics Communications. 1989. v.70. No.1. P. 8 11.
- Жеваго Н.К., Глебов В.И. Роль локальных плазменных резонансов при взаимодействии электронов с шероховатой поверхностью металлов // Физика твёрдого тела. – 1987. – т.29. – Вып.12. – С. 3540-3548.

- Кочетков Е.Д., Лускинович П.Н., Сагитов С.И. Влияние состава диэлектрического слоя на свечение туннельной структуры металл-диэлектрик-металл // Поверхность (физ., хим., мех.). 1987. №5. С.91-97.
- Гербштейн Ю.М., Меркулов И.А., Мирлин Д.Н. Передача энергии центров люминесценции поверхностным плазмонам // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – т.22. – Вып.2. – С. 80-82.
- Демкович П.А., Мухин Ю.В., Пилипецкий Н.Ф. Двухквантовая люминесценция с участием ПЭВ // Оптика и спектроскопия. – 1988. – т.65. – Вып.3. – С. 595-600.
- Kretschmann E. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflachenplasmaschwingugen. – Zeitschrift für Physic. – 1971. – Bd.241. – No.4. – S. 313-324.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1 // М.: Наука, 1976. 584 с.
- Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур // М.: Наука, 1982. - 296 с.
- Говард Д. Джон Уильям Стрэтт (Лорд Рэлей) // УФН. 1966. Т. 88. №1. С. 149-160.
- 38. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: Наука, 1973. 855 с.
- Huttner B. On Brewster's angle of metals // J. Appl. Physics. 1995. V. 78. No. 7. - P. 4799-4801.
- Малюжинец Г.Д. Возбуждение, отражение и излучение поверхностных волн на клине с заданными импедансами граней // ДАН СССР. – 1958. - Т. 121. -С. 436-439.
- Iuchi T., Wada S. Simultaneous measurement of emissivity and temperature for glossy metals near room temperature // AIP Conf. Proceedings. - 2003. -V.684. - P. 699-704. (doi: 10.1063/1.1627209).

- Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Та Тху Чанг. Сравнение спектров абсолютно чёрного тела и термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов в инфракрасном диапазоне // ФТТ. - 2016. - Т. 58. - № 6. - С. 1225-1229.
- 43. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика / М.: Наука, 1989. 768 с.
- Vinogradov E.A., Zhizhin G.N., Mal'shukov A.G., Yudson V.I. Thermostimulated polariton emission of zinc selenide films on metal substrate // Solid State Communications. - 1977. - V. 23. – No. 12. - P. 915-921.
- 45. Kreiter M., Oster J., Sambles R., Herminghaus S., Mittler-Neher S., Knoll W. Thermally induced emission of light from a metallic diffraction grating, mediated by surface plasmons // Optics Communications. – 1999. – V. 168. – No. 1÷4. – P.117-122.
- 46. Ujihara K. Reflectivity of metals at high temperatures // J. Appl. Phys. 1972. V.
 43. No. 5. P. 2376-2383.
- 47. Аксененко М.Д., Бараночников М.А. Приемники оптического излучения: Справочник. М.: Радио и связь, 1987. 296 с.
- 48. Golay M.J.E. A pneumatic infra-red detector // Rev. Sci. Instrum. 1947. V.18.
 No. 5. P.357-363.
- 49. Кунце Х.-И. Методы физических измерений // М.: Мир, 1989. с.216.
- 50. <u>http://www.tydexoptics.com/</u>
- Dixon P.K., Wu L. Broadband digital lock in amplifier techniques // Review of Scientific Instruments. – 1989. – V. 60. – Is. 10. – P. 3329-3336.
- 52. Company Standa Ltd.: <u>http://www.standa.lt/; http://vicon-se.ru/</u>
- 53. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. // Growth of terahertz surface plasmon propagation length due to a thin-layer dielectric coating // J. Opt. Soc. Am. (B). – 2016. - V. 33. – Is. 11. - P. 2196-2203.

- 54. Герасимов В.В., Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Та Thu Trang. Спектр термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов линейного образца // Оптика и спектроскопия. – 2017. - Т. 123. - № 6. - С. 890-899.
- Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Khasanov I. Sh., Ta Thu Trang. Searching for evidences of the surface plasmon nature of the thermal radiation emitted from the facet edge of a metal bar // Infrared Physics & Technologies. – 2017. - V. 86 C. - P. 52-58.
- Burstein E., Chen W.P., Chen Y.J., Hartstein A. Surface polaritons propagating electromagnetic modes at interfaces // J. Vac. Sci. Technol. 1974. V. 11. No.6. P. 1004-1019 (doi: 10.1116/1.1318673).
- Schuller E., Falge H.J., Borstel G. Dispersion curves of photon-induced surface phonon-polaritons and of Brewster modes // Physics Letters. – 1975. – V. 55A. – No. 2. – P. 109-110.
- Pagannone M., Fornari B., Mattei G., and Mattioli L. Radiative (Brewster-Type) surface mode dispersion in sodium chlorate // Phys. Stat. Sol. (b). – 1984. – V. 123. – P. K13-K19.
- 59. Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Герасимов В.В., Та Тху Чанг. ИК-спектроскопия тонкослойных объектов с применением термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов // Труды н/т общества радиотехники, электроники и связи им.А.С. Попова. Серия «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Выпуск Х. Материалы 10-й международной н/т конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации» АRMIMP-2017 г. Суздаль. 1-4 октября 2017. - С.177-178.
- 60. Князев Б.А., Никитин А.К., Жижин Г.Н. Способ пассивной локализации рёбер металлического параллелепипеда в инфракрасном излучении // Патент РФ на изобретение №2522775, Бюл. № 20 от 20.07.2014 г.

- 61. Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Та Тху Чанг. Способ генерации непрерывного широкополосного ИК излучения с регулируемым спектром // Патент РФ на изобретение RU 2642912, Бюл. №4 от 29.01.2018 г.
- 62. Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Та Тху Чанг. Вклад ТППП в энергетическую светимость плоской грани металлического тела // Труды XVI Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» им.А.П. Сухорукова, г. Можайск, МГУ, 4-9 июня 2017. – С. 22-25.
- 63. Герасимов В.В., Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Та Тху Чанг. О возможности контроля плоской грани металлического тела по излучению ТППП // Матер. н/т конф. «Информатика и технологии. Инновационные технологии в промышленности и информатике» («МНТК ФТИ-2017», 6-7 апреля 2017); Московский технолог. университет, Физико-технологический институт. Вып. 23 (XXIII) М.: 2017. С. 129-132.
- 64. Зон В.Б., Зон Б.А., Клюев В.Г., Латышев А.Н., Минаков Д.А., Овчинников О.В. Новый способ измерения поверхностного импеданса металлов в ИК области спектра // Оптика и спектроскопия. –2010. Т. 108. № 4.– С. 677-679.

Публикации соискателя по теме диссертации

а) Статьи в н/т журналах из списка ВАК

- А1. Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Та Тху Чанг. Сравнение спектров абсолютно чёрного тела и термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов в ИК диапазоне // Физика твёрдого тела. – 2016. - Т. 56. - Вып. 6. -С.1225-1229. (https://doi.org/10.1134/S1063783416060214)
- А2. Герасимов В.В., Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Та Thu Trang. Спектр термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов линейного образца // Оптика и спектроскопия. – 2017. - Т. 123. - № 6. - С. 58-67. (doi: 10.7868/S0030403417120200)
- A3. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Khasanov I.Sh., Ta Thu Trang. Searching for evidences of the surface plasmon nature of the thermal radiation emitted from the facet edge of a metal bar // *Infrared Physics & Technologies*. 2017. V. 86C. P. 52-58. (https://doi.org/10.1016/j.infrared.2017.08.009)

б) Патенты РФ на изобретения

- А4. Никитин А.К., Князев Б.А., Герасимов В.В., Кассандров В.В., Та Тху Чанг. Способ регулирования интенсивности ИК ПЭВ // Патент РФ на изобретение №2561800, Бюл. №25 от 10.09.2015 г.
- А5. Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К., Та Тху Чанг. Инфракрасный амплитудно-фазовый плазмонный спектрометр // Патент РФ на изобретение №2573617, Бюл. №2 от 20.01.2016 г.
- А6. Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Та Тху Чанг. Способ генерации непрерывного широкополосного ИК излучения с регулируемым спектром // Патент РФ на изобретение RU 2642912, Бюл. №4 от 29.01.2018 г.

в) Доклады на н/т конференциях

- А7. Та Тху Чанг, Хасанов И.Ш., Никитин А.К. Аналитические модели спектра ТППП // Матер всеросс. конф. "Информационно-телекоммуникац. технологии", М: РУДН, 20-24 апреля 2015 г. – С.317-319.
- А8. Никитин А.К., Та Тху Чанг, Хасанов И.Ш. Моделирование спектра ИК ТППП у ребра металлического образца // Труды н/т общества им. А.С. Попова. Сер. «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Выпуск IX. Матер. 9-й н/т конференции ARMIMP-2016 г. Суздаль. 2-5 октября 2016. - С. 151-156.
- А9. Герасимов В.В., Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Та Тху Чанг. О возможности контроля плоской грани металлического тела по излучению ТППП // Матер. н/т конф. «Информатика и технологии. Инновационные технологии в промышленности и информатике» («МНТК ФТИ-2017», 6-7 апреля 2017); Московский технолог. университет, Физико-технологический институт. Вып. 23 (XXIII) – М.: 2017. – С. 129-132.
- A10. Gerasimov V.V., Khasanov I.Sh., Ta Thu Trang, Nikitin A.K. Temperature dependence of IR radiation emitted from a metal facet edge by thermally stimulated surface plasmon-polaritons // Proc. of the 8-th Intern. Conf. on Surface Plasmon Photonics. Taiwan. May 22-26, 2017. - P. 338.
- А11. Хасанов И.Ш., Никитин А.К., Та Тху Чанг. Вклад ТППП в энергетическую светимость плоской грани металлического тела // Труды XVI Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» им.А.П. Сухорукова, г. Можайск, МГУ, 4-9 июня 2017. – С. 22-25.
- А12. Никитин А.К., Хасанов И.Ш., Герасимов В.В., Та Тху Чанг. ИКспектроскопия тонкослойных объектов с применением ТППП // Труды н/т общества им.А.С. Попова. Сер. «Акустоопт. и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Вып. Х. Матер. 10-й н/т конф. АRMIMP-2017 г.Суздаль. 1-4 окт. 2017. - С.177-178.

Приложение



- 94 -