

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ Г.И. БУДКЕРА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ  
НАУК

*На правах рукописи*

ЧОПОРОВА ЮЛИЯ ЮРЬЕВНА

**ПРИМЕНЕНИЕ ПУЧКОВ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО  
ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ  
ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И  
СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД**

01.04.01-приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени

Кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

Князев Борис Александрович

доктор физико-математических наук,

профессор

Новосибирск - 2015

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	4
<b>ГЛАВА 1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СТАНЦИЯ НА НОВОСИБИРСКОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ</b> .....	<b>7</b>
1.1 ЛСЭ и его характеристики .....	8
1.2 Детекторы ТГц излучения .....	12
1.2.1 Пироэлектрический приемник .....	12
1.2.2 Термочувствительный люминесцентный экран .....	15
1.2.3 Матричный микроболометрический приемник .....	17
1.3 Оптические элементы для управления ТГц излучением ...	18
1.3.1 Пленочные светоделители .....	19
1.3.2 Оптические дифракционные элементы .....	19
1.3.3 Дифракционные линзы .....	23
<b>ГЛАВА 2 ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ НА ЛСЭ</b> .....	<b>33</b>
2.1 Терагерцовый эллипсометр .....	39
2.2 Измерение тестовых образцов .....	43
2.3 Нарушенное полное внутреннее отражение .....	45
2.4 Эллипсометрия с модулем нарушенного полного внутреннего отражения .....	52
2.5 Измерение комплексного показателя преломления жидкостей .....	53
2.6 Выводы .....	57
<b>ГЛАВА 3 ТЕРАГЕРЦОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ</b> .....	<b>59</b>
3.1 Основы оптической голографии .....	60
3.2 Цифровые методы восстановления голограмм .....	65
3.2.1 Теоретическое описание дифракции в приближении Френеля и Фраунгофера .....	65
3.2.2 Восстановление с помощью интеграла Френеля-Кирхгофа .....	72
3.2.3 Восстановление с помощью интеграла Рэлея-Зоммерфельда .....	73

3.2.4	Восстановление методом плоских волн.....	74
3.2.5	Восстановление суммированием сферических полей ...	79
3.3	Запись классических голограмм в ТГц диапазоне.....	80
3.3.1	Запись голограмм с помощью термочувствительного люминесцентного экрана.....	80
3.3.2	Запись голограмм с помощью матричного микробо- лометрического приемника .....	84
3.4	Сравнение методов восстановления .....	86
3.5	Применение терагерцовой голографии .....	94
3.5.1	Получение изображений объектов, расположенных на разном расстоянии .....	94
3.5.2	Скрытые объекты .....	95
3.5.3	Голография в системах с нарушенным полным внут- ренним отражением .....	96
3.6	Выводы.....	106

<b>ГЛАВА 4 ТЕРАГЕРЦОВЫЕ БЕССЕЛЕВЫ ПУЧКИ С ОР- БИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ .....</b>	<b>107</b>
4.1 Амплитудные и фазовые характеристики вращающихся пучков.....	113
4.2 Методы определения топологического заряда пучка с ОУМ.....	115
4.2.1 Определение в опыте Юнга .....	115
4.2.2 Метод дифракции на полуплоскости .....	117
4.2.3 Метод интерференции с гауссовым пучком.....	119
4.3 Исследование спектра пространственных частот вращаю- щихся бесселевых пучков терагерцового диапазона .....	120
4.4 Самовосстановление бесселевых пучков .....	122
4.5 Генерация поверхностных плазмон-поляритонов с помо- щью дифракции бесселева пучка на границе .....	124
4.6 Выводы.....	128
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>131</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА .....</b>	<b>133</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ .....</b>	<b>153</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Терагерцовый (ТГц) спектральный диапазон, широкие исследования которого, начались сравнительно недавно, привлекает к себе внимание в связи с перспективами его использования во многих приложениях. В качестве примера можно привести системы безопасности и дистанционного контроля, биомедицинскую диагностику, исследование материалов и объектов, и др. направления. С самого начала освоения этого диапазона стало ясно, что приборы и методы, развитые для исследований в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах, редко можно использовать без их модификации, а часто требуется разработка совершенно новых методов и устройств. Это связано как с особенностями отклика среды на ТГц излучение (из-за малой энергии фотона электромагнитное излучения взаимодействует с иными резонансами, чем более энергетичные фотоны), так и с тем, что большая длина волны (тысячи и десятки тысяч нанометров) диктует специфические требования к оптическим системам и детекторам (в частности, очень большую роль играют дифракционные эффекты). Этот диапазон лежит на границе фотоники и электроники, а, следовательно, в нем могут в равной мере использоваться приборы и методы, характерные этих двух областей физики.

На сегодняшний день терагерцовый диапазон осваивается, главным образом, с помощью метода импульсной терагерцовой спектроскопии (ИТС), который в оригинале звучит как “time domain spectroscopy” (TDS). Русская терминология еще не устоялась, и в научной литературе можно встретить различные вариации этого термина. Сущность метода заключается в генерации светового импульса фемтосекундной длительности, который после его оптического выпрямления с помощью фотопроводящей антенны или электрооптического кристалла превращается в сигнал, фурье-спектр которого непрерывно перекрывает диапазон частот от примерно 0.1 до 10 ТГц. После прохождения через исследуемую среду форма импульса изменяется, поскольку каждый спектральный компонент по-разному взаимодействует со средой. Выполняя обратное преобразование этого импульса, можно восста-



новить, изменение амплитуды и фазы каждого компонента, а, следовательно, определить свойства исследуемого вещества. Очевидным достоинством этого метода является возможность прямого измерения амплитуды и фазы спектральных компонент сигнала, что позволяет реализовать многие интересные экспериментальные схемы. Однако имеются и очевидные недостатки. Прежде всего, это – низкая эффективность преобразования светового импульса в терагерцовое излучение ( $10^{-6}$ ), что в ряде случаев может ограничивать прошедший сигнал до малой величины, которую трудно измерить. Вторым недостатком является невозможность измерить сигнал в реальном времени, поскольку при технической реализации метода ИТС для регистрации временной формы импульса необходимо сканировать время задержки зондирующей части светового пучка. Третьей проблемой является, например, большое время, требуемое для получения изображения. Кроме того, имеются оптические методы, в которых использование монохроматического излучения является принципиально важным. К таким методам, например, можно отнести эллипсометрию. При исследовании сложных молекул их отклик на возбуждение монохроматическим излучением может существенно отличаться от отклика на той же частоте при возбуждении широким спектром из-за конформационных переходов и/или возбуждения комбинированных мод колебаний и вращений. Одним из важнейших направлений в области терагерцовых исследований является исследование материалов. Терагерцовое излучение позволяет исследовать характеристики материалов, которые трудно или невозможно исследовать, используя ИК, видимое и рентгеновское излучение. Для исследования сред, прежде всего, необходимо формирование спектрально-селективных изображений чтобы посмотреть наличие особенностей в образце. Уникальным изображающим методом является терагерцовая голография, выполняющая «мгновенную» запись голограммы в реальном времени и последующее восстановление изображения, используя численные методы. Голография позволяет получить изображения распределения амплитуд и фаз внутри объекта с волновым пространственным разрешением.

По указанным выше причинам постепенный прогресс в разработке монохроматических источников (приведем в качестве примера квантовые каскадные лазеры) в недалеком будущем позволит использовать приборы и методы, созданные на рабочих станциях НЛСЭ, на установках лабораторного масштаба, а затем и в практических приложениях. В данной работе экспериментальные исследования были выполнены, используя монохроматическое когерентное излучение уникального Новосибирского лазера на свободных электронах — самого мощного в мире, перестраиваемого по частоте, источника излучения в диапазоне от 40 до 240 мкм.

Настоящая работа посвящена разработке и исследованию новых методов исследования пространственных и спектральных характеристик конденсированных сред в ТГц диапазоне спектра — классической ТГц голографии, эллипсометрии, в том числе в элементах нарушенного полного внутреннего отражения, а также развитию методов исследования конденсированных сред с помощью пучков с орбитальным угловым моментом, до настоящего момента не использовавшиеся в ТГц спектральном диапазоне. Мы применили эти пучки для исследования конденсированных сред — тонких пленок на поверхности металла, с помощью терагерцовых поверхностных плазмон-поляритонов.

На защиту выносятся следующие **научные положения** :

Визуализация частично прозрачных в терагерцовом диапазоне трехмерных объектов в режиме реального времени методом классической голографии;

Измерение комплексного показателя преломления водосодержащих растворов методом эллипсометрии с модулем нарушенного полного внутреннего отражения;

Формирование поверхностных плазмон-поляритонов методом дифракции на краю образца бесселевым пучком с орбитальным угловым моментом;

## ГЛАВА 1

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СТАНЦИЯ НА НОВОСИБИРСКОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Рабочая станция на Новосибирском лазере на свободных электронах (Новосибирском ЛСЭ) «Спектроскопия и интроскопия» (СпИн) представляет собой оптический стол размером 3х1.5 метра, на котором собирались все используемые в экспериментах установки. Излучение поступает на станцию по оптическому каналу, заполненному сухим азотом, чтобы предотвратить потерю энергии ТГц излучения в воздухе. Излучение на станцию вводится через 60-микронную полипропиленовую пленку. Распределение интенсивности излучения на входе на станцию хорошо аппроксимируется гауссовым распределением с радиусом пучка  $w = 9$  мм. Излучение линейно поляризовано под углом 18 к вертикальной оси. Мощность излучения на рабочих станциях достигала порядка 50 Вт

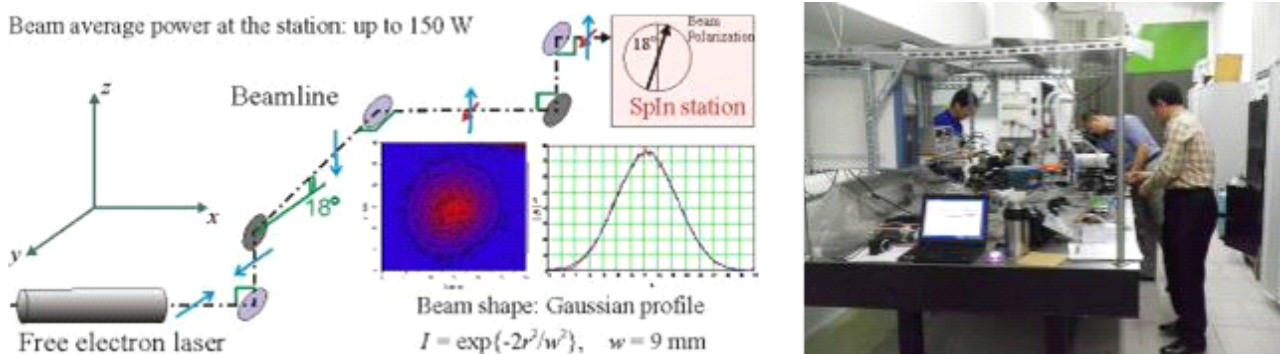


Рисунок 1.1: Схема вывода излучения из первого лазерного резонатора, показывающая поляризацию излучения на рабочей станции и поперечное сечение пучка терагерцового излучения на входе на станцию. Справа – общий вид рабочей станции СпИн, на которой выполнялись все эксперименты.

## 1.1 ЛСЭ и его характеристики

Принцип действия ЛСЭ основан на взаимодействии пучка электронов с электромагнитным излучением в ондуляторе [1]. Ондулятор представляет собой систему знакопеременных магнитов, которые формируют периодическое магнитное поле. При совпадении фазовой скорости электромагнитной волны и скорости движения электронов происходит накачка энергии в волну. Зависимость длины волны излучения от величины магнитного поля ондулятора  $B$ , его периода  $\Lambda$  и энергии пучка  $\gamma = 1 + \frac{T}{mc^2}$  описывается выражением

$$\lambda = (1 + \alpha_\omega^2) \frac{\lambda_\omega}{2\gamma_0^2} = (1 + 0.871B_\omega^2[T]\lambda_\omega^2[cm]) \frac{\lambda_\omega[cm]}{2\gamma_0^2}$$

где  $T$  – кинетическая энергия электронов,  $\Lambda$  – период ондулятора,  $\gamma$  – релятивистский фактор. Таким образом, изменяя магнитное поле или энергию пучка, можно перестраивать длину волны излучения.

Принципиальным отличием лазеров на свободных электронах от любых других типов лазеров является возможность плавной перестройки длины волны излучения в очень широком спектральном диапазоне. Разные ЛСЭ перекрывают диапазон от очень жесткого рентгеновского излучения до миллиметрового. Новосибирский ЛСЭ генерирует в терагерцовой области частот в квазинепрерывном режиме с высокой мощностью, которая является рекордной для этого диапазона длин волн.

Устройство Новосибирского лазера на свободных электронах [2] показано на Рис. 1.2. Короткий импульс электронов с энергией 2 МэВ из инжектора проходит через байпас в систему ВЧ-резонаторов и ускоряется до энергии 12 МэВ. Затем, с помощью поворотной системы направляется в ондулятор. После взаимодействия в ондуляторе со световым излучением, циркулирующим между зеркалами оптического резонатора [3], пучок возвращается в ВЧ-структуру в замедляющей фазе и тормозится до 2 МэВ. Замедлившийся пучок, отдав энергию назад в ВЧ-генератор, отклоняется магнитом и поглощается специальным поглотителем. Ускоритель такого типа называют ускорителем-рекуператором. В такой схеме большая часть мощности,

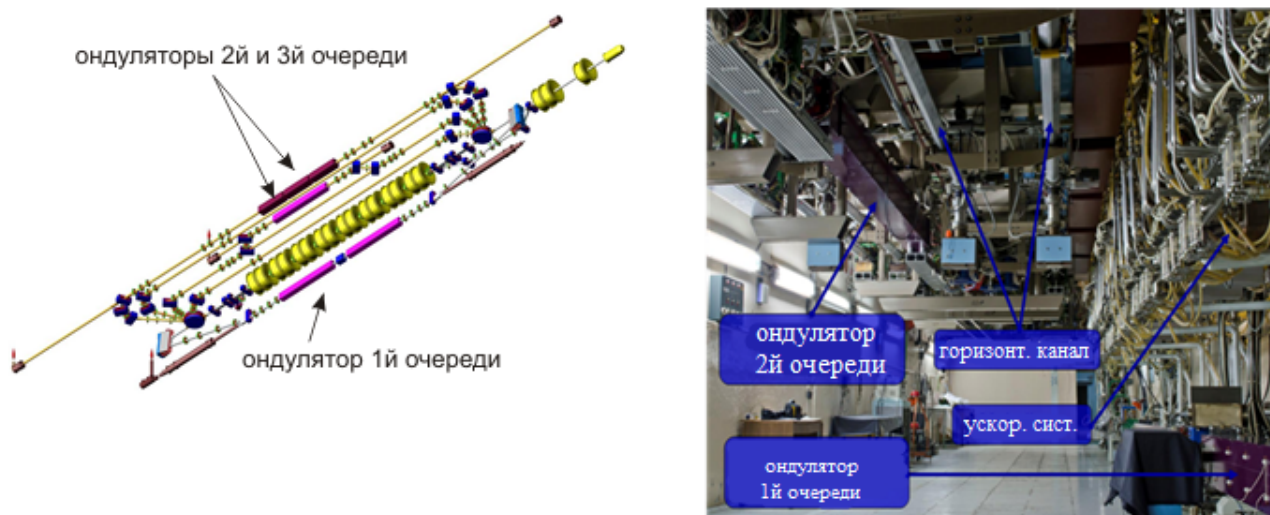


Рисунок 1.2: устройство лазера на свободных электронах. ЛСЭ 1й очереди в вертикальной плоскости, 2я и 3я очереди в горизонтальной плоскости. Фото установки.

вложенная в пучок, возвращается в источник, а главное исключается навешенная радиоактивность, неизбежно возникающая при торможении пучков с энергией выше 10 МэВ [4]. Излучение лазера выходит через отверстие в выходном зеркале резонатора диаметром 8-мм и с помощью системы зеркал передается по четырнадцатиметровому оптическому каналу из радиационно-защищенного зала в зал рабочих станций. В настоящее время пользователям доступно излучение из первого оптического резонатора, перестраиваемое в интервале 120 – 240 нм. Второй резонатор также запущен и генерирует излучение в области спектра 20 - 100 мкм. При определенной настройке лазера возможна генерация второй и третьей гармоник. Генерация на третьей очереди получена в 2015 году.

Зависимость радиуса пучка  $w$  от расстояния, пройденного излучением на станции, была измерена используя схему приведенную на рисунке 1.4, с помощью температурочувствительного люминесцентного экрана (ТЧЛЭ), принцип действия которого основан на температурном тушении люминесценции (см. раздел 1.2.2). Распределение интенсивности люминесценции было записано цифровой ПЗС камерой видимого диапазона. Распределение интенсивности ТГц излучения, пропорционального тушению люминесценции, в этом случае можно найти вычитанием изображений экрана до и после

Таблица 1.1: Основные параметры излучения ЛСЭ

Длина волны первой очереди ЛСЭ, мкм	120 – 235
Область спектра 2-й и 3-й очереди ЛСЭ, мкм	253.575
Относительная спектральная ширина	0,3 – 1
Диаметр гауссова пучка на выходе, мм (по уровню интенсивности)	30
Поперечная когерентность	Полная
Временная когерентность, пс	30 – 100
Длительность импульса, пс	30 – 100
Частота повторения, МГц	2,8 - 11.2
Максимальная средняя мощность, кВт (при частоте 11.2 МГц)	0,4
Пиковая мощность, МВт	0,6
Средняя спектральная плотность мощности, Вт/см <sup>-1</sup>	600

экспонирования и нормируя на неоднородность, вызванную боковым освещением ртутной лампы  $I(z) = \frac{I_0 - I}{I_0}$

Поперечное распределение интенсивности пучка ЛСЭ хорошо аппроксимируется гауссовой функцией вида  $I(z) = \exp\left(\frac{-r^2}{\omega(z)^2}\right)$ , где  $\omega(z)$  - это радиус гауссова пучка, на котором интенсивность пучка убывает в  $e$  раз по сравнению со своим значением на оси,  $z$  - расстояние от выхода излучения на пользовательскую станцию до термочувствительного люминесцентного экрана.

Зависимость радиуса пучка от расстояния приведена на Рис.1.5 Радиус пучка на расстоянии  $z$  задается следующей формулой

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2}$$

Распределения интенсивности имеет гауссову форму с радиусом 15,2 мм на Рис. 1.3. Это измерение было проведено на расстоянии 2.5 метра от выхода излучения на станцию и, как видно, прекрасно согласуется с данными, приведенными в Рис.1.5.

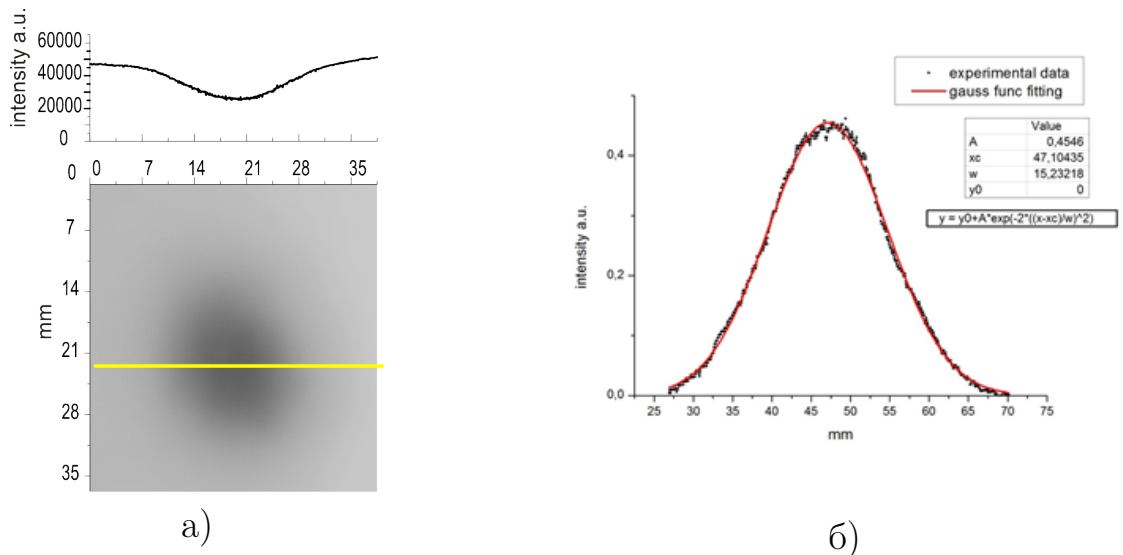


Рисунок 1.3: Распределение интенсивности люминесценции. Темная область соответствует тушению люминесценции, в местах экспонирования экрана ТГц излучением (а); Сечение интенсивности центральной части пучка, вдоль желтой линии на фотографии экрана ТЧЛЭ: точки – экспериментальные данные, красная линия – аппроксимация функцией Гаусса (б).

Далее был выполнен расчет методом обобщенной регрессии для нахождения параметров функции - конфокального параметра и положения перетяжки гауссова пучка, доставляющих ее наилучшее приближение к экспериментальным данным.

Из расчета: конфокальный параметр равен  $\omega_0 = 10.2$  мм и располагается на расстоянии  $z_0 = 217$  мм внутри канала до выхода излучения на станцию.

Расходимость Гауссова пучка была определена по формуле:  $\Theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$  и составляет  $\Theta = 4 * 10^{-3}$ . Радиус кривизны сферического волнового фронта по мере распространения, меняясь по закону  $R = z + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z}\right)^2$ , изменяется в пределах от 6400 м (для  $z=0$ ) до 3 м (для  $z=3$  м). Расходимость гауссова пучка является следствием дифракции, согласно которой волна, ограниченная в поперечном направлении апертурой радиусом  $\omega_0$  будет дифрагировать в дальнем поле в соответствии с  $\Theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$

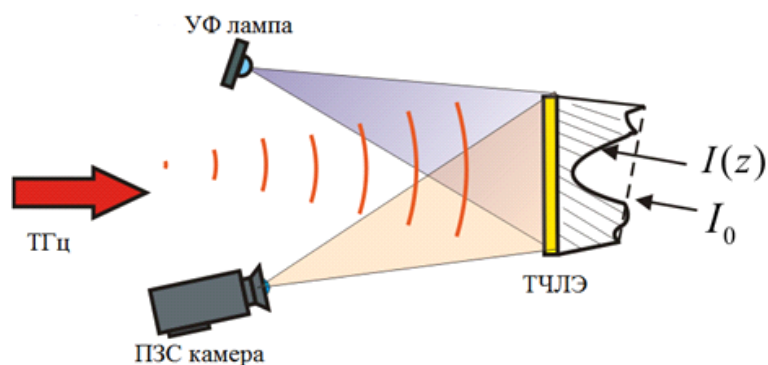


Рисунок 1.4: Люминесцентный экран, освещаемый УФ лампой люминесцирует в оранжевой области спектра. ТГц излучение вследствие нагрева тушит люминесценцию в областях экспонирования. Картина тушения люминесценции снимается камерой видимого диапазона.

## 1.2 Детекторы ТГц излучения

Для регистрации излучения в ТГц диапазоне часто применяются тепловые приемники. Принцип их действия основан на преобразовании энергии падающего потока в тепловую энергию приемного элемента и, следовательно, на изменении его свойств. К тепловым приемникам относят различные виды болометров, пироэлектрические детекторы, оптоакустические преобразователи и др. В данной главе рассмотрены три детектора, которые использовались в рамках данной работы: пироэлектрический приемник, термочувствительный люминесцентный экран и неохлаждаемый матричный микроболометрический приемник. Рассмотрены принципы работы и основные параметры данных приемников в терагерцовом диапазоне, а также представлены результаты исследований их характеристик на излучении Новосибирского ЛСЭ.

### 1.2.1 Пироэлектрический приемник

Пироэлектрические приёмники – приборы, в основу которых положен пироэлектрический эффект кристаллов. Его сущность заключается в изменении поляризации пироактивного кристалла в процессе изменения температуры на его гранях. Поляризация кристалла – это пространственное разделение зарядов, сопровождающееся возникновением на одной из граней положительного заряда, а на другой – отрицательного. Пироэлектрический



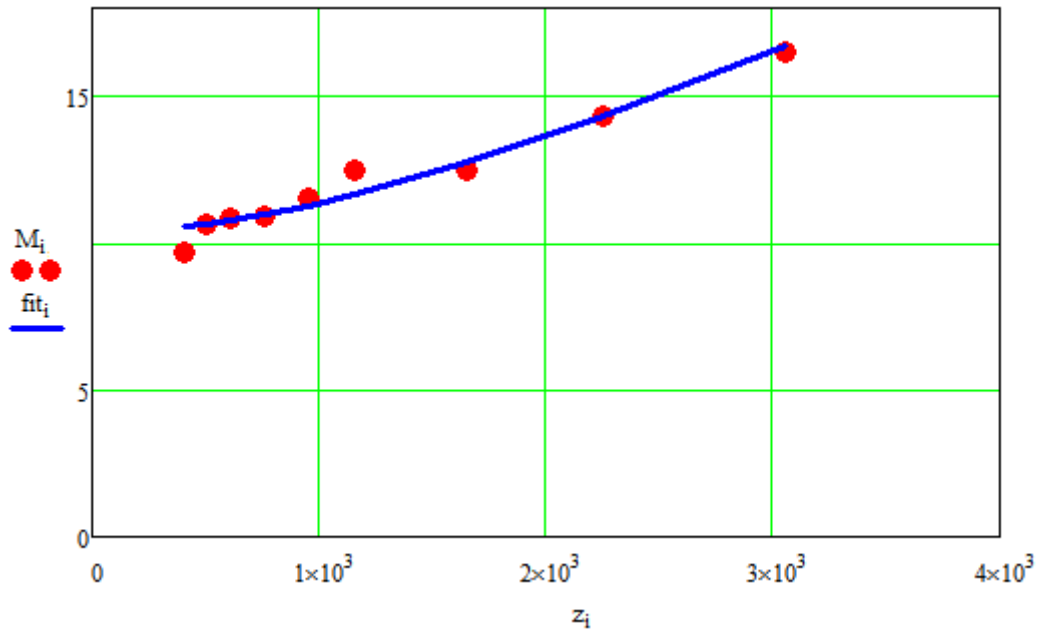


Рисунок 1.5: Зависимость радиуса пучка от расстояния. Красные точки соответствуют экспериментальным значениям, синяя линия - аппроксимация для гауссова пучка.

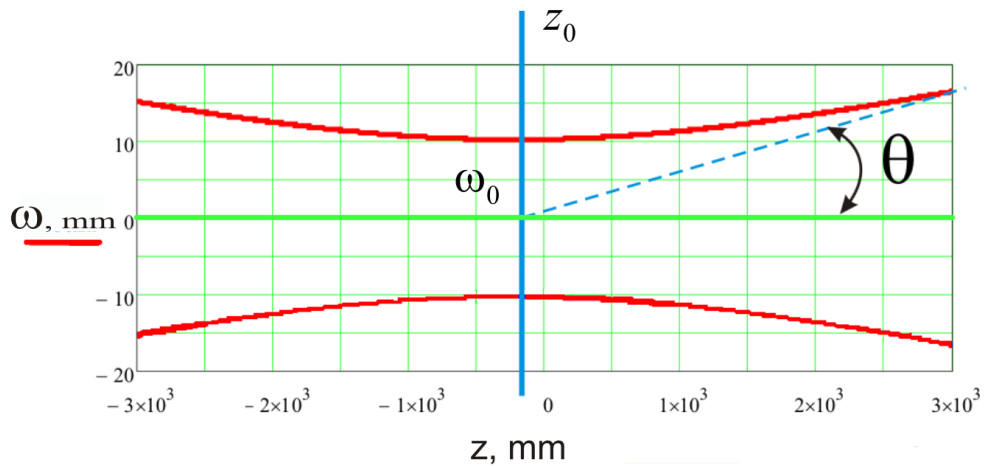


Рисунок 1.6: Зависимость радиуса гауссова пучка от расстояния на рабочей станции. "0" оси абсцисс соответствует выходу излучения на станцию из транспортного канала.

эффект проявляется только при наличии изменения температуры кристалла во времени, т. е. при регистрации модулированного или импульсного излучения. был выбран приёмник с маркировкой МГ-33. Его характеристики представлены ниже:

Размер фотоприёмной площадки – 1x1 мм

Двойной апертурный угол –  $60^\circ$

Диапазон рабочих температур – от  $-45$  до  $+55$  °С

Диапазон предельных температур – от  $-60$  до  $+60$  °С

Символ	Параметр, единица измерения	Норма			
		МГ-33	МГ-33-01	МГ-33-02	МГ-33-03
NEP	Порог в единичной полосе частот (573, 125, 1), Вт / Гц <sup>1/2</sup>	не более $1.0 \cdot 10^{-9}$	-	-	-
S <sub>U</sub>	Вольтовая чувствительность (573, 125, 1), В/Вт.	не менее 100 000	не менее 100 000	не менее 90 000	не менее 90 000
D* <sub>λ=λmax</sub>	Обнаружительная способность, Вт <sup>-1</sup> Гц <sup>1/2</sup> см	-	не менее $3 \times 10^8$	не менее $2 \times 10^8$	не менее $2 \times 10^8$
Δf	Полоса пропускания Гц	не менее 200	не менее 200	не менее 150	не менее 150
U <sub>вых max</sub>	Максимальное выходное напряжение, В	не более 3,0	не более 3,0	не более 3,0	не более 3,0
P <sub>сс</sub>	Потребляемая мощность, Вт	не более 0,001	не более 0,001	не более 0,001	не более 0,001
Δλ	Диапазон спектральной чувствительности, мкм	2 - 20	4.28±0.5	3.36±0.5	3.85±0.5

Рисунок 1.7: Паспортные данные приемника МГ-33 для работы в ИК диапазоне.

Приёмник в виде теплового приёмного устройства на основе пироэлектрического эффекта, может работать только при условии внешней модуляции излучения. Поэтому, в схеме детектирования необходим модулятор. Проверка чувствительности приёмника к терагерцовому излучению и его амплитудно-частотной характеристики показала соответствие с паспортными данными (Рисунок 1.8).

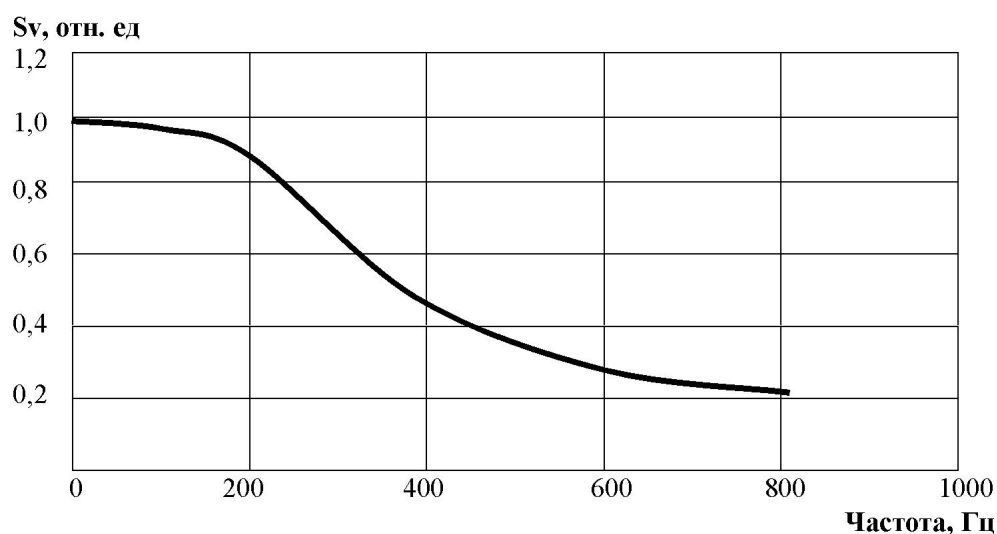


Рисунок 1.8: Амплитудно-частотная характеристика МГ-33.

Для модуляции выбрана частота 90 Гц, как средняя частота «полки» АЧХ.

Характерный сигнал представлен на рисунке (Рисунок 1.9). Видно, что форму сигнала хорошо аппроксимируют две экспоненты, описывающие цикл зарядки-разрядки конденсатора. Это соответствует принципу работы пироэлектрического приёмника [5].

Поляризационная чувствительность в зависимости от угла поворота приёмника не наблюдалась.

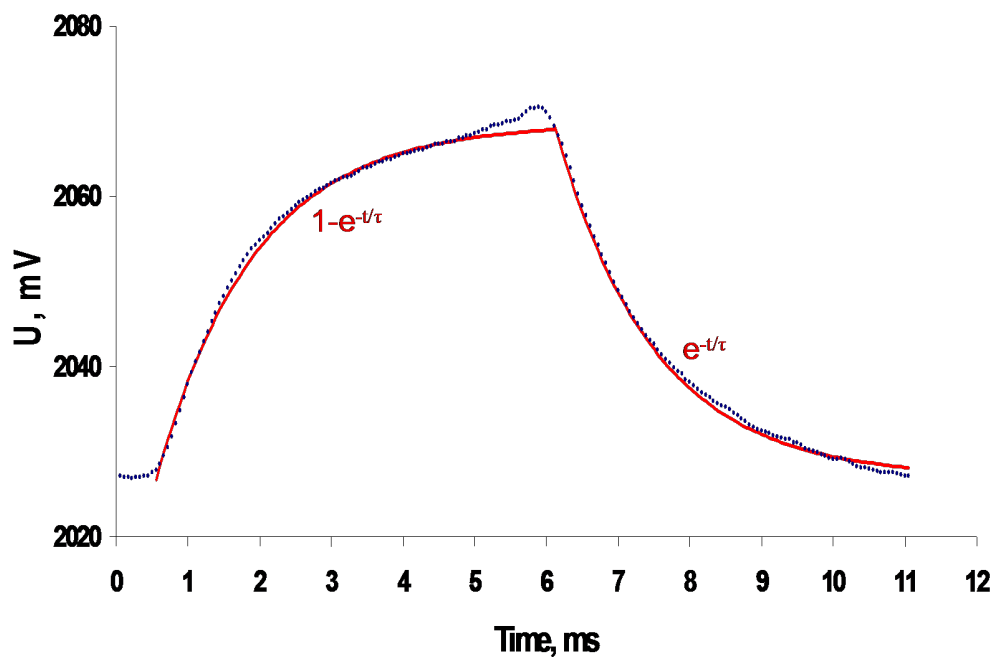


Рисунок 1.9: Характерный вид сигнала с фотоприёмника МГ-33. Точки – экспериментальные данные. Красная линия – аппроксимация.

### 1.2.2 Термочувствительный люминесцентный экран

Одним из наиболее эффективных устройств для визуализации терагерцовых изображений оказались “термолюминесцентные экраны” (“thermal image plates”) производства Macken Instruments Inc. [6], [7] [8], разработанные для ближнего и среднего инфракрасного диапазона. Принцип работы ТЧЛЭ показан на рисунке 3.11. Люминесцентный экран (тонкая пленка с люминофором, опирающаяся на алюминиевую пластинку) освещается ультрафиолетовым светом ртутной лампы. Люминесценция записывается с помощью видеокамеры - CCD камеры PI Max2 Princeton Instruments с разрешением пикселей.

Облучение ТЧЛЭ терагерцовым излучением приводит к нагреву экрана, что приводит к температурному тушению люминесценции. Интенсивность люминесценции в каждой точке падает пропорционально изменению температуры. При комнатной температуре тушение люминесценции относительно абсолютного значения падает примерно на 30 % (Рисунок 3.11). Видно, что при величине тушения не более 50-60%, от значения при комнатной температуре (шкала R), отклик на нагрев можно считать линейным. Появляющаяся картина выглядит как темное пятно на светлом фоне люминесценции.

Набор ТЧЛЭ содержит 8 тепловых экранов, экраны имеют довольно большой размер, 75x75 см, что удобно для случаев, когда требуется зарегистрировать изображение большого размера. Чувствительность экранов к терагерцовому излучению значительно меньше, чем в средней ИК-области. В терагерцовом диапазоне, в отличие от ИК, люминесцирующий слой практически прозрачен, а следовательно слабо поглощает излучение, и почти все излучение отражается от алюминиевой подложки, что существенно снижает чувствительность устройства. Только две наиболее чувствительные пластины могут быть использованы для получения изображений в терагерцовом диапазоне, при высокой мощности Новосибирского ЛСЭ. Для записи голограмм подходит лишь одна пластина №8, так как вследствие дифракции мощность излучения экспонируемой пластину снижается.

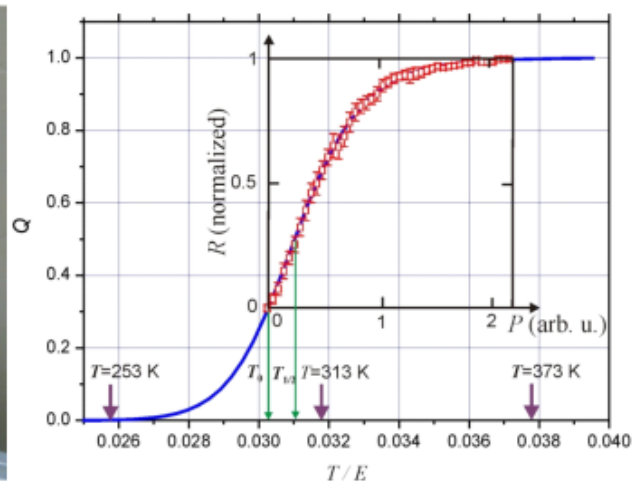
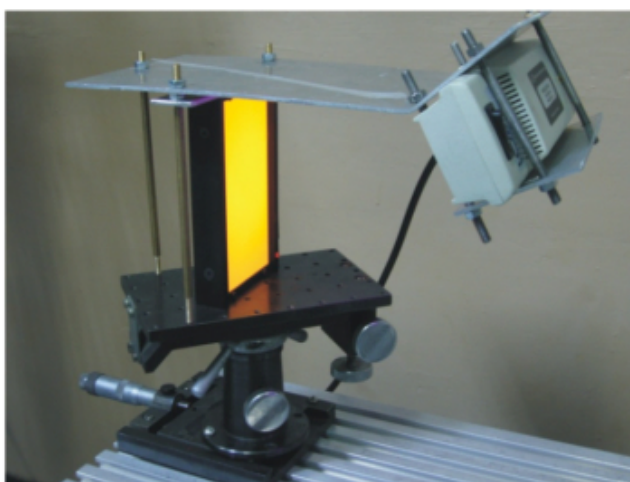


Рисунок 1.10: Характерный вид сигнала с фотоприёмника МГ-33. Точки – экспериментальные данные. Красная линия – аппроксимация.

### 1.2.3 Матричный микроболометрический приемник

Самыми чувствительными детекторами в терагерцевом диапазоне частот являются охлаждаемые болометры, такие детекторы обычно одиночные и используются для измерения малых сигналов, например в астрономических целях. Для систем с визуализацией изображения более удобны матричные неохлаждаемые приемники излучения. Нами в качестве приемника терагерцового излучения использовался неохлаждаемый матричный микроболометрический приемник (ММБП), разработанный в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, изначально для работы в среднем ИК-диапазоне. Он представляет собой матрицу размером 320x240 элементов, в так называемой мостовой схеме, с физическим размером матрицы 16.32x12.24 мм [14]. При экспонировании болометра инфракрасным излучением, часть энергии поглощается в конструктивном слое оксида ванадия  $VO_x$ , что вызывает нагрев болометра, который в свою очередь изменяет сопротивление болометра. Это приводит к дисбалансу моста и в мостовой схеме возникает напряжение, которое и является полезным сигналом приемника. Таким образом, чувствительность болометра в инфракрасном диапазоне определяется поглощением в слое оксида ванадия.

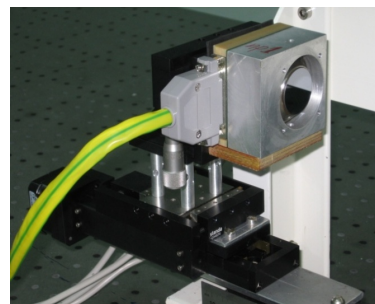
Демьяненко и др. измерили поглощение в терагерцевом диапазоне материала  $VO_x$ , который является конструктивным материалом микроболометров. Были исследованы два приемника: одна матрица содержала болометры L-типа, в которых металлические контакты с островками оксида ванадия размещены далеко друг от друга и расположены перпендикулярно к ножкам микроболометра, другая состояла из болометров S-типа, у которых металлические контакты с островками оксида ванадия размещаются близко друг другу и параллельны ножкам микроболометров. Оказалось, что используемые в конструкции тонкие слои нитрида кремния и оксида ванадия практически не поглощают излучение при  $\lambda = 130$  мкм [10], чтобы увеличить чувствительность матрицы элементы были покрыты дополнительным тонким металлическим слоем с удельным сопротивлением 70 Ом·м, оптимальным для поглощения терагерцового излучения [11]. Механизм чувствительности ММБП к терагерцовому излучению был исследован и оказался

в антенном эффекте, который создают контакты микроболометра. К тому же, было обнаружено, что чувствительность ММБП сильно зависит от угла поляризации падающего излучения и поляризационная чувствительность выше для S-типа болометров.

. Основные характеристики матрицы в ТГц диапазоне представлены в таблице 1.2. Чувствительность 20 нВт/элемент [9] оказалась очень высокой, но все же в 200 раз меньше, чем чувствительность этого же прибора в средней ИК-области. Следует отметить, что из-за наличия входного кремниевоего окна толщиной 1.2 мм, используемого для фильтрации только ИК и ТГц излучения, на плоскости приемника возникает многолучевая интерференция, которая портит качество изображений в случае падения излучения на матрицу под углом [12, 13]. Пространственное разрешение матрицы оказалось близким волновому пределу благодаря малому размеру единичного элемента. Кроме того матричный микроболометрический приемник способен записывать видеофильм длительностью 749 кадров со скоростью до 26 кадров в секунду, что было использовано практически во всех экспериментах. Матрица помещалась на моторизованную подвижку и перемещалась вдоль оптической оси, записывая терагерцовое видео.



а)



б)

Рисунок 1.11: Внешний вид неохлаждаемого матричного микроболометрического приемника..

### 1.3 Оптические элементы для управления ТГц излучением

Важным этапом освоения любого нового диапазона электромагнитного спектра, обеспечивающим рост качества экспериментальных результатов, является разработка новых элементов для управления излучением.

Таблица 1.2: Основные характеристики матрицы  
микроболометрических приемников

Чувствительность для $\nu = 2.3$ ТГц (В/Вт)	$1.6 \cdot 10^{-4}$
Порог чувствительности ( $/^2$ )	$1.3 \cdot 10^{-3}$
Порог по шуму (пВт/ $^{1/2}$ )	200
Отношение сигнал-шум	4000
Скорость записи (кадров/с)	до 26
Время интегрирования (мкс)	20
Размер чувствительного элемента (мкм)	51x51

### 1.3.1 Пленочные светоделители

В терагерцовом диапазоне набор материалов, относительно прозрачных и пригодных для изготовления из них оптических элементов, весьма ограничен. Делитель может быть изготовлен из полипропиленовой, лавсановой или полиэтиленовой пленок. В данной работе мы использовали пленочные светоделители на основе полиэтилена. Экспериментальные характеристики деления излучения полиэтиленовыми пленками толщиной 25 и 40 мкм для ортогональных поляризаций представлены на рисунке 1.12. Как пропускание, так и отражение в зависимости от угла падения на образец было измерено с помощью излучения Новосибирского ЛСЭ при длине волны излучения  $\lambda = 130$  мкм. Расчет теоретических зависимостей был проведен на основе формул Френеля, используя пакет Mathcad.

### 1.3.2 Оптические дифракционные элементы

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) нашли широкое применение в лазерных технологических установках, оптических приборах и устройствах хранения и поиска информации [15]. Использование плоских элементов в оптических схемах, особенно использующих мощные монохроматические лазерные источники света, открывает перспективу создания дешевых, компактных и функционально сложных приборов. ДОЭ являются наиболее перспективными элементами для управления излучением на ТГц частотах,

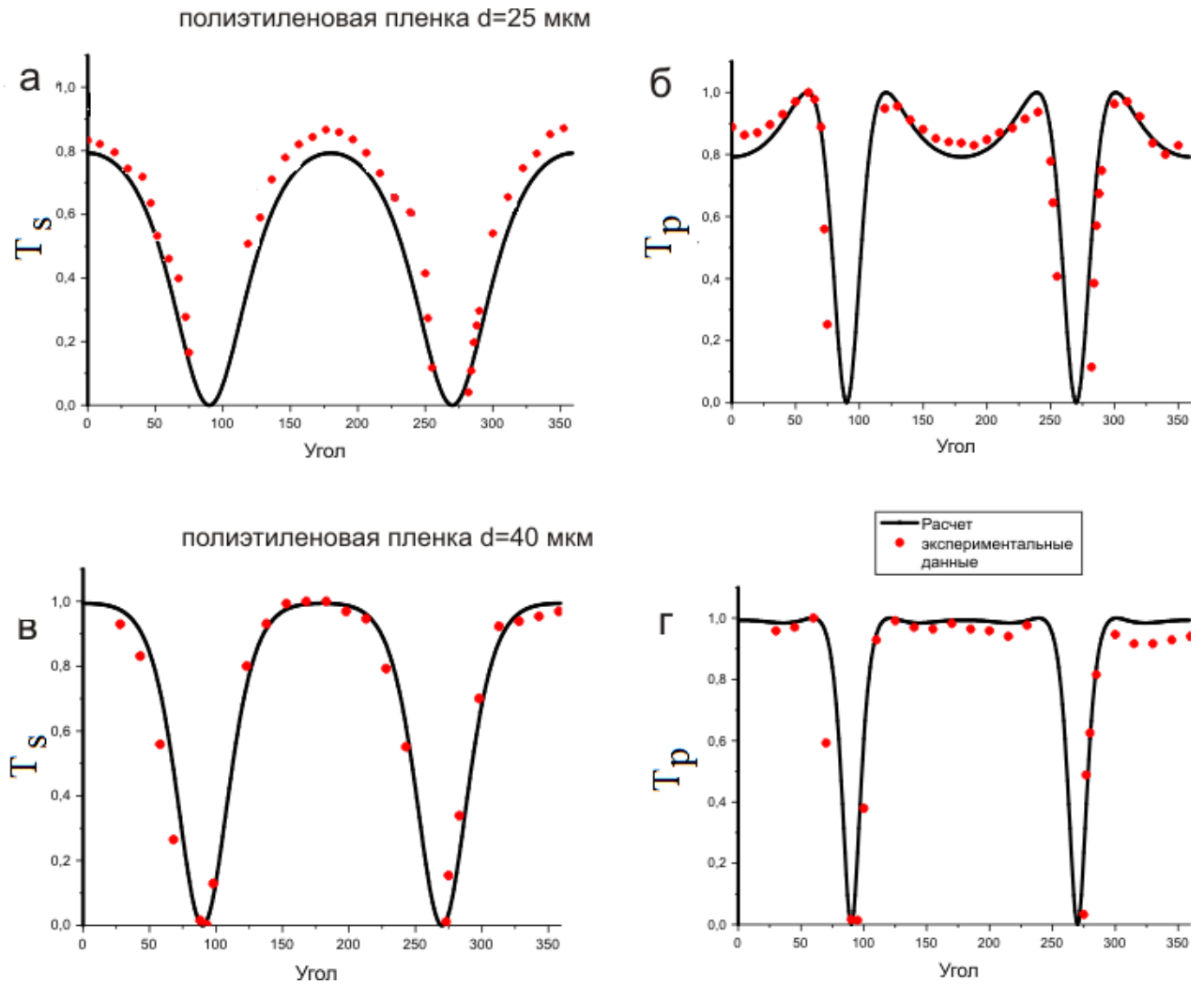


Рисунок 1.12: Коэффициенты пропускания для полипропиленовой плёнки толщиной (а,б) 25 мкм и (в,г) 40 мкм в зависимости от угла падения для  $r$ - и  $s$ - поляризации. Чёрные точки – эксперимент, красный пунктир – теоретическая зависимость.

особенно в случае мощного монохроматического пучка лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [16].

В качестве материала для изготовления ДОЭ был использован нелегированный высокоомный кремний, малое количество примесей обеспечивают высокий коэффициент пропускания пластиной терагерцового излучения. Прозрачность материала крайне важна для случая управления высокоэнергетическими пучками (например, излучением лазера на свободных электронах (ЛСЭ)). В данной работе были использованы подложки из кремния типа (HRFZ-Si) [17] с двухсторонней полировкой оптического качества диаметром 100 мм и толщиной 1 мм. Кремниевые ДОЭ были изготовлены в



результате совместной работы Самарского государственного аэрокосмического университета, Института систем обработки изображений РАН и ЗАО ТИДЕКС. Технологический маршрут производства ДОЭ можно найти в [18].

Исследования характеристик ДОЭ проводились на рабочей станции СпИн Новосибирского ЛСЭ по общей схеме представленной на рисунке 1.13. Излучение ЛСЭ, с требуемой длиной волны излучения, направлялось на дифракционный элемент, а изображение регистрировалось неохлаждаемым матричным микроболометрическим приемником, помещенным на моторизированную подвижку, перемещающую приемник вдоль оптической оси пучка. Терагерцовое видео со скоростью 17 кадров в секунду записывало двумерное распределение интенсивности ТГц излучения при перемещении приемника.

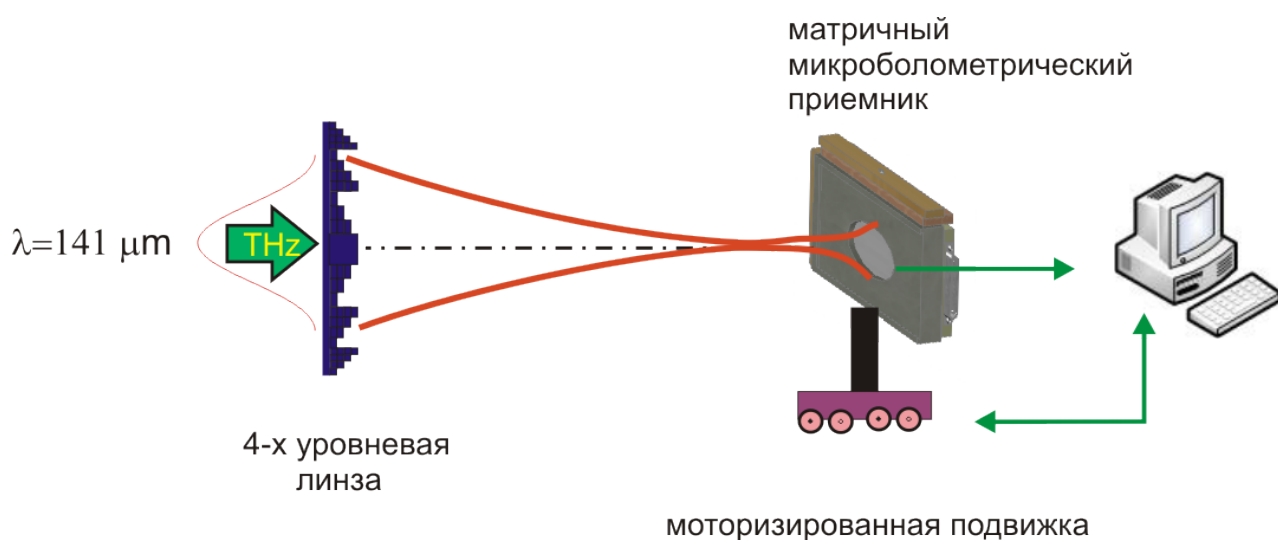


Рисунок 1.13: Оптическая схема установки тестирования дифракционных оптических элементов.

**Дифракционный делитель пучка** с диаметром апертуры 30 мм представляет из себя решетку с прямоугольным профилем и периодом 500 мкм [18]. Оптическая схема эксперимента приведена на рисунке 1.14. В качестве приемника использовался такж матричный микроболометрический приемник. Поскольку диаметр пучка составлял 30 мм, то полностью «перехватить» его на матрице было возможно, только собирая его с помощью линзы (использовалась линза ТРХ с фокусным расстоянием 200 мм). Делители пучка устанавливались на минимальном на расстоянии от линзы, около 3 мм, таким образом все дифракционные порядки фокусировались линзой в приемную плоскость. Для корректных измерений всех порядков дифракции

(+1-ый и - 1-ый порядки падают под углом в  $15^\circ$ ) матрица микроболометров перемещалась по радиусу, так чтобы лучи падали на матрицу по нормали.

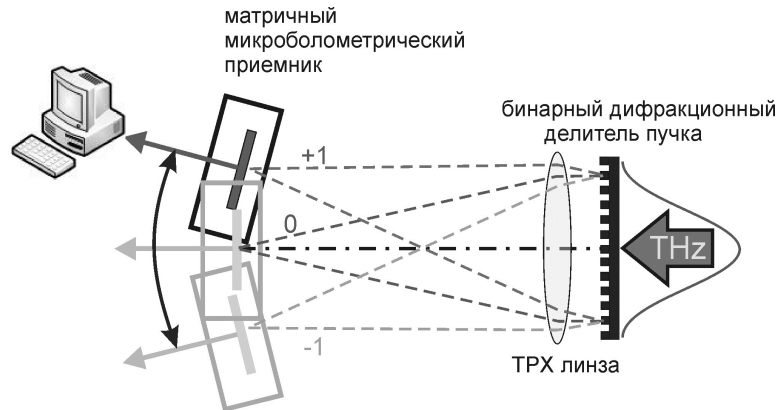


Рисунок 1.14: Оптическая схема установки тестирования дифракционного делителя пучка.

Экспериментальная оценка суммарной доли энергии освещающего пучка, дифрагируемой в +1-ый и - 1-ый порядки, составила  $50\% \pm 5\%$  для делителя пучка без антиотражающего покрытия. В случае использования антиотражающего покрытия из парилена С (полипараксилилена) эта оценка составила  $79\% \pm 8\%$ . Полученная экспериментальная оценка дифракционной эффективности делителя пучка находится в хорошем соответствии с теоретической оценкой дифракционной эффективности бинарного дифракционного делителя пучка 1:2 -  $81\%$ [1]. Вместе с тем, было отмечено некоторое отличие в долях энергии, приходящихся на +1 и -1 дифракционные порядки (относительная разница составляла порядка  $25\%$  для элемента с нанесенным антиотражающим покрытием), которое объясняется, по-видимому, наличием технологических погрешностей изготовления микрорельефа.

Дифракционные оптические элементы, предназначенные для формирования мод практически произвольного поперечно-модового состава лазерного излучения, называются **моданами** [19]. В данной работе приводятся первые результаты исследования бинарных кремниевых элементов, предназначенных для формирования одномодовых пучков (были выбраны моды Гаусса-Эрмита (1,0), Гаусса-Эрмита (1,1) и Гаусса-Лагерра (2,2)) из освещающего пучка лазера на свободных электронах. Рассчитанные бинарные фазовые функции элементов приведены на рисунке 1.15.

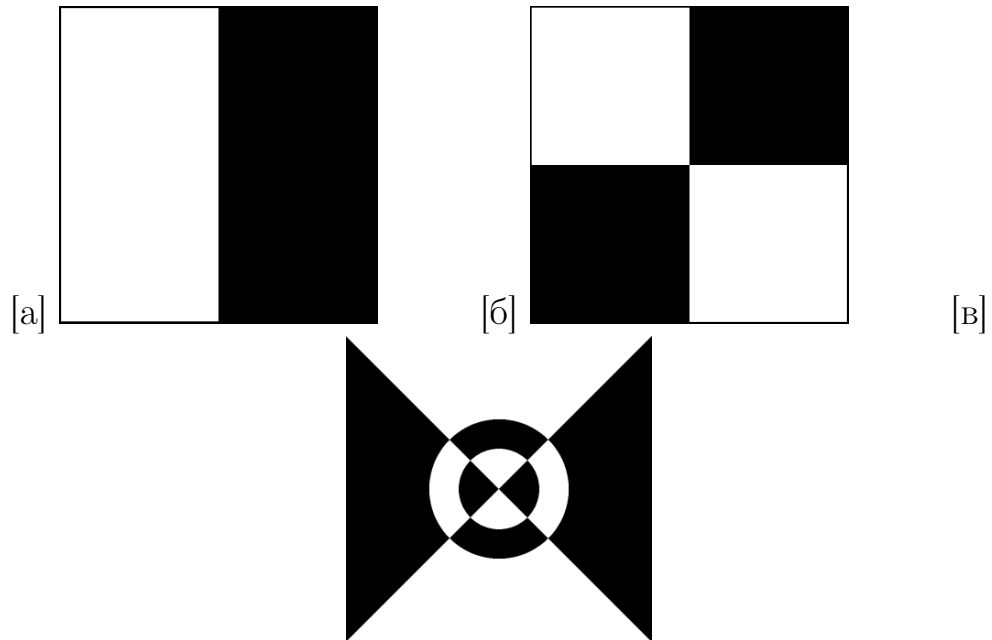


Рисунок 1.15: Фазовые функции элементов (белый цвет соответствует значению фазы  $\pi$ , черный цвет  $-0$ ), формирующих модовые пучки а) Гаусса-Эрмита (1,0), б) Гаусса-Эрмита (1,1) и в) Гаусса-Лагерра (2,2).

Результаты измерений распределения интенсивности, проведённых по схеме на рис. 4 для расстояний между исследуемым элементом и приемником соответствующим: а) 125 мм, б) 150 мм, в) 155 мм представлены на рис. 1.16,1.17,1.18

На рис. 1.19 приведены результаты исследования фазовой структуры сформированного одномодового пучка Гаусса-Эрмита (1,0) в интерферометре Маха-Цендера. На выходе интерферометра наблюдались интерференция гауссова пучка с модой Гаусса-Эрмита (1,0), преобразованного из гауссовой моды помещением ДОЭ в одно из плеч интерферометра. Сдвиг полос на интерферограмме (рис. 1.19) соответствует фазовому сдвигу между двумя “долями” в сечении моды Гаусса-Эрмита (1,0) на величину, близкую к  $\pi$

### 1.3.3 Дифракционные линзы

Многие приложения требуют фокусировки с повышенной глубиной фокуса. Для этих целей был изготовлен **Бинарный (двухуровневый) аксикон** или фокусатор в соосный отрезок [29]. Фазовая функция такого элемента приведена на рисунке 1.20. Результаты измерения распределения интенсивности ТГц излучения в плоскостях, отстоящих на разное расстояние от фокусатора, приведены на рисунке 1.20. Важно отметить, что сфокуси-

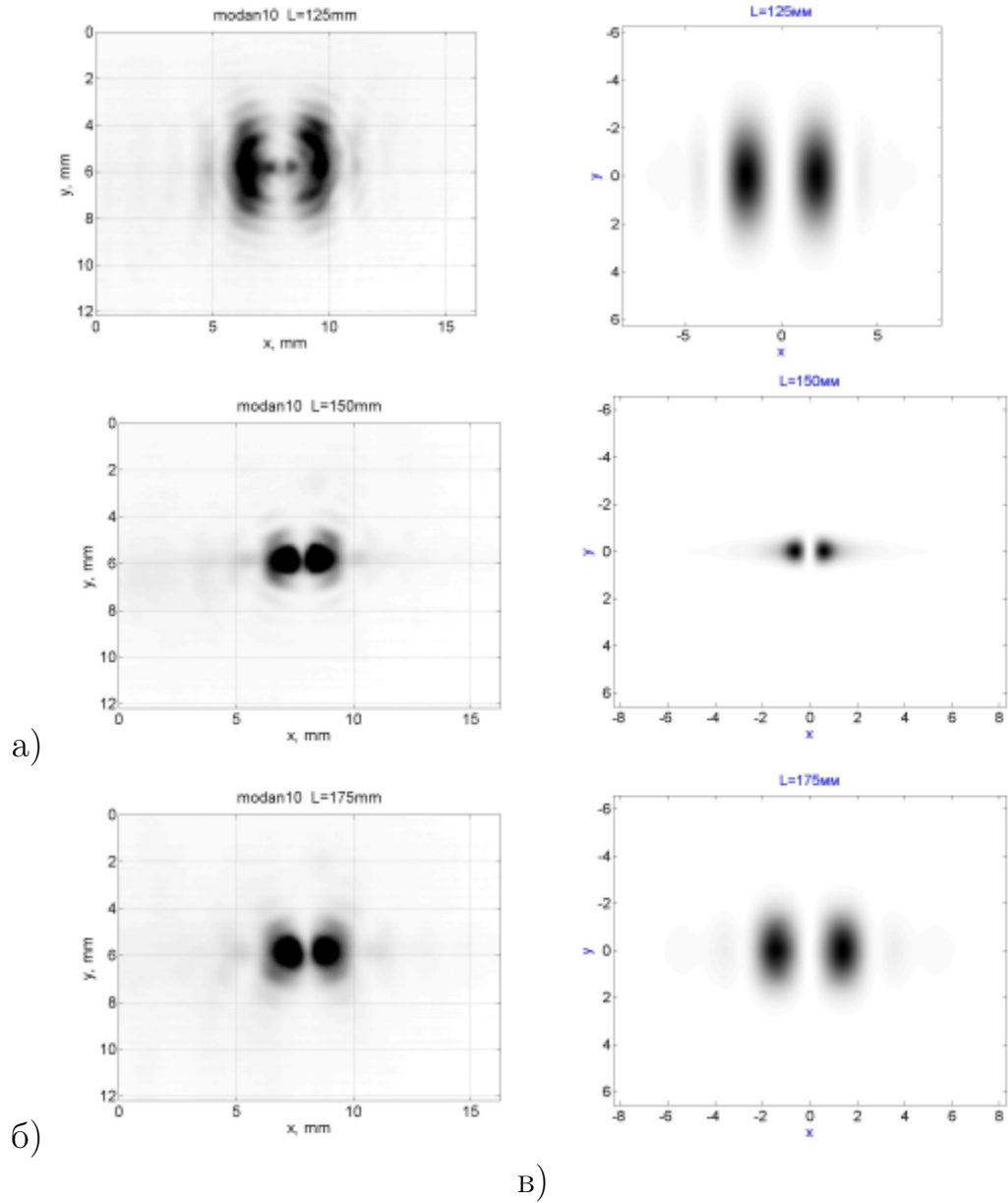


Рисунок 1.16: Распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса-Эрмита (1,0) в плоскостях, отстоящих от элемента на расстоянии а) 125 мм, б) 150 мм, в) 175 мм. Левая колонка – эксперимент, правая – моделирование

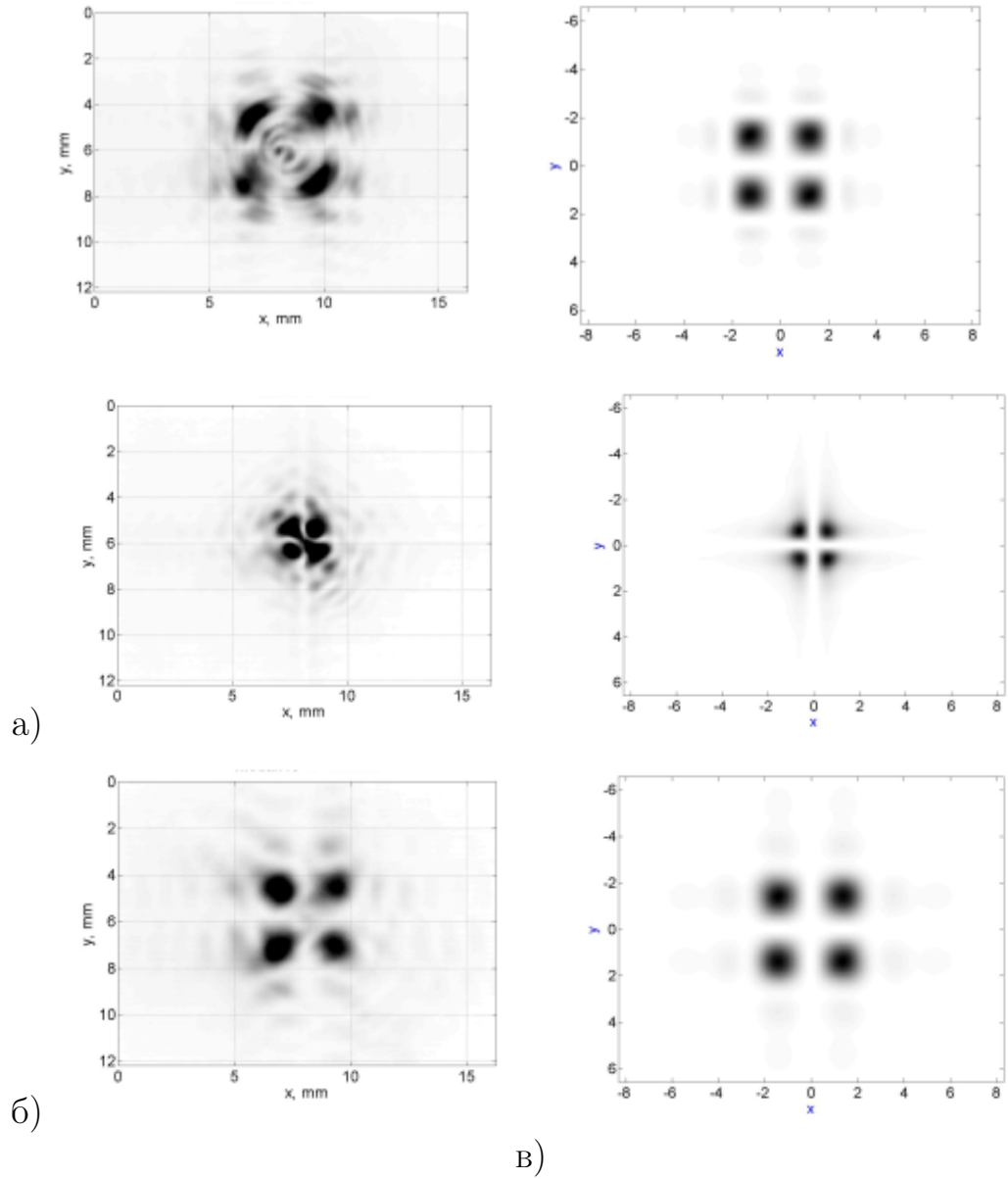


Рисунок 1.17: Распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса-Эрмита (1,1) в плоскостях, отстоящих от элемента на расстояниях а) 125 мм, б) 150 мм, в) 175 мм. Левая колонка – эксперимент, правая – моделирование

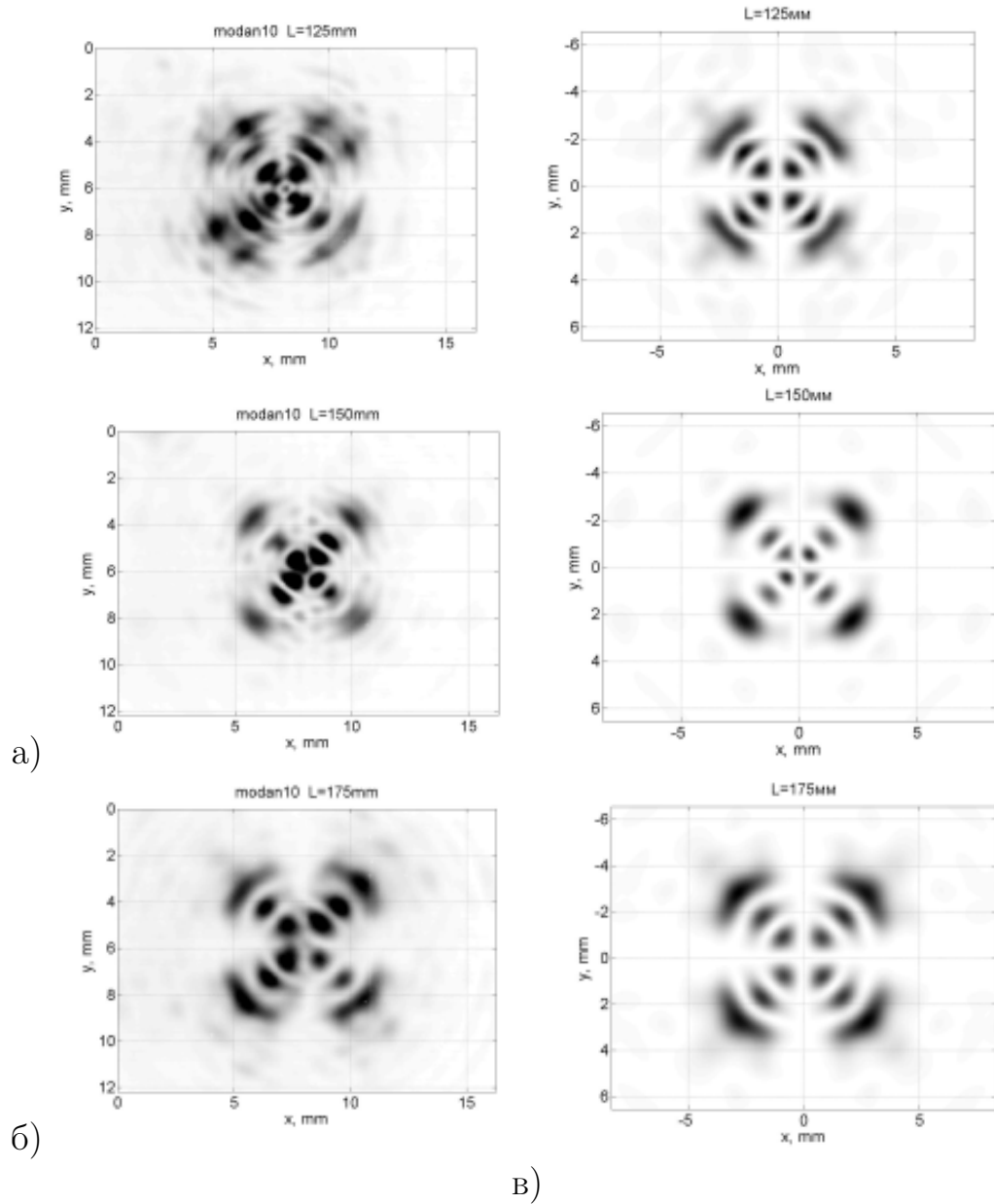


Рисунок 1.18: Распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса-Эрмита (2,2) в плоскостях, отстоящих от элемента на расстоянии а) 125 мм, б) 150 мм, в) 175 мм. Левая колонка – эксперимент, правая – моделирование

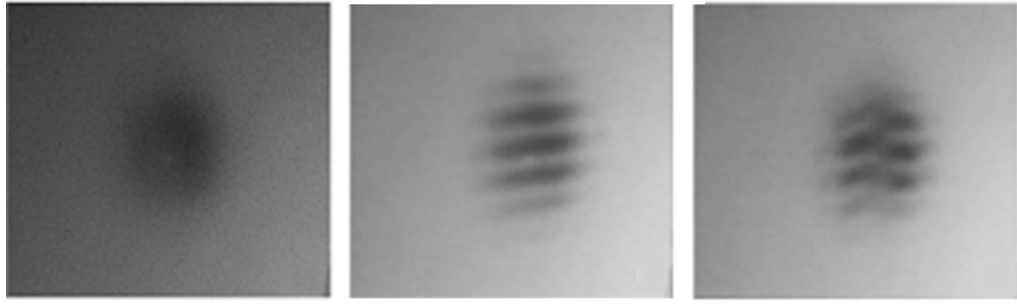


Рисунок 1.19: Оптическая схема установки тестирования дифракционного делителя пучка.

рованный пучок сохраняет близкое к гауссовому распределение интенсивности вдоль оптической оси. Применение изготовленного оптического элемента позволяет сформировать соосное распределение интенсивности на заданном осевом отрезке  $110 \div 140$  мм [20] .

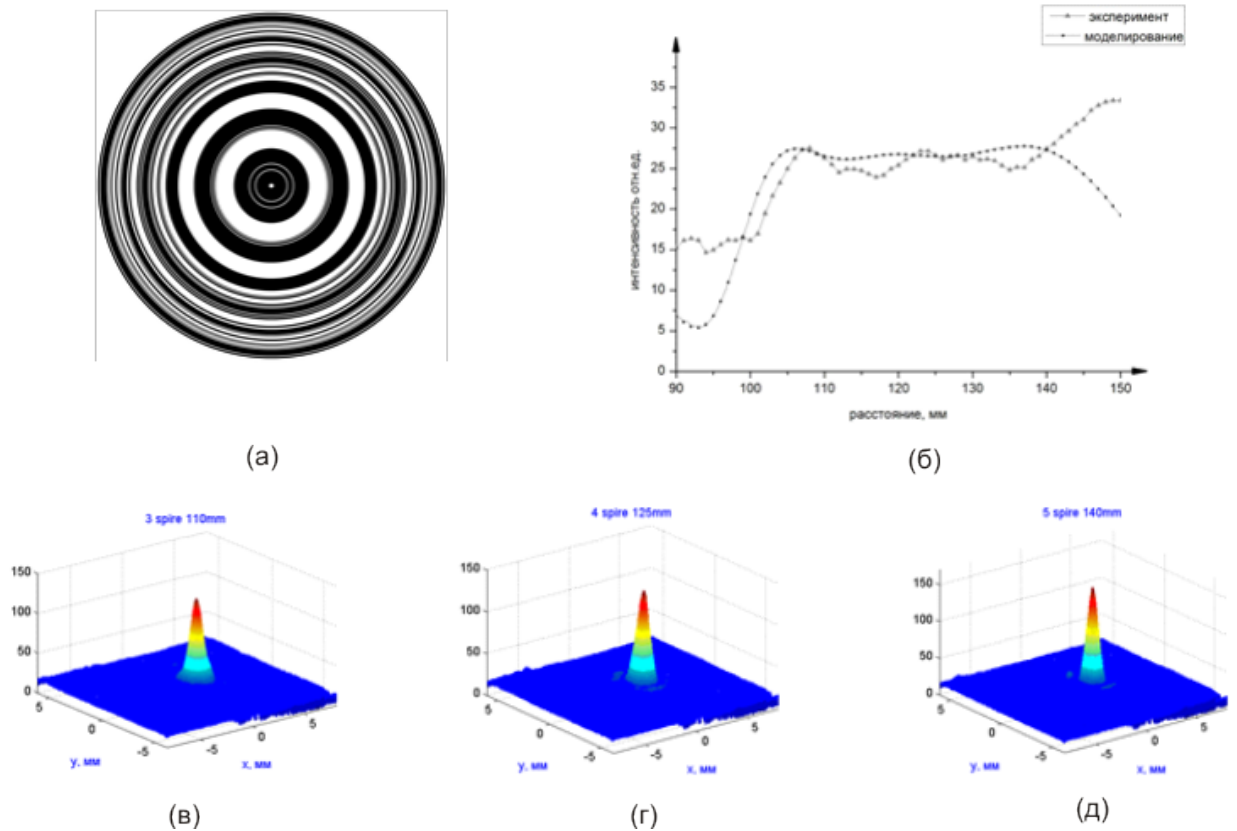
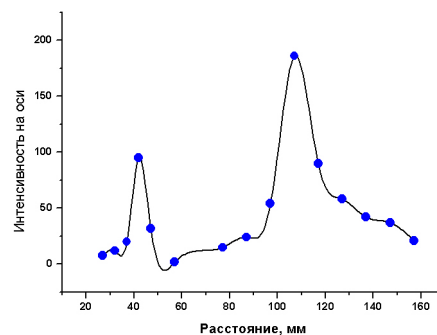


Рисунок 1.20: Фазовая функция рассчитанного фокусатора (белый цвет соответствует значению фазы  $\pi$ , чёрный цвет – 0) Распределение интенсивности вдоль оптической оси, сформированное изготовленным элементом Распределение интенсивности ТГц-излучения в плоскостях, отстоящих на различные расстояние  $z$  от плоскости установки элемента а)  $z=110$  мм, б)  $z=125$ мм ,в)  $z=140$  мм.

В данной работе была исследована **бинарная(двухуровневая) дифракционная линза** с фокусным расстоянием 120 мм, диаметром апертуры 30 мм и расчетной длиной волны 130 мкм [18]. Измерявшиеся в ходе оптического эксперимента в разных плоскостях значения энергетической эффективности находились в хорошем соответствии с расчетным значением. Мы наблюдали два фокуса на расстояниях 121 и 42 мм, что прекрасно согласуется с предварительными расчетами и теоретическими ожиданиями. Значения дифракционной эффективности составили  $(21 \div 3)\%$  для главного фокуса и 3% для вторичного фокуса, соответственно (Рис.1.23). Чтобы увеличить дифракционную эффективность, линзы были покрыты просветляющим покрытием из парилена С. Для линз с просветляющим покрытием дифракционная эффективность составила  $(36 \div 5)\%$  и 3,6%, соответственно. Мы проводили испытания прочности БДЛ, помещая её под сфокусированное ТРХ линзой терагерцовое излучение. Мощность излучения ЛСЭ была измерена с помощью термочувствительного интерферометра Физо [22]. Линзы не повреждались вплоть до значения плотности мощности, что соответствует пиковой мощности в 100-пикосекундном импульсе почти 8 МВт/см<sup>2</sup>.



а)



б)

Рисунок 1.21: Бинарная(двухуровневая) дифракционная линза.а) Внешний вид изготовленной бинарной дифракционной линзы. б) Осевое распределение интенсивности, сформированное бинарной дифракционной линзой.

Все дифракционные элементы терагерцового диапазона, результаты исследования которых приведены в настоящей главе, были изготовлены методом литографического травления кремниевой подложки. Такой подход об-



Расстояние от ДОЭ до плоскости регистрации, мм	110	125	140
Энергетическая эффективность, %	18,6	18,2	17,4

Таблица 1.3: Дифракционная эффективность бинарной двухуровневой линзы вдоль каустики

ладает своими недостатками: изготовление многоуровневых элементов методом литографического травления требует дорогой и достаточно сложной процедуры совмещения фотошаблонов, а бинарные (двухуровневые) элементы имеют ограниченную энергетическую эффективность. Для изготовления **Четырехуровневая дифракционная линза Френеля** был применен подход, основанный на лазерной абляции поверхности подложки. Отмечалось, что применение лазерной абляции позволяет формировать многоуровневый дифракционный микрорельеф не за счет применения дорогостоящего комплекта фотошаблонов, а с помощью варьирования параметров лазерного излучения и передвижения образца. Ранее такой подход был применен для изготовления силовой дифракционной оптики ИК-диапазона на алмазных пластинах [23, 24]. Элемент был рассчитан и изготовлен при сотрудничестве Института общей физики РАН и Самарского государственного аэрокосмического университета, и исследован на станции СпИн Новосибирского лазера на свободных электронах.

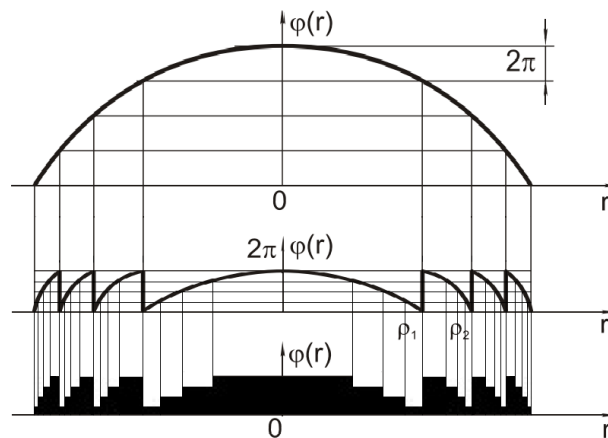


Рисунок 1.22: Этапы получения плоской четырехуровневой дифракционной линзы.

Измеренное осевое распределение интенсивности, формируемое изготовленной линзой, представлено на рисунке 1.23. Смещение фокальной плоскости

на 5 мм вдоль оптической оси объясняется, видимо, отклонением волнового фронта освещающего пучка от плоского. На рисунке 1.24 приведены трехмерные распределения интенсивности в плоскостях, отстоящих от плоскости установки дифракционной линзы на расстояния 115, 125, 135 мм, соответственно. Можно отметить сохранение гауссовой формы сфокусированным пучком.

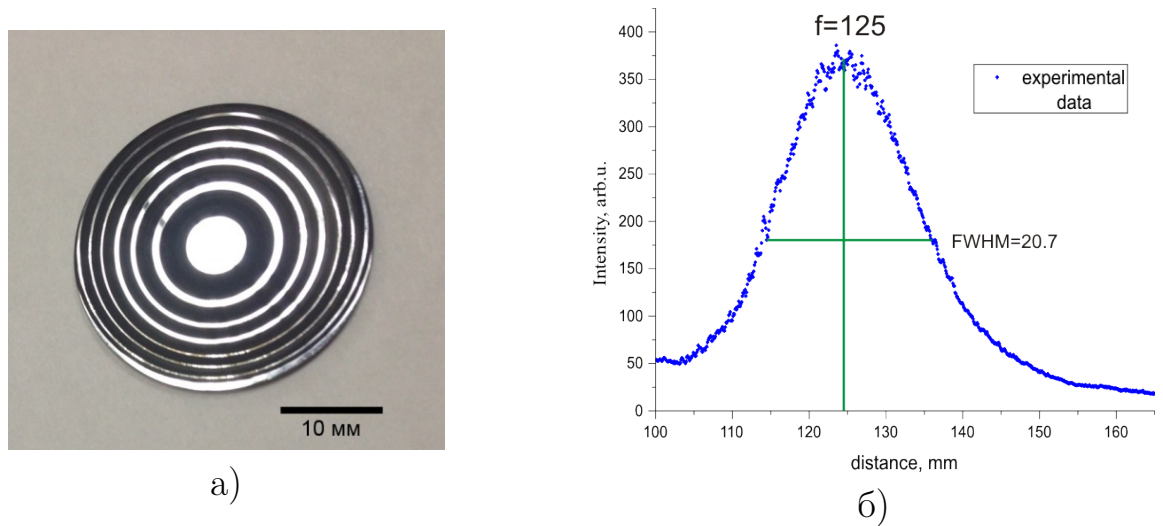


Рисунок 1.23: Четырехуровневая дифракционная линза. а) Внешний вид дифракционной линзы. б) Осевое распределение интенсивности, сформированное бинарной дифракционной линзой. Синие точки – экспериментальные данные, вертикальная зеленая линия – максимум мощности пучка, сформированный на расстоянии 125 мм от дифракционной линзы, горизонтальная зеленая линия – ширина на полувысоте.

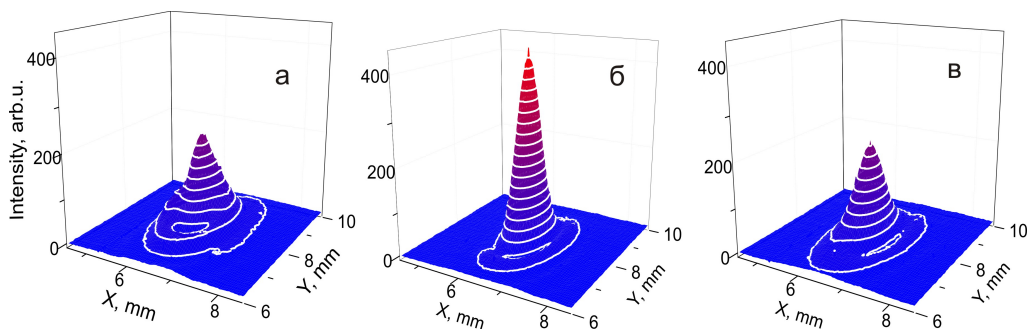


Рисунок 1.24: Трехмерные распределения интенсивности в плоскостях, отстоящих от плоскости установки линзы на расстояния а) 115 мм, б) 125 мм, с) 135 мм.

Измеренная в ходе эксперимента дифракционная эффективность линзы составила 35,9 %. Оценка потерь на френелевское отражение [26] в кремни-

евои пластине (показатель преломления кремния  $n=3.42$ ) составляет около 49 % 4.6. Таким образом, при нанесении антиотражающего покрытия дифракционная эффективность элемента может быть в принципе повышена почти до 75%, что неплохо согласуется с теоретической оценкой 81% [27].

**Киноформные дифракционные линзы (КДЛ)** с параболическим профилем френелевских зон были изготовлены из полипропилена методом горячей вакуумной штамповки с использованием металлической штамповочной матрицы, совместными усилиями Конструкторско-технологического института научного приборостроения СО РАН и Института ядерной физики им.Г.И. Будкера СО РАН. Первые линзы, изготовленные в ИЯФ СО РАН были отражающими металлическими [28], затем в КТИНП СО РАН были изготовлены полипропиленовые линзы, которые позволили получить изображение наилучшего качества в различных оптических системах [?]. Далее приведены исследования КДЛ с фокусными расстояниями  $f = 200$  мм и  $f = 80$  мм для длины волны  $\lambda = 130$  мкм (рис.1.25).

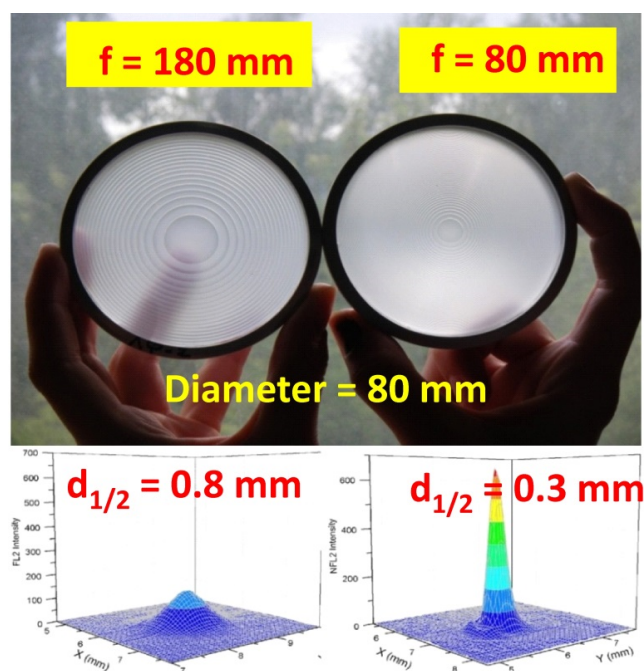


Рисунок 1.25: Киноформные дифракционные линзы. Внешний вид (сверху), трехмерное распределение интенсивности терагерцового излучения в фокальной плоскости для фокусных расстояний  $f=180$  мм и  $f=80$  мм, соответственно

Низкий коэффициент поглощения линз обусловлен малой толщиной, равной 0,8 мм, поэтому они почти прозрачны для терагерцового излучения.

Чтобы использовать всю рабочую апертуру КДЛ, терагерцовый пучок был расширен в 2,5 раза с помощью рефлекторной телескопической системы на внеосевых параболических зеркалах. Главный фокус линзы с фокусным расстоянием  $f = 80$  мм мы наблюдали на расстоянии 77,6 мм. Ширина на полувысоте пучка в районе каустики составила 0,23 мм. КДЛ широко используются на станциях ЛСЭ для фокусировки и построения изображений, так как они не обладают дефектами, не портятся при высоких мощностях и прекрасно воспроизводятся [29].

## ГЛАВА 2

### ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ НА ЛСЭ

Эллипсометрия - это бесконтактный оптический метод измерения свойств различных сред (жидких, твердых газообразных), основанный на регистрации изменения состояния поляризации электро-магнитной волны при ее взаимодействии с поверхностью (отражение, прохождение, преломление, рассеяние) [30]. Исследования в этой области ведутся с 19 века, начало положено работами Этьена Луи Малюса, который ввёл термин поляризация (1808 г.), и Дэвида Брюстера (1815 г.). основополагающий вклад в создание эллипсометрии внесён Паулем Друде и Джоном Уильямом Страттом, известного также как Лорд Релей [31]. Чаще под термином Эллипсометрия понимают изучение изменений поляризации света при отражении. В качестве источника электро-магнитного излучения используют лазеры, светодиоды, лампы и т.д.

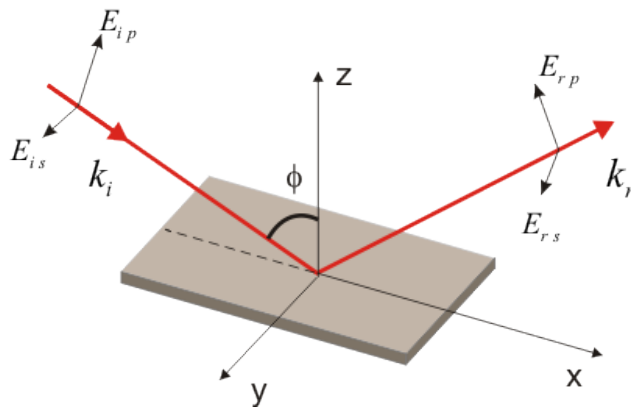


Рисунок 2.1: Отражение волны от границы заредла двух сред.

Рассмотрим основные принципы и термины, применяемые в эллипсометрии [32]. Пусть плоская волна падает на поверхность, расположенную в плоскости XY (Рис.2.1.). Выберем оси X и Y так, чтобы волновой векторы, лежали в плоскости XZ. Тогда электрические векторы падающей и отра-

женной волн можно записать в виде:  $E_i = E_0 e^{i(\omega t - k_i r)}$  и  $E_r = E_0 e^{i(\omega t - k_r r)}$ , здесь  $k_i$  и  $k_r$ , - волновые векторы,  $E_i, E_r$  - комплексные амплитуды падающей и отраженной волн, а  $\omega$  - частота волны. Плоскость XZ, проведенная через векторы  $k_i$  и  $k_r$  называется плоскостью падения. Для дальнейшего удобно разложить векторы амплитуд электрического поля на составляющие, лежащие в плоскости падения (ТМ - волну) и перпендикулярно к ней (ТЕ - волну), иначе называемые р и s компоненты, соответственно. Комплексными коэффициентами отражения называются отношения амплитуд отраженной и падающей волн:  $R_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}}$ ,  $R_s = \frac{E_{rs}}{E_{is}}$ . Модуль комплексного коэффициента отражения показывает во сколько раз изменилась амплитуда волны после отражения, а фаза характеризует фазовый сдвиг между падающей и отраженной волнами. Значения коэффициентов отражения определяются свойствами отражающей поверхности, то есть распределением оптических постоянных в приповерхностных слоях, геометрией поверхности (рельефом), а также внешними по отношению к поверхности параметрами: углом между нормалью к поверхности и вектором  $k_i$  (углом падения света  $\phi$ ), показателем преломления внешней среды, длиной волны  $\lambda$ , которые всегда считаются известными величинами. Поскольку значения коэффициентов отражения содержат в неявном виде информацию о структуре отражающей поверхности, то полезно было бы измерить их амплитуды и фазы. Однако экспериментально при эллипсометрических измерениях определяются не сами коэффициенты отражения, а их отношение. В силу исторических причин это отношение представляют в виде:

$$\rho = \tan \psi e^{i\Delta}$$

Это уравнение называется основным уравнением эллипсометрии, а  $\psi, \Delta$  - эллипсометрическими параметрами и являются измеряемыми в эксперименте величинами. Обратная задача эллипсометрии позволяет, например, вычислить комплексные показатели преломления среды или толщину слоя.

Эллипсометрия является стандартным методом исследования и контроля поверхностей и слоев в ближнем ИК и видимом диапазоне длин волн. Эл-

липсометры видимого диапазона традиционно применяются для определения как конечных характеристик структур, так и для контроля за ростовыми процессами. Однако прямой перенос техник и методов из видимого диапазона в терагерцовый затруднен по ряду причин: в ТГц диапазоне наблюдается сильная дифракция, которая растет пропорционально увеличению длины волны излучения; потеря энергии пучка при распространении в атмосфере; сложность работы с невидимым излучением; отсутствие коммерчески доступных источников излучения высокой мощности. Следует также отметить, что большая длина волны и малая энергия кванта позволяют работать с объектами, которые недоступны для оптических исследований в видимом диапазоне. Большая мощность излучения Новосибирского ЛСЭ позволяет исследовать слабые переходы; большая, по сравнению с видимым диапазоном, длина волны терагерцового излучения позволяет исследовать шероховатые поверхности и слои от нескольких микрометров до нескольких миллиметров толщиной. Перспективными областями применения эллипсометрии в ТГц диапазоне сейчас представляются следующие:

- Кристалооптика. Наблюдения поглощения примесями, дефектами, свободными носителями, поглощение в узкозонных полупроводниках.
- Материаловедение. Исследование толстых поверхностных покрытий и слоев.
- Биологические объекты. Низкоэнергетическое поглощение, оптическая активность энантиомеров.

Спектроскопические измерения в терагерцовом диапазоне широко применяются, используя метод спектроскопии высокого временного разрешения (time-domain spectroscopy), либо методы Фурье-спектроскопии. Традиционная эллипсометрия в видимой и ультрафиолетовой области спектра, как правило, использует непрерывные источники излучения. Ранние попытки реализовать эллипсометрию в ТГц диапазоне были предприняты либо с помощью перестраиваемых источников непрерывного излучения, либо с помощью непрерывных, но широкополосных источников излучения, используя преобразование Фурье

Barth и др. [33], используя опыт работ Rosler др., создали в средней инфракрасной области спектра спектроскопический эллипсометр дальнего инфракрасного диапазона на основе коммерческого прибора фирмы Bruker (113v FTIR instrument) [34]. Рабочий спектральный диапазон был 0,9 - 18 ТГц. Ряд технических вопросов был решен для ТГц эллипсометрии. Размер пятна пучка на образце составлял около 1 см и расходимость пучка была уменьшена до  $0.8^\circ$  диафрагмированием, что крайне важно для повышения точности определения эллипсометрических углов. Расходимость пучка вносит ошибки в определение углов падения и отражения и, следовательно, дополнительную ошибку в определении параметров слоя. Наша система использует не преобразованный оптической системой пучок Новосибирского ЛСЭ с крайне малой расходимостью, что гарантирует однозначное определение угла падения на образец. Кроме угла падения эллипсометрические измерения всегда требуют знания о точных нулевых позициях поляризатора и анализатора относительно плоскости падения. Авторы откалибровали позицию поляризатора *ex-situ*, по излучению HeNe лазера, и как утверждают, получили точность  $0.1^\circ$ . В нашей эллипсометрической системе, мы также используем излучение красного полупроводникового лазера для предварительной установки положений поляризатора и анализатора, но точное положение устанавливается после тестовых измерений. В работе [34] анализатор вращали пошагово, оставляя его неподвижным во время измерения. Как правило, спектры были сняты с шагом  $9^\circ$ , от  $0^\circ$  до  $171^\circ$ , переведены в кривые зависимости интенсивности от угла поворота поляризирующих элементов, и проанализированы обычным способом с получением  $\Psi$  и  $\Delta$  и затем комплексного показателя преломления. В качестве применения эллипсометрической системы были выполнены измерения пленок Si:P и  $YBa_2Cu_3O_7$  и получены результаты в хорошем согласовании с теорией Крамерса-Кронига, произведен анализ спектров отражения для случая нормального падения.

Schubert и др. [35] продемонстрировали, эллипсометрию в дальнем инфракрасном диапазоне ( $150\text{ см}^{-1}$  -  $600\text{ см}^{-1}$ ) для измерения анизотропного магнито-оптического отклика полупроводника слоистой структуры  $i\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$  с внешним магнитным полем. Эллипсометр работал в конфи-



гурации с вращающимся анализатором. Фокусное расстояние зеркала, которое направляло излучение на образец было 190 мм и угол расхождения излучения был существенным и составлял  $3^\circ$ . ИК-Фурье спектрометр Nicolet был использован в качестве источника и приемника излучения. Было показано, что эффективная масса, подвижность  $\mu$  и плотности могут быть определены из спектров диэлектрических констант.

Hofmann и др. разработали экспериментальную установку для эллипсометрических измерений в частотной области 0,2 – 1,5 ТГц, использующую в качестве источника излучения лампы обратной волны (ЛОВ) [36]. Эллипсометр работает по схеме поляризатор-образец-вращающийся анализатор и позволяет изменять угол падения от  $30^\circ$  до  $90^\circ$ . Определение азимутальных положений поляризатора и анализатора производилось одновременно с измерением эллипсометрических параметров. В качестве приложения авторы показали, что при исследовании Р-легированного кремния при комнатной температуре эллипсометрические данные могут быть хорошо описаны в рамках классической модели Друде и хорошо согласуются с данными эллипсометрии в средней ИК области спектра, полученными для того же образца. Эта система также была использована для определения свободного заряда диффузии носителей в р-р<sup>+</sup> кремнии с гомогенным переходом [37]. Относительное пропускание проволочных поляризаторов, используемых в этой работе, ниже чем фотолитографических, которые используем мы, поэтому эллипсометрические параметры измерены менее точно при одной длине волны, однако измерения в широком диапазоне частот позволяют повысить точность измерения.

Были также предприняты попытки использовать источники синхротронного излучения в эллипсометрии. В большинстве работ были использованы ИК-Фурье спектрометры. Первая такая установки была запущена на линии Брукхейвенской национальной лаборатории [38]. Образцы были измерены при единственном угле падения  $80^\circ$  сфокусированным излучением с расходимостью пучка  $1.2^\circ$ . Наблюдалось хорошее согласование с теорией вплоть до частоты 2 ТГц. Аналогичная установка была построена на синхротроне ANKA в Forschungszentrum Карлсруэ, Германия [39]. Авторы снова исполь-

зовали коммерческий Bruker Фурье-спектрометр дальнего ИК диапазона и детектор на основе кремниевого ИК-болометра. Были проведены измерения на различных материалах, включая высокотемпературные сверхпроводники  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  и  $YBa_2Cu_3O_7$  [39]. Эллипсометр, работающий в дальнем ИК диапазоне, был построен на базе интерферометра Мартин-Puplett на установке Bessy [?]. Мартин-Puplett интерферометры в ТГц диапазоне обладают более высоким разрешением и большей чувствительностью по сравнению со стандартными интерферометрами типа Майкельсона. Все параметры Стокса поляризованного света могут быть определены без необходимости фазосдвигающего элемента. Эта установка была испытана ниже 1,5 ТГц. Более подробное описание экспериментов с синхротронными источниками излучения можно найти в обзорах [40]

Чрезвычайно мощным методом для характеристики материалов в ТГц диапазоне является техника time-domain spectroscopy (THz-TDS) или спектроскопия с высоким временным разрешением [41]. Однако этот метод не пригоден для характеристики многих металлов, толстых или сильно легированных полупроводников, покрытий на подложках, веществ в водных растворах, и в случае любых непрозрачных образцов. Кроме того, сильнейшей технической проблемой является определение абсолютных значений спектральных измерений при отражении от поверхности образца. Сочетание эллипсометрии со спектроскопией приводит к новой технике под названием терагерцовой эллипсометрии с высоким временным разрешением (THz-TDSE). В отличие от обычной оптической эллипсометрии, отраженный сигнал поступает когерентно во временной области, что позволяет получить как амплитуду, так и фазу света. Таким образом, чтобы реализовать эллипсометрию в данном случае необходимо измерить две ортогональные поляризации. При преобразовании данных временной области в частотную область с помощью анализа Фурье, можно извлечь эллипсометрические спектры, подобные стандартной оптической спектральной эллипсометрии. Следует отметить, что из-за контрольно-измерительных приборов, анализа сигналов и калибровки методы в THz-TDSE отличаются от стандартных в оптической эллипсометрии [42]. В данном случае большие ошибки связаны с пропус-

канием паразитной составляющей поляризации, в следствие трудности изготовления качественных поляризаторов, работающих в широком спектре частот, кроме того мощность таких источников крайне мала, что затрудняет исследования слабых взаимодействий и сильнопоглощающих сред.

В настоящей работе эллипсометрические измерения проводились на базе классической фотометрической эллипсометрической схемы с вращающимся анализатором, используя перестраиваемое по длине волны монохроматическое излучение Новосибирского лазера на свободных электронах в качестве источника излучения [?]. Задачами данной главы являлась адаптация методов эллипсометрии для работы с мощным источником невидимого терагерцового излучения, а также проверка работоспособности всех узлов схемы. Применение эллипсометра для измерения оптических параметров различных конденсированных сред, включая сильнопоглощающие растворы.

## 2.1 Терагерцовый эллипсометр

Фотометрическая схема эллипсометра в классическом исполнении изображена на 0. и состоит из следующих элементов: поляризатора (P), фазосдвигающего элемента - компенсатора (C), образца (S), и анализатора (A) – схема PCSA.

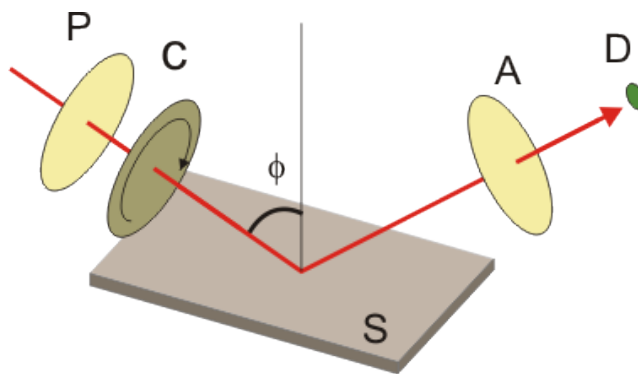


Рисунок 2.2: Фотометрическая схема эллипсометрических измерений: P – поляризатор, C – фазосдвигающий элемент (компенсатор), S – исследуемый образец, A – анализатор, D – детектор излучения.

Возможно также расположение компенсатора после образца (схема PSCA), однако, это ничего принципиально не меняет. Излучение попадает от источника на вход системы, и его интенсивность регистрируется детектором D

на выходе. Зависимость выходной интенсивности от азимутов оптических элементов даётся следующим выражением:

$$I_D(P,C,A) = I_0 |\tan \psi e^{i\Delta} \cos A [\cos C \cos(P-C) - T_C e^{i\delta_C} \sin C \sin(P-C)] + \sin A [\sin C \cos(P-C) + T_C e^{i\delta_C} \cos C \sin(P-C)]| \quad (2.1)$$

Здесь  $P$ ,  $C$ ,  $A$  – азимуты оптических осей поляризатора, компенсатора и анализатора, соответственно, отсчитанные от плоскости падения;  $\delta$  – относительное пропускание и фазовый сдвиг компенсатора. Эллипсометрические параметры вычисляются по результатам измерений интенсивности при различных азимутальных положениях оптических элементов. Обычно изменяют азимут одного из элементов: поляризатора, анализатора или компенсатора, а остальные элементы в процессе измерений находятся в фиксированном положении. Различают два варианта фотометрической схемы: 1) статическая схема – измеряют интенсивности при нескольких выбранных положениях оптических элементов, по которым рассчитывают параметры  $\psi$ ,  $\Delta$ ; 2) динамическая схема – измеряют периодический сигнал, на фотодетекторе, который возникает при вращении одного из элементов, и проводят Фурье-анализ этого сигнала для вычисления  $\psi$ ,  $\Delta$ .

Возможны также эллипсометрические измерения в рамках фотометрической схемы (PSA) без компенсатора. В этом случае измеряется только  $\cos \Delta$ , что имеет два недостатка: 1) величина  $\Delta$  определяется неоднозначно, с точностью до знака; 2) вблизи  $\Delta = 0^\circ$  и  $180^\circ$  величина этого параметра определяется с большой погрешностью. Плюсом схемы PSA является её простота, что может оказаться существенным, если компенсатор, как оптический элемент, обладает несовершенствами.

В результате для исследований была выбрана схема "поляризатор-объект-анализатор" без компенсатора с выбираемым числом измерений при выбираемых положениях поляризационных элементов. Как мы увидим позже, возможности данной схемы позволили разобраться во многих особенностях взаимодействия терагерцового излучения с элементами оптической схемы. Схема эллипсометра представлен на Рис.2.3. В дальнейшем, схема эллипсометра была дополнена фазосдвигающим устройством.

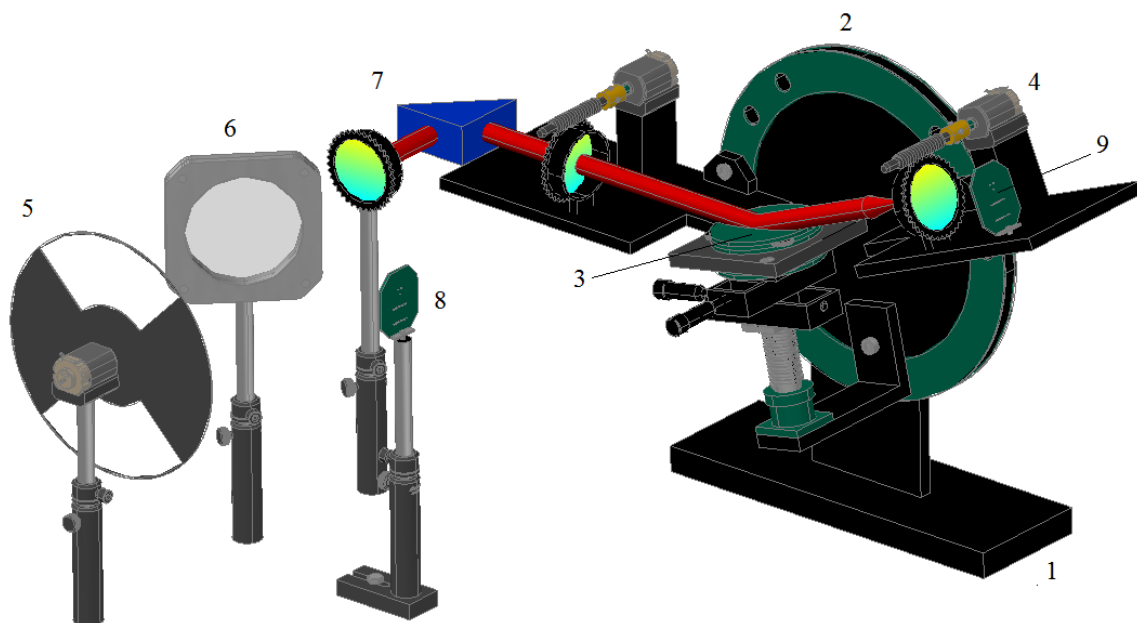


Рисунок 2.3: Рис.3. Схема эллипсометра в первоначальном варианте. 1 – основание устройства с юстировочными винтами; 2 – гониометрический круг; 3 – предметный столик; 4 – шаговые двигатели приводов поляризатора и анализатора; 5 – обтюратор; 6 – светоделительная пленка; 7 – фазосдвигающий элемент (поляризатор  $45^\circ$  и кремниевая равнобедренная призма); 8 – пироэлектрический детектор опорного канала; 9 – пироэлектрический детектор.

Для фотометрической схемы PSA эллипсометра зависимость интенсивности излучения, падающего на фотоприёмник, упрощается:

$$I(P,A) = I_0 |\tan \psi e^{i\Delta} \cos A \cos P + \sin A \sin P|^2$$

где  $I_0$  – интенсивность излучения на входе системы;  $\psi, \Delta$  – эллипсометрические параметры, отражающей поверхности. **Приемник.** Для детектирования теплового излучения могут быть использованы болометры, пироэлектрические приемники или тепловые приемные устройства. Однако ни один из этих приёмников не рассчитан для работы в терагерцовом диапазоне. В нетипичных условиях работы возможно проявление недокументированных

ошибок вплоть до отказа работы. В нашем случае принципиальными факторами являлась прозрачность входного окна приёмника для терагерцового диапазона, чувствительность рабочего элемента к данному диапазону и малая поляризационная чувствительность.

**Поляризаторы.** Рассмотрим варианты управления поляризацией электромагнитных волн терагерцового Решёточные поляризаторы – сравнительно дешёвые, малогабаритные, способны работать в широком диапазоне длин волн, обладают высокой чувствительностью к углу падения излучения.

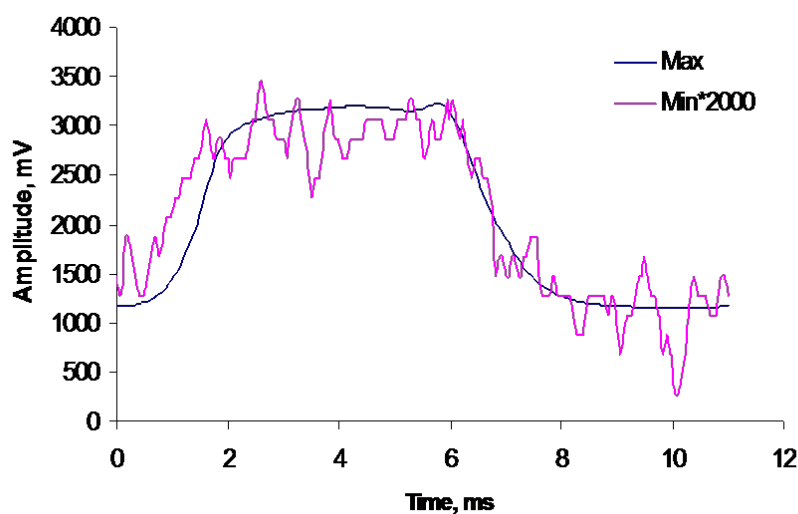


Рисунок 2.4: Сравнение максимального и минимального пропускания в системе «поляризатор – анализатор».

В данной работе использовались решёточные поляризаторы на полиэтиленовой основе. Их параметры:

профиль штриха – треугольный

Число штрихов –  $1200 \text{ мм}^{-1}$

Пропускание – более 80 %

Пропускание нежелательной поляризации – 0.1 %

Принцип работы решёточного поляризатора основан на различном восприятии электромагнитной волны со средой в виде металлической решетки субволновой ширины. Волна с направлением вектора электрического поля вдоль штрихов решётки воспринимает среду, как металлическое зеркало, и отражается назад, а волна с ортогональным направлением вектора электри-

ческого поля к направлению штрихов, воспринимает среду, как диэлектрик и частично проходит насквозь.

Основной характеристикой поляризаторов является коэффициент пропускания нежелательной поляризации. Он характеризуется отношением амплитуд максимального и минимального сигналов в системе поляризатор – анализатор, когда элементы установлены параллельно и скрещено. Из рисунка 2.4 видно, что  $\tau_A^2 \approx \tau_P^2 \approx 10^{-3}$ , а сами относительные коэффициенты пропускания составляют величины порядка  $\tau_A \sim \tau_P \sim 0.03$ . Степень поляризации при этом составляет  $P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = 0.9990$ . Поляризаторы вращались с помощью шаговых двигателей через червячный редуктор с малыми люфтами.

**Делитель.** Для контроля интенсивности входного излучения, в схему эллипсометра был включён канал сравнения. Излучение отводилось с помощью светоделителя в еще один аналогичный приемник. Делитель изготовлен из полипропиленовой плёнки толщиной 40 мкм. Характеристики деления для ортогональных поляризаций представлены в главе 1.3.1.

## 2.2 Измерение тестовых образцов

Предварительное тестирование эллипсометра было проведено в геометрии «на просвет», когда поляризатор и анализатор располагаются на одной оптической оси. Это аналогично измерениям образца с эллипсометрическим параметром  $\rho = 1$ , то есть,  $\psi = 45^\circ$  и  $\Delta = 0^\circ$ . Соответствующие результаты приведены на рисунке 2.5. Видно хорошее согласование экспериментальных данных с кривой Малюса (среднеквадратичное отклонение менее 6%).

**Кремний** хорошо исследован, известны его оптические характеристики в терагерцовом диапазоне. На рисунке 2.6 показаны результаты измерения параметра  $\psi$  монокристаллического кремния, выполненные на нескольких углах падения. Проблемой при использовании стандартных пластин высокоомного кремния является его прозрачность в терагерцовом диапазоне, что усложняет обработку экспериментальных данных наличием интерференции лучей, идущих от нижней поверхности пластины. Образец был изготовлен в виде пластины клиновидной формы для того, чтобы вывести из оптическо-

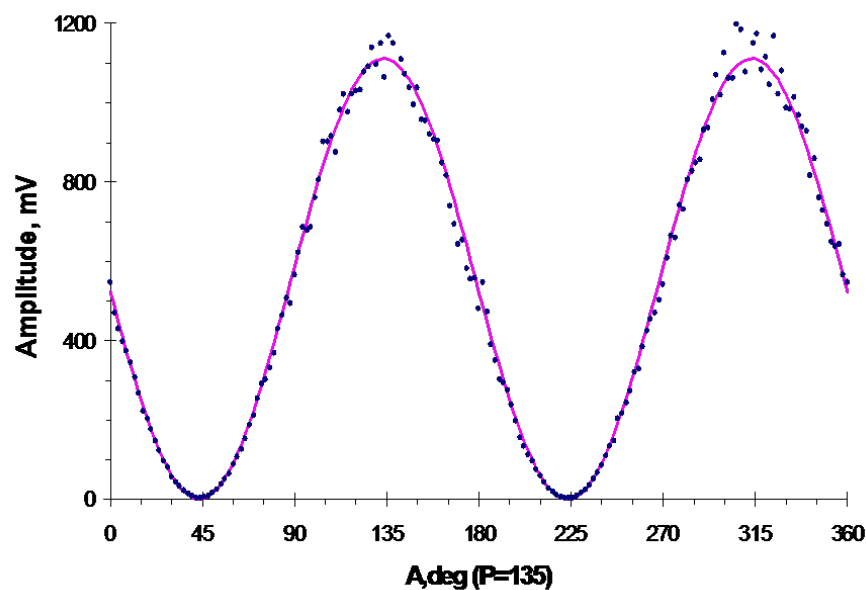


Рисунок 2.5: Зависимость сигнала на фотоприёмнике от азимутального положения анализатора при положении поляризатора 135 градусов. Точки – экспериментальные значения; кривая соответствует закону Малюса.

го тракта луч, отражённый от нижней грани. Сплошной линией на рисунке показана расчётная зависимость  $\psi(\phi)$  для системы «кремний – воздух»; значение показателя преломления кремния на длине волны 147 мкм  $n = 3,418$  взято из справочника [14].

Хорошее согласие результатов тестовых измерений с расчётными теоретическими значениями показывают возможность применения терагерцового эллипсометра для изучения более сложных объектов. Нами были проведены измерения на образцах **плёнок крови**, нанесённых по специальной технологии методом центрифугирования (Рисунок 2.7 ) на исследованный выше клин кремния. Результаты измерений для двух таких образцов вместе с расчётной номограммой показаны на рисунке 2.8. Измерения проводились при угле падения излучения  $\phi = 70^\circ$ .

Измерения плёнок крови на поверхности кремния были выполнены с целью проверки чувствительности метода терагерцовой эллипсометрии, а также измерительной аппаратуры для определения параметров биологических покрытий: толщины и оптических постоянных. По измеренным данным можно определить толщины плёнок ( $d_1 = 1.2$  и  $d_2 = 3.6$  мкм) и их показатель преломления ( $n = 1.95$ ). В этих экспериментах точность определения показате-



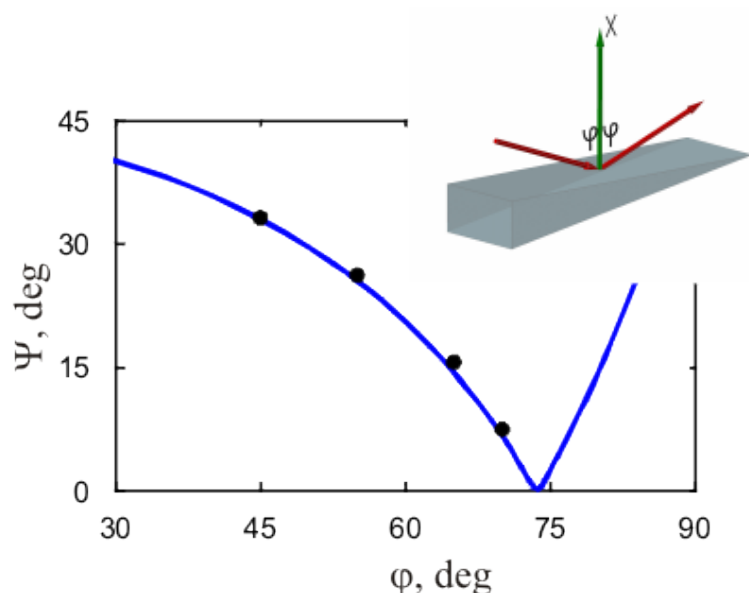


Рисунок 2.6: Результаты измерений параметра пси для поверхности кремния. Линия – теоретическая зависимость для значения показателя преломления 3,418 – литературное значение. Точки – экспериментальные результаты.

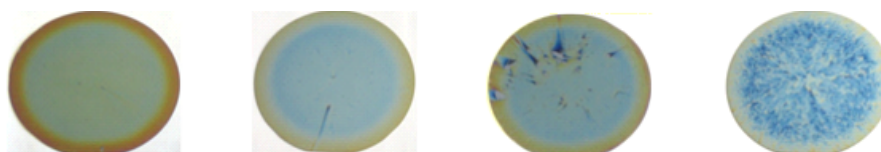


Рисунок 2.7: Вид кровяных пленок на поверхности кремния, нанесенных методом центрифугирования.

ля преломления составляет  $\pm 0.05$ , однако, при больших толщинах (около 10 мкм) или меньшей длине волны ( $\pm 50$  мкм) она может возрасти на порядок.

### 2.3 Нарушенное полное внутреннее отражение

Поглощение большинства биологических объектов и различных растворов в терагерцовом диапазоне весьма велико, в следствие сильного поглощения воды в этом диапазоне, которая в свободном или связанном виде присутствует практически во всех живых организмах. При исследовании на прохождение водосодержащих растворов толщины кювет жидкостей не могут превышать значения десятков мкм. При столь малой толщине наличие пузырьков в жидкости, а также эффекты на границе между жидкостью и стенками кюветы могут вызывать сильное искажение эксперимен-

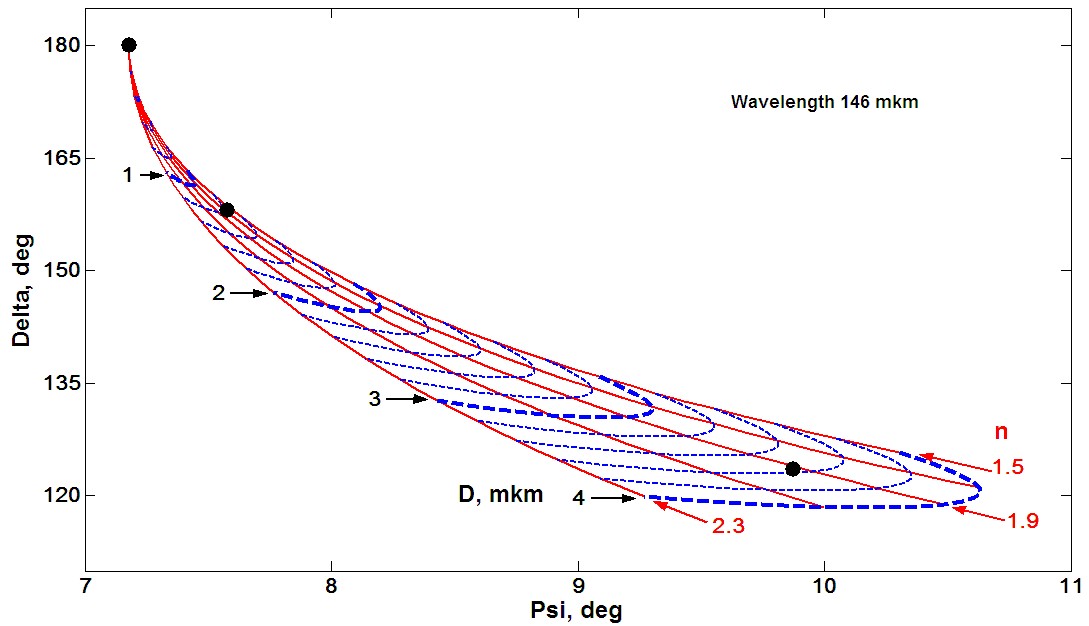


Рисунок 2.8: Результаты эллипсометрических измерений плёнок крови на поверхности кремния. Красные кривые – линии постоянного показателя преломления; синие кривые – линии постоянной толщины. Точки – экспериментальные результаты для плёнок различной толщины.

тальных данных. Нарушенное полное внутреннее отражение (НПВО) достаточно широко используется в ближнем инфракрасном диапазоне, в ИК Фурье-спектрометрах для исследования сильнопоглощающих объектов. Глубина проникновения в образец, используя метод НПВО, при показателе преломления близком к  $n=2$  (как ниже будет показано комплексный показатель преломления воды  $n=2-i 0.49$ ) и длине волны  $\lambda = 130$  мкм составляет около 15 мкм, что гарантирует измерение объемных свойств жидкости, а не поверхностных. Отметим также, что глубина проникновения пропорциональна длине волны, соответственно с увеличением длины волны эванесцентная волна проникает глубже, что приводит к увеличению поглощения.

Нарушенное полное внутреннее отражение – это явление проникновения световой волны из оптически более плотной среды в менее плотную, на глубину порядка длины волны, при отражении света под углом, большим, чем угол полного внутреннего отражения. Нарушение заключается в том, что энергетический коэффициент отражения становится меньше единицы, вследствие поглощения света в слое, в который проникает волна.

Рассмотрим отражение и преломление световых волн на границе раздела двух диэлектриков, при падении под углом [26]. В этом случае принято выделять два основных вида поляризации падающей волны. Если при падении света под углом вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости падения, то такую поляризацию принято называть ТЕ – поляризацией или s – поляризацией. А если в плоскости падения лежит вектор напряженности магнитного поля, то в таком случае волна считается с ТМ – поляризацией или p – поляризацией.

Найдем выражение, определяющее коэффициент отражения, для ТЕ – поляризации.

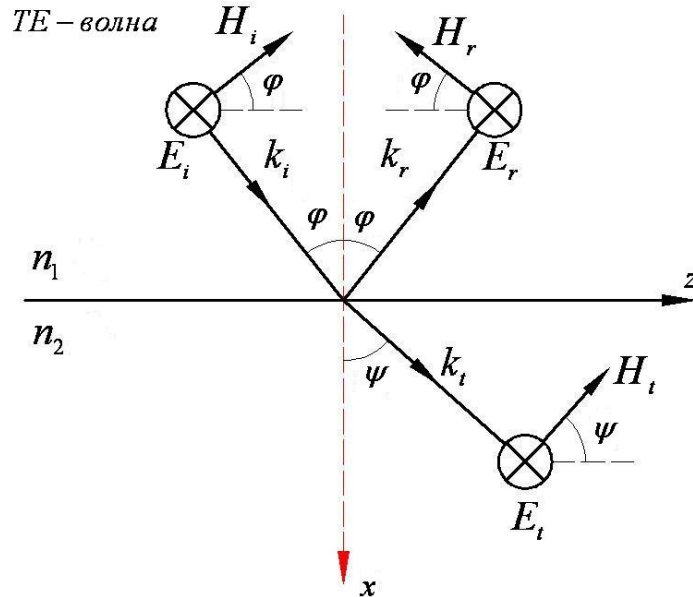


Рисунок 2.9: Отражение и преломление световой волны при s – поляризации.

Запишем условие непрерывности для напряженности электрического поля:

$$E_i + E_r = E_t$$

Так же при отражении должно выполняться условие непрерывности для напряженности по магнитному полю:

$$H_i \cos \phi - H_r \cos \phi = H_t \cos \psi$$

В этом случае мы можем записать систему уравнений:

$$\begin{cases} E_i + E_r = E_t \\ H_i \cos \phi - H_r \cos \phi = H_t \cos \psi \end{cases} \quad (2.2)$$

Учитывая что:

$$\sqrt{v_a} E = \sqrt{\mu_a} H$$

где  $v_a$  - абсолютная диэлектрическая проницаемость среды;  $\mu_a$  - абсолютная магнитная проницаемость среды, также используя то что:

$$\sqrt{\frac{v_a}{\mu_a}} = \sqrt{\frac{v v_0}{\mu \mu_0}} = \sqrt{\frac{v}{\mu}} \sqrt{\frac{v_0}{\mu_0}}$$

Можно переписать систему уравнений в виде:

$$\begin{cases} E_i + E_r = E_t \\ \sqrt{\frac{v_1}{\mu_1}} \sqrt{\frac{v_0}{\mu_0}} E_i - \sqrt{\frac{v_1}{\mu_1}} \sqrt{\frac{v_0}{\mu_0}} E_r = \sqrt{\frac{v_1}{\mu_1}} \sqrt{\frac{v_0}{\mu_0}} E_t \end{cases} \quad (2.3)$$

Решая систему уравнений с учетом того, что в немагнитных средах  $\sqrt{\frac{v}{\mu}} = n$  можно получить значение для френелевского коэффициента отражения:

$$r_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = -\frac{\sin(\phi - \psi)}{\sin(\phi + \psi)}$$

Учитывая тригонометрические формулы:

$$\sin(\phi - \psi) = \sin \phi \cos \psi - \sin \psi \cos \phi$$

$$\sin(\phi + \psi) = \sin \phi \cos \psi + \sin \psi \cos \phi$$

и закон Снеллиуса:

$$n_1 \sin \phi = n_2 \sin \psi$$

Можно переписать коэффициент отражения для ТЕ – поляризации в виде:

$$r_{TE} = \frac{\cos \phi - \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi}}{\cos \phi + \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi}}$$

Найдем выражение, определяющее коэффициент отражения для ТМ – поляризации.

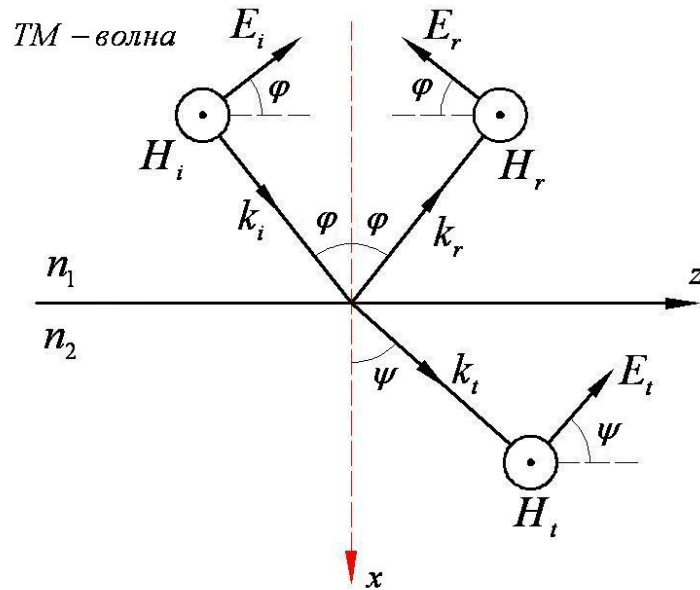


Рисунок 2.10: Отражение и преломление световой волны при р – поляризации.

Записав систему уравнений для непрерывности напряженности по электрическому и магнитному полю при ТМ - поляризации:

$$\begin{cases} E_i \cos \phi - E_r \cos \phi = E_t \cos \psi \\ H_i + H_r = H_t \end{cases} \quad (2.4)$$

Аналогичным образом можно найти выражение для френелевского коэффициента отражения при данной поляризации:

$$r_{TM} = \frac{E_r}{E_i} = -\frac{\tan(\phi - \psi)}{\tan(\phi + \psi)}$$

или в виде:

$$r_{TM} = \frac{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi} - \cos \phi}{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi} + \cos \phi}$$

Выражения для  $r_{TM}$  и  $r_{TE}$  представляют собой амплитудные коэффициенты отражения для двух разных поляризаций. Но на практике можно получить только энергетические коэффициенты отражения, так как любой приемник регистрирует интенсивность, а не амплитуду поля.

Известно, что при угле полного внутреннего отражения:

$$\sin \phi = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\phi = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

Если  $\phi > \phi_c$ , то выражение  $\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \Theta_i < 0$ , следовательно, амплитудные коэффициенты отражения для двух разных поляризаций будут являться комплексными величинами, а энергетические коэффициенты отражения, при отсутствии поглощения в менее плотной среде, будут равны единице. Для поглощающей среды они будут меньше единицы.

Рассмотрим проекцию волнового вектора  $k$  на ось  $x$  в поперечном сечении во второй среде:

$$k_{2x} = kn_1 \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi}$$

отсюда видно, что при углах падения, больше критического, подкоренное выражение будет меньше единицы, тогда  $k_{2x}$  станет мнимой величиной. Отсюда следует, что:

$$k_{2x} = ikn_1 \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi} = i\gamma$$

Тогда поле прошедшей волны будет описываться выражением:

$$E = E_0 \exp(-ik_{2x}x) = E_0 \exp(-\gamma x)$$

где  $\gamma$  - коэффициент затухания для поперечной составляющей. Видно, что он определяется выражением:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi}$$

Из этих выводов следует, что при отражении волны под углом, большим, чем угол полного внутреннего отражения, поперечная составляющая проходит во вторую среду, при этом она начинает экспоненциально затухать.

Найдем глубину, на которую проникает волна. Глубина проникновения  $d_p$

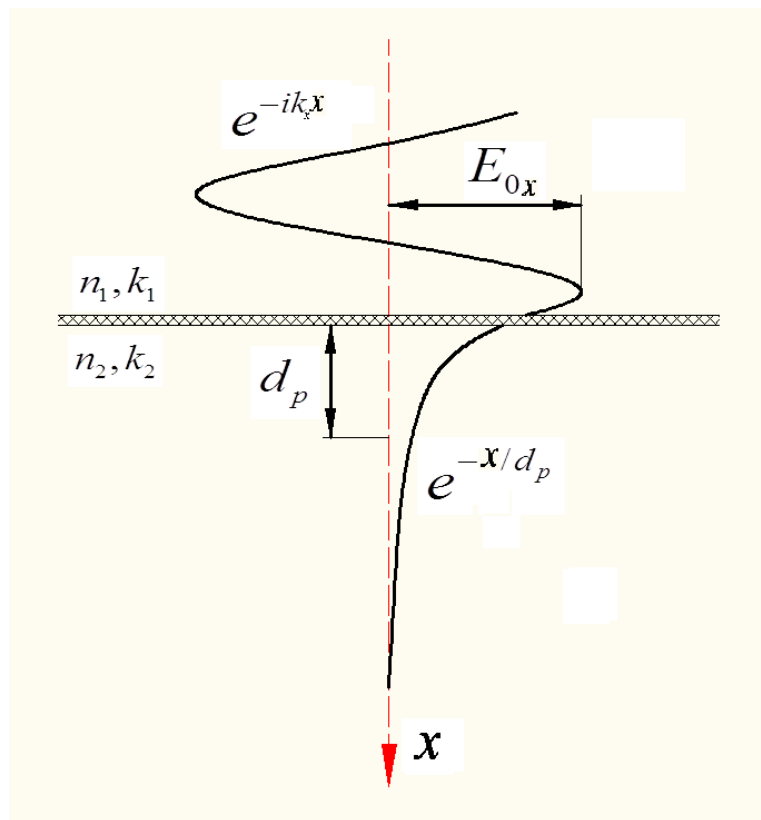


Рисунок 2.11: Неоднородная волна внутри образца, экспоненциально затухающая при увеличении расстояния от границы раздела.

экспоненциально затухающей неоднородной волны определяется из условий, чтобы на границе раздела были равны амплитуды волн и их производные:

$$d_p = \frac{\lambda}{2\pi n_1 \sqrt{\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2 \phi}}$$

Она показывает глубину, при которой амплитуда прошедшей волны уменьшится в  $e$  раз.

В отражающем слое амплитуда падающей волны  $E_{0x}$  ослабляется в результате резонансного взаимодействия с молекулами вещества. В поглощающей среде 2 образуется затухающая волна  $E_{0x}e^{-x/d_p}$ .

## 2.4 Эллипсометрия с модулем нарушенного полного внутреннего отражения

Далее мы покажем, что при эллипсометрических исследованиях сильно поглощающих сред, использование систем с нарушенным полным внутренним отражением, позволяет измерить показатель преломления и поглощения жидкостей с точностью не ниже чем для образцов в виде пленок. В качестве материала призмы выбран высокоомный кремний – чистый, химически инертный материал с высоким показателем преломления (3.418), что подтверждено нашими измерениями. На рисунке 2.12 показаны зависимости амплитудных и фазовых изменений в р- и s- волнах на границе кремний-воздух при изменении угла падения. Видно, что критический угол (при котором происходит полное внутреннее отражение света) равен  $17^\circ$ , угол полной поляризации (угол Брюстера), при котором скачком меняется фазовый сдвиг р- компоненты (желтая кривая), а коэффициент её отражения равен нулю, равен  $16.3^\circ$ , ещё один важный угол – главный угол, при котором фазовый сдвиг равен  $90^\circ$ , равен  $42^\circ$ . Призма, выполненная в виде равнобедренного треугольника с углом при основании  $45^\circ$ , может быть фазосдвигающим устройством с  $\delta = 84.6^\circ$ . Такую призму мы используем на входе эллипсометра для выравнивания интенсивности при любом угловом положении поляризатора.

Анализ чувствительности эллипсометрических параметров к изменению оптических констант слабых водных растворов показал, что наибольшая чувствительность достигается в районе  $33$  градусов. Это проиллюстрировано на рис. 2.13. Видно, что максимум зелёной кривой, то есть площади приращения обоих показателей, как раз соответствует  $33^\circ$ . Такой угол падения на рабочую грань легко обеспечить благодаря преломлению в кремнии



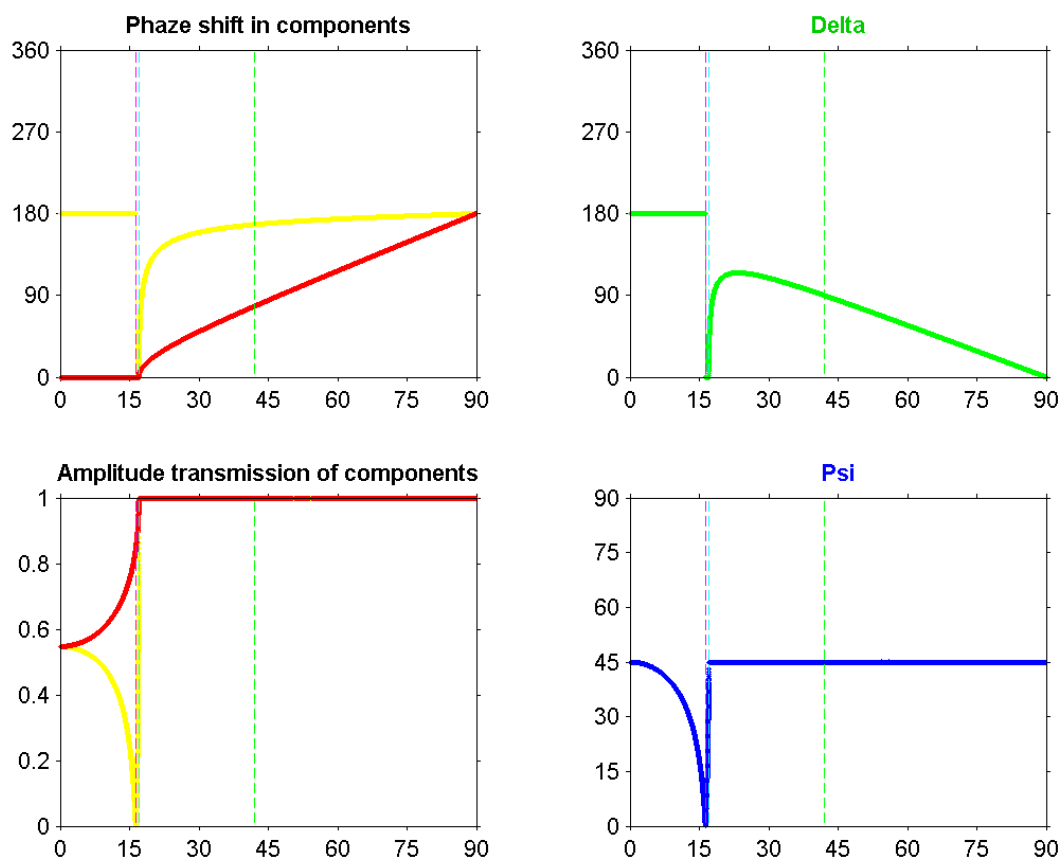


Рисунок 2.12: Зависимость амплитуды и фазы в р- и s- волнах (желтая и красная кривые, соответственно) на границе кремний-воздух при изменении угла падения. Зависимость  $\psi$  (зеленый график) и  $\delta$  (синий график) от угла падения на границы раздела кремний-воздух.

при использовании той же геометрии  $45^\circ$  равнобедренной треугольной призмы. Для этого нужно заводить излучение перпендикулярно к рабочей грани, как показано на рисунке 2.13.

## 2.5 Измерение комплексного показателя преломления жидкостей

Жидкости могут быть идентифицированы с помощью их оптических свойств: коэффициента поглощения и показателя преломления. В то время как в видимой и соседних диапазонах, поглощение многих жидкостей очень мало, и трудно измеряемо, а диапазон значений показателя преломления довольно узкий, в терагерцовом диапазоне эти два оптических пара-

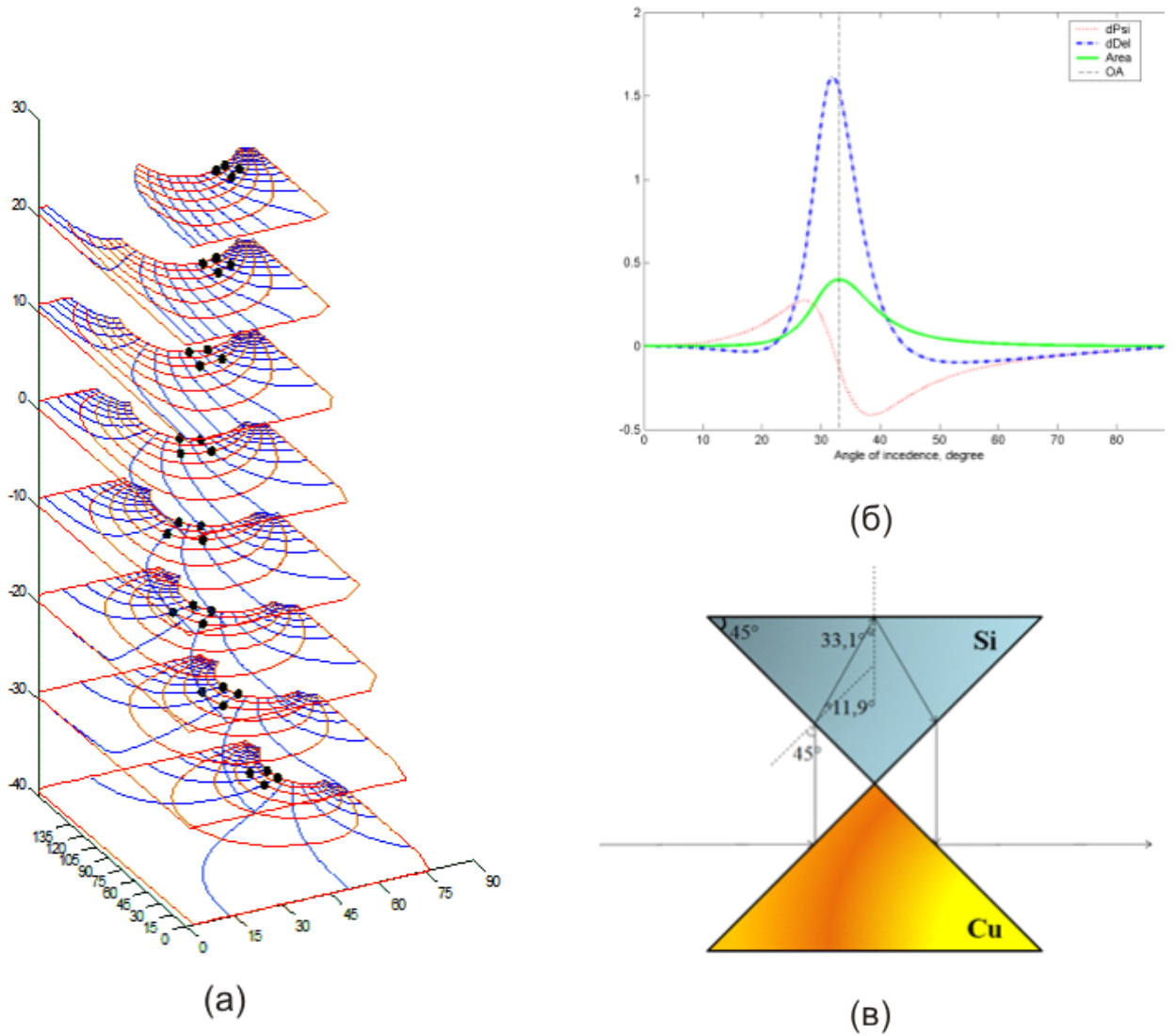


Рисунок 2.13: Оптимизация угла ввода излучения в призму НПВО для водных растворов. (а) Сетка номограмм (синие линии – линии постоянного показателя преломления, красные – показателя поглощения) точками обозначены постоянные, полученные при увеличении показателя преломления и поглощения водного раствора на 0.01 от постоянных воды. (б) Красная кривая показывает относительное изменение параметра пси в зависимости от угла падения при увеличении показателя преломления и поглощения водного раствора на 0.01 от постоянных воды. Синяя кривая – то же самое для параметра дельта, а зелёная – модуль векторного произведения векторов приращений в пси – дельта плоскости при увеличении показателя преломления на 0.01 (первый вектор) и показателя поглощения на 0.01 (второй вектор). Произведение показывает площадь, заметаемую этими векторами при произвольном приращении оптических констант в пределах 0.01. (в) Схема оптимизированного ввода излучения в кремниевую НПВО призму с помощью идентичной ей медной призмы.

метров широко варьируются для разных жидкостей. Это должно позволить гораздо более надежную идентификацию. Под жидкостями следует понимать также и биологические образцы (кровь, плазма крови и т.д.) и различные их водные и буферные растворы. Попытки характеристики и измерения комплексных показателей преломления жидкостей были предприняты в [44, 45], однако конечные данные комплексных показателей преломления жидкостей получены не были.

Комплексный показатель преломления жидкости может быть изерен используя эллипсометр с модулем нарушенного полного внутреннего отражения. Измерения были выполнены для двух положений оси анализатора относительно оси поляризатора:  $45^\circ$  и  $135^\circ$  по схеме показанной на Рис. 2.14. В данной работе приведены измерения показателей преломления и поглощения дистиллированной воды, некоторых растворителей, крови и плазмы крови (2.15). Все жидкости наливались непосредственно на верхнюю грань (основание) кремниевой призмы и закрывались сверху кюветой, чтобы избежать подсыхания во время проведения измерений.

Метод эллипсометрии обладает сверхчувствительностью к изменению состояния поверхности, и мы оптимизировали этот метод для измерения водных растворов. В оптимизированной геометрии были проведены первые эксперименты по выявлению чувствительности эллипсометрических углов к изменению оптических параметров крови и плазмы крови, при наличии у пациента различных заболеваний. В первом опыте были взяты образцы крови и плазмы крови трех пациентов. Известны истории болезней каждого из пациентов.

Пациент А – практически здоровый человек (донор), 1986 г. р.

Пациент Б, 1957 г. р. Некоторые хронические заболевания не в острой форме.

Пациент В, 1966 г. р. Дважды перенес инфаркт миокарда, выявлена ишемическая болезнь сердца. В обследовании от 2015 г. было выявлено все то же самое, за исключением более-менее нормализованного давления и появление стенокардии.

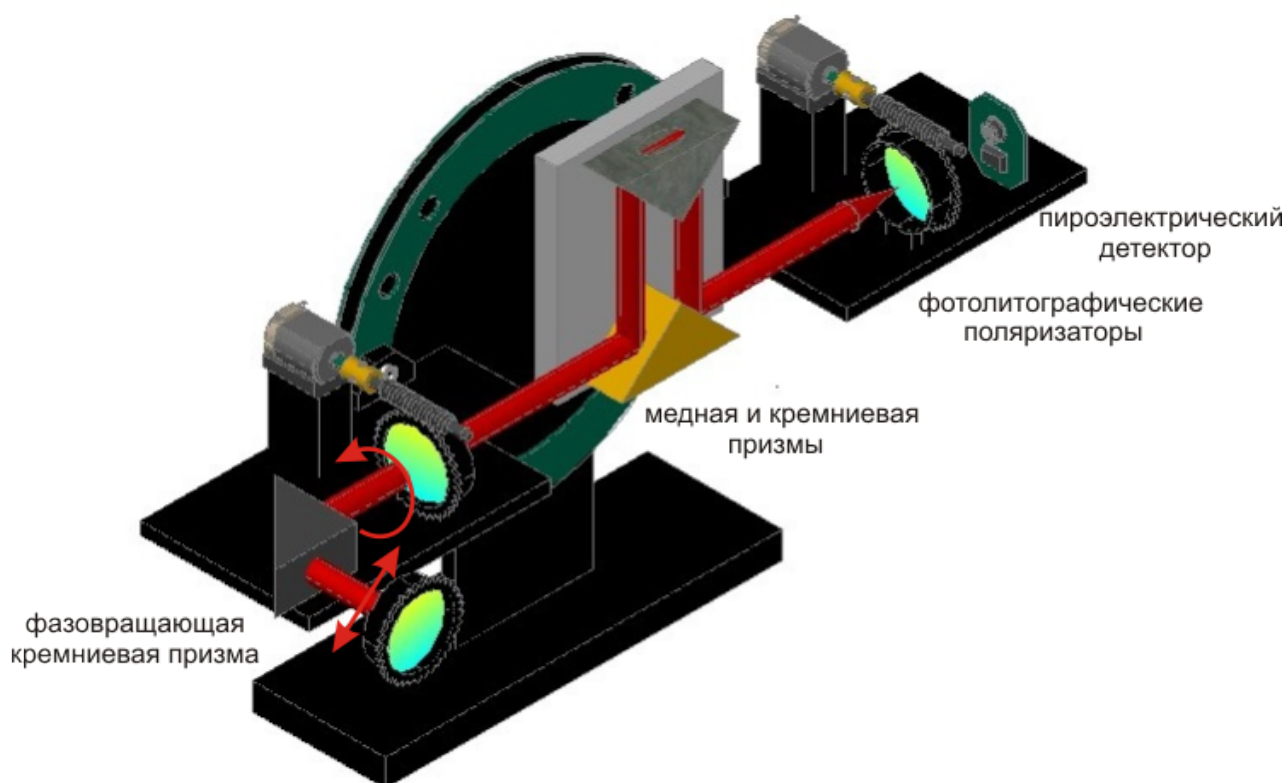


Рисунок 2.14: Зависимость амплитуды и фазы в р- и s- волнах (желтая и красная кривые, соответственно) на границе кремний-воздух при изменении угла падения. Зависимость  $\Psi$  (зеленый график) и  $\Delta$  (синий график) от угла падения на границы раздела кремний-воздух.

Измерения эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  для крови трех пациентов варьировались в пределах ошибки измерения эллипсометрических параметров, а измерения плазмы крови пациентов, в сравнение с  $\Psi$  и  $\Delta$  для воды приведены в Таб.2.1.

Таким образом, на основе этих результатов, можно осторожно предположить, что патологии действительно влияют на свойства крови, в частности, на ее показатели преломления и поглощения. Естественно, сделать какие-либо серьезные выводы на основе индуктивного анализа образцов крови одного здорового человека и двух больных, нельзя. Для более надежных заключений необходимо исследовать эллипсометрические параметры крови большой выборки пациентов с различными заболеваниями, и только на основе результатов, полученных путем проведения этих многочисленных экспериментов, строить теорию о влиянии патологии больных на свойства крови.

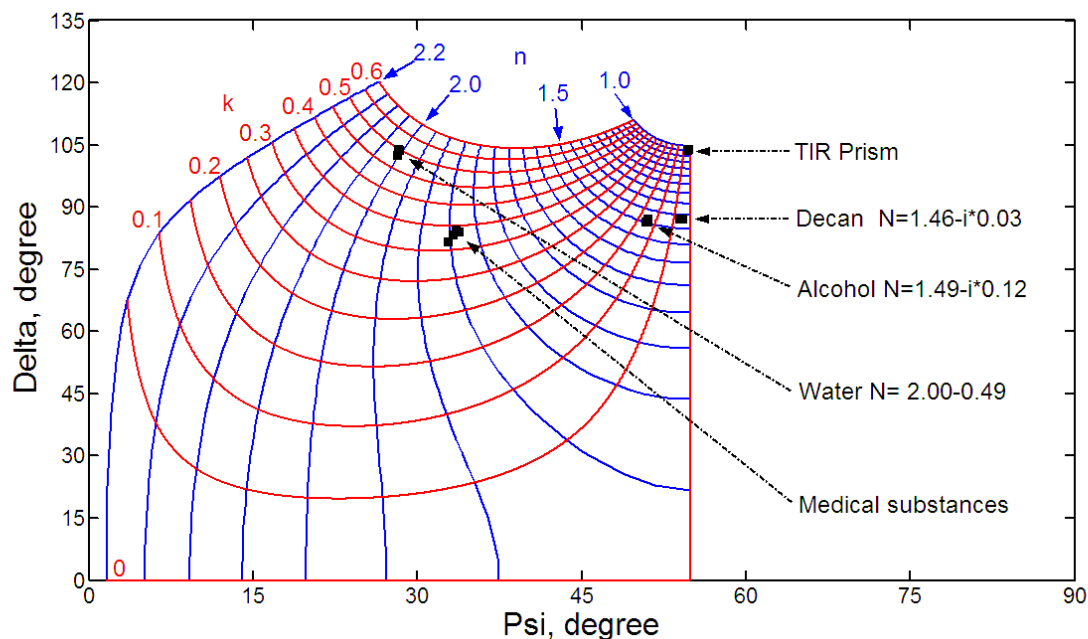


Рисунок 2.15: Измерения жидкостей. Координатная сетка номограмм: синие линии – линии постоянного показателя преломления, красные – показателя поглощения. Черные точки соответствуют экспериментальным данным для пустой НПВО призмы, декана, этанола, дистиллированной воды и крови.

## 2.6 Выводы

В главе 2 сформулированы общие методы эллипсометрических исследований в ТГц диапазоне. На базе разработанного эллипсометра с автоматизированным алгоритмом обработки сигналов и вычисления эллипсометрических углов на лазере на свободных электронах (ЛСЭ) проведены измерения тестового образца -  $n$  на просвет что соответствует измерению тестового образца с  $\rho = 1$ , кремниевого клина. Показано, что ТГц эллипсометр позволяет измерять одновременно толщины пленок крови (от нескольких мкм до мм) и комплексный показатель преломления с точностью  $\pm 0.05$ .

Изготовлен модифицированный вариант модуля нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) с оптимизированным углом падения на образец, для измерения водных растворов. Проведены первые эксперименты по исследованию форменных элементов крови, их взаимодействия между собой и с компонентами сыворотки крови, у пациентов с патологией, а также у условно здоровых обследуемых для выявления наличия достоверно значи-

Таблица 2.1: Исследование образцов крови

Объект исследования	$\Psi^\circ$		$\Delta^\circ$	
	$45^\circ$	$135^\circ$	$45^\circ$	$135^\circ$
Вода	27.2	29	108.2	117.5
Пациент А	29.16	29.16	9.55	93.5
Пациент Б	31.93	25.96	84.54	89.32
Пациент В	26.3	26.5	93.73	105.9

мых различий в оптических показателях. Достигнута рекордная для терагерцового диапазона частот точность в определении комплексного показателя преломления водосодержащих растворов - 0.02 и для  $n$  и для  $k$ .

## ГЛАВА 3

### ТЕРАГЕРЦОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Практически любое изображение в терагерцовом диапазоне, вследствие сильной дифракции [46–48], можно рассматривать как голограмму, что, несомненно, требует дополнительной обработки изображений, но сохраняет информацию о фазе объекта. Однако работ по ТГц голографии довольно мало [?, 50–69, 71]. Первый и простой причиной этого является широкое пространство в ТГц диапазоне метода спектроскопии высокого пространственного разрешения, преимущества которого вытеснили методы, основанные на непрерывных источниках терагерцового излучения, которые необходимы для реализации классических схем голографии. Следует подчеркнуть, что здесь будет рассмотрена только классическая голография. В некоторых работах по томографии временной области (см, например [64, 67]) термин "голография" интерпретируется слишком широко, хотя никакая реальная голограмма не была записана. Эти экспериментальные методы, в которых, по видимому голограмма не может быть записана в одном кадре или в режиме реального времени, подробное описание этих методов содержится в [68]. Появление мощного монохроматического источника ТГц излучения – Новосибирского лазера на свободных электронах излучающего квазинепрерывное излучение с плавно перестраиваемой длиной волны в широком диапазоне, дало возможность записывать и восстанавливать голограммы классическими оптическими методами. Первая простейшая классическая ТГц голограмма была записана с использованием поглощающего экрана и термографа ближнего ИК в качестве приемника излучения [50, 51]. Поперечная теплопроводность поглощающего экрана сильно ограничивала пространственное разрешение записываемой голограммы, что усложняло восстановление сложных объектов.

В этом разделе данной работы приведены результаты записи и восстановления голограмм по схеме Габора, иначе осевой, в терагерцовом диапазоне длин волн. В осевой голографии опорная и объектная волны лежат на одной оси и образуют нулевой угол между собой, в отличие от внеосевых схем голографии. Для схемы Габора требуется минимальное количество оптических элементов, труднодоступных для терагерцового диапазона. В работе осуществлялась оптическая запись с помощью двух приемников ТГц излучения и цифровое восстановление голограмм шестью методами (рисунок 3.1). При численном освещении голограммы опорной волной, происходит восстановление изображения объекта на исходном при записи голограммы расстоянии. Цифровое восстановление голограмм сводится к численному расчету дифракции световой волны на записанной голограмме.

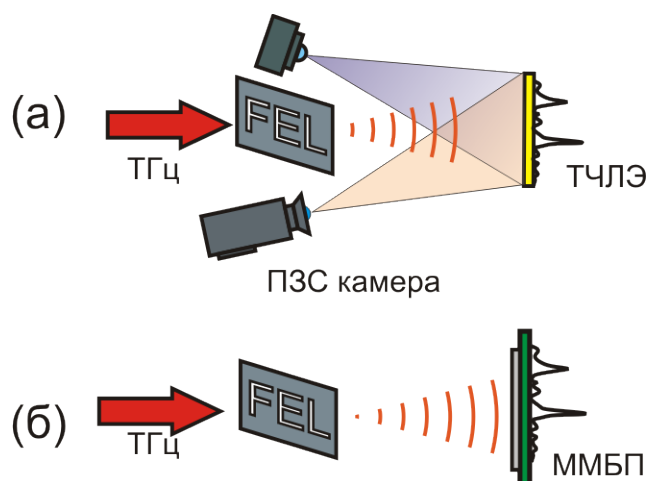


Рисунок 3.1: Схемы записи голограмм в ТГц диапазоне с помощью Термочувствительного люминесцентного экрана и ПЗС камеры (а), и с помощью матричного микроболометрического приемника (б).

### 3.1 Основы оптической голографии

Голография (от греч. *holos* означает весь или полный и *graphio*-запись, т.е. полная запись) – способ записи на соответствующем регистрирующем материале полного волнового фронта содержащего информацию, как об амплитуде, так и о фазе объекта, с последующим его восстановлением. Она основана на процессе регистрации интерференционной картины (голограммы) которая образована волной, отраженной предметом, освещаемым источни-



ком света и когерентной с ней волной идущей непосредственно от источника света [23].

Голография процесс двухстадийный – запись и восстановление записанной информации. На рисунке 4.1 показана принципиальная схема для записи голограмм. Когерентное излучение лазера разделяется на два луча, пройдя, например, через светоделительную пластинку. Один луч, взаимодействует с объектом и формирует объектную волну, в результате отражения, преломления или рассеяния на объекте. Второй луч, пройдя через линзу, формирует опорную волну. Второй луч, не взаимодействующий с объектом, является опорной волной. Опорная и объектная волны падают на регистрирующий материал.

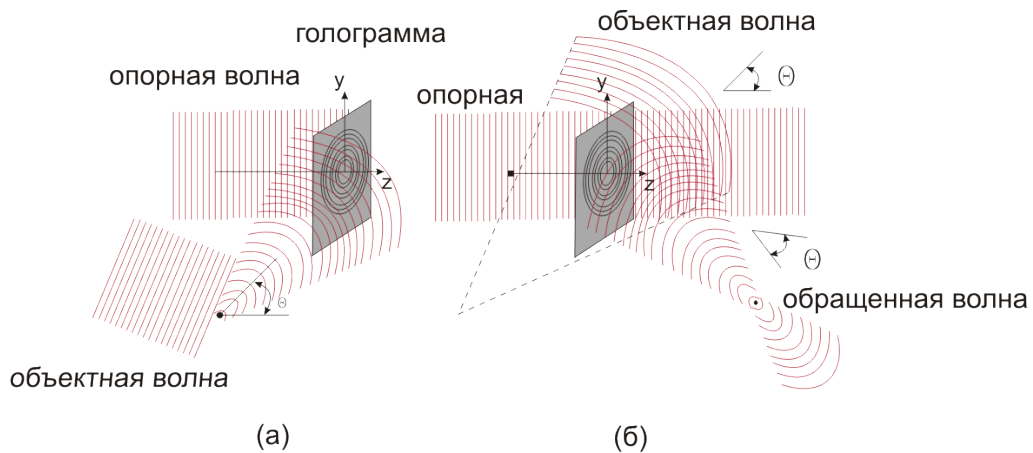


Рисунок 3.2: Принципиальная схема записи (а) и восстановления(б) голограммы.

Если оптическая разность хода опорной и объектной волны не превышает длины когерентности, то на соответствующем регистрирующем материале зарегистрируется интерференционная картина. Например, при записи голограммы от двух плоских волн пересекающихся под углом  $2\Theta$  получим дифракционную решетку, расстояние между интерференционными полосами которой можно определить из условия:

$$2d\Theta = \lambda$$

$$d = \frac{\lambda}{2\Theta}$$

таким образом, можно сказать, что любая голограмма представляет собой интерференционную картину, на которой происходит дифракция света при повторном освещении.

При записи голограммы модулируется амплитудное или фазовое пропускание на голограмме, линейно зависящие от интерференционной картины, которая зависит как от параметров опорной, так и от параметров объектной волны. Опорная волна может быть описана комплексным выражением вида:

$$E_{ref}(x,y) = A_{0ref}(x,y) \exp(i\phi_{ref}(x,y))$$

где  $A_{0ref}(x,y)$  - амплитуда, а  $\phi_{ref}(x,y)$  фаза опорной волны. Для объектной волны можно записать выражение:

$$E_{obj}(x,y) = A_{0obj}(x,y) \exp(i\phi_{obj}(x,y))$$

где  $A_{0obj}(x,y)$  - амплитуда, а  $\phi_{obj}(x,y)$  фаза объектной волны. В результате интерференции этих волн регистрируемая интенсивность будет иметь вид:

$$I(x,y) = |E_{ref} + E_{obj}|^2 = |E_{ref}|^2 + |E_{obj}|^2 + E_{ref}E_{obj}^* + E_{ref}^*E_{obj}$$

или еще можно представить так:

$$I(x,y) = A_{ref}^2(x,y) + A_{obj}^2(x,y) + 2A_{ref}A_{obj}\cos(\phi_{ref}(x,y) - \phi_{obj}(x,y))$$

это выражение является основным уравнением голографии, определяющим распределение интенсивности в плоскости голограммы.

Чтобы восстановить изображение объекта, голограмму надо осветить опорной волной, тогда в результате дифракции на голограмме произойдет повторение волнового фронта объектной волны и будет наблюдаться изображение объекта. Этот процесс можно представить уравнением:

$$\begin{aligned} E_{ref}I(x,y) &= E_{ref}|E_{ref} + E_{obj}|^2 \\ &= E_{ref}(|E_{ref}|^2 + |E_{obj}|^2) + |E_{ref}|^2E_{obj} + E_{ref}^2E_{obj}^* \end{aligned}$$

здесь первое слагаемое представляет собой опорную волну с неким коэффициентом, второе повторяет предметную волну, также модулированную опре-

делённым коэффициентом, а третье несёт также информацию об объекте, но отличается обратной фазой, т.е. изображение как бы вывернуто. По рисунку 2.5 видно, что 1 порядок дифракции образует мнимое изображение предмета, -1 порядок - действительное изображение с обратной фазой (изображение как бы вывернуто), а нулевой порядок образует шумы. Для восстановления действительного изображения на записанную голограмму нужно направить волну, сопряженную опорной волне, т.е. направленную в противоположном направлении.

В этой работе будут приводиться результаты записи и восстановления голограмм по классической схеме Габора, которую еще называют осевой, в терагерцовом диапазоне длин волн. Осевая голограмма была предложена Д. Габором в 1948 году, и являлась первой из известных типов голограмм. Она называется осевой, потому что опорная и объектная волны лежат на одной оси и образуют нулевой угол между собой, в отличие от других схем голографии. Схема записи и восстановления голограмм по схеме Габора представлена на рисунке 3.3.

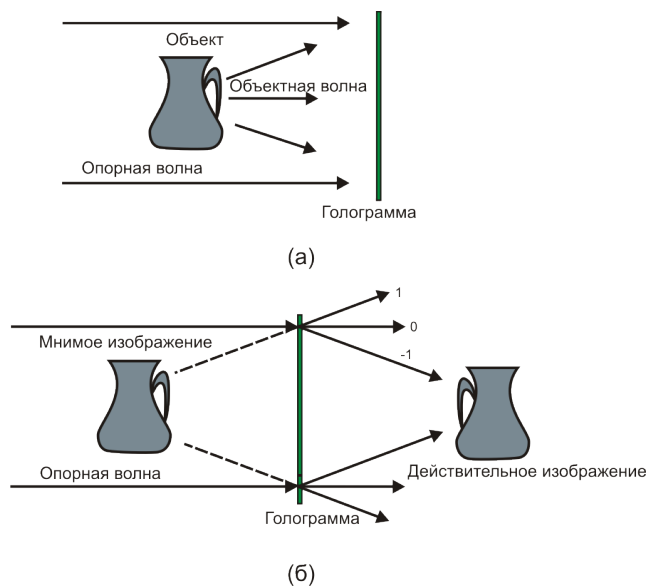


Рисунок 3.3: Схемы записи (а) и восстановления (б) осевой голограммы.

В голограммах Габора происходит наложение всех изображений, в отличие от внеосевых голограмм, где мнимое и действительное изображение, а также нулевой порядок пространственно разделены. Однако данная схема получила широкое распространение в цифровой голографии. Эту схе-

му удобно использовать из-за простоты ее конструкции. Для схемы Габора требуется минимальное количество оптических элементов, которые трудно найти именно для терагерцового диапазона. Также в голографии должно выполняться условие теоремы Найквиста, т.е. на один период записанной интерференционной картины должны приходиться, как минимум, два приемных элемента, поэтому осуществить качественное восстановление голограмм возможно только под малым углом.

Свойства голограмм.

1. Каждый участок голограммы содержит информацию обо всём объекте, т.е. изображение объекта может быть восстановлено из небольшого участка голограммы.
2. .Возможность наблюдения голограмм на разных длинах волн, однако, при этом изменяется угол дифракции, а вследствие этого произойдет изменение размера изображения.
3. Объемность изображения объекта.
4. Возможность регистрации на одном носителе нескольких изображений.

Классификация голограмм.

Голограммы могут быть амплитудными или фазовыми. Амплитудные голограммы работают на изменение пропускания, а фазовые на пространственную модуляцию либо показателя преломления, либо толщины голограммы. По взаимному пространственному положению опорной и объектной волн относительно друг друга голограммы можно разделить на осевые (голограммы Габора), внеосевые (голограммы Лейта-Упатниекса), а также голограммы во встречных пучках (голограммы Денисюка).

С точки зрения геометрии дифракции регистрируемых на голограмме пучков можно выделить голограммы Френеля (когда объект расположен близко к регистрирующему материалу), голограммы Фраунгофера (объект находится в дальней зоне), а также голограммы Фурье (записывается не сам объект, а его фурье-образ).

## 3.2 Цифровые методы восстановления голограмм

В этом разделе будут представлены различные методы численного расчета для цифрового восстановления голограмм.

### 3.2.1 Теоретическое описание дифракции в приближении Френеля и Фраунгофера

Цифровое восстановление голограмм сводится к численному расчету дифракции световой волны на записанной голограмме. Численный расчет заключается в нахождении распределения амплитуды или фазы электромагнитной волны на определенном расстоянии при дифракции от записанной голограммы.

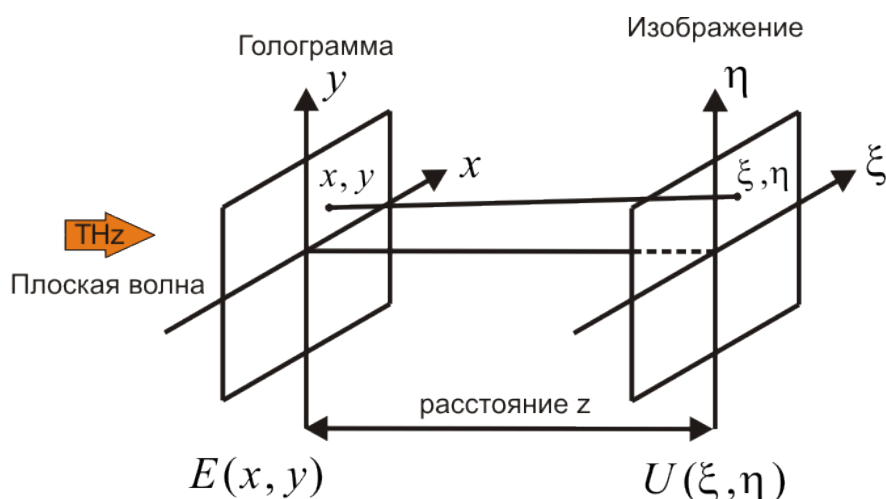


Рисунок 3.4: Принцип цифрового восстановления голограмм.

Известно, что в оптически однородной, непроводящей и незаряженной среде электромагнитные волны описываются системой уравнений Максвелла такого вида:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Если ввести оператор дифференцирования набла:

$$\nabla = \vec{i} \frac{d}{dx} + \vec{j} \frac{d}{dy} + \vec{k} \frac{d}{dz}$$

то система уравнений Максвелла переписется в виде:

$$\nabla \vec{E} = 0$$

$$\nabla \vec{H} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Если умножить оператор набла векторно на 3-е и 4-е уравнения системы, то получится система уравнений такого вида:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H})$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{E})$$

Воспользовавшись правилом векторного перемножения 3-х векторов  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  и  $\vec{c}$ :

$$\vec{a} \times \vec{b} \times \vec{c} = \vec{b}(\vec{a}\vec{c}) - (\vec{c}\vec{a})\vec{b}$$

и используя, оператор Лапласа:

$$\nabla^2 = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$$

Получим систему уравнений в виде:

$$\nabla(\nabla \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu\mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{E}$$

$$\nabla(\nabla \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = -\mu\mu_0 \epsilon \epsilon_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{H}$$

Если учесть что, дивергенция электрического и магнитного поля равна нулю (из первого и второго уравнения), то получаются окончательные волновые уравнения для электрического и магнитного поля:

$$\nabla^2 E = -\mu\mu_0\epsilon\epsilon_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{E}$$

$$\nabla^2 H = -\mu\mu_0\epsilon\epsilon_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{H}$$

или с учетом того что:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}, n = \sqrt{\mu\epsilon}$$

$$\nabla^2 E = \frac{n^2}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \vec{E}$$

$$\nabla^2 H = \frac{n^2}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \vec{H}$$

Так как уравнения одинаковы, то дальше будем рассматривать только уравнение для электрической составляющей, потому что большинство приемников реагируют на электрические сигналы. Частным решением волнового уравнения будет выражение такого вида:

$$E(r,t) = A \cos(\omega t - \vec{k}r)$$

,где  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  - временная частота,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - пространственная частота,  $\omega t$  - временная фаза,  $\vec{k}\vec{r}$  - пространственная фаза,  $A$  - начальная амплитуда сигнала  
Для математического описания сигналов часто используется комплексное представление:

$$E(r,t) = A \cos(\omega t - \vec{k}r) = A \exp[i(\omega t - \vec{k}r)]$$

Если источник точечный, то он будет испускать сферическую волну, уравнение которой будет таким же, но с условием, что амплитуда убывает обратно пропорционально расстоянию от источника  $A \approx 1/r$ . Это следует из закона сохранения энергии, так как энергия света, равная интенсивности умноженной на площадь сферического волнового фронта всегда постоянна,

а интенсивность это квадрат амплитуды. Поэтому уравнение сферической волны будет иметь вид:

$$E(r,t) = \frac{\exp[i(\omega t - \vec{k}r)]}{r}$$

В случае, когда оптический сигнал постоянен во времени и интерес представляет пространственное распределение амплитуды волны, то обычно временной составляющей, для решения дифракции, пренебрегают, так как дальнейшее решение будет отличаться на множитель  $\frac{\exp[i(\omega t)]}{r}$ . Поэтому в зависимости от расстояния распределение напряженности электрического поля можно записать вот в таком виде:

$$E(r,t) = \frac{\exp(i\vec{k}r)}{r}$$

Чтобы найти распределение амплитуды электромагнитного поля  $U(\xi, \eta)$  в плоскости  $\xi, \eta$  на расстоянии  $z$ , при дифракции плоской световой волны на голограмме, пропускание интенсивности которой описывается какой-то функцией  $E(x, y)$ , в плоскости  $x, y, 0$ , воспользуемся принципом Гюйгенса-Френеля. Данный принцип объясняет механизм распространения волн и звучит так: “Каждая точка волнового фронта является вторичным (т.е. новым) источником сферических волн. Огибающая волновых фронтов всех вторичных источников становится волновым фронтом в следующий момент времени”. Принцип Гюйгенса-Френеля представлен на рисунке

На основании этого принципа можно сказать, что когда плоская волна попадает на голограмму, каждый участок голограммы начинает испускать сферическую волну, амплитуда которой зависит от пропускания в этой точке. Следовательно, чтобы найти распределение поля нужно просуммировать волновые фронты от каждого точечного источника на голограмме в плоскости восстановления. Суммирование в таком случае будет определяться через двойное интегрирование в плоскости  $x, y$  таким видом:

$$U(\xi, \eta) = \mu \iint E(x, y) \frac{\exp(i\vec{k}r)}{r} dx dy$$



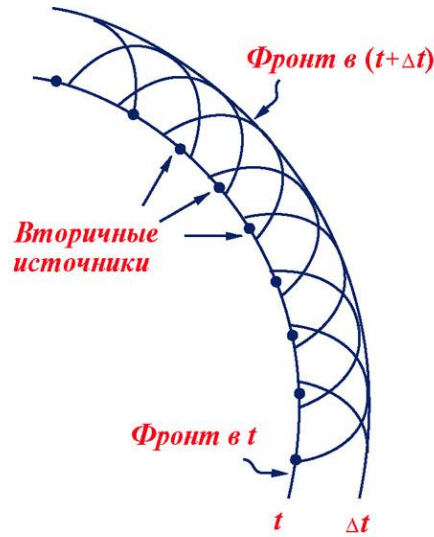


Рисунок 3.5: Иллюстрация принципа Гюйгенса-Френеля.

здесь  $U(\xi, \eta)$  - амплитудное распределение напряженности электромагнитного поля на расстоянии  $z$  при дифракции плоской волны на голограмме;  $\mu$  - определенный ослабляющий коэффициент. Перепишем радиус сферических волн  $r$  через переменные величины  $x, y, \xi, \eta, z$ - по теореме Пифагора используя Рис. 2.6:

$$r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2} = z \left[ 1 + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{z^2} \right]^{1/2}$$

Чтобы интеграл  $U(\xi, \eta)$  можно было решить численно, либо аналитически нужно записать радиус в скалярном приближении, воспользовавшись условием, что  $\frac{(\xi - x)^2}{z^2} \ll 1$  и  $\frac{(\eta - y)^2}{z^2} \ll 1$  по известной математической формуле  $(1 + x)^n = 1 + nx$  при малых  $x$

$$r = z \left[ 1 + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{2z^2} \right]$$

В фазовом множителе сферического волнового фронта радиус нужно записывать в таком виде, но в знаменателе его можно заменить на  $z$ , так как они примерно равны. Таким образом, выражение описываю-

щее распределение электромагнитного поля будет иметь следующий вид:

$$U(\xi, \eta) = \mu \iint E(x, y) \frac{\exp\left(-ikz \left[1 + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{2z^2}\right]\right)}{z} dx dy =$$

$$\frac{\mu e^{-ikz}}{z} \iint E(x, y) \exp\left(-ikz \left[1 + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{2z^2}\right]\right) dx dy$$

Единственное, что в этом выражении осталось неизвестным - это ослабляющий коэффициент  $\mu$ , который учитывает записанные приближения и ослабления волн. Его можно найти, запустив на входе плоскую волну с одинаковой амплитудой на всей плоскости  $E(x, y) = E_0$ , по оси  $z$  как показано на рисунке 3.6:

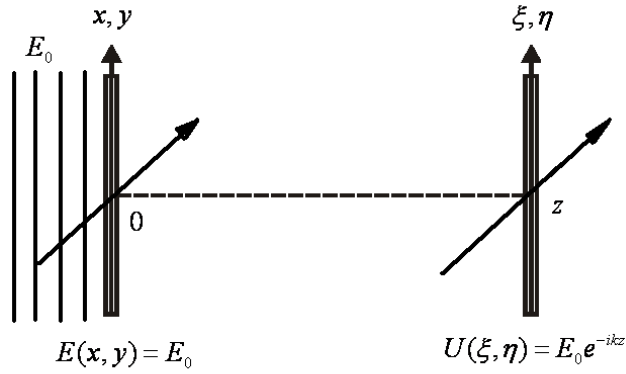


Рисунок 3.6: Плоскость голограммы и восстановленного изображения или в таком виде.

В таком случае на выходе получится такая же волна, которая отличается набегом фазы на  $ikz$  -  $U(\xi, \eta) = E_0 e^{-ikz}$ . Получится уравнение такого вида:

$$1 = \frac{\mu}{z} \iint \exp\left(-ikz \left[1 + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{2z^2}\right]\right) dx dy \quad (3.1)$$

Для решения данного уравнения разделим переменные по  $x, y$  и, также воспользуемся тем, что интеграл Пуассона равен корню из  $\pi$ :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-x^2) dx = \sqrt{\pi}$$

Тогда простым решением двойного интеграла можно найти  $\mu$  :

$$\begin{aligned} 1 &= \frac{\mu}{z} \iint \exp\left(-i\frac{k}{2z}(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2\right) dx dy = \\ &= \frac{\mu}{z} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-i\frac{k}{2z}(\xi - x)^2\right) dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-i\frac{k}{2z}(\eta - y)^2\right) dy = \\ &= \frac{\mu}{z} \sqrt{\frac{2z}{ik}} \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{2z}{ik}} \sqrt{\pi} = \frac{\mu 2z}{z ik} \pi = \frac{\mu \lambda}{i} \end{aligned}$$

отсюда  $\mu = \frac{i}{\lambda}$ . В итоге получится конечное выражение описывающее распределение амплитуды электромагнитного поля  $U(\xi, \eta)$  на расстоянии  $z$ , при дифракции плоской световой волны на голограмме с пропусканием, описывающимся по закону  $E(x, y)$  :

$$U(\xi, \eta) = \frac{i}{\lambda z} e^{-ikz} \iint E(x, y) e^{-i\frac{k}{2z}[(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2]} dx dy \quad (3.2)$$

Полученное выражение (3.2) называется приближением Френеля. Оно используется для расчета в средней зоне дифракции, когда отношение угла дифракции к углу обзора примерно равно  $1. \frac{\lambda z}{a} \approx 1$ , где  $a$  - физический размер объекта.

Для расчета в дальней области дифракции, при условии, когда отношение угла дифракции к углу обзора много больше единицы:  $\frac{\lambda z}{a^2} \gg 1$ , всеми квадратичными фазовыми множителями пренебрегают (считается что в дальней зоне плоские волновые фронты) и записывают выражение в виде:

$$U(\xi, \eta) = \frac{i}{\lambda z} e^{-ikz} \iint E(x, y) e^{-i\frac{k}{z}(\xi x + \eta y)} dx dy \quad (3.3)$$

Полученное выражение (3.3) называют приближением Фраунгофера. Если посмотреть на формулу, то можно увидеть, что это обратное преобразование Фурье с точностью до постоянного множителя.

В цифровой голографии, голограммы записываются в зонах дифракции Френеля, поэтому при цифровом восстановлении голограмм используют выражение (3.2).

Следует также отметить, что при решении волнового уравнения получается выражение  $E(r, t) = A \cos(\omega t - \vec{k}r)$ . А это четная функция, поэтому в комплексном представлении можно переписать выражение, описывающее

сферическую волну в виде:

$$E(r) = \frac{\exp(i\vec{k}r)}{r}$$

тогда приближение Френеля будет иметь следующий вид:

$$U(\xi, \eta) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint E(x, y) e^{-i\frac{k}{2z}[(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2]} dx dy \quad (3.4)$$

Оно будет отличаться знаком мнимой части этого выражения. Поэтому можно использовать как выражение (3.2), так и выражение (3.4). Здесь уже результаты вычислений фазы для выражений (3.2) и (3.4) будут иметь противоположные знаки. Это обусловлено неопределенностью знака фазы при решении волнового уравнения.

### 3.2.2 Восстановление с помощью интеграла Френеля-Кирхгофа

Во многих статьях по цифровой голографии связь, между входным и выходным распределением полей при дифракции на объекте, описывается интегралом Френеля-Кирхгофа, который имеет вид:

$$S(\xi, \eta) = \frac{-i}{\lambda} \iint S(x, y) \frac{\exp(i\vec{k}r)}{r} \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\Theta) \right) dx dy$$

Данное выражение было сформулировано Френелем и математически по-

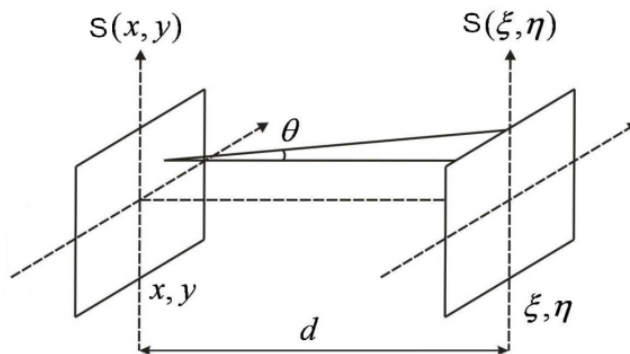


Рисунок 3.7: Плоская волна на входе и на выходе.

лучено Кирхгофом в 1883 г. другим способом, не так как показано выше и из других соображений. Подробное описание получения данного интеграла

можно найти в учебнике Сивухина [69], в разделе дифракции. Однако такой интеграл для многих случаев решается только в скалярном приближении, и при его решении вводятся определенные допущения:

$$\Theta \ll 1$$

$$\xi - x, \eta - y \ll d$$

В таком случае выполняют следующие преобразования:

$$\cos \Theta \approx 1$$

$$r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + d^2} = d \sqrt{1 + \frac{(\xi - x)^2}{d^2} + \frac{(\eta - y)^2}{d^2}} \approx d + \frac{1}{2} \frac{(\xi - x)^2}{d} + \frac{1}{2} \frac{(\eta - y)^2}{d}$$

И в итоге получают опять приближение Френеля:

$$S(\xi, \eta) = i \frac{e^{-ikd}}{\lambda d} \iint S(x, y) e^{-i \frac{k}{2d} [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2]} dx dy$$

### 3.2.3 Восстановление с помощью интеграла Рэля-Зоммерфельда

Еще одним выражением, связывающим входное и выходное поле электромагнитной волны, является преобразование Рэля-Зоммерфельда [71]:

$$U(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{z}{r} \left( \frac{1}{r} - ik \right) dx dy$$

$$r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2}$$

Данный интеграл может быть использован даже в случае, когда парааксиальное приближение не работает и поэтому приближение Френеля использовать нельзя. Численно его можно решить через свертку, о которой будет рассказано более подробно в следующем разделе.

### 3.2.4 Восстановление методом плоских волн

Как было представлено выше, решение волнового уравнения имеет вид:

$$E(r,t) = A \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}) = A \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]$$

Если использовать комплексное представление уравнения волны, то временные и пространственные составляющие можно разделить, и записать уравнение, зависящее только от пространственных координат:

$$E(r,t) = A \exp(i\vec{k}\vec{r})$$

Разложим волновой вектор  $k$  по проекциям на оси  $x, y, z$  как показано на рисунке 3.8 [?, ?], и запишем сигнал в виде зависимости от этих проекций. В

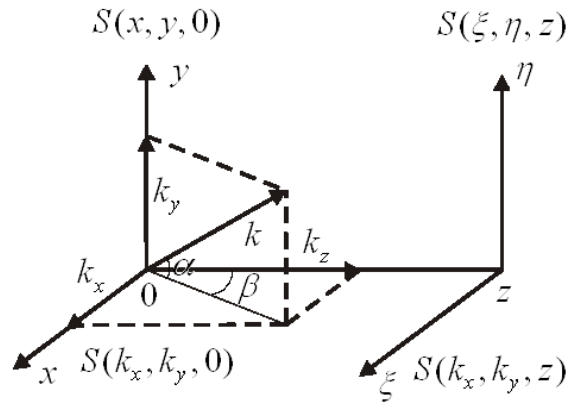


Рисунок 3.8: Разложение волнового вектора  $k$  по проекциям.

таком случае фазу волны можно представить через скалярное произведение в виде:

$$\vec{k}\vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z$$

,где

$$k_x = k \sin \alpha$$

$$k_y = k \cos \alpha \sin \beta$$

$$k_z = k \cos \alpha \cos \beta$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Определим, как преобразуется слой свободного пространства в зависимости от расстояния  $z$ . В таком случае сигнал на входе в зависимости от проекций волновых векторов можно записать как:

$$S(k_x, k_y, 0) = e^{i(k_x x + k_y y)}$$

а на выходе слоя сигнал будет иметь вид:

$$S(k_x, k_y, z) = e^{i(k_x x + k_y y)} e^{ik_z z}$$

Выразим  $k_z$  через проекции  $k_x$  и  $k_y$  по теореме Пифагора из рисунка 2:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$$

$$k_z^2 = k^2 - (k_x^2 + k_y^2)$$

$$k_z = \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}$$

Для случая малых углов при описании дифракции обычно используется такое приближение:

$$k_z = k \left( 1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k^2} \right)$$

Поэтому связь входного и выходного угловых спектров можно записать в виде:

$$S(k_x, k_y, z) = S(k_x, k_y, 0) \exp \left[ ikz \left( 1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k^2} \right) \right] = S(k_x, k_y, 0) H(k_x, k_y)$$

$$H(k_x, k_y) = \exp \left[ ikz \left( 1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k^2} \right) \right]$$

где  $H(k_x, k_y)$  – когерентная передаточная функция свободного слоя пространства.

Всем известно, что сигнал, зависящий от времени  $S(t)$  можно представить как сигнал, зависящий от частоты  $S(\omega)$ , т.е. его можно разложить на мно-

жество периодических сигналов. Причем связь временной и частотной зависимости определяется через преобразование Фурье:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t)e^{-i\omega t} dt$$

$$S(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)e^{i\omega t} d\omega$$

Аналогичным образом представляются и пространственно зависимые сигналы  $S(x,y)$ , путем разложения их решения по плоским волнам в виде так называемых угловых спектров  $S(k_x, k_y)$  (т.к.  $\omega$  это временная частота, а  $k_x, k_y$  пространственные частоты по определению). Они также связаны преобразованием Фурье, но только двумерным. Для входного сигнала связь пространственного распределения с угловым спектром сигнала будет определяться как:

$$S(k_x, k_y, 0) = \iint S(x, y, 0)e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy$$

$$S(x, y, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint S(k_x, k_y, 0)e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

Связь выходных сигналов будет определяться как:

$$S(k_x, k_y, z) = \iint S(\xi, \eta, z)e^{-i(k_x \xi + k_y \eta)} d\xi d\eta$$

$$S(\xi, \eta, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint S(k_x, k_y, z)e^{i(k_x \xi + k_y \eta)} dk_x dk_y$$

Для нахождения дифракции на определенном расстоянии от объекта, нужно выразить функцию пространственного распределения  $S(\xi, \eta, z)$  на выходе свободного слоя пространства в зависимости от входной функции  $S(x, y, 0)$ . По выражению, которое связывает входной  $S(k_x, k_y, 0)$  и выходной  $S(k_x, k_y, z)$  угловые спектры через когерентную передаточную функцию  $H(k_x, k_y)$ , последнее двумерное обратное преобразование Фурье можно пе-



реписать в виде:

$$S(\xi, \eta, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint S(k_x, k_y, 0) H(k_x, k_y) e^{i(k_x \xi + k_y \eta)} dk_x dk_y$$

Данный интеграл уже можно решить, если взять двумерное преобразование Фурье от голограммы и умножить его на заданную когерентно-передаточную функцию свободного слоя пространства, после этого, сделав обратное двумерное преобразование Фурье от данного произведения, получим распределение напряженности электрического поля на определенном расстоянии от записанной голограммы. О том, как делать преобразование Фурье на компьютере, будет описано в следующем разделе.

Как было сказано ранее, для того чтобы восстановить голограмму, нужно, чтобы на один период минимальной интерференционной полосы приходилось как минимум два пикселя. Это условие теоремы Найквиста, которое можно записать в следующем виде:

$$\delta \leq \frac{1}{2f_{max}}$$

Где  $f_{max}$  - максимальная пространственная частота.

Через направляющие углы сферическую волну записать в следующем виде:

$$\exp(ikr) = \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \beta y)\right] \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}\gamma z\right) = \exp[i2\pi(f_x x + f_y y)] \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}\gamma z\right)$$

$$\gamma = \sqrt{1 - (f_x)^2 - (f_y)^2}$$

В этом случае  $\alpha = \lambda f_x$ ,  $\beta = \lambda f_y$ , следовательно связь максимального угла и максимальной пространственной частоты, будет определяться через выражение вида:

$$\alpha_{max} = \lambda f_{xmax}$$

По теореме Найквиста  $\delta \leq \frac{1}{2f_{max}}$ , а с учетом максимального угла теорему можно переписать в виде:

$$\delta \leq \frac{\lambda}{2\alpha_{max}}$$

С другой стороны, если обратиться к рисунку ниже (Рисунок 3.9) максимальный угол, с учетом числа и размера пикселей при восстановлении на определенном расстоянии в параксиальном приближении можно определить из треугольника как:

$$\alpha_{max} = \frac{N\delta}{2z}$$

Следовательно, теорему Найквиста можно записать как:

$$\delta \leq \frac{2\lambda z}{2N\delta} = \frac{\lambda z}{N\delta}$$

отсюда получаем  $N = \frac{\lambda z}{\delta^2}$  В этом выражении  $N$  – наилучшее число пикселей. В случае, когда длина волны 130 микромметров, расстояние  $z = 33$  мм, а размера одного пикселя приемника 52 микромметра, то наилучшее число пикселей:

$$N = \frac{130 * 33 * 10^3}{52^2} \approx 1600 \text{ pix}$$

Так как разрешение матричного микроболометрического приемника 320x240 элементов, а ПЗС-камеры 1024x1024, то в таком случае необходимо делать дополнение голограммы нулями до нужного размера. Как будет экспериментально показано в дальнейшем, если этого не сделать, то будет происходить переналожение плоских волн друг на друга, и изображение не восстановится.

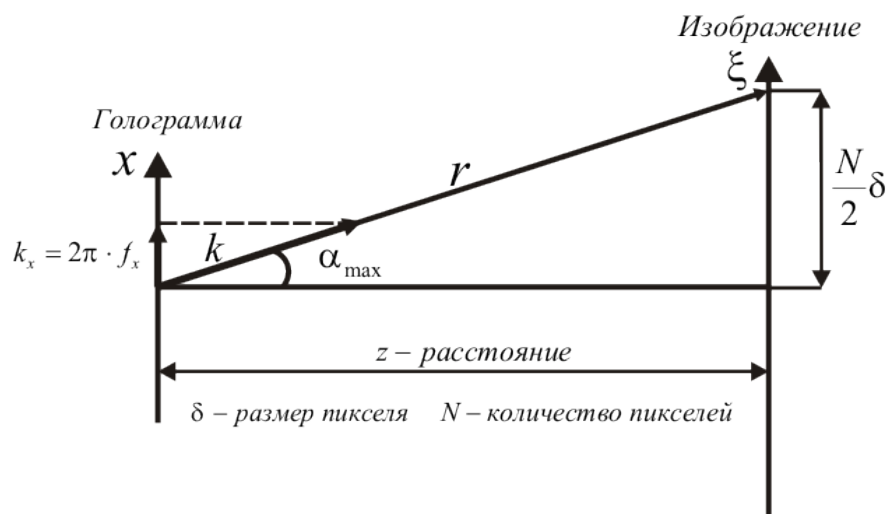


Рисунок 3.9: Связь параметров, при восстановлении методом плоских волн.

### 3.2.5 Восстановление суммированием сферических полей

Кроме перечисленных методов восстановления возможно более точное, но и гораздо более медленное восстановление через суммирование полей от каждой точки голограммы в каждую точку восстанавливаемого изображения, по правилу Гюйгенса-Френеля. Принцип восстановления данным способом представлен на Рис. 3.10.

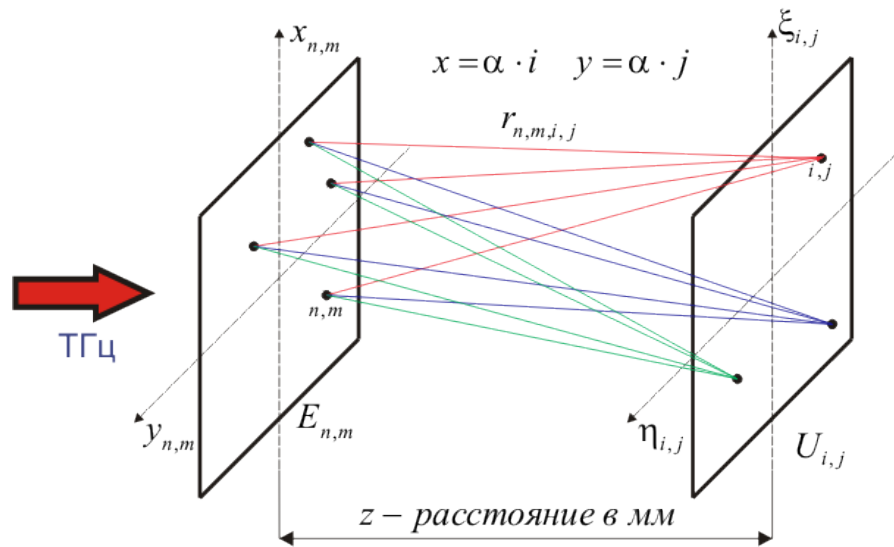


Рисунок 3.10: Связь параметров, при восстановлении методом плоских волн.

Восстановление можно осуществить, программно задав формулу такого вида:

$$U_{i,j} = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N E_{n,m} \frac{\exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{[(m-i)^2 + (n-j)^2]\alpha^2 + z^2}\right)}{\sqrt{[(m-i)^2 + (n-j)^2]\alpha^2 + z^2}}$$

где  $\alpha$  – коэффициент, учитывающий размер одного пикселя в миллиметрах. Так как расчет выполняется напрямую, без использования различных приближений, то результат восстановления обладает очень хорошим качеством. Однако из-за наличия корней в выражении существенно уменьшается скорость восстановления, относительно других методов восстановления, поэтому отсутствует возможность восстанавливать голограммы в реальном времени. Однако, как показали в дальнейшем результаты данной работы, точно такое же качество можно получить при восстановлении сверткой с помощью добавления нулей на периферии к записанной голограмме.

### 3.3. Запись классических голограмм в ТГц диапазоне

Разработанные методики записи голограмм могут быть использованы с любым источником квазимонохроматического излучения достаточной для регистрации мощности. Преимуществом предложенных методов является мгновенная запись голограммы всего объекта, без применения сканирования.

#### 3.3.1. Запись голограмм с помощью термочувствительного люминесцентного экрана

Для записи голограмм, необходимо каким-то образом записать амплитудное распределение интенсивности ТГц излучения на цифровой носитель. В качестве визуализатора ТГц излучения можно использовать термочувствительной люминесцентный экран (ТЧЛЭ). Падающее терагерцовое излучение нагревает экспонируемые области экрана, и интенсивность люминесценции в нагретых областях падает пропорционально росту локальной температуры. Картины тушения люминесценции на экране снимаются ПЗС камерой видимого диапазона и, таким образом, сохраняются в виде матрицы изображения. Но записанное изображение еще не является голограммой. Для получения её в цифровом виде следует выполнить несколько математических операций с изображениями экрана, записанными до и после экспонирования [7]. На Рисунке 3.11 схематически показан способ восстановления распределения ТГц интенсивности из распределения интенсивности люминесценции. Интенсивность терагерцового излучения на ТЧЛЭ можно вычислить, используя выражение: 
$$I_{Thz} = \frac{I_0 - I_1}{I_1 - (I_{noisedbgrd} + I_{noiseCCD})}$$
. На Рисунке 3.12 показан пример восстановления голограммы, записанной по данной технологии.

Кроме записи амплитудных объектов, были также записаны и восстановлены фазовые объекты. Результаты восстановления которых, представлены на рисунке ниже (Рисунке 3.13).

Для исследования максимального пространственного разрешения, достигаемого данным методом записи, были записаны голограммы двух одинако-

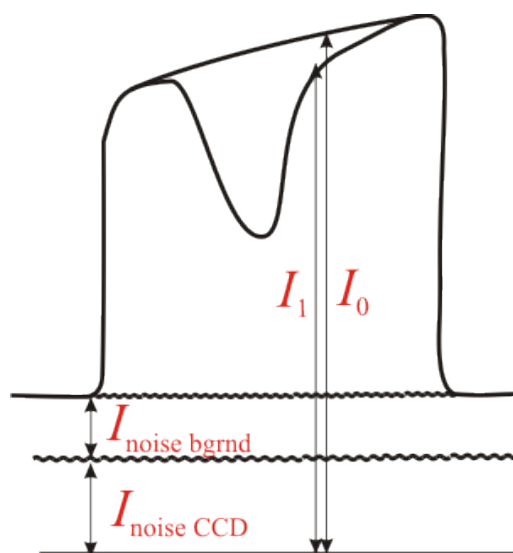


Рисунок 3.11: Схема вычисления интенсивности ТГц излучения из картины тушения люминесценции, здесь  $I_0$  - интенсивность люминесценции,  $I_1$  - интенсивность люминесценции с тушением,  $I_{noise\ bgrnd}$  - фоновый шум,  $I_{noise\ CCD}$  - шумы ПЗС камеры.

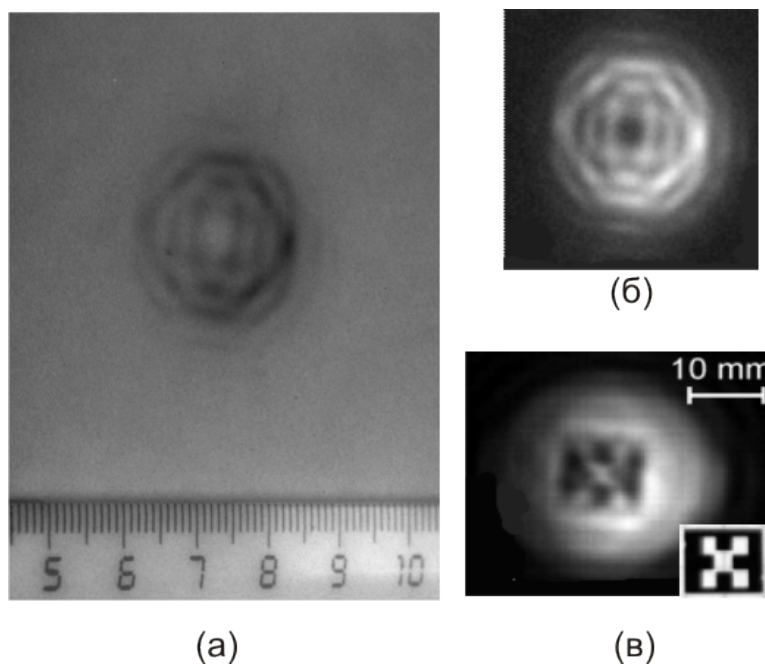


Рисунок 3.12: а) Фотография люминесцентного экрана. Темные области соответствуют участкам экрана, на которые падало терагерцовое излучение. (б) Голограмма получена вычитанием матриц изображений люминесцентного экрана до и после экспонирования. (в) Восстановленный численно объект через преобразование Фурье на расстоянии 230 мм. На вставке фотография амплитудного объекта размером 8x10 мм.

вых по форме, но разных по размеру, амплитудных транспарантов (Рисунке 3.14), из которых больший (№1 15x12 мм) имел ширину прорезей 1 мм и

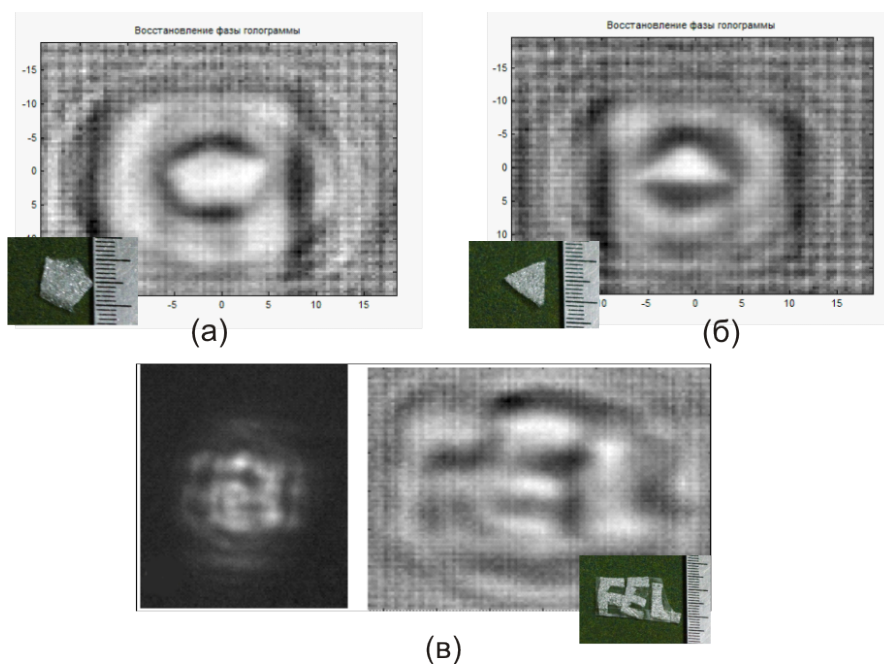


Рисунок 3.13: Распределение фазы в восстановленных изображениях фазовых объектов, изготовленных из вспененного полипропилена через преобразование Фурье.

период 2 мм, а меньший (№2 8x10 мм) – ширину прорезей 0.5 мм и период 1 мм. Пространственное разрешение записанных голограмм ограничивалось разрешающей способностью люминесцентного экрана (0.25 мм). В записанной голограмме один пиксель соответствовал 0.08 мм. В восстановленном по голограмме изображении пространственное разрешение можно определить из Рисунка 3.14. Расстояние между крайними вертикальными штриховыми линиями 4 мм и 11 пикселей, таким образом, частота дискретизации в восстановленном изображении оказалась равной 0.4 мм (Меандр, полпериода которого составляют 2.75 пиксела, соответствует ширине прорезей транспаранта 1 мм). Если учесть, что длина волны излучения составляла 0.13 мм, этот результат для первых экспериментов можно признать вполне удовлетворительным ???. Неоспоримым преимуществом записи голограмм с помощью термочувствительного люминесцентного экрана является большая чувствительная зона (75x75 мм), что позволяет записывать изображения относительно крупных объектов (размер сопоставим с размером пучка) с предельным для этой системы разрешением.

Контраст восстановленных изображений повышался при суммировании нескольких восстановленных индивидуально изображений. Это хорошо вид-

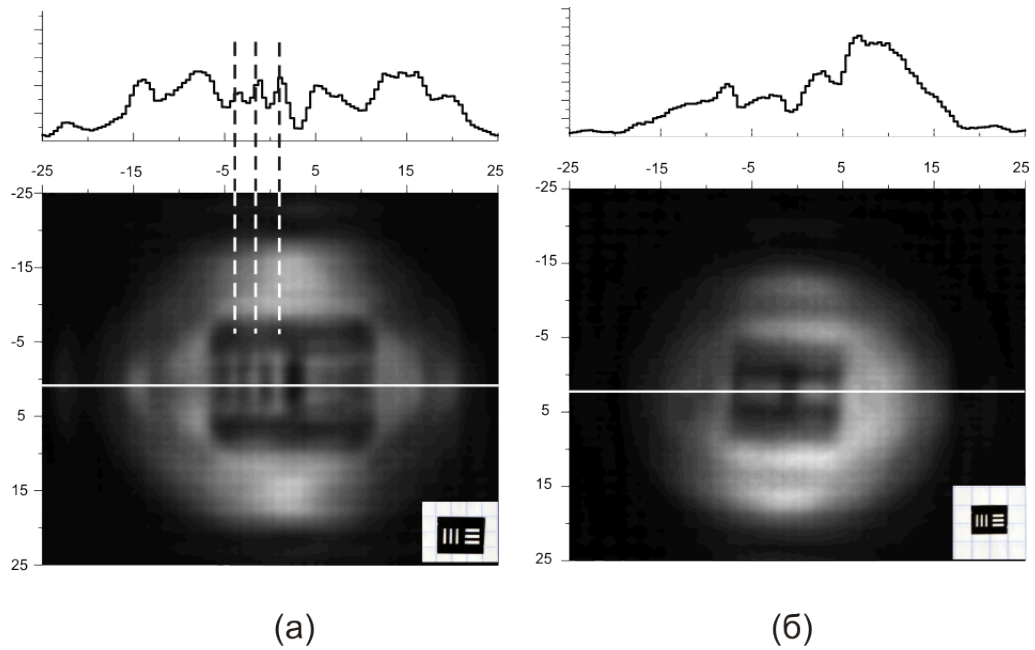


Рисунок 3.14: Восстановленные изображения двух идентичных транспарантов через преобразование Фурье. На вставках показаны фотографии объектов в масштабе тетрадной клетки 5х5 мм.

но из распределения интенсивности в поперечном сечении изображения маски (рисунок 3.15) при различном числе усреднений (см. изображение перегородки между второй и третьей щелями).

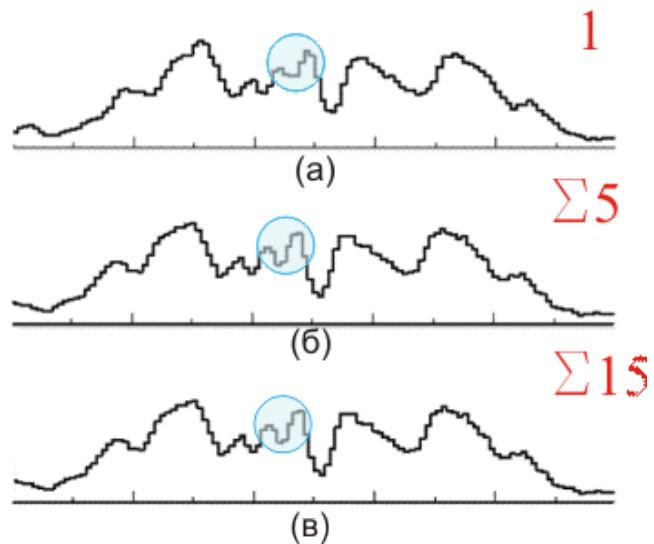


Рисунок 3.15: Распределение интенсивности в поперечном сечении восстановленных изображений с одной голограммы и результаты усреднения по 5 и по 15 индивидуально восстановленным голограммам.

### 3.3.2 Запись голограмм с помощью матричного микроболометрического приемника

Недостатком термочувствительного люминесцентного экрана является низкая чувствительность к терагерцовому излучению, а также низкое пространственное разрешение, ограниченное поперечной теплопроводностью экрана. Размер пикселя матричного микроболометрического приемника (ММБП) составляет всего 51 мкм, что почти в три раза меньше длины волны излучения (для данных экспериментов  $\lambda = 130$  мкм). Физический размер матрицы (16.36x12.24 мм) ограничивает применение ММБП для съемки больших объектов. Матрица микроболометрических приемников может применяться для съемки изменений в объекте, путем записи голографического видео со скоростью до 25 кадров/сек. Регистрация излучения происходит непосредственно на матричный микроболометрический приемник на значительно меньшем, чем при использовании ТЧЛЭ расстоянии. Расстояние между объектом и приемником в экспериментах, описанных ниже, составляло 33 мм.

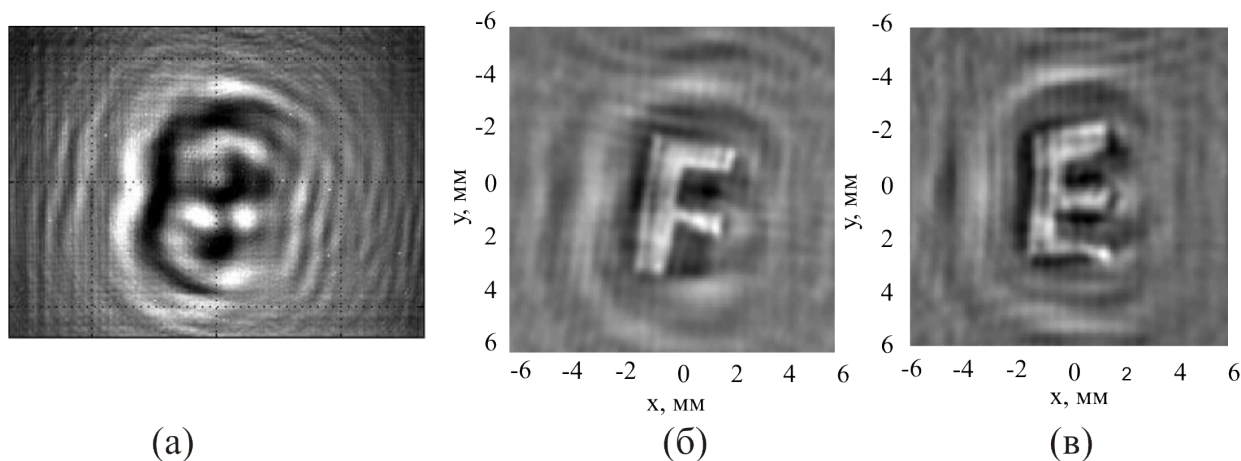


Рисунок 3.16: Голография с помощью матричного микроболометрического приемника. Голограмма 320x240 элементов (а) и визуализированное изображение как распределение фазы в плоскости реального изображения объекта, изготовленного из пленочного полиэтилена толщиной 50 мкм (б). Пример восстановления аналогичного фазового объекта (в).

Изображения амплитудных и фазовых объектов обладают очень хорошим качеством. Чтобы определить максимально достигаемое пространственное разрешение в восстановленных изображениях, как в предыдущем разделе



(см. рис. 2), мы использовали металлическую маску с вертикальными и горизонтальными прорезями. В «малой» мире каждая из тройки прорезей была 0.4 мм в ширину и 0.8 мм в длину, расстояние до ММБП составляло 33 мм. На Рис. 3.17 видно, что прорези хорошо разрешимы и «провалы» интенсивности достигают нуля, что дает нам возможность утверждать, что максимальное достигнутое разрешение выше чем 0.2 мм, то есть половина каждой прорези. Такое разрешение на сегодняшний день является рекордным мировым показателем для данного спектрального диапазона.

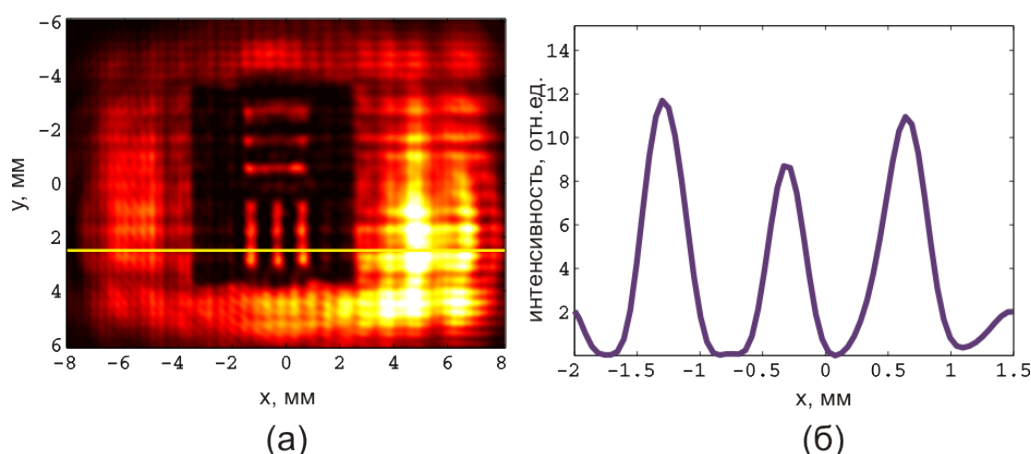


Рисунок 3.17: Максимальное пространственное разрешение в восстановленных изображениях, голограмм записанных на матричный микроболометрический приемник. Изображение, восстановленное методом суммирования сферических полей (а), и сечение интенсивности вдоль желтой линии на изображении (б).

Однако как можно заметить, на восстановленных изображениях присутствуют шумы в виде вертикальных и горизонтальных полос. Они образуются из-за дифракции на резких краях голограммы, так как она находится на фоне нулей, при их добавлении (рисунок 3.18). Данные шумы можно убрать, если удалить высокие пространственные частоты, находящиеся на краях голограммы. Если сделать размытие краев голограммы, не трогая ее саму, то данные шумы уйдут. Это можно сделать, например, если саму голограмму умножить на размытый прямоугольник размером с саму голограмму. Данный способ называется аподизацией голограммы [81]. Такой прямоугольник можно сгенерировать, если вначале сделать матрицу из единиц размером 320x240 элементов на фоне нулей, затем сделать двумерное преобразование Фурье, обрезать высокие частоты, и сделать обратное двумерное преобразо-

вание Фурье. В таком случае из-за обрезки высоких пространственных частот произойдет размытие прямоугольника. При перемножении голограммы на этот прямоугольник произойдет сглаживание краев голограммы.

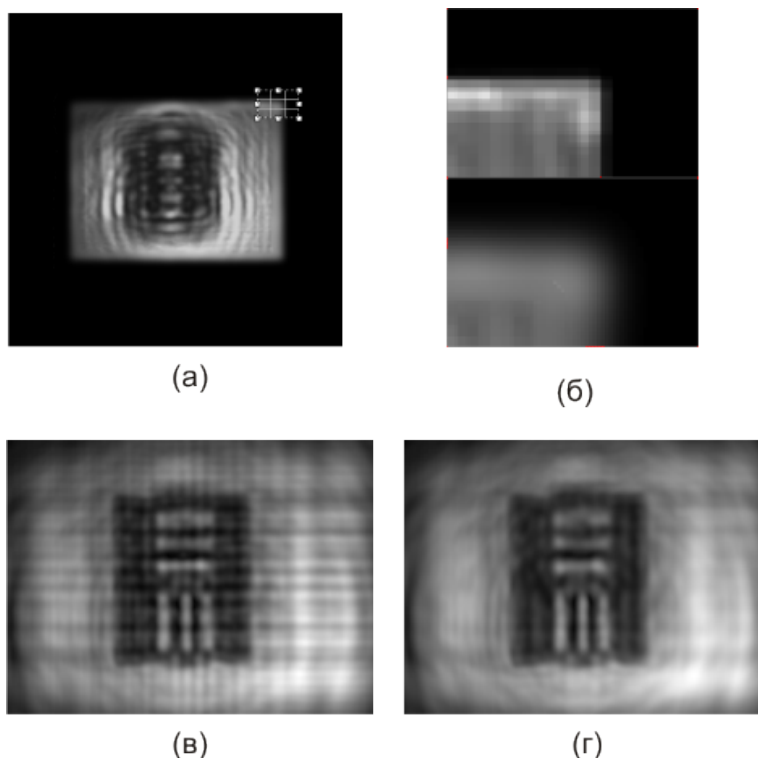


Рисунок 3.18: Аподизация. Голограмма после аподизации (а), увеличенный фрагмент края голограммы до и после аподизации (б). Результат восстановления голограммы металлической миры методом плоских волн с добавлением нулей до  $1626 \times 1626$  элементов без аподизации (в), и с использованием аподизации (г).

### 3.4 Сравнение методов восстановления

На Рисунке 3.19 приведена классификация методов восстановления голограмм, использованных в данной работе. Сравним результаты восстановления голограмм разными методами.

Если взять за основу выражение, описывающее приближение Френеля, то можно увидеть, что это двумерная свертка функции голограммы и квадратичной фазовой функции, умноженная на постоянный множитель, зависящий от длины волны и расстояния. Поэтому данное выражение можно численно решить, если взять двумерное преобразование Фурье от функции

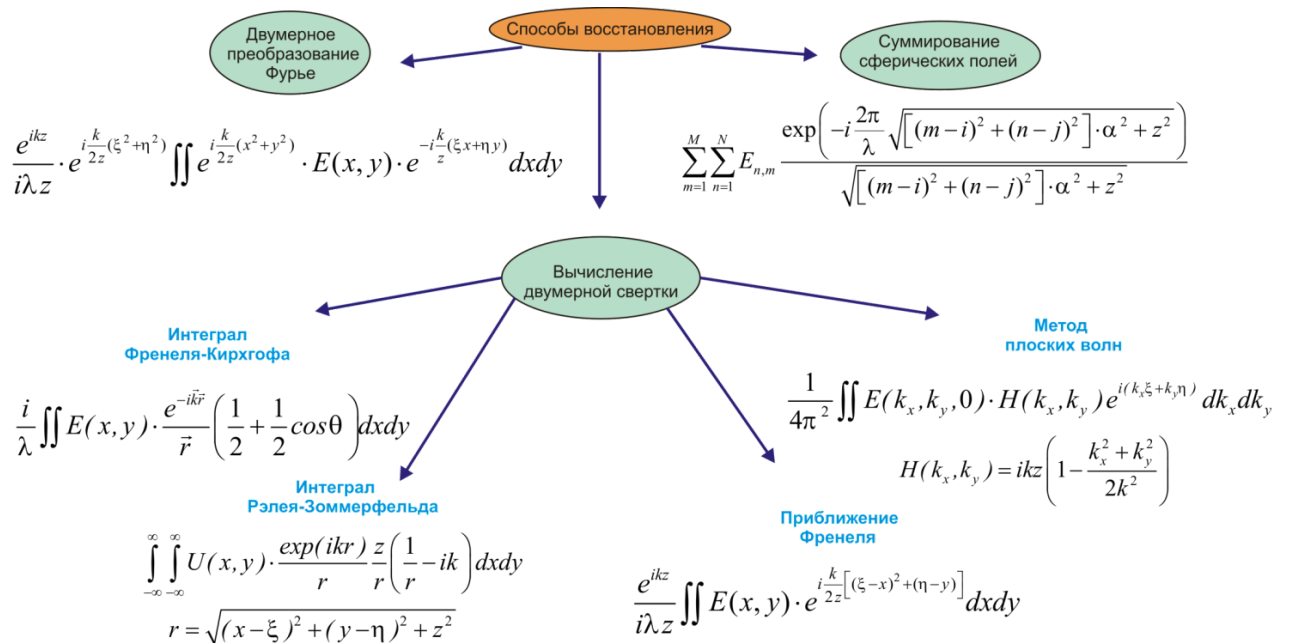


Рисунок 3.19: Классификация методов восстановления.

голограммы и умножить его на двумерное преобразование Фурье от квадратичной фазовой функции, а затем выполнить обратное преобразование Фурье от этого произведения, тем самым получив решение по свойству свертки. С другой стороны если в приближении Френеля раскрыть квадратные скобки, то выражение можно численно решить путем нахождения двумерного преобразования Фурье от произведения функции голограммы умноженной на квадратичный фазовый множитель, умножив далее результат еще раз на фазовый множитель. Через свертку можно также абсолютно точно решить интегралы Френеля-Кирхгофа и Рэля-Зоммерфельда. Используя когерентную передаточную функцию свободного слоя пространства и Фурье образ голограммы, можно восстановить качественные изображения методом плоских волн, или так называемым методом углового спектра. Также возможен наиболее точный расчет распределения напряженности электромагнитного поля путем суммирования сферических полей из каждой точки голограммы в каждую точку изображения по принципу Гюйгенса-Френеля. По этому рисунку 3.20 видно, что наилучшее качество восстановленных изображений будет при восстановлении методом суммирования сферических полей по принципу Гюйгенса-Френеля. Однако недостатком данного метода является то, что для этого способа требуется большое количество времени,

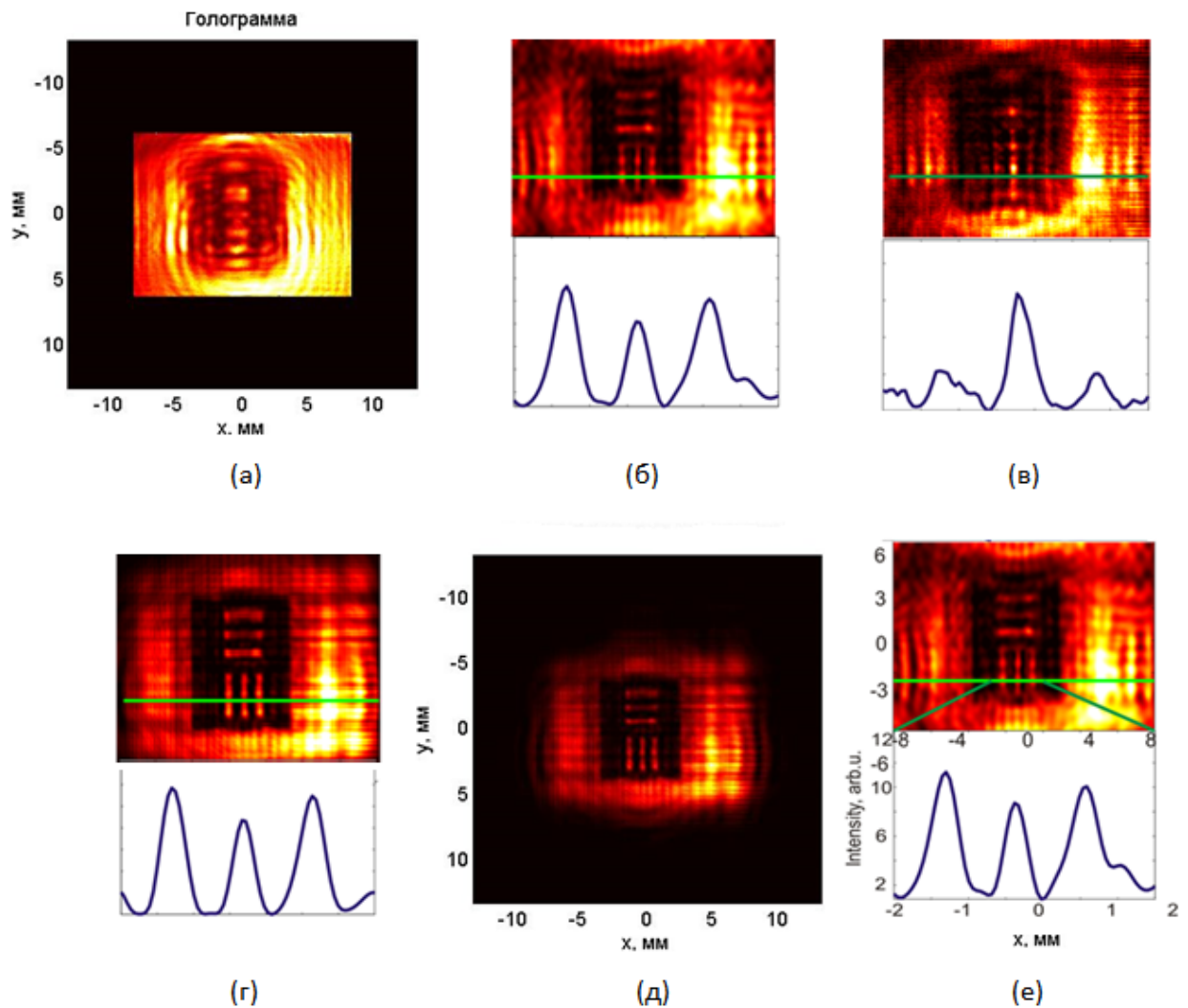


Рисунок 3.20: Аподизация. Голограмма после аподизации (а), увеличенный фрагмент края голограммы до и после аподизации (б). Результат восстановления голограммы металлической миры методом плоских волн с добавлением нулей до  $1626 \times 1626$  элементов без аподизации(в), и с использованием аподизации (г).

зависящее от быстроты процессора и размера голограммы (на среднестатистическом компьютере уходит около 15 минут). Однако, точно такой же результат можно получить, если дополнить голограмму нулями до размера  $512 \times 512$  или  $1024 \times 1024$  пикселя и произвести вычисления с помощью двумерной свертки (такие размеры рекомендуются для наиболее быстрого вычисления дискретного преобразования Фурье). На рисунке 3.20 (а,д) представлен результат по восстановлению голограммы с помощью двумерной свертки с добавлением нулей в сравнении с восстановлением без добавления (б). Как видно из рис. 3.20 (в) метод плоских волн в данной области не сработал и

качественного изображения при восстановлении не получилось. Это связано с тем что происходит переналожение волновых фронтов при восстановлении и изображение зашумляется. Результаты рисунка 3.20 (б,в,г,е), полученные при восстановлении голограмм без добавления нулей на периферии, можно существенно улучшить используя критерий Найквиста. По критерию Найквиста для хорошего восстановления голограмм в методе плоских волн, для длины волны излучения 131 мкм, расстояния 33 мм и размера пикселя 52 микрометра, наиболее оптимальной будет голограмма с разрешением 1586x1586 пикселей. Если добавить нужное количество нулей, то в итоге результат восстановления такой голограммы методом плоских волн будет очень качественным.

### Сравнение свертки Рэля-Зомерфельда и метода плоских волн

Восстановление голографических изображений без наложения требует выполнения условий теоремы отсчетов. В случае свертки Рэля-Зомерфельда и метода угловых спектров, такие условия были получены в [82]. Для удобства использования на практике, переформулируем эти условия. Следующие параметры голографической системы являются определяющими: длина волны излучения  $\lambda$  расстояние между объектом и голограммой ( $z$ ), размеры приемного устройства для записи голограммы ( $X$  и  $Y$ ), и размер одного пикселя ( $\Delta\xi\Delta\eta$ ). В случае наших приемников излучения  $Y\Delta\eta \ X\Delta\xi \leq 1$ . Тогда в соответствии с [82] условия формирования не перекрытого изображения для случая свертки Рэля-Зомерфельда можно записать как:

$$|z| \geq |z|_{min} = X \sqrt{\left(\frac{\Delta\xi}{\lambda}\right)^2 - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{Y}{X}\right)^2 + 1\right]} \quad (3.5)$$

Для углового спектра соответственно:

$$|z| \leq |z|_{max} = Y \frac{\Delta\eta}{\Delta\xi} \sqrt{\left(\frac{\Delta\xi}{\lambda}\right)^2 - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\Delta\xi}{\Delta\eta}\right)^2 + 1\right]} \quad (3.6)$$

Для расчета предельных случаев мы использовали параметры приемников приведенные в Главе 1.2. В случае ММБП размер пикселя и являлся непосредственно  $51 \times 51$  мкм, в то время как для ТЧЛЭ эффективный размер пикселя определяется теплопроводностью экрана и превышает по величине длина волны излучения. Поэтому в дальнейшем мы можем использовать (3.5) и (3.6), и метод плоских волн может быть применен для восстановления изображений в голографии ТГц диапазона (Рисунке 3.21).

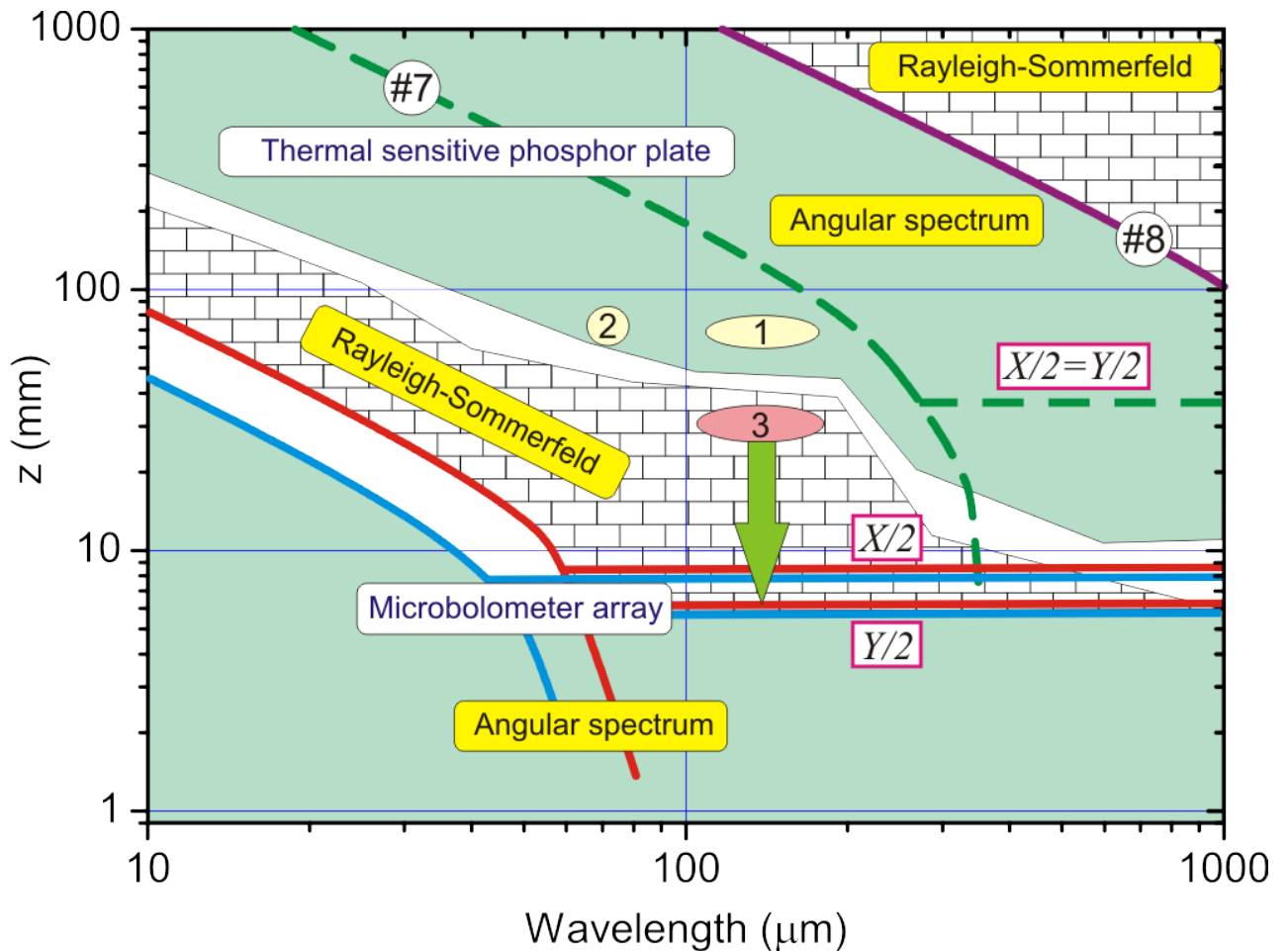


Рисунок 3.21: Области применения методов Рэля-Зоммерфельда и углового спектра восстановления осевых голограмм. Эллипсы: области, в которых мы проводили голографические эксперименты: 1 и 2: запись с помощью термочувствительного люминесцентного экрана; 3: запись с помощью матрицы микроболометров. Стрелка показывает изменение применимости в случае увеличения голограммы нулями.

Для дальнейшего анализа стоит также отметить, что второй член в подкоренном выражении (3.5) становится значительным только, когда  $\Delta\xi \geq \lambda$  в то время как левая часть кривой хорошо аппроксимируется известным

соотношением от расстояния  $z_0$  [83–85]:

$$z_0 = \frac{\Delta x(\Delta \xi N)}{\lambda} = \frac{\Delta x X}{\lambda} \quad (3.7)$$

Это определяет применимость метода восстановления, ниже  $z_0$  стоит использовать метод плоских волн, или иначе углового спектра, в то время как над  $z_0$  должен быть использован метод расчета с помощью Рэля-Зомерфельда. Здесь мы принимаем во внимание что:

$$\Delta \xi = \Delta x, \Delta \eta = \Delta \quad (3.8)$$

Кроме того для ММБП  $\Delta \xi = \Delta \eta$  и при записи голограмм излучением с длиной волны  $\lambda = 130$  мкм, размер пикселя матрицы меньше длины волны. В этом случае ур. (3.5) и ур. (3.6) не работают, потому как минимальный размер теперь отличен от  $\Delta \xi$ . Как же тогда (3.7) может быть адаптировано для случая  $\Delta \xi, \Delta x < \lambda$ ? Очевидно, что если голограмма рассматривается как совокупность синусоидальных решеток, записанных с помощью терагерцового излучения, наиболее высокая пространственная частота, которая может быть записана, а затем получена в процессе восстановления, равна  $k_x^{max} = 1/\lambda$ . Эффективный размер пикселя в этом случае  $\Delta \xi^{eff} = \lambda/2$ , что также означает, в соответствии с (3.7), что  $\Delta x^{eff} = \lambda/2$ . Тогда из ур. (3.8), мы получим  $z_0(\lambda > /2\Delta \xi) = X/2$ . В результате, мы видим, что в длинноволновой области спектра граница между зонами применимости методов становится прямой линией. Другими словами, приблизительно равна половине ширины массива (рисунок 3.22), но пространственное разрешение падает обратно пропорционально длине волны.

Для сравнения методов восстановления изображений была записана голограмма тестового объекта (миры) с помощью матричного микроболометрического приемника. Расстояние между объектом и ММБП составляло 33 мм, что соответствовало минимально достижимому расстоянию до объекта. Рисунок 3.22 показывает результаты восстановления миры по Рэлею-

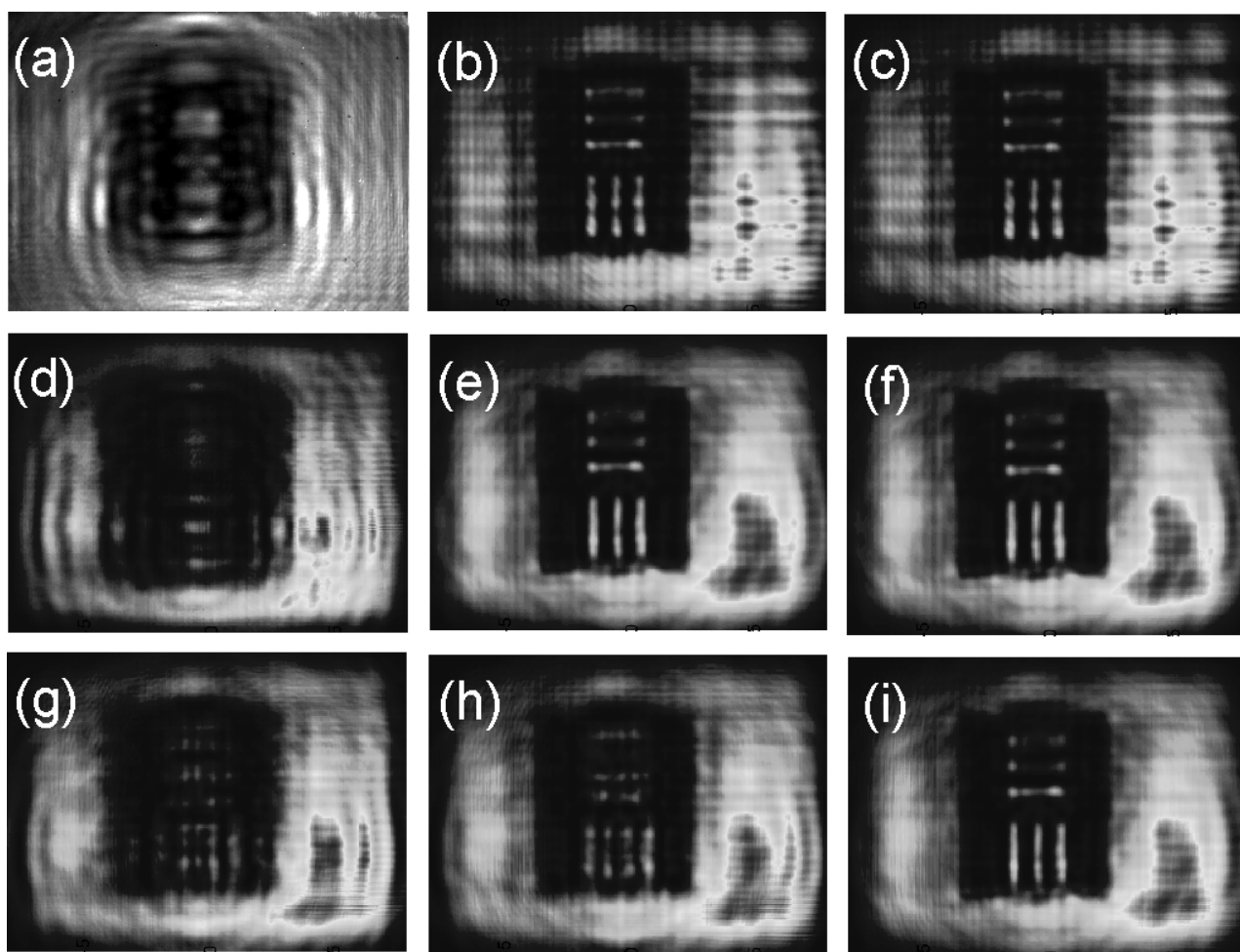


Рисунок 3.22: (а) Голограмма, записанная на ММБП 320x240 элементов. Изображения восстановленные по Рэлю-Зомерфельду с голограммы дополненной нулями до 512x512 (б) и 1626x1626 (в) пикселей без аподизации и с аподизацией соответственно (д,е). Изображения, восстановленные используя метод плоских волн с дополнением нулями до 1024x1024 (г), 1366x1366 (ж), 1486x1486 (з) и 1626x1626 (и).

Зомерфельду и методом плоских волн. Лучшее качество изображения было достигнуто при использовании прямого вычисления интеграла Рэля-Зомерфельда без аппроксимаций, однако прямой расчет занимает много времени.

### **Сравнение двумерного преобразования Фурье и двумерной свертки в приближении Френеля**

Рассмотрим восстановление изображений для ТЧЛЭ и для ММБП двумя методами: с помощью двумерного преобразования Фурье и двумерной свертки в приближении Френеля. В случае использования ТЧЛЭ и восстановления как через двумерное дискретное преобразование Фурье, так и в



случае использования двумерной свертки, для сравнения оба изображения восстанавливаются. На рисунке 3.23 оба изображения были получены с разрешением 512 на 512 пикселей. Видно, что при использовании способа восстановления через двумерное дискретное преобразование Фурье происходит пространственное уменьшение восстановленного изображения. Поэтому для того чтобы хорошо рассматривать изображение нужно делать увеличение. В случае использования метода восстановления через свертку соотношение масштаба изображения сохраняется, поэтому на полученное изображение приходится гораздо больше пикселей, чем в предыдущем случае, а следовательно, получается более лучшее качество изображения и его разрешение. Аналогичные результаты можно наблюдать и при восстановлении голограмм записанных на ММБП (рисунок 3.24).

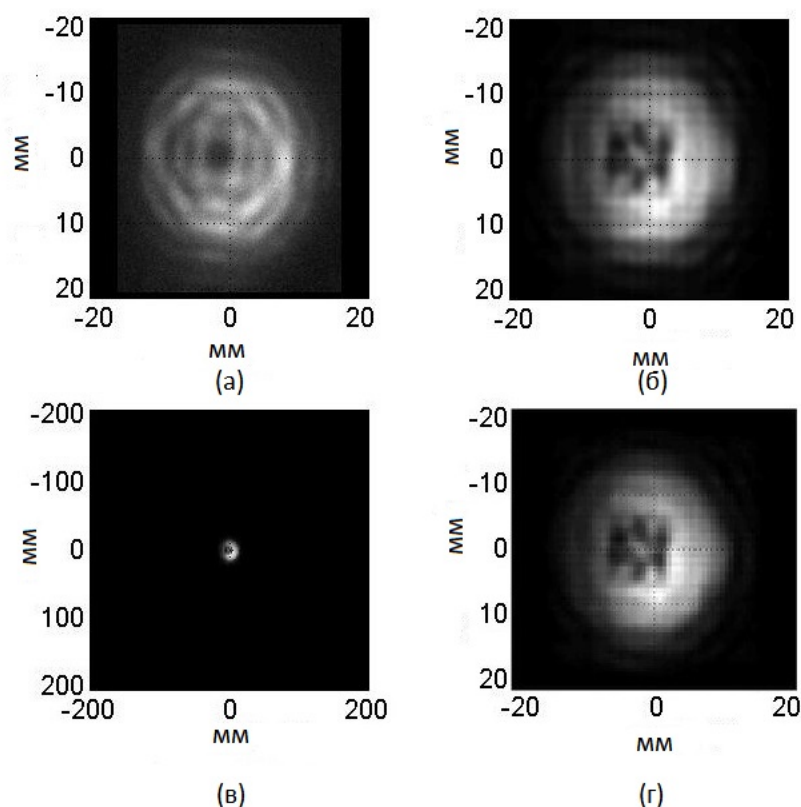


Рисунок 3.23: Голография с ТЧЛЭ и ПЗС камерой (а) Голограмма объекта, записанного на ТЧЛЭ и ПЗС камеру. Результаты восстановления голограмм, используя: (б) свертку, (в) дискретное преобразование Фурье. (г) Увеличенное изображение объекта восстановленного через дискретное преобразование Фурье.

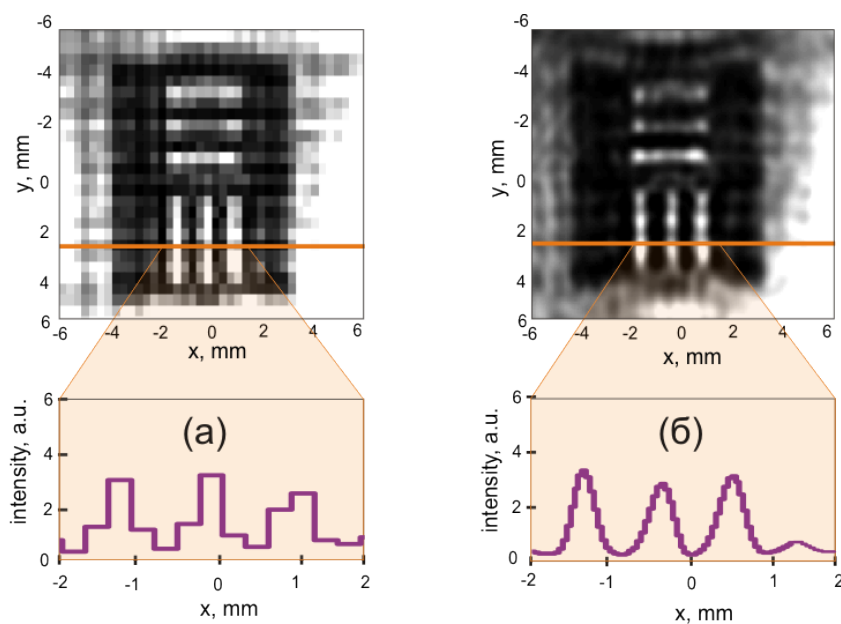


Рисунок 3.24: Голография с помощью матричного микроболометрического приемника Восстановленное изображение объекта через преобразование Фурье (а), через численное вычисление свертки (с) Сечение интенсивности восстановленных голограмм по оси  $y=2.5$  мм.

### 3.5 Применение терагерцовой голографии

Разработанные в данной работе методики имеют много потенциальных применений, некоторые из которых описаны в данном разделе.

#### 3.5.1 Получение изображений объектов, расположенных на разном расстоянии

Изображающие системы, основанные на методах осевой голографии в сравнение со сканирующими фокусирующими оптическими, позволяют сформировать резкое изображение, находящихся в разных плоскостях. Сканирующие системы фокусируют изображение объекта только в одной плоскости, поэтому для получения изображения на другом расстоянии от системы, нужно передвигать оптические элементы (в случае трехмерного объекта нужно производить сканирование). Преимущество голографии состоит в отсутствии изображающей оптики, и изображения получают по дифракционной картине от объекта, поэтому записав один раз дифракционную картину можно восстановить резкое изображение в любой плоскости. На рисунке 3.25 представлены результаты проведенных экспериментов по записи

и восстановлению голограмм аналогичных фазовых объектов объектов, помещенных на разные расстояния.

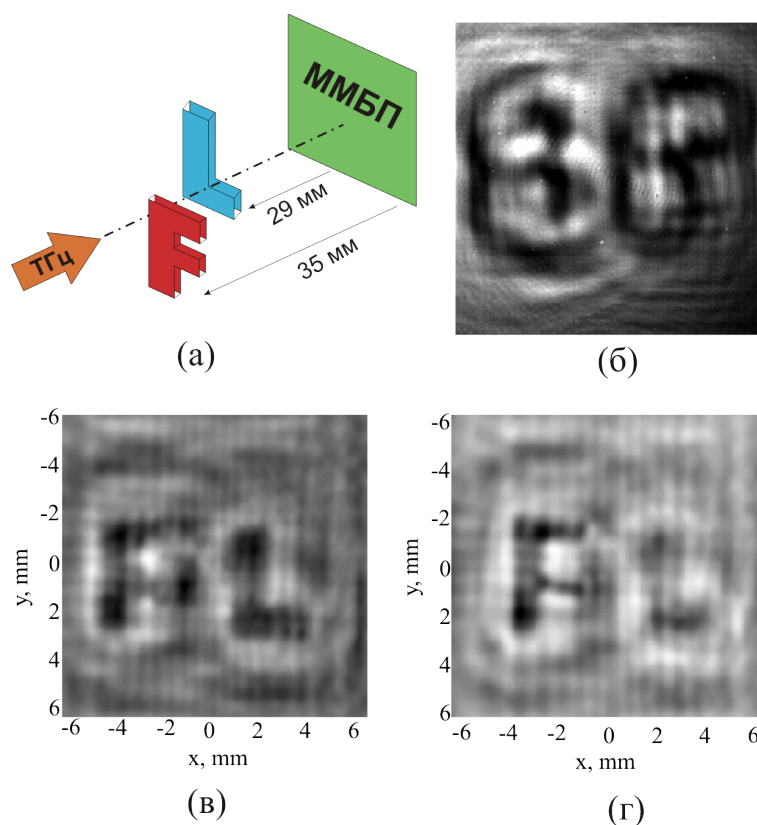


Рисунок 3.25: Восстановление объектов, помещенных на разные расстояния. (а) Схема эксперимента. (б) Голограмма записанная на ММБП. Восстановленные с одной голограммы изображения буквы "L" на расстоянии 29 мм (в) и буквы "F" на расстоянии 35 мм (г).

### 3.5.2 Скрытые объекты

Бумага и картон пропускают значительную долю ТГц излучения (например лист бумаги для принтера ослабляет излучение почти в 2 раза), но дают множество спеклов. Объекты, помещенные внутри непрозрачного для видимой области спектра конверта или коробки, могут быть визуализированы методами ТГц голографии. Данная способность частичного проникновения излучения через одежду, и некоторые материалы дает возможность использовать голографию и терагерцовый диапазон в системах безопасности. В первом эксперименте объект в виде металлического уголка был помещён в бумажный конверт и голограмма была записана с помощью матричного микроболометрического приемника. Во втором случае в бумажную коробку

был помещен сам приемник излучения. Результаты записи и восстановления представлены на Рис. 3.26.

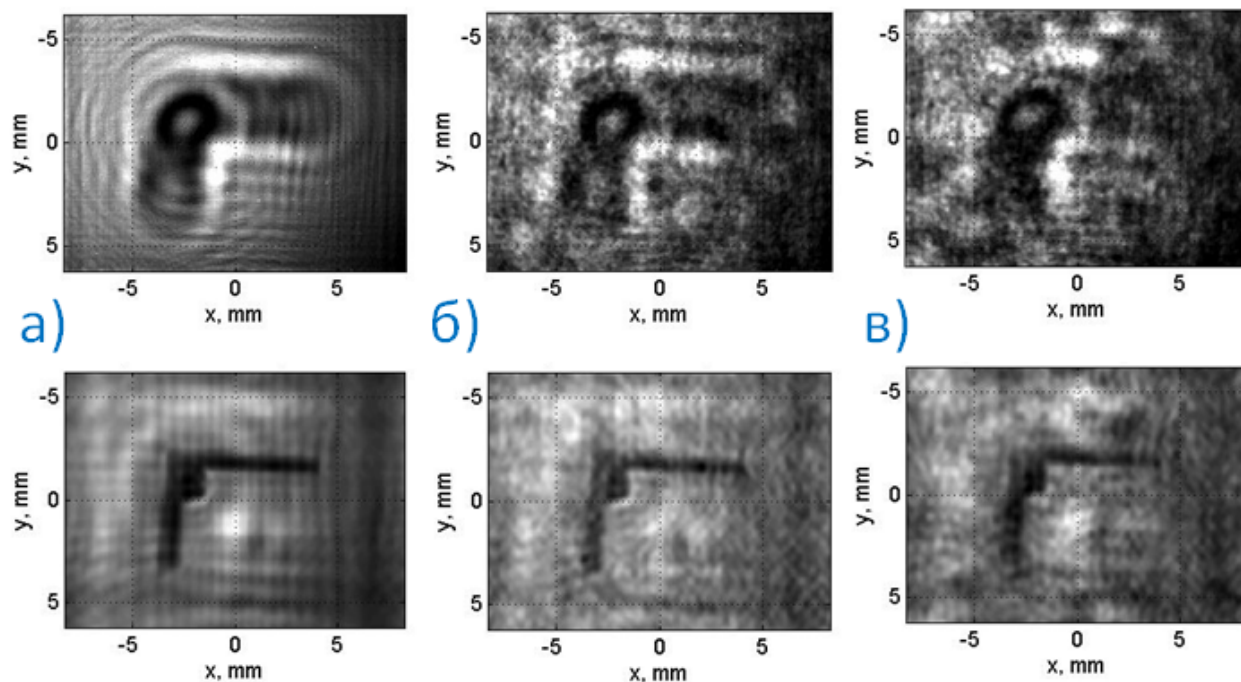


Рисунок 3.26: а) Результат обычной записи и восстановления, результат записи и восстановления для случая, когда приемник внутри бумажной коробки б), и для случая, когда сам объект находился внутри бумажной коробки в).

### 3.5.3 Голография в системах с нарушенным полным внутренним отражением

Поскольку терагерцовое излучение имеет большие перспективы использования в медицине и биологии, то может возникнуть необходимость визуализировать, в пространственном разрешении, поглощение различных органических и биологических объектов (например, каких-нибудь бактерий). Однако, особенность этого диапазона в том, что он очень сильно поглощается водой, а многие биологические объекты находятся в водных растворах, поэтому исследование их абсорбционными методами представляет большую трудность. Значит надо использовать методы, основанные не на пропускании, а на отражении. Следует отметить, что на границе объекта и в его объеме, оптические свойства будут разными. А наибольший интерес вызывает

возможность исследования поглощающих свойств, именно в объеме водных растворов.

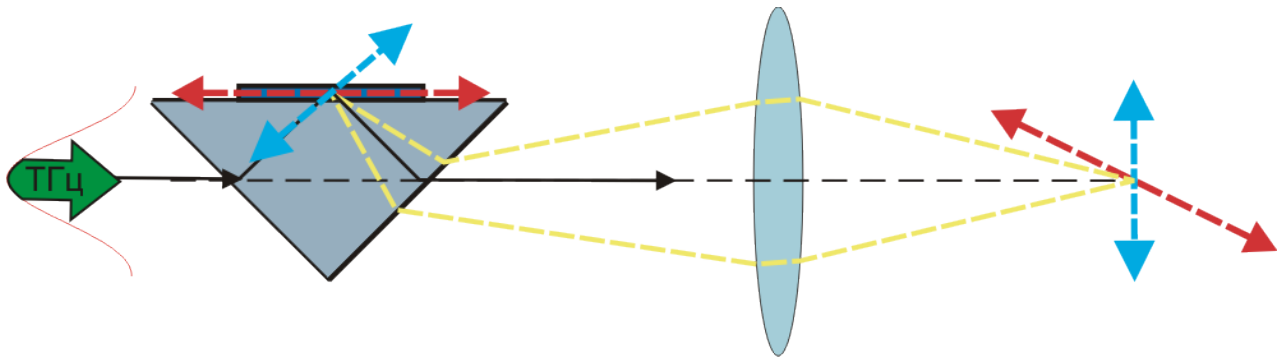


Рисунок 3.27: В НПВО спектрометре плоскость объекта отображается в области изображений наклонно по отношению к оптической оси.

Однако плоскость изображения объекта, как показано на рисунке 3.27, формируется в этом случае под углом к оптической оси, так как оптический путь, равный определенному значению, для каждой точки основания призмы будет заканчиваться на разных расстояниях от самой призмы. Поэтому формирование неискаженного изображения напрямую на матрицу не получается. Следовательно, необходимо разработать методы формирования изображений, именно для такой наклонной плоскости.

В данной работе в качестве практического применения голографии был предложен способ, основанный на записи голограммы объекта, помещенного на поверхность НПВО призмы и последующего восстановления сразу всей наклонной плоскости цифровым методом, в реальном времени.

Для голографии с элементом НПВО оптическая разность хода опорной и объектной волны должна равняться нулю. Для этого нужно определить расстояние от граней призмы до зеркал, которые отражают опорную волну. Также желательно рассчитать высоту, относительно основания призмы, чтобы преломленный луч падал в центр поглощающего объекта. Нахождение высоты .

По Рис. 3.28. можно составить систему уравнений:

$$\begin{cases} x + y = 20 \\ \frac{x}{y} = \text{tg} \end{cases} \quad (3.9)$$

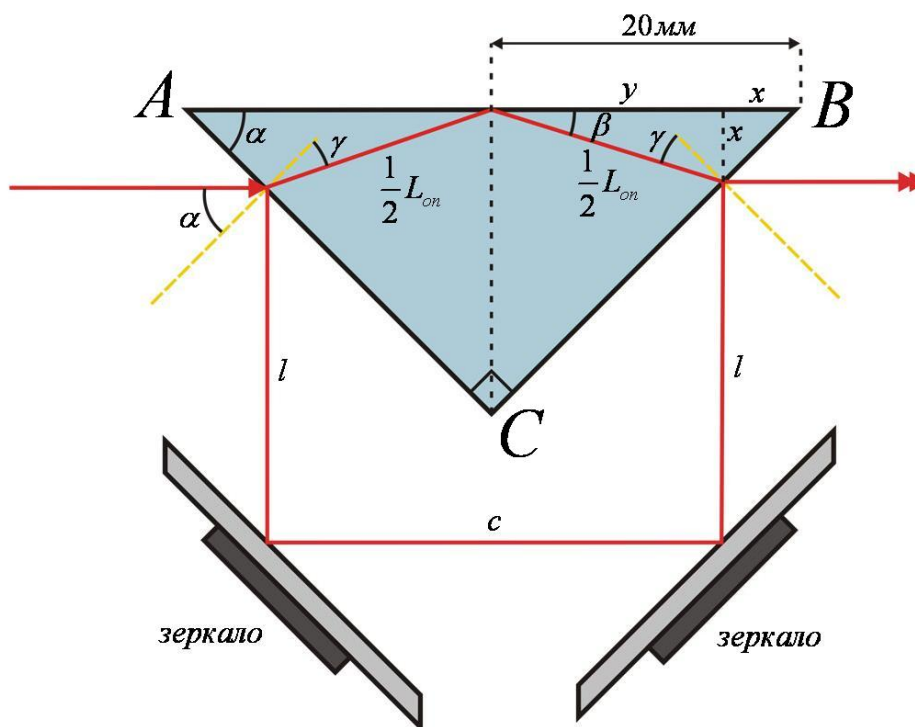


Рисунок 3.28: Ход опорной и объектной волны.

по ней найдем  $x$  :

$$\frac{x}{20 - x} = \operatorname{tg}$$

$$x = 20 \operatorname{tg} - x \operatorname{tg}$$

$$x(1 + \operatorname{tg}) = 20 \operatorname{tg}$$

$$x = \frac{20 \operatorname{tg}}{1 + \operatorname{tg}} = 7.88 \text{ мм}$$

Определим  $l$  из такого условия:

$$2l + c = L_{op}$$

где  $\tilde{n} = AB - 2x = 40 - 15.76 = 24.24 \text{ мм}$ , тогда  $l$  можно найти как:

$$l = \frac{L_{op} - c}{2} = \frac{98.87 - 24.24}{2} = 37.315 \text{ мм}$$

При прохождении одинакового оптического пути, каждая точка основания призмы отобразится на различных расстояниях от самой призмы, поэтому плоскость изображения её основания будет под углом к оптической оси.

Для нахождения угла наклона плоскости изображения в системе НПВО воспользуемся рисунком 3.29. Поместим начало системы координат в правый

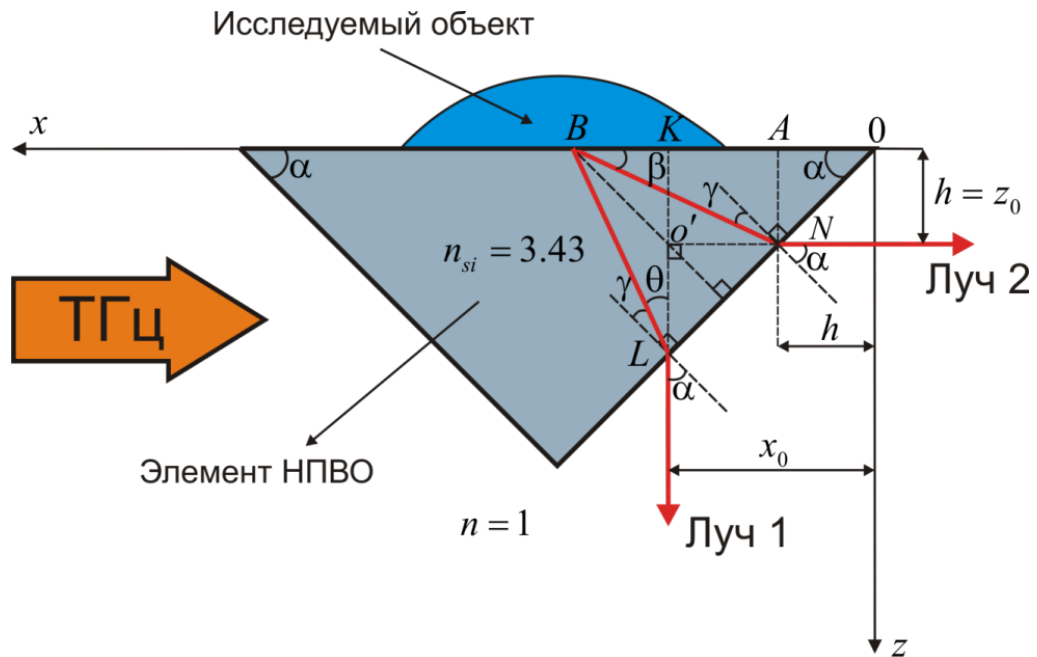


Рисунок 3.29: Ход лучей в призме нарушенного полного внутреннего отражения.

верхний угол кремниевой призмы. Проведем из произвольной точки основания призмы два луча так, чтобы на выходе из призмы после преломления на боковой грани они образовывали угол 90 градусов между собой и были параллельны осям  $x$  и  $z$  в построенной системе координат. Продлим лучи в кремниевую призму и обозначим точку пересечения как  $o'(x_0, z_0)$ , тогда в этой точке нужно найти координаты  $x_0$  и  $z_0$  из закона Снеллиуса и элементарных геометрических соображений. Для начала найдем угол преломления, при падении под углом 45 градусов, и угол в треугольнике  $ABN$ .

$$\sin\alpha = n_{Si}\sin\gamma$$

$$\gamma = \arcsin(1/n_{Si}\sin\alpha) \approx 11.993^\circ$$

$$+\gamma + 90^\circ + 45^\circ = 180^\circ$$

$$+\gamma = 45^\circ$$

$$= 45^\circ - \gamma = 33^\circ$$

В треугольниках ANO и ANB:

$$\frac{AN}{AO} = \tan \alpha, \frac{AN}{AB} = \tan$$

$$\tan \alpha AO = AB \tan$$

$$AO = z_0 = OB \frac{\tan}{\tan \alpha + \tan}$$

В треугольниках KLO и KLB:

$$\Theta + 90^\circ + 45^\circ - \gamma = 180^\circ$$

$$\Theta = 45^\circ + \gamma$$

$$\frac{KL}{OK} = \tan \alpha, \frac{KL}{KB} = \tan \Theta$$

$$\tan \alpha KO = KB \tan \Theta$$

$$OK = x_0 = OB \frac{\tan \Theta}{\tan \alpha + \tan \Theta}$$

Если провести лучи из точки 0, то и координаты будут равны нулю, поэтому угол наклона плоскости изображений можно найти как отношение полученных значений координат:

$$\tan \phi = \frac{z_0}{x_0} = \frac{OB \frac{\tan}{\tan \alpha + \tan}}{OB \frac{\tan \Theta}{\tan \alpha + \tan \Theta}}$$

$$\phi = \arctan \left[ \frac{\tan(45^\circ - \gamma)(\tan \alpha + \tan(45^\circ + \gamma))}{\tan(45^\circ + \gamma)(\tan \alpha + \tan(45^\circ - \gamma))} \right] = 33^\circ$$

Полученный угол наклона плоскости изображений составляет 33 градуса. Если посмотреть на ход луча в призме, то об этом можно было догадаться без всяких расчетов, так как при преломлении угол между лучом и основанием равен 33° градуса, как показано на рисунке 3.28.

Найдем соотношения интенсивностей опорной и объектной волны при прохождении излучения через оптическую систему для р и s поляризаций. Учитывая, что падение света происходит под углом 45° к боковой поверхности призмы, находящейся в воздухе ( $n_{air} = 1$ ) и с учетом того, что её показатель



преломления  $n = 3.42$ .

Для расчета определим значения амплитудных коэффициентов отражения для р и s поляризаций при заданных условиях:

$$r_s = \frac{n_{air} \cos \phi - n \sqrt{1 - \frac{n_{air}^2}{n^2} \sin^2 \phi}}{n_{air} \cos \phi + n \sqrt{1 - \frac{n_{air}^2}{n^2} \sin^2 \phi}} = 0.651$$

$$r_p = \frac{n_{air} \sqrt{1 - \frac{n_{air}^2}{n^2} \sin^2 \Theta_i} - n * \cos \Theta_i}{n_{air} \sqrt{1 - \frac{n_{air}^2}{n^2} \sin^2 \Theta_i} + n * \cos \Theta_i} = 0.424$$

При формировании опорной волны излучение дважды отражается от граней призмы и дважды отражается от зеркал, поэтому отношение интенсивностей опорной волны к исходной, может быть определено по формуле:

$$\frac{I_{ref}}{I - 0} = r^4$$

где  $I_{ref}$  - интенсивность опорной волны,  $I - 0$  - интенсивность исходной волны,  $r$  - амплитудный коэффициент отражения.

Для s – поляризации:

$$\frac{I_{ref}}{I - 0} = 17.97\%$$

Для р – поляризации:

$$\frac{I_{ref}}{I - 0} = 3.23\%$$

При формировании объектной волны излучение дважды преломляется через грани призмы, проходя путь внутри, а также один раз отражается от её основания под углом, большим, чем угол полного внутреннего отражения. Отношение интенсивностей объектной волны к исходной, может быть определено по формуле:

$$\frac{I_{obj}}{I - 0} = (1 - r^2)^2 \exp(-\alpha L_{KLM})$$

где  $I_{obj}$  - интенсивность объектной волны,  $I - 0$  - интенсивность исходной волны,  $r$  - амплитудный коэффициент отражения,  $\alpha$  - коэффициент погло-

щения,  $L_{KLM}$  - геометрическая длина пути распространения луча внутри призмы. Для s – поляризации:

$$\frac{I_{obj}}{I - 0} = 22.09\%$$

Для p – поляризации:

$$\frac{I_{obj}}{I - 0} = 44.8\%$$

Из этих соотношений следует, что опорная и объектная волны обладают примерно одинаковой интенсивностью, именно в случае s – поляризации. Для случая p – поляризации опорная волна имеет очень слабую интенсивность.

После прохождения двух поляризаторов и телескопа, для уменьшения диаметра пучка, излучение попадало на первую грань кремниевой равнобедренной прямоугольной призмы с основанием 40 мм. При этом часть излучения, преломляясь, отражалась от основания призмы с образцом, поглощающим излучение, под углом, большим, чем угол полного внутреннего отражения, образуя эванесцентную волну, свойства которой зависели от поглощающих свойств объекта. Другая часть излучения отражалась от юстируемых зеркал и потом от второй грани призмы (Рисунок 3.30). После этого две волны под углом формировали интерференционную картину на матричном микроболометрическом приемнике (ММБП) размером 16.32x12.24 мм. ММБП был установлен на расстоянии 135мм от основания кремниевой призмы с образцом. Голограммы фона и объекта записывались на компьютер.

Записанные голограммы были численно восстановлены в пакете Matlab, путем вычисления интеграла Френеля – Кирхгофа. Таким образом, были получены изображения голограмм и восстановленных изображений без поглощающих объектов и с поглощающими объектами на основании призмы НПВО. Стоит также отметить, что в отличие от обычного восстановления голограмм плоских объектов на одном расстоянии, здесь происходило восстановление во множестве плоскостей на различных расстояниях от голограммы (Рисунок 3.31). Потом с учетом угол наклона, размера изображений и числа шагов, происходила выборка из каждого полученного изображения

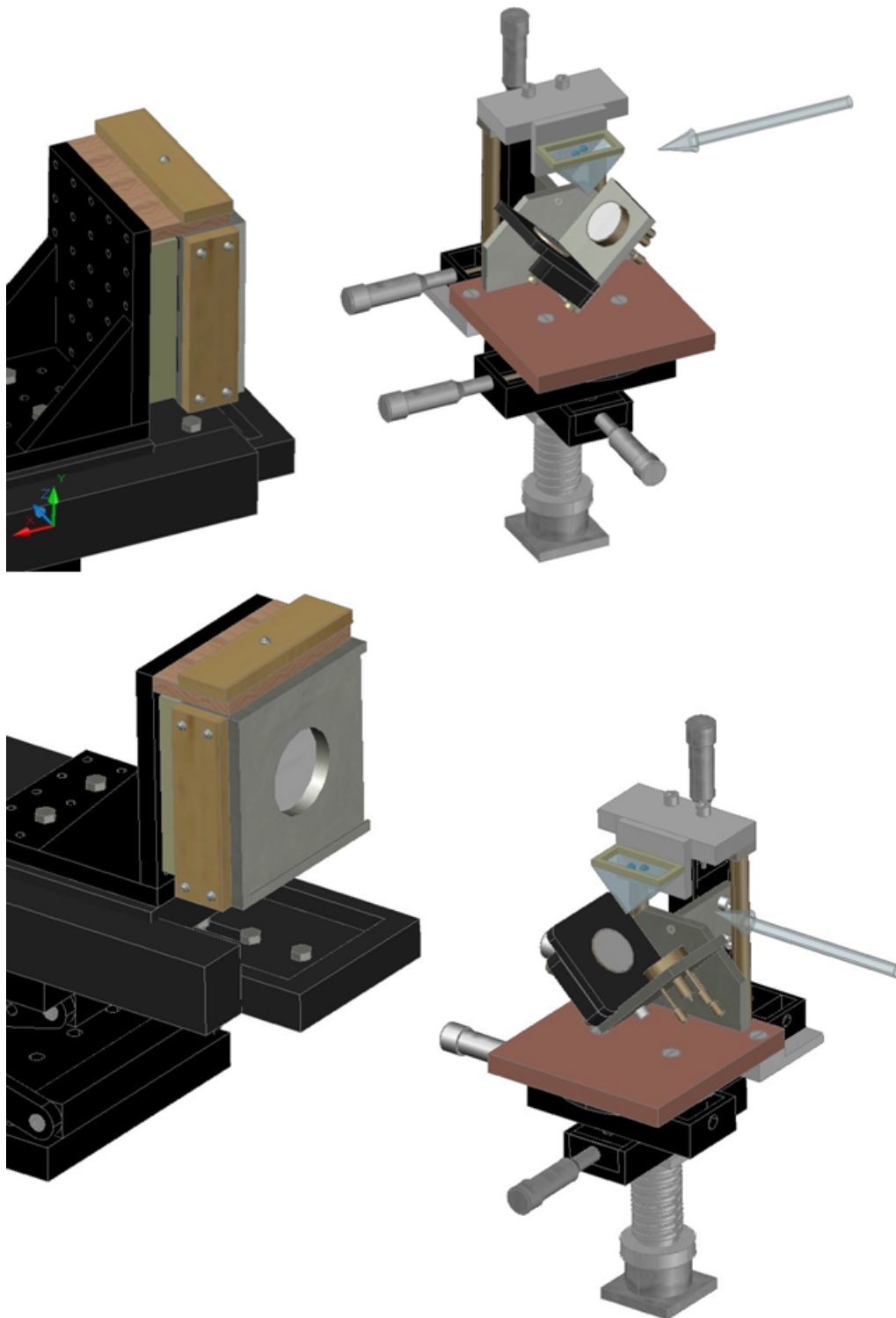


Рисунок 3.30: 10 Внешний вид установки по записи и восстановлению голограмм в системе НПВО.

отдельной строки с последующим дальнейшим объединением в одно единое изображение. В итоге получится действительное изображение наклонной плоскости.

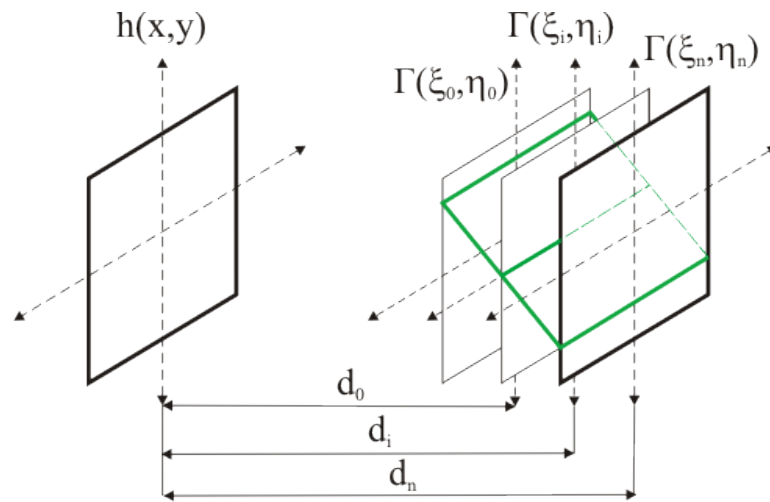


Рисунок 3.31: Принцип восстановления наклонной плоскости.

При проведении эксперимента оказалось, что видность интерференционных полос голограммы, гораздо ниже дифракции объектной волны на гранях призмы. Это объясняется малой интенсивностью опорной волны. Поэтому восстановить изображение объекта без записи дополнительной голограммы самой поверхности призмы очень затруднительно. В таком случае выполнялось восстановление двух независимых голограмм основания призмы, а потом объекта. После чего изображение объекта на поверхности призмы было получено с помощью вычитания. Результат восстановления голограмм одной и двух капель воды в изображающей системе НПВО представлен на рисунке 3.32:

По полученным результатам видно, что на восстановленных изображениях присутствуют шумы, которые портят качество голограмм. Это объясняется дифракцией на различных частях установки и краях самой призмы. Однако данный эксперимент подтверждает возможность записи и восстановления голограмм в системе НПВО, так как изображения данных объектов достаточно различимы.

Для того, чтобы показать преимущество голографии перед сканирующими системами, было записано голографическое видео. Результат восстановления динамического процесса (наливание воды на поверхность кремниевой призмы) представлен на рисунке ниже:

Как видно по рисунку 3.32 достаточно хорошо различимы границы воды на основании кремниевой призмы, причем видно изменение в режиме

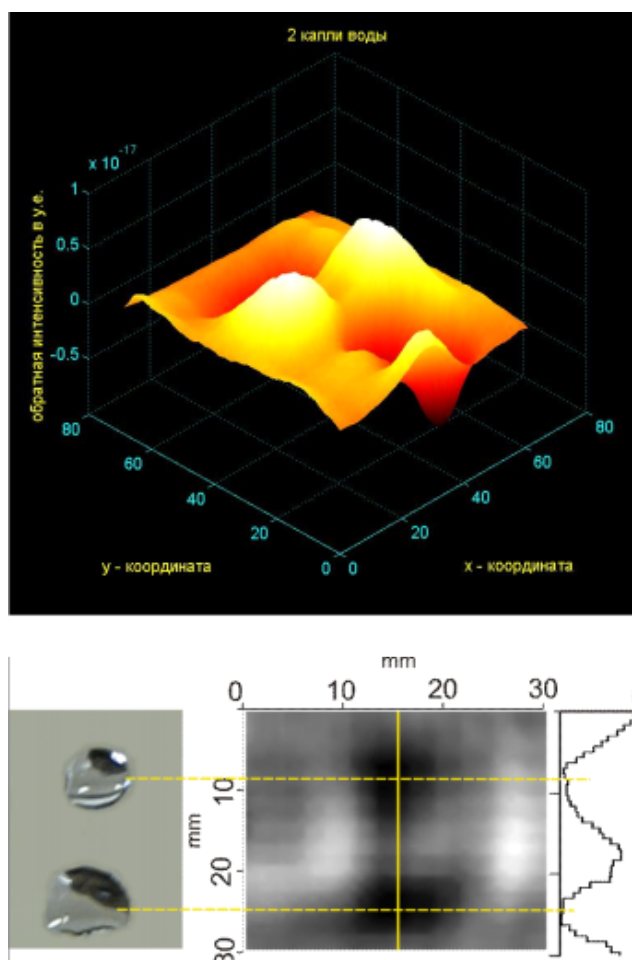


Рисунок 3.32: Изображение двух капель воды записанных с помощью призмы нарушенного полного внутреннего отражения. Трехмерное распределение интенсивности. Фото капель на поверхности призмы и двухмерное изображение.

реального времени, что показывает явное преимущество перед системами сканирования. Данный способ визуализации может быть использован, например, для наблюдения за биологическими объектами, нанесенными на поверхность призмы. Так как Новосибирский лазер на свободных электронах дает возможность перестраивать длину волны в терагерцовом диапазоне, то перестраивая диапазон длин волн, можно оценивать размножение, например, нескольких грибков или бактерий, которые имеют резонансные линии поглощения на разных частотах.

### 3.6 Выводы

Во многих применениях необходима регистрация изображений, которую в ТГц диапазоне сильно затруднена из-за сильной дифракции. Практически любое изображение здесь можно рассматривать как голограмму, что, несомненно, требует дополнительной обработки изображений, но сохраняет информацию о фазе объекта.

Для реализации "классической" голографии в терагерцовом диапазоне, необходимо было решить ряд вопросов: техника записи голограмм, выбор оптимальных оптических схем для ТГц диапазона и выбор численного метода восстановления. Два изображающих устройства были применены для записи голограммы 3.3. Записанные на цифровой носитель голограммы ТГц диапазона могут быть восстановлены только численно. Шесть методов восстановления были опробованы см. главу 3.2. Изображения тестового объекта - миры, были восстановлены с помощью интеграла Френеля-Кирхгофа с использованием свертки и преобразования Фурье (см. главу 3.2.2), с помощью расчета интеграла Рэлея-Зоммерфельда (см. главу 3.2.3), с помощью метода углового спектра или плоских волн (см. главу 3.2.4), и метода суммирования сферических полей (см. главу 3.2.5). Восстановленные изображения амплитудных, фазовых и амплитудно-фазовых объектов имели приемлимое качество при восстановлении любым методом.

Для улучшения качества изображения, мы применяли как аподизацию так и метод расширения голограммы. На длине волны 130 мкм, было достигнуто наилучшее пространственное разрешение 0.2 мм при восстановлении методом точного вычисления интеграла Рэлея-Зоммерфельда в плоскости действительного изображения (запись происходила на матричный микроболометрический приемник).

## ГЛАВА 4

### ТЕРАГЕРЦОВЫЕ БЕССЕЛЕВЫ ПУЧКИ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Тот факт, что оптическое излучение может нести спиновый угловой момент (СУМ), известен давно. Пучки с линейной и круговой поляризацией могут быть описаны в терминах СУМ. Упоминание об этом можно найти еще в статье Пойнтинга 1909 года [88]. Первый эксперимент, показавший, что циркулярно поляризованные пучки света (пучки с СУМ) могут передавать момент количества движения механической системе, был выполнен в 1936 году [89]. В этом эксперименте поляризованный по кругу световой пучок проходил через подвешенную за ось четвертьволновую пластинку, зеркально отражался и проходил через пластику еще раз, но со сменившимся направлением поляризации, в результате чего пластинке передавался механический момент вращения. Кроме спинового момента излучение может также нести орбитальный угловой момент (ОУМ). В «долазерную» эру получить и исследовать пучки с орбитальным моментом было достаточно сложно, и широкий интерес к пучкам с ОУМ мог возникнуть только после появления лазеров. Всплеск интереса к пучкам с орбитальным угловым моментом возник после публикации [90] вышедшей в 1992 году, которая в современной литературе считается пионерской и широко цитируется. В этой публикации был предложен способ получения пучков с высокими значениями ОУМ путем трансформации Лаггер-Гауссовских лазерных мод, предложена схема эксперимента по измерению этого момента путем передачи его механической системе, а также обсуждались некоторые возможные применения пучков с ОУМ, которые часто называются пучками закрученных фотонов. Вообще говоря, о «закрученных пучках» упоминалось и ранее. В качестве примера укажем на работы Б. Я. Зельдовича с соавторами (см., например [91])

и Баженова с соавторами [92], но статья Аллена, действительно, вызвала широкий интерес и инициировала дальнейшие исследования.

Вскоре после выхода статьи [89] появились многочисленные публикации о методах генерации пучков «закрученных фотонов» в оптическом диапазоне [93–100, 102–107, 143], в том числе в планарном ондуляторе на лазере на свободных электронах [108]. Недавно заявлено о генерации в спиральном ондуляторе излучения с ОУМ с энергией фотонов 99 эВ [109]. Интерес к закрученным фотонам и электронам растет. Это связано появлением новых эффектов в хорошо изученных фундаментальных атомных процессах. Например, в процессе фотовозбуждения атома закрученными фотонами возникают новые правила отбора, могут возбуждаться новые атомные уровни и изменяться поляризация излученных в послесвечении фотонов [109]. Для процессов фотоэффекта и радиационной рекомбинации с начальными закрученными частицами изменяется угловое распределение конечных частиц [110, 111]. Вопросы, связанные с пучками не света, а частиц с орбитальным угловым моментом выходят за рамки данного проекта, и обзор этих работ мы опускаем. Появляются предложения по использованию закрученных фотонов в различных приложениях. Многочисленные примеры такого рода детально обсуждаются в недавно опубликованной книге [112].

Пучки с ОУМ несколько лет назад получены и в радиодиапазоне [114, 115]. В частности, в работе [109] закрученные пучки радиоизлучения использовались для исследования ионосферы, а в работе [116] (с приложением эффектного видеофильма, доступного по ссылке (<http://iopscience.iop.org/1367-2630/14/3/033001>), авторы продемонстрировали использование дополнительной степени свободы в виде ОУМ для увеличения плотности каналов связи (впрочем, эффективность этого способа оспаривалась в работах, цитировать которые мы здесь не будем). В работах [117, 118] выполнен теоретический анализ распространения пучков с ОУМ через турбулентную атмосферу, в том числе с целью исследовать коммуникационные возможности оптических пучков с ОУМ. Реализация возможности использования передачи ОУМ пучка молекулам и частицам продемонстрирована в работе [119]. Много работ посвящено пучкам с орбитальным угловым моментом в опти-



ческих волокнах. В частности, в работе [120] приведены результаты исследования пучков с ОУМ, сформированных с помощью дифракционных оптических элементов, в ступенчатых волноводах. В [121] на результатах анализа экспериментальных данных показана возможность уплотнения каналов передачи информации в ступенчатых оптоволоконных с помощью формирования и селекции пучков с ОУМ методами дифракционной оптики. Обширную информацию по световым пучкам с орбитальным угловым моментом можно найти в обзорах [122, 147].

Все упомянутые выше работы относятся к оптическому спектральному диапазону. Анализ литературы показывает, что имеется всего три работы по закрученным пучкам, выполненные с использованием излучения терагерцового диапазона [124–126]. Эти работы посвящены демонстрации возможности формирования пучков с ОУМ. Все они выполнены с использованием широкополосных источников терагерцового излучения. В работе [124] была продемонстрирована генерация закрученного терагерцового пучка с помощью размещенной на плоскости структуры V-образных антенн с фазовым сдвигом от  $0$  до  $2\pi$  с интервалом  $\pi/4$ . Антенны представляли собой прорезы в проводящей пластинке. Такая структура с восемью уровнями сдвига фазы является грубым аналогом спиральной фазовой пластинки первого порядка – самого простого устройства для получения пучков с ОУМ. Вследствие малой суммарной площади отверстий коэффициент пропускания структуры не может быть высоким, даже с учетом плазмонного резонанса. Широкополосное излучение (пикосекундный импульс) проходил через пластинку и фокусировался линзой на кристалл ZnTe, использовавшийся для визуализации терагерцового пучка в стандартной time-domain спектроскопии (TDS). Авторы перемещали антенную структуру вместе с линзой относительно кристалла и путем многочисленных измерений и извлечения из фурье-спектра частоты  $0,75$  ТГц получали, в конце концов, изображение интенсивности пучка. Анализ корреляционных коэффициентов показал, что основной модой ОУМ является  $+1$  с очень малой примесью мод  $-1$ ,  $-2$ ,  $-3$  и  $+3$ . В фокусе линзы авторы наблюдали скачок фазы в соответствии с эффектом Гюи. С помощью двух других антенных структур были получены моды  $l = 2$  и  $l =$

3.

В работе [125] авторы использовали другой метод генерации пучка с ОУМ. Сформировав в качестве исходного пучок с радиальным распределением электрического вектора способом, описанным в [127], и пропустив его через четвертьволновую пластинку и поляризатор под углом 45 градусов, они получили линейно поляризованное излучения в фазой, изменявшейся по азимуту на  $\pi$ . В результате они получили закрученный пучок в спектральном интервале от 0,75 до 2 ТГц с максимумом при 1,5 ТГц, где эффективность преобразования была 95%. Наконец, в работе [126] пучок закрученных фотонов был получен с помощью классической спиральной фазовой пластинки из пластика (цзурупика), в результате чего были получены моды плюс-минус 1 и 2 при частотах 2 или 4 ТГц, зарегистрированные с помощью терагерцовой камеры. Этими тремя работами на сегодня и ограничиваются в мировой науке исследования пучков с ОУМ в терагерцовом диапазоне. Таким образом, поле для фундаментальных исследований с использованием пучков с орбитальным угловым моментом (ОУМ) в сравнении с такими же исследованиями с пучками линейной и круговой поляризации (СОМ) остается открытым. Особый интерес представляет использование достаточно интенсивных пучков монохроматического перестраиваемого по частоте излучения, что позволяет избавиться от ряда недостатков, присущих системам TDS, и выполнять эксперименты с регистрацией изображений в реальном времени.

Одним из возможных применений пучков с ОУМ является исследование их взаимодействия с киральными средами, в том числе с молекулами-энантиомерами. Анализ литературы показывает, что публикаций на эту тему не очень много. Почти исчерпывающий список содержит четыре теоретические и экспериментальные работы [145–148]. Во всех этих работах круговой дихроизм, связанный с орбитальным угловым моментом, для киральных молекул не был зарегистрирован. Заметим, что работа [148] описывает изменение орбитального углового момента после полного внутреннего отражения, что также интересно для практических приложений.

Пучки с ОУМ могут быть сгенерированы как внутри лазерного резонатора [139], [140] так и преобразованы из фундаментальной гауссовой моды

На Рис.4.1 показаны оптические методы преобразования гауссового пучка в пучок с ОУМ. Преобразователем может быть фазовая пластинка, [141] аксикон, голограмма [142], [143] метаматериалы. Фазовые пластины (как на отражение, так и на пропускание) для терагерцового диапазона изготовить технически проще, чем для видимого, вследствие большей длины волны излучения. Генерацию пучков с ОУМ можно осуществить методами цифровой голографии. Численно можно проинтерферировать спиральный волновой фронт с плоской волной, в результате чего получится косиносоидальная интерференционная картина в виде «вилки», которая будет зависеть от угла интерференции двух пучков, а также от топологического заряда спирального волнового фронта. Если перенести амплитудно-фазовое распределение голограммы на материал, который меняет фазу или амплитуду освещающей его волны, то при освещении такой голограммы недифрагированный порядок будет по-прежнему являться гауссовым пучком, а +1 и -1 порядки дифракции на «вилке» дадут пучки с ОУМ.

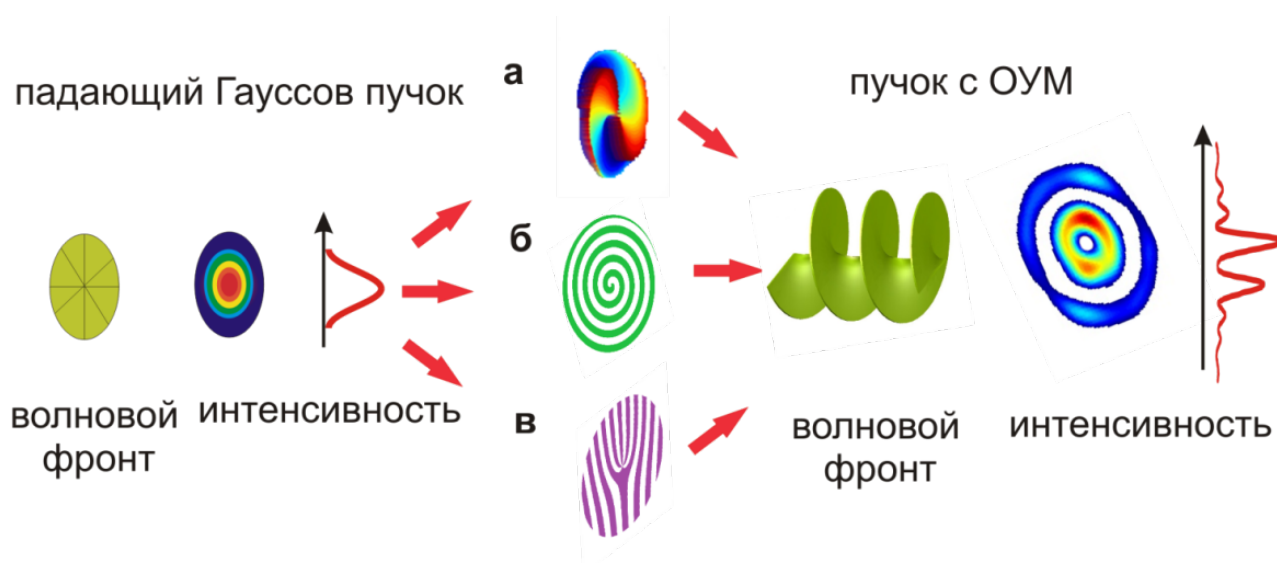


Рисунок 4.1: Преобразование гауссова пучка в пучок с ОУМ. Падающий плоский волновой фронт с гауссовым профилем интенсивности.

Преобразователи а) фазовая пластинка, б) аксикон со спиральной конфигурацией зон, в) голограмма. Поверхность в виде штопора — это поверхность постоянной фазы, т.е. волновой фронт пучка с орбитальным угловым моментом, распределение интенсивности здесь показано как функция Бесселя.

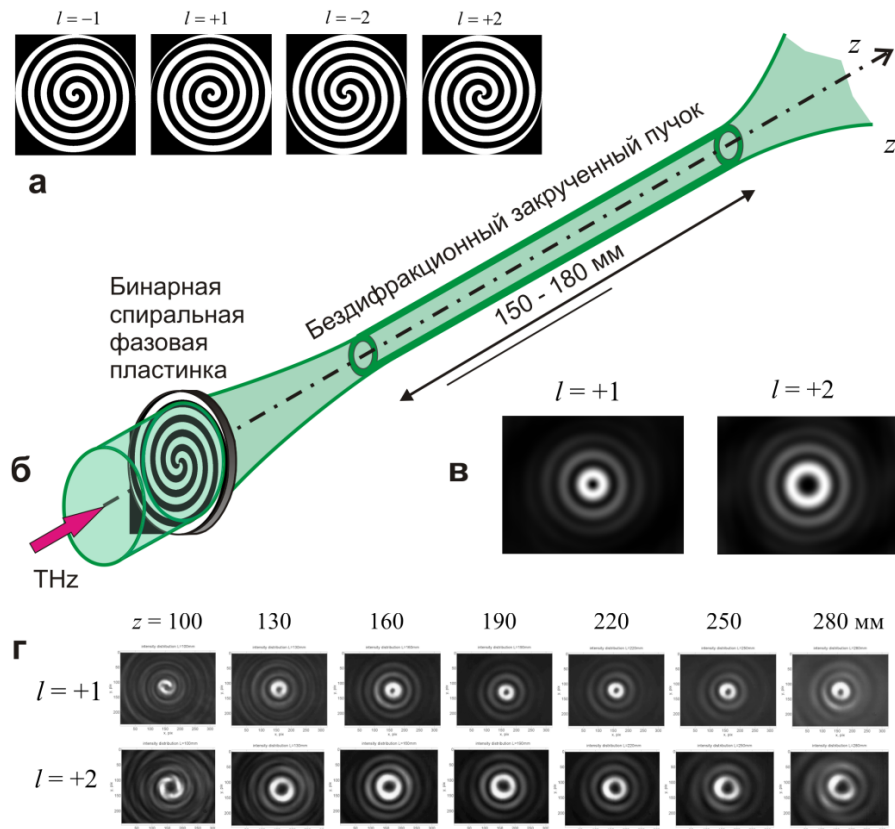


Рисунок 4.2: Генерация терагерцевых пучков с ОУМ с помощью ДОЭ. а) Фазовые дифракционные оптические элементы для генерации терагерцевых пучков с ОУМ с топологическим зарядом 1 и 2. Белый цвет соответствует набегу фазы, а черный – 0. б) Принципиальная оптическая схема. Пучок с ОУМ формируется на расстоянии 100 мм от ДОЭ и сохраняется вплоть до расстояний 280 мм от ДОЭ.

У такого пучка с орбитальным угловым моментом, или другими словами, вращающегося пучка может отличаться не только направление закрученности (против или по часовой стрелке), но и степень перекрученности (соотношение между шагом спирали и длиной волны). Регулируя этот параметр, в пространстве можно создавать, несколько пучков распространяющихся в пространстве и работающих на одной и той же частоте. То есть в случае, например, передачи данных в добавок к классической настройке радиоприёмника по частоте, можно ввести дополнительный параметр – по параметру ОУМ. В случае если параметр закрученности отличен от 1, то волновой фронт такого пучка приобретает вид N-спиралей, вложенных друг в друга 4.3.

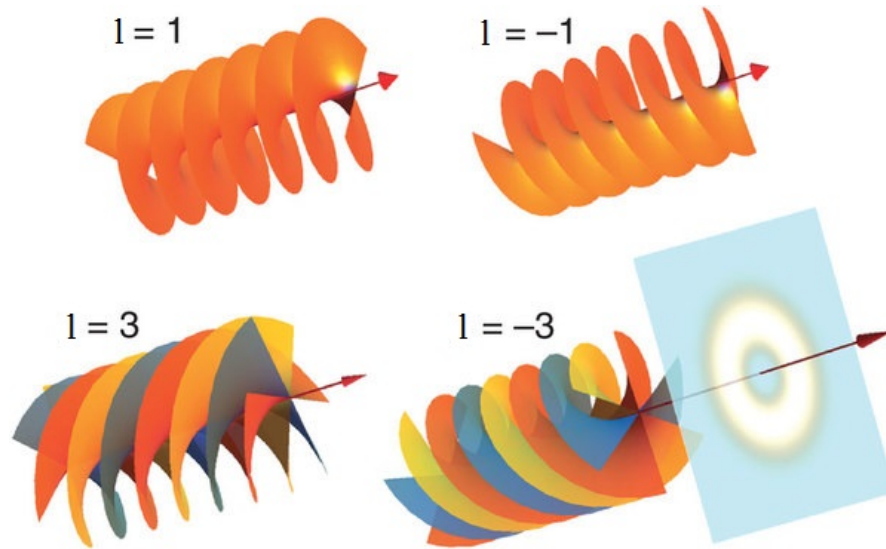


Рисунок 4.3: волновой фронт пучка с ОУМ с параметром  $l = \pm 2$

#### 4.1 Амплитудные и фазовые характеристики вращающихся пучков

В настоящей работе эксперименты по формированию пучков с орбитальным угловым моментом были выполнены с помощью дифракционного оптического элемента, функционально представлявшего собой бинарный фазовый аксикон со спиральной конфигурацией зон. Расчёт бинарного микрорельефа производился с использованием метода, описанного в [46]. Для расчёта использовались следующие параметры оптического элемента: диаметр апертуры – 38 мм, рабочая длина волны – 141 мкм.

Распределение интенсивности вдоль оптической оси пучка было измерено с помощью матричного микроболометрического приемника, который был помещен на моторизованную подвижку (Рис. 4.2) для перемещения вдоль оптической оси. В ходе данного эксперимента было замечено, что ДОЭ генерирует бesselеву моду пучка, которая формируется и сохраняется на расстоянии от 100 до 200 мм (Рис. 4.4, 4.5).

Пространственное распределение интенсивности пучка  $l = \pm 1$  хорошо аппроксимируется функциями Бесселя первого рода порядка  $l$ , где  $l$ - топологический заряд пучка с ОУМ.

$$J_1(x) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l!(l+2)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2l+1}$$

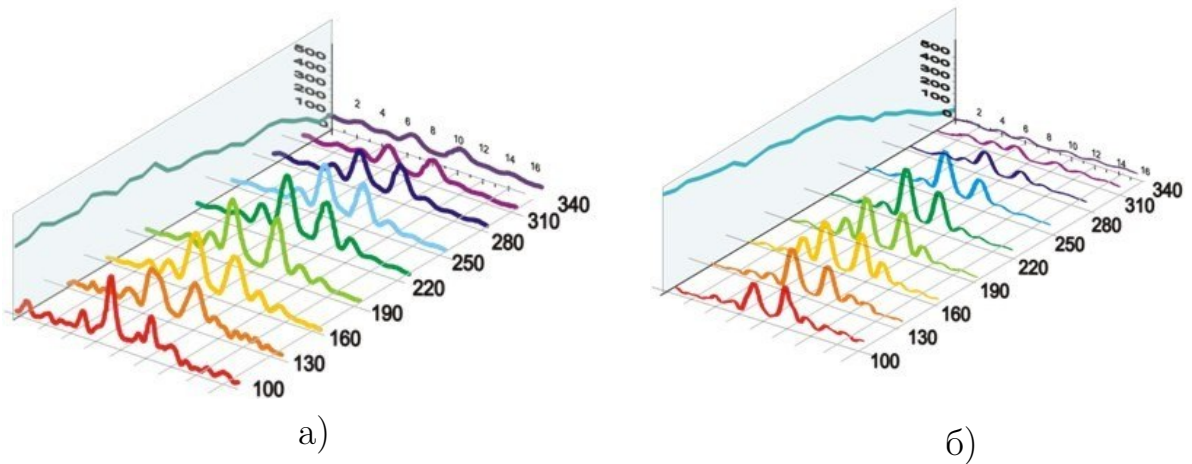


Рисунок 4.4: Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка для  $l = \pm 1$  от расстояния (а). Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка для  $l = \pm 2$  от расстояния (б). По вертикальной оси показана энергия в пучке в относительных единицах от расстояния.

Для  $l = \pm 2$  функциями Бесселя первого рода второго порядка:

$$J_2(x) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l!(l+3)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2l+2}$$

Результаты аппроксимации для разных значений топологического заряда представлены на Рис.4.5.

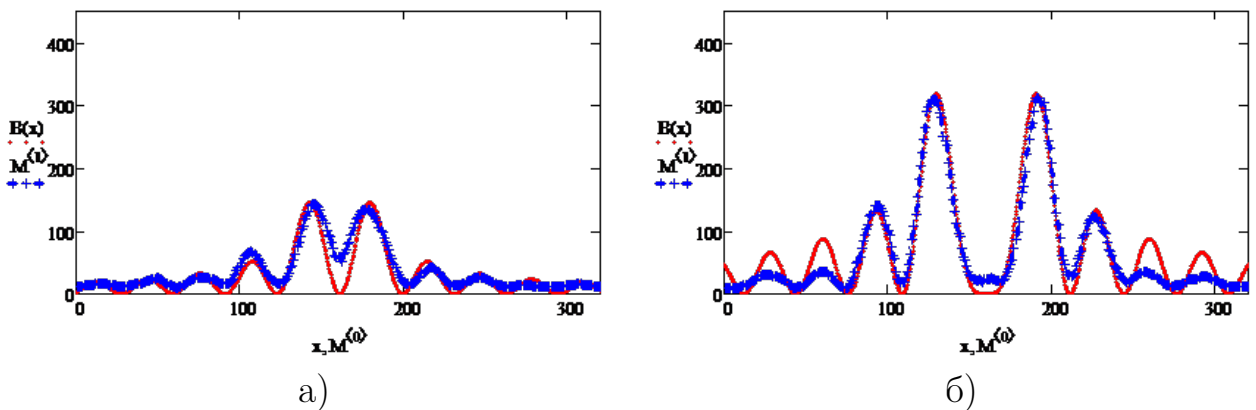


Рисунок 4.5: Аппроксимация распределения интенсивности Бесселевого пучка функциями Бесселя первого рода первого порядка для  $l = \pm 1$  (а) и для функциями Бесселя первого рода второго порядка  $l = \pm 2$  (б).

Зависимость фазы распределения фазы пучка от расстояния экспериментально получить крайне трудно, поэтому приведем здесь результаты моделирова-

ния и ниже, результаты экспериментов, где изменение распределения фазы так же можно пронаблюдать. На Рис. 4.4, мы наблюдали утечку энергии из пучка, чтобы понять это явление рассмотрим фазовое распределение бесселева пучка с  $l = +1$  на расстоянии формирования моды и через некоторое расстояние Рис. 4.6

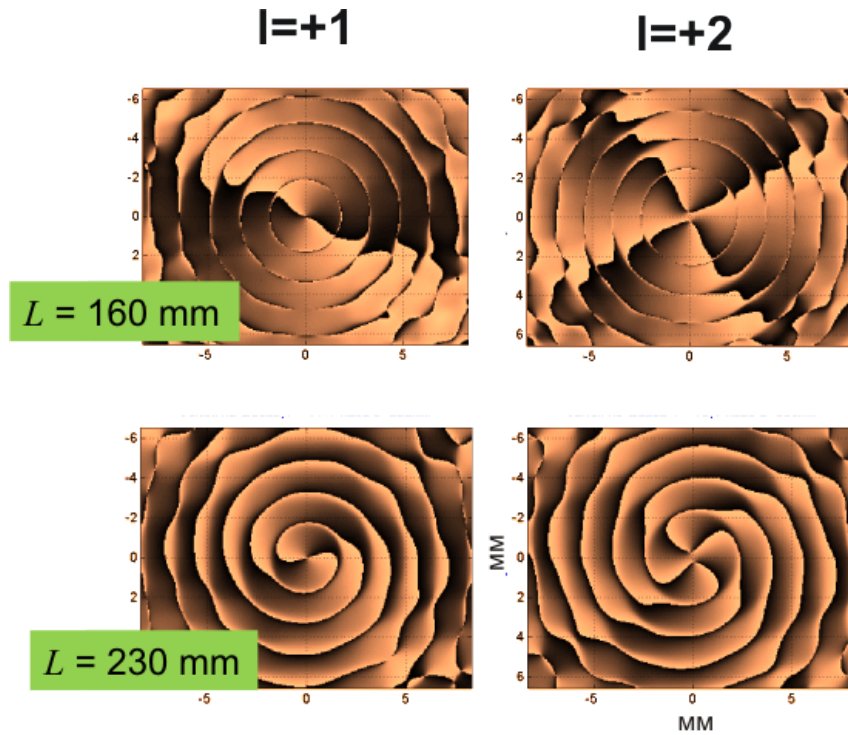


Рисунок 4.6: Распределение фазы для бесселева пучка с орбитальным угловым моментом, топологический заряд пучка  $l = +1$  и  $l = +2$ , расстояние 130 мм (верхний ряд), 260 (нижний ряд)

## 4.2 Методы определения топологического заряда пучка с ОУМ

### 4.2.1 Определение в опыте Юнга

Опыт Юнга в классическом виде представляет собой интерференцию двух когерентных бесконечно узких щелевых источников света. Дифракция света на одиночной щели можно описать интегралом Френеля-Кирхгофа в приближении Фраунгофера:

$$U(x) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda L}} \int_{-a}^a 1 \exp\left(-i\frac{k}{L}x\xi\right) d\xi = \frac{2a}{\sqrt{i\lambda L}} \left(\frac{k}{L}ax\right)$$



Распределение интенсивности в результате интерференции в плоскости экрана можно найти, используя теорему смещения для преобразования Фурье:  $U(\xi - \xi_0) \longleftrightarrow e^{-ix\xi_0}U(x)$

$$U(x) = \frac{2a}{\sqrt{i\lambda L}} \left( \frac{k}{L}ax \right) \left( e^{-i\frac{kd}{L2}x} + e^{i\frac{kd}{L2}x} \right) = \frac{4a}{\sqrt{i\lambda L}} \left( \frac{k}{L}ax \right) \cos \left( \frac{kd}{L2}x \right)$$

Таким образом, для двух плоских когерентных бесконечно узких щелевых источников на экране мы получаем интерференционную картину, которая представляет собой чередующиеся тёмные и светлые полосы, распределение интенсивности вдоль направления оси  $x$  описывается как:

$$I(x) = U(x)U^*(x) = I_0 \cos^2 \left( \frac{kd}{L2}x \right)$$

В случае закрученного пучка фаза в плоскости перпендикулярной направлению зависит от полярной координаты как:  $\psi(\Theta) = l\Theta$ , где  $l$  - это топологический заряд закрученного пучка. Если пучок с  $l = \pm 1$  освещает систему двух щелей, таким образом, что точки сингулярности приходится посередине между щелей, то фаза вдоль щелей будет изменяться согласно Рис. Б, б как  $\psi(y) = \arctan \left( \frac{d}{2y} \right)$ , а разность фаз между двумя точками на щелях  $\Delta\psi = 2l\Theta = 2l \arctan \left( \frac{d}{2y} \right)$ . Распределение интенсивности, в таком случае, должно быть переписано как:

$$I(x,y) = I_0 \cos^2 \left( \frac{kd}{L2}x\delta\psi \right) = I_0 \cos^2 \left( \frac{\pi dx}{L\lambda} + 2l \tan^{-1}(d/2y) \right)$$

По интерференционной картине можно определить топологический заряд пучка и знак этого заряда по смещению полос. В случае неограниченного пучка со спиральной фазой интерференционная картина хорошо наблюдается (Рисунок 4.8), в случае ограниченных пучков с ОУМ интерференционная картина гораздо сложнее, но направление закрутки легко можно определить по наклону интерференционных полос (Рисунок 4.9).



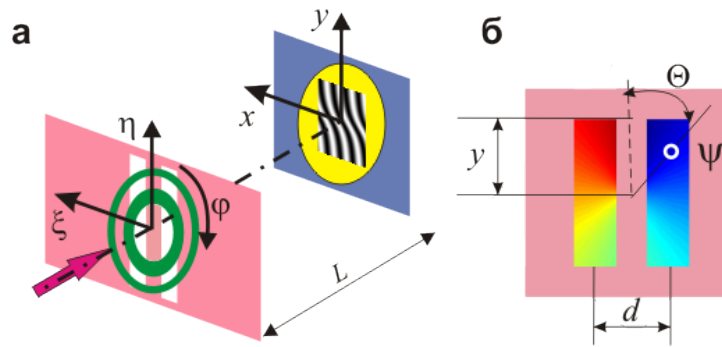


Рисунок 4.7: Схема опыта Юнга для бесселевых пучков с ОУМ (а). Распределение фазы вдоль щелей меняется в зависимости от радиальной координаты (б).

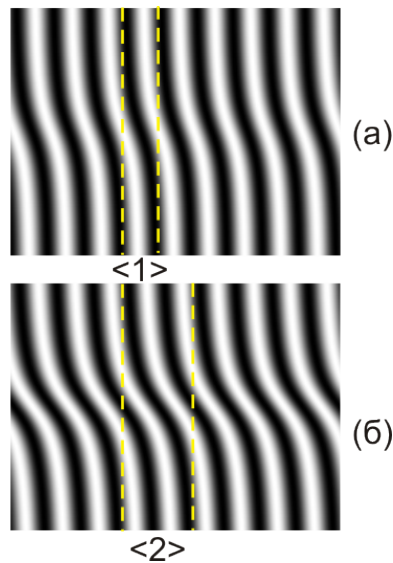


Рисунок 4.8: Определение топологического заряда пучка с ОУМ по интерференционной картине в опыте Юнга. Результаты моделирования для неограниченного пучка с ОУМ с топологическим зарядом (а)  $l=1$ , (б)  $l=2$ .

#### 4.2.2 Метод дифракции на полуплоскости

Мы сравнили экспериментально наблюдаемые дифракционные картины с результатами численного моделирования дифракции бесселева пучка на краю полуплоскости, которая перемещалась вдоль оси  $x$ . (Рис. 4.10 - результаты моделирования, 4.11 - эксперимент). Расчеты прекрасно совпадают с экспериментальными данными для случаев как  $l = \pm 1$ , так и для «традиционного» пучка с  $l=0$ . Для бесселева пучка без закрученности дифракционная картина является симметричной, в то время как для пучков с ОУМ картина зависит как от значения топологического заряда так и от направления закрученности. Дифракционный максимум в случае  $l=+1$  смещается

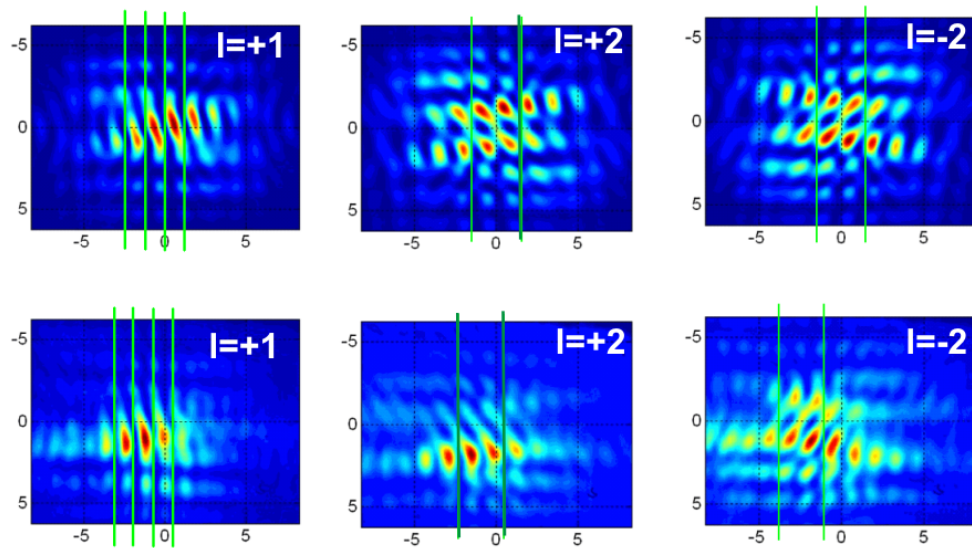


Рисунок 4.9: Определение топологического заряда пучка с ОУМ по интерференционной картине в опыте Юнга. Сравнение эксперимента (верхний ряд) и моделирования (нижний ряд), которое было выполнено аналогично условиям эксперимента, используя для генерации бesselева пучка фазовую дифракционную пластинку.

вверх относительно оптической оси, в то время как для  $l=-1$  дифракционный максимум смещается вниз. Смещение увеличивается с увеличением топологического заряда пучка, что можно наблюдать на рисунке 4.11.

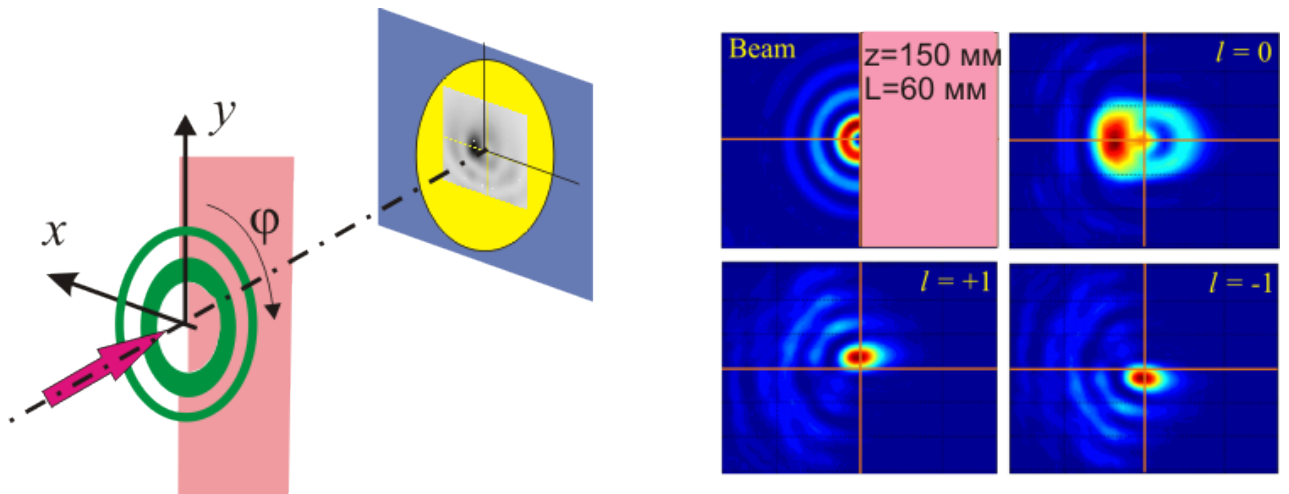


Рисунок 4.10: Дифракция бesselева пучка с ОУМ на краю. Схема эксперимента (слева); Распределение интенсивности в плоскости, где бesselев пучок сформировался, на расстоянии 150 мм от ДОЭ. Моделирование дифракции на полуплоскости (справа). Расстояние от полуплоскости до изображения 60 мм. конфокальный параметр бesselева пучка  $l=0$ ,  $l = \pm 1$ .

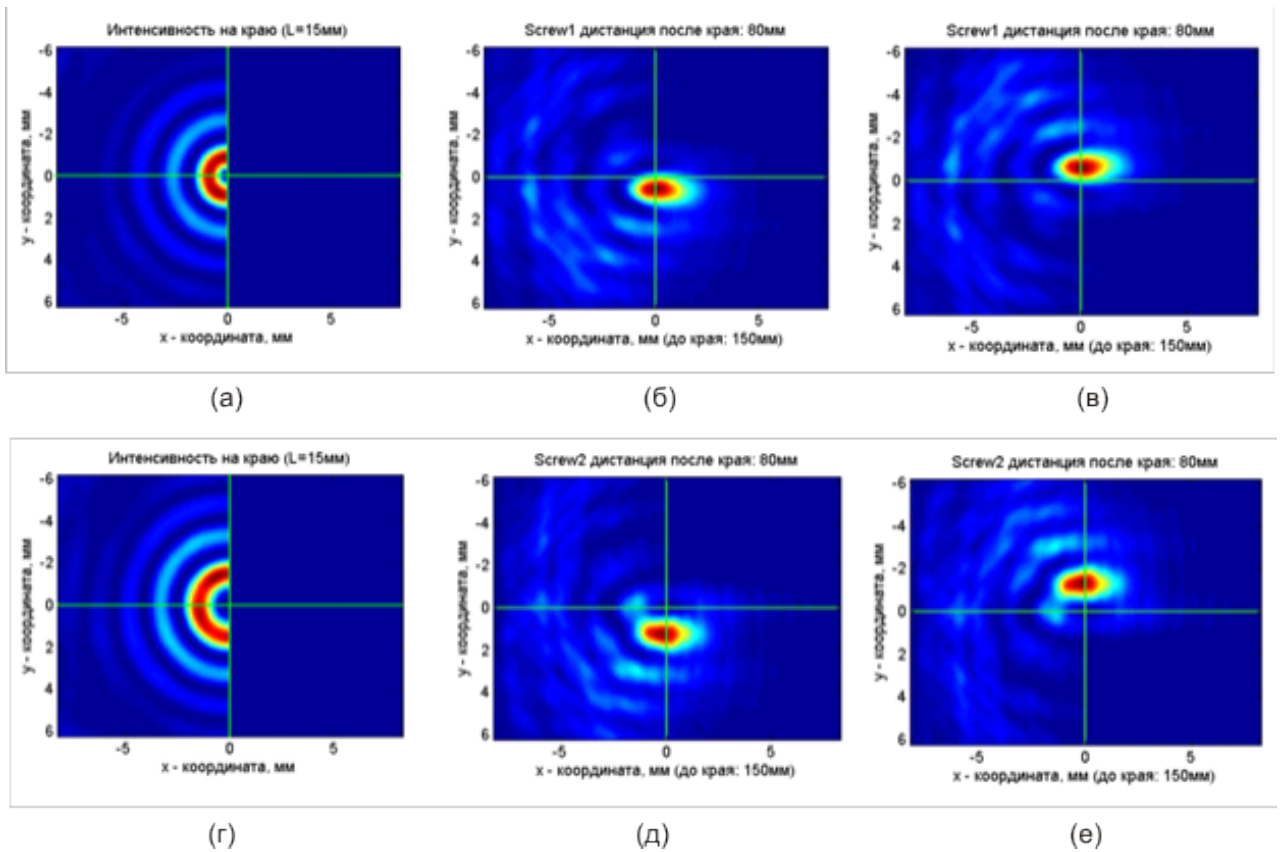


Рисунок 4.11: Дифракция бесселева пучка с ОУМ на краю. Расстояние до ММБП составляло 80 мм, от дифракционного элемента до края, на котором происходила дифракция 150 мм. Картины дифракции для  $l=+1$ (б),  $l=-1$ (в), для  $l=+2$ (д),  $l=-2$ (е). (а) и (г) показано моделирование для расстояния до плоскости регистрации равному 0.

### 4.2.3 Метод интерференции с гауссовым пучком

Для исследования распределения фазы пучка использовалась экспериментальная установка, изображенная на рисунке 4.12 (а), представляющая собой интерферометр Маха-Цендера. В одно из плеч интерферометра помещался дифракционный элемент, в то время как второй пучок представлял собой гауссов пучок. Поворачивая выходную светоделительную пластину интерферометра, можно было наблюдать случай интерференции двух пучков с углом падения по нормали и с небольшим углом. Если пучок с ОУМ и гауссов пучок интерферировали по нормали, то картина приобретала вид спирали, одиночной в случае  $l=1$  и двойной в случае  $l=2$ , (Рисунок 4.12, б). Направление спирали указывает на направление закрученности. Если же пучки с плоским волновым фронтом интерферировали под значительным

углом, то картина интерференции в точке сингулярности приобретала так называемую «вилку» (Рисунок 4.13).

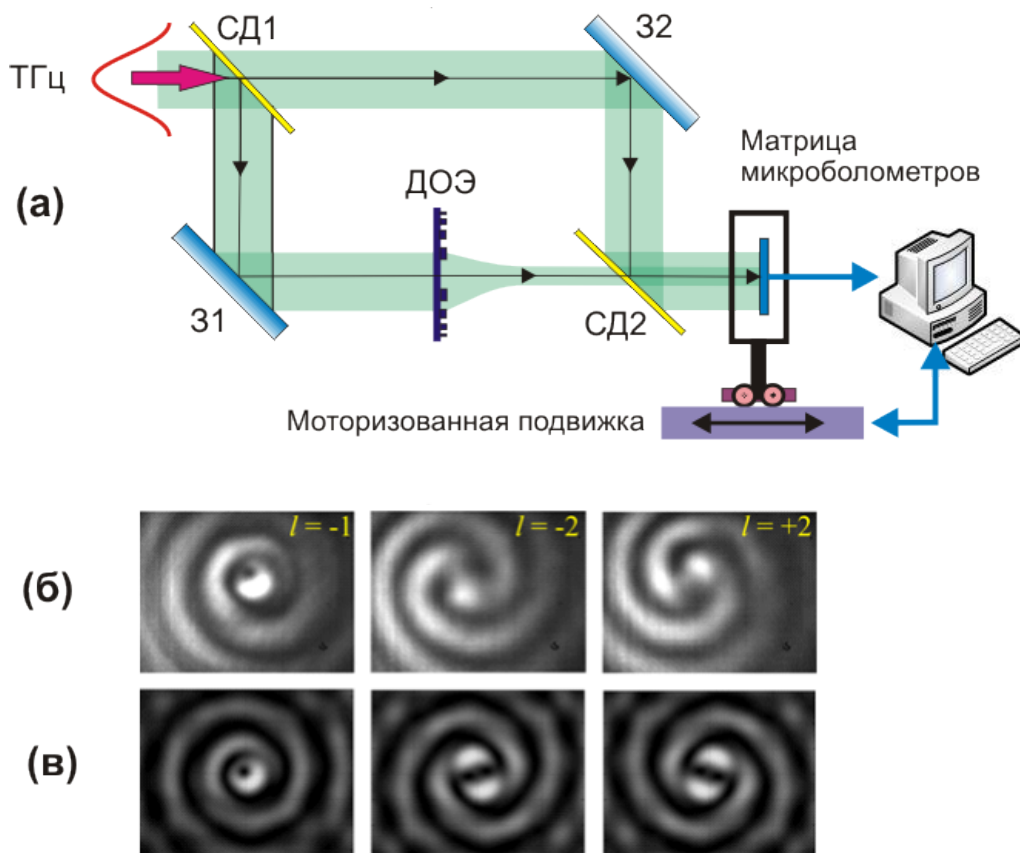


Рисунок 4.12: Интерференция закрученного пучка с бесселевым пучком с ОУМ. (а) Схема установки для определения топологического заряда пучка на основе интерферометра Маха-Цендера. 31, 32 - зеркала, СД1, СД2 - пленочные светоделители. Интерференционные картины гауссова пучка и бесселева пучка с  $l=+1$ ,  $l=-2$  и  $l=+2$  для случая интерференции с нулевым углом, верхние изображения экспериментальные(б), нижние - результаты моделирования (в).

### 4.3 Исследование спектра пространственных частот вращающихся бесселевых пучков терагерцового диапазона

Схема эксперимента показана на рисунке 4.14. Излучение ЛСЭ, имеющее гауссов профиль распределения интенсивности в пучке трансформируется в бесселев пучок с помощью бинарной кремниевой дифракционной пластины Френеля. Распределение интенсивности излучения вдоль бесселева пучка и в области позади линзы из ТРХ с фокусным расстоянием 50 или 100 мм

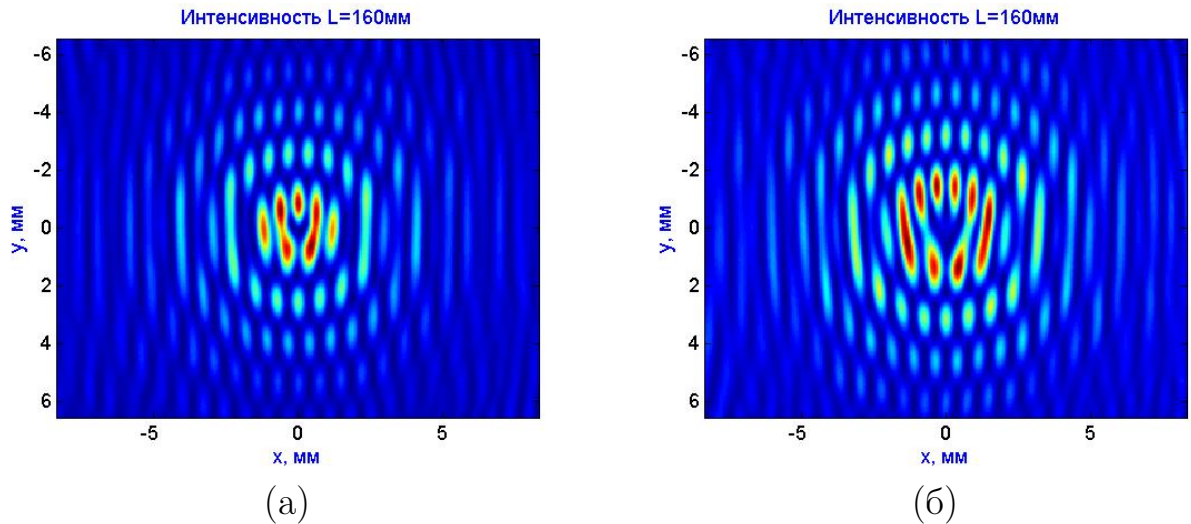


Рисунок 4.13: Интерференция закрученного пучка с плоской опорной волной при угле в  $13^\circ$  для  $l=+1$  (д) и  $l=+2$  (е), моделирование.

записывалось в виде видеofilьма с частотой около 20 кадров в секунду матричным микроболометрическим приемником (МБМ), перемещаемым вдоль оптической оси линейным актуатором длиной 300 мм с шаговым двигателем.

Для численного моделирования дифракции была использована программа для расчета дифракции на голограмме (восстановления изображения) методом свертки, математическое описание которой было полно дано в главе 3.2.2. Далее было выполнено сравнение экспериментальных данных с результатами численного моделирования. Расчетные и экспериментально измеренные распределения интенсивности приведены на рисунке 4.15. Видно, что и в эксперименте и численном моделировании наблюдается отличие от кольцевого изображения в виде фрагмента спирали. Заметно некоторое отличие – яркое пятно в центре изображения в эксперименте, показывающее, что после прохождения СДР некоторая часть излучения сохраняет исходное направление волнового вектора. В остальном наблюдается качественное согласие численного моделирования и эксперимента, в том числе – наблюдение фрагмента спирали вместо кольца, предсказанного теорией для идеального бесселева пучка. И в экспериментальных данных и в моделировании заметны побочные кольца, вызванные конечным радиусом пучка.



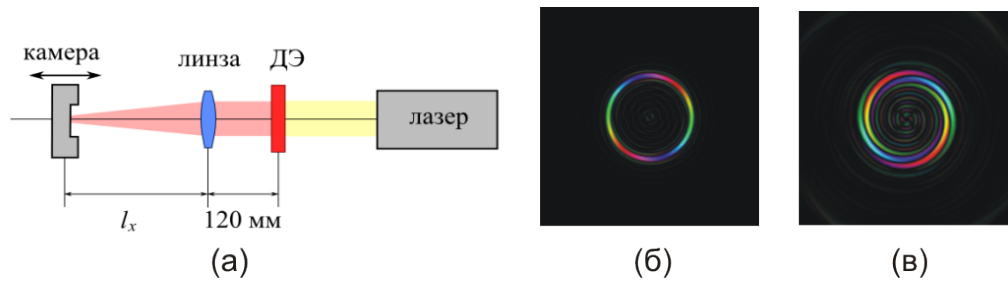


Рисунок 4.14: Исследование спектра пространственных частот вращающихся бесселевых пучков ТГц диапазона на новосибирском ЛСЭ. (а) схема эксперимента состоит из следующих элементов: ЛСЭ, Дифракционный элемент, линза ТРХ и камера, в качестве которой была использована матрица микроболометрических приемников. (б) Изображение в фурье-плоскости идеального бесселева пучка и (в) бесселева пучка, сформированного бинарным дифракционным элементом.

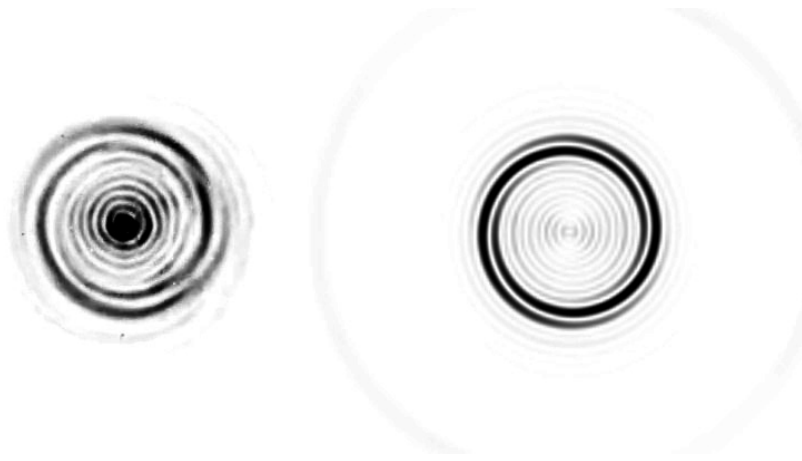


Рисунок 4.15: Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости линзы, слева – изображения, записанные МБМ, справа – результаты численного моделирования для  $l = +1$ . Картина распределения инвертирована, т.е. черные области соответствуют максимальной яркости.

#### 4.4 Самовосстановление бесселевых пучков

Бесселевы пучки имеют ряд интересных свойств, особенно в перспективе применения для захвата и манипулирования частицами. Основным свойством, рассмотренном ранее, является, так называемая, бездифракционность или инвариатность распределения интенсивности при распространении в свободном пространстве, вторым интересным свойством является самовосстановление. Бесселевы пучки могут восстанавливать свой первоначальный профиль пучка в присутствии фазовых возмущений и способны распространяться вглубь в неоднородных средах. Самовоспроизведение

означает, что если мы поместим объект на пути пучка, то на некотором расстоянии после прохождения препятствия пучок восстановит свое первоначальное распределение. Конечно, в виду конечного размера оптического элемента для трансформации гауссова пучка в бесселев пучок, энергия бесселева пучка конечна и пройдя определенное расстояние, пучок теряет свои "особенные" свойства.

Моды Бесселя можно представить в виде плоских сходящихся конических волн, распространяющихся под углом отклонения  $\Theta$  (Рисунок 4.16). Если в такой пучок, поместить препятствие радиусом  $r_0$ , то, исходя из геометрических соображений, протяженность тени от препятствия будет равна  $z_t = \frac{r_0}{\tan \Theta_0}$ . Понятно, что чем больше угол  $\Theta_0$ , тем быстрее будет восстанавливаться пучок, однако расстояние на котором пучок является "бездифракционным" также сокращается. Увеличить его можно путем увеличения размеров бесселева пучка во входной плоскости, например, с помощью телескопической оптической системы.

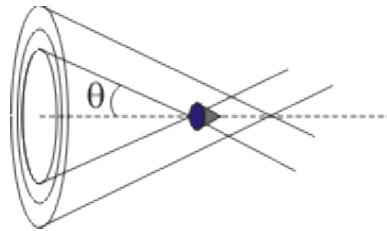


Рисунок 4.16: Схема формирования тени, при освещении непрозрачного препятствия бесселевым пучком

Ниже приведены результаты моделирования в среде Matlab (Рисунок 4.18). С ее помощью был произведен численный эксперимент по схеме, в точности соответствующей экспериментальной установке, приведенной на рисунке 4.17. Пучок с ОУМ был также получен освещением ДОЭ гауссовым пучком с длиной волны излучения  $\lambda = 141$  мкм. Фазовая неоднородность была создана случайной генерацией фазы. На рисунке 4.18 видно, что бесселев пучок при параметре закрутки  $l = +1$  восстанавливается на расстоянии 50-60 мм от препятствия.

Экспериментально самовосстановление наблюдалось после прохождения бесселева пучка через фазовые неоднородности, созданные "рваной" пластиной из вспененного полипропилена. Схема эксперимента

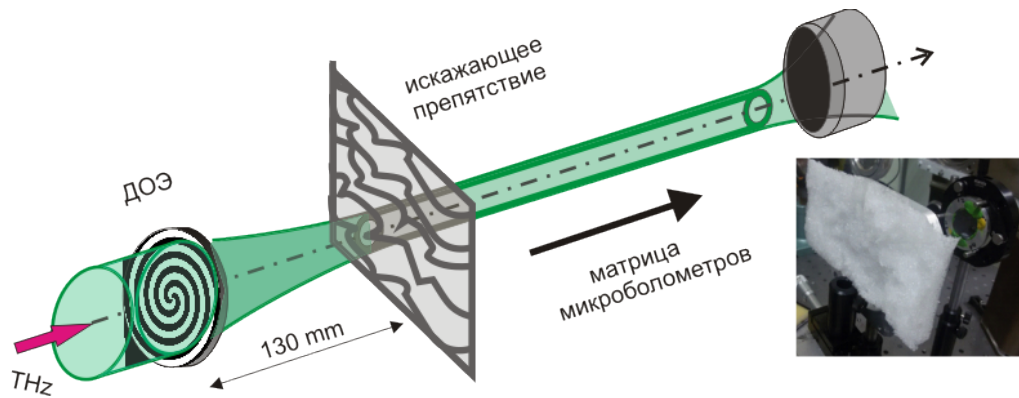


Рисунок 4.17: Схема эксперимента по изучению самовоспроизведения Бесселева пучка при прохождении через фазовые неоднородности. Бесселев пучок создается с помощью кремниевого дифракционного оптического элемента. длина волны излучения новосибирского ЛСЭ 141 мкм. Двумерное распределение интенсивности было снято с помощью матричного микроболметрического приемника помещенного на моторизованную подвижку и перемещающегося вдоль оптической оси. Фазовая неоднородность создавалась путем помещения в пучок пластины вспененного полипропилена переменной толщины, объект показан на фотографии

представлена на Рис. 4.17. На достаточном для формирования Бесселева пучка расстоянии от ДОЭ была помещена пластина из вспененного полипропилена случайной толщины. Распределение интенсивности за объектом снималось с помощью записи видеопленки перемещающегося на моторизованной подвижке матричного микроолметрического приемника. В качестве объекта использовались два типа пластин из вспененного полипропилена: с небольшой вариацией толщины пластины, а соответственно и фазы, и с вариацией фазы порядка  $2\pi$ .

#### 4.5 Генерация поверхностных плазмон-поляритонов с помощью дифракции Бесселева пучка на границе

В современной оптике есть две области, которые привлекают большое внимание в настоящее время: поверхностные плазмоны и пучки с орбитальным угловым моментом. Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), распространяющиеся вдоль поверхностей метал-диэлектрик самостоятельно-



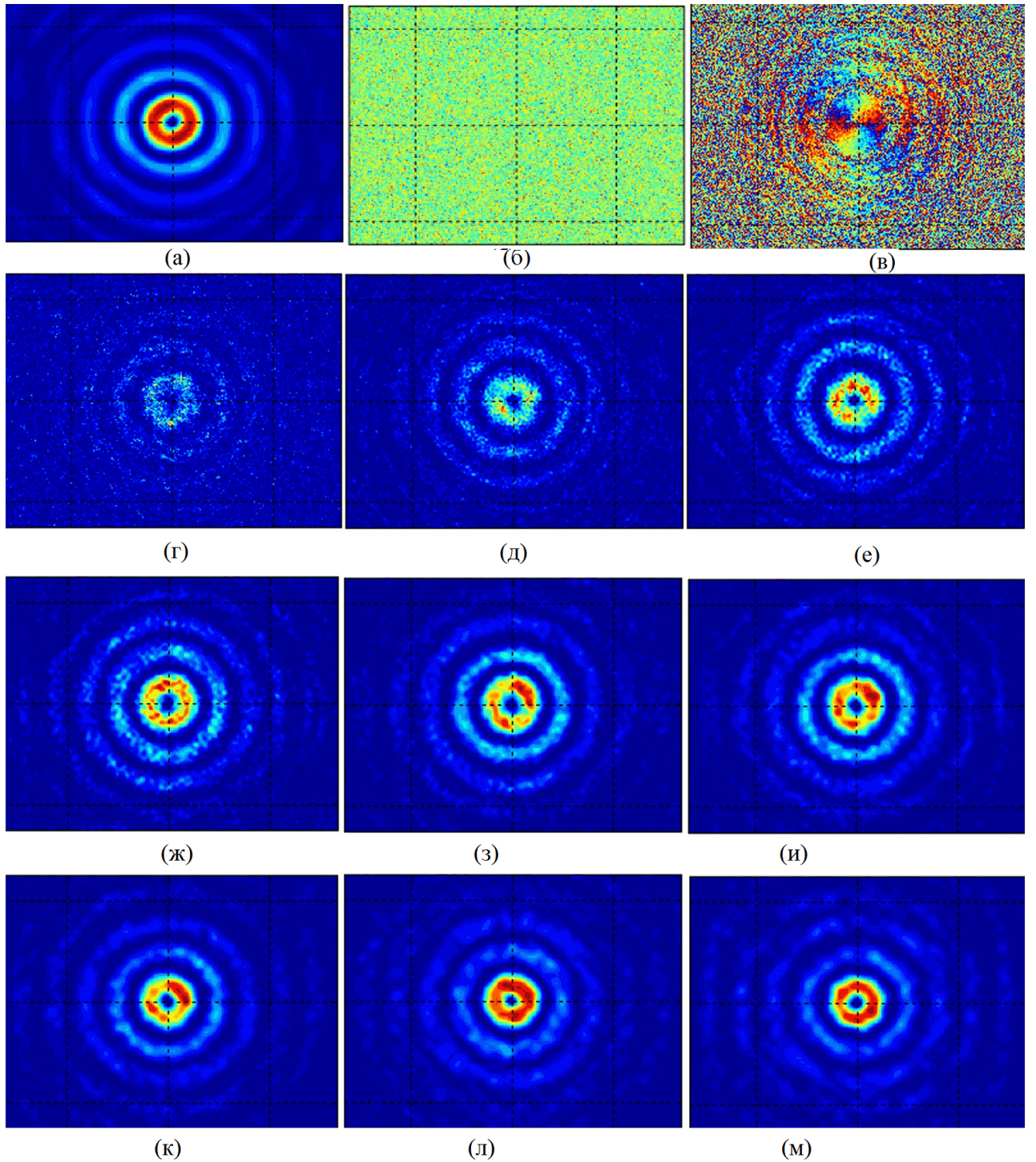


Рисунок 4.18: Моделирование самовоспроизведения бesselева пучка после фазовой неоднородности. (а) сформированный бesselев пучок на расстоянии 130 мм от ДОЭ топологический заряд равен +1; (б) фазовая неоднородность, созданная случайной генерацией фазы в пределах  $[-\pi; \pi]$ ; распределение фазы бesselева пучка непосредственно за объектом и распределение интенсивности на расстояниях (г)-(м) 10 мм -90 мм с шагом в 10 мм от объекта соответственно.

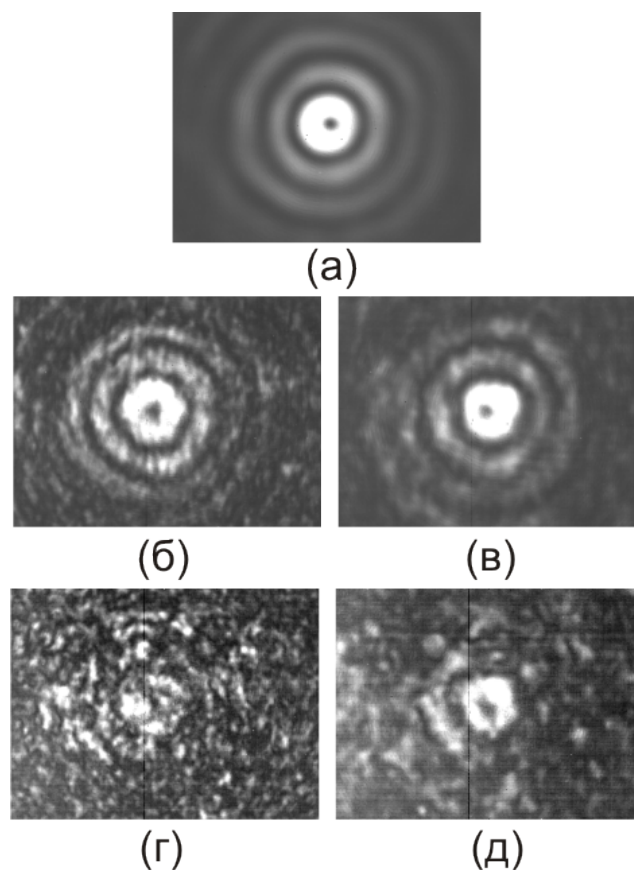


Рисунок 4.19: Самовоспроизведение бesselев пучка. (а) исходный бesselев пучок  $l=+1$ , сформированный на расстоянии 130 мм после дифракционного элемента, (б) распределение интенсивности за полипропиленовой пленкой на расстоянии 30 мм (б), 100 мм (в); распределение интенсивности за полипропиленовой пластиной переменной толщины на расстоянии 30 мм (г), 100 мм (д).

но локализованные на границе, могут быть использованы в пассивных и активных устройствах передачи данных и интегральных схемах. В плазмонных устройствах видимого диапазона часто применяются поверхностные плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль металл-диэлектрических поверхностей. С ростом длины волны излучения эффективность захвата поверхностного плазмон-поляритона ослабевает, однако, покрытие металла диэлектрическим слоем существенно увеличивает захват ППП. Большая длина распространения ТГц плазмон-поляритонов в сравнение с плазмон-поляритонами видимого диапазона (несколько сантиметров вместо десятков микрон) может быть значительно для многих приложений [144].

Мы применили метод захвата на краю для генерации ППП, то есть дифракции падающей волны на торец металл-диэлектрика (Рис. 4.20, а).

В качестве металл-диэлектрической поверхности был выбран стеклянный четверть-цилиндр, покрытый 1 мкм-слоем золота и диэлектриком - сульфидом цинка (ZnS) разной толщины. Бесселев пучок (зеленая штриховая линия) с ОУМ падает на торец металл диэлектрика (толщина диэлектрика показана вертикальными столбцами), как показано на Рис. 4.20, б. Дифракция закрученного пучка на четверть цилиндра аналогична его дифракции на полуплоскости 4.2.2. Матрица микроболометров использовалась в качестве приемника и перемещалась по радиусу, таким образом, при угле поворота  $0^\circ$  на матрице наблюдалась картина дифракции, при угле поворота  $22.5^\circ$  наблюдалось тангенциально рассеянное излучение, и объемная волна, сорвавшаяся с края цилиндрической поверхности - при угле  $45^\circ$

Ожидалось, что вероятность генерации ППП в нашем случае, будет пропорциональна интегралу перекрытия между распределением интенсивности пучка с ОУМ и длиной пробега ППП. В следствие того, что радиус бесселева пучка больше чем длина свободного пробега ППП, ожидалось что ППП будут генерироваться в местах пересечения бесселевых колх и торцом образца. Зеленые линии на Рис. 4.20 показывают ожидаемые пути для распространения ППП. Интенсивность генерации ППП очень мала  $\approx 1/1000$  от мощности падающего пучка и находится, практически, на пороге обнаружительной способности матричного микроболометрического приемника. По этой причине использование в качестве источника лазера на свободных электронах принципиально важно. Однако, как выяснилось экспериментально, генерация ППП зависит от направления закрутки. В случае, если дифракционная картина не симметрична и ее максимум находится сверху относительно оптической оси, то генерация ППП происходит в нижней части кадра относительно оптической оси, и наоборот. Феноменологическое объяснение этого эффекта показано на Рис. 4.21 и состоит в следующем: генерация поверхностного плазмон-поляритона зависит от направления вектора Пойнтинга. Если вектор направлен в сторону поверхности, то происходит генерация, если вектор направлен вверх от поверхности, то генерации поверхностных плазмон-поляритонов наблюдаться не будет.

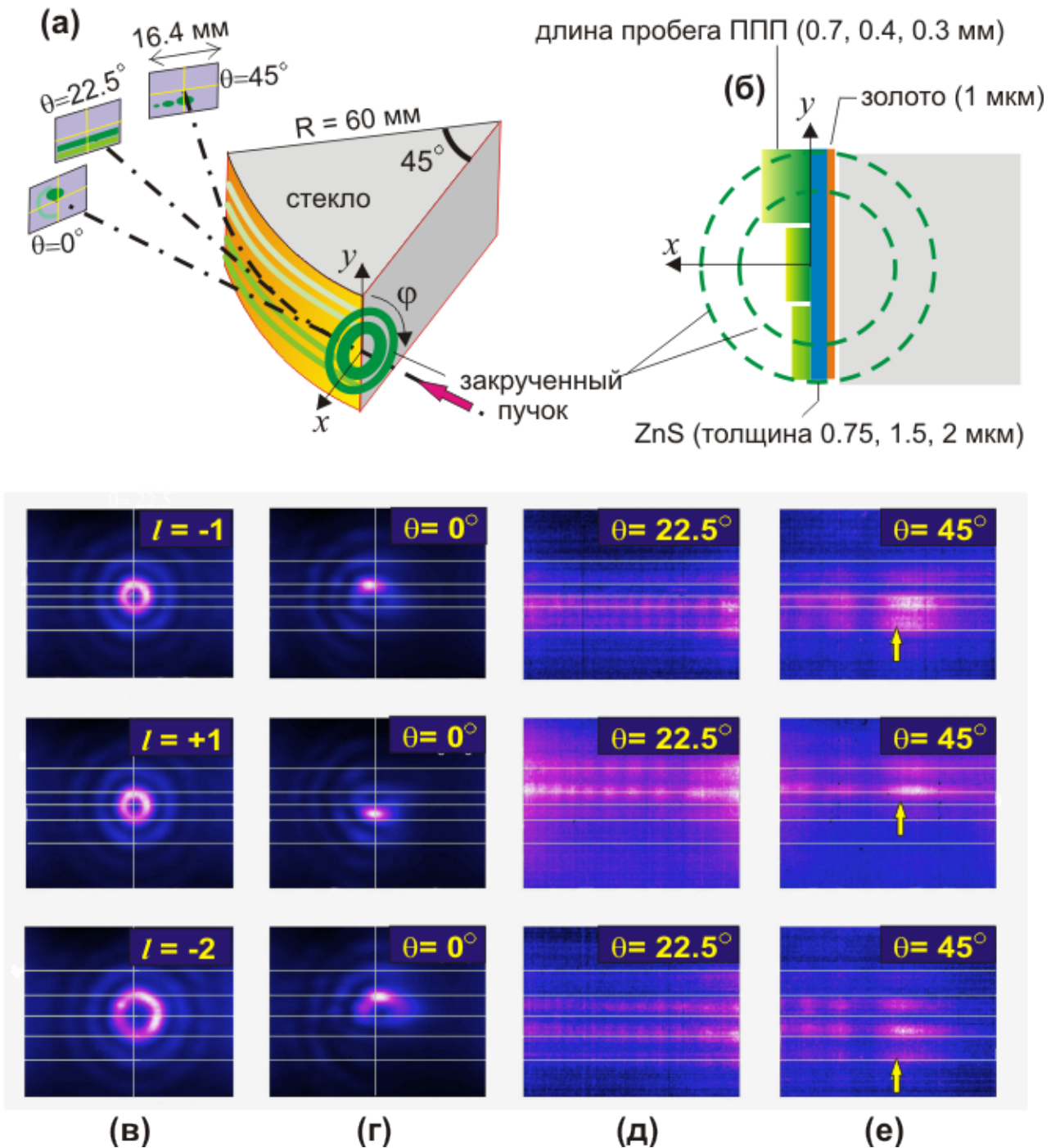


Рисунок 4.20: Экспериментальная конфигурация для генерации ППП (а); Схематическое изображение, показывающее эффективность захвата ППП в воздухе вдоль золото-ZnS для трех толщин ZnS по сравнению с диаметрами первых двух колец пучков с  $l = \pm 1$  (б). (в-е) Изображения на матрице микрометров при разных углах поворота матрицы относительно четверть цилиндра для  $l = -1$  (верхний ряд),  $l = +1$  (средний ряд) и  $l = -2$  (нижний ряд).

## 4.6 Выводы

В данной работе были впервые получены и исследованы бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом, сформированные кремниевой спираль-

Рисунок 4.21: S вектор Пойнтинга при дифракции пучка с ОУМ на полуплоскости.

ной фазовой дифракционной пластиной, в терагерцовом диапазоне частот. Исследованы амплитудные и фазовые характеристики пучков 4.1, обнаружено хорошее согласие результатов компьютерного моделирования, теории и результатов оптического эксперимента. Было продемонстрировано уникальное свойство бесселевых пучков - "бездифракционность" то есть инвариантность амплитудного распределения в пространстве на заданном расстоянии. Стоит отметить, что используя эллипсометр ТГц диапазона, был доказан факт сохранения поляризации при трансформации гауссова пучка в бесселев.

Особенности, отмеченные нами, при дифракции бесселева пучка на полуплоскости, а также интерференции его с гауссовым пучком или в опыте Юнга, позволили нам предложить несколько методов регистрации топологического заряда пучка, используя интерференционные и дифракционные оптические методы (гл. 4.2). Исследовано угловое распределение бесселева пучка (гл. 4.3). Изображения в фурье-плоскости пучка, полученного с помощью бинарной кремниевой дифракционной пластины в отличие от идеального бесселева пучка представляет собой искажение кольцевой формы пятна, а именно наличие вместо кольца фрагмента спирали. Уникальным свойством бесселевых пучков является не только их "бездифракционность" но и возможность восстанавливать свое распределение интенсивности после прохождения через небольшие препятствия и мутные среды (гл. 4.4).

В этой работе мы впервые в терагерцовом спектральном диапазоне сформировали поверхностные плазмон-поляритоны методом дифракции на краю бездифракционного монохроматического бесселева пучка. Было обнаружено, что эффективность генерации ППП не является симметричным по отношению к оптической оси и, неожиданно, зависит от направления вектора Пойнтинга. Изменение направления вращения луча приводит к исчезновению плазмонов с одной стороны образца и генерации их на другой. Это явление, которое еще предстоит исследовать более подробно, может быть

использованы, в частности, для создания плазмонных переключателей для оптоэлектронных интегральных схем терагерцового диапазона (гл. 4.5).



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем:

- Впервые реализованы на практике два метода записи голограмм в терагерцовом диапазоне: с помощью термочувствительного люминесцентного экрана и матричным микроболометрическим приемником.
- Показано, что, используя записанные этими приемниками голограммы, объемные изображения объектов могут быть восстановлены в виде распределения амплитуды и фазы, используя альтернативно шесть численных методов: прямым суммированием сферических полей от каждой точки голограммы, через двумерное дискретное преобразование Фурье, в приближении Френеля с помощью двумерной свертки, путем расчета интеграла Френеля-Кирхгофа с помощью двумерной свертки, методом расчета интеграла Рэлея-Зоммерфельда с помощью двумерной свертки, методом плоских волн (метод углового спектра). При использовании дополнительных приемов (аподизация и добавление нулей к записанной голограмме) все восстановленные изображения обладают хорошим качеством и приемлемым разрешением. При длине волны 130 мкм достигнуто рекордное, близкое к предельному для терагерцового диапазона разрешение, равное 0,2 мм
- Впервые созданы и экспериментально апробированы две системы с использованием элемента полного внутреннего отражения для исследования сред, сильно поглощающих в терагерцовом диапазоне: голографическая система с опорным пучком и записью изображений в реальном времени и эллипсометр для измерения комплексного показателя преломления сильно поглощающих объектов.
- Впервые сформированы и исследованы «бездифракционные» терагерцовые бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом, полученные с

использованием дифракционного фазового элемента. Разработан и апробирован комплекс методов для определения топологического заряда пучка.

- Впервые сформированы поверхностные плазмон-поляритоны ТГц диапазона, используя пучки с орбитальным угловым моментом. Обнаружен новый эффект – зависимость эффективности генерации поверхностных плазмон-поляритонов от локального направления вектора Пойнтинга закрученного пучка.

В заключении я бы хотела выразить свою благодарность своему научному руководителю Борису Александровичу Князеву за поставленные им интересные задачи, общее руководство и помощь. Также благодарю Я. В. Гетманова, В. В. Кубарева, Т. В. Саликову, О. А. Шевченко, М.Г. Власенко и М. А. Щеглова, обеспечивавших работу Новосибирского лазера на свободных электронах. Всех сотрудников и персонал Центра фотохимических исследований СО РАН за доброжелательную рабочую атмосферу и ценные советы. В.С. Черкасского, В.В. Герасимова, В.Г. Сербо за обсуждения и помощь в подготовке и проведении экспериментов и расчетов.



## Список литературы

1. Ackermann W., Asova G., Ayvazyan V. et al. Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window. // «Journal of Physics D-Applied Physics», – 2004. – Т. 37, № 4. – С. R1-R36.
2. Knyazev B. A., Cherkassky V. S., Chesnokov E. N., Choporova Y. Y., Dem'yanenko M. A., Esaev D. G., Gerasimov V. V., Getmanov Y. V., Goryachkovskaya T. N., Kolobanov E. I., Kubarev V. V., Kulipanov G. N., Medvedev L. E., Naumova E. V., Nikitin A. A., Nikitin A. K., Miginsky S. V., Peltek S. E., Persov B. Z., Pickalov V. V., Popik V. M., Prinz V. Y., Salikova T. V., Scheglov M. A., Serednyakov S. S., Shevchenko O. A., Skrinsky A. N., Vinokurov N. A., Vlasenko M. G., Zaigraeva N. S. Novosibirsk terahertz free electron laser: Facility development and new experimental results at the user stations. // 2011 36th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Irmw-Thz). 2011.
3. Kubarev V. V. Calculation, optimisation, and measurements of optical resonator parameters of the Novosibirsk terahertz free-electron laser // Quantum Electronics. – 2009. – Т. 39, № 3. – С. 235–240.
4. Knyazev B. A., Kulipanov G. N., Vinokurov N. A. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements // «Measurement Science Technology», – 2010. – Т. 21
5. Алексеенко М. Д., Бараночников М. Л. Приёмники оптического излучения: Справочник. – М.: Радио и связь, 1987.
6. Knyazev B. A., Cherkassky V. S., Choporova Y. Y., Gerasimov V. V., Vlasenko M. G., Dem'yanenko M. A., Esaev D. G. Real-Time Imaging Using

- a High-Power Monochromatic Terahertz Source: Comparative Description of Imaging Techniques with Examples of Application // «Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves» – 2011. – Т. 32, № 10. – С. 1207–1222.
7. B.A. Knyazev, V.V. Kubarev. Real-time wide-field imaging using a tunable terahertz free electron laser and a thermal image plate // Infrared Physics and Technology. –2009. – 52. С. 14.
  8. Knyazev B.A., Cherkassky V.S., Choporova Y. Y., Gerasimov V. V., Vlasenko M.G., Dem'yanenko M.A., Esaev D.G. Real-time imaging using a high-power monochromatic terahertz source: comparative description of imaging techniques with examples of application. // «Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves», – 2011. – Т. 32, № 10. – С. 1207–1222.
  9. М. А. Демьяненко, Д. Г. Есаев, В. Н. Овсюк и др. Матричные микроболометрические приемники для инфракрасного и терагерцового диапазонов // Оптический журнал. – 2009. № 6. Вып. 12. – С. 5-11.
  10. М. А. Демьяненко, Д. Г. Есаев, В. Н. Овсюк, Б. И. Фомин, И. В. Марчишин, В. Ш. Алиев, Б. А. Князев, В. В. Герасимов, Г. Н. Кулипанов, Н. А. Винокуров, В. И. Литвинцев, Разработка и применение неохлаждаемых матричных микроболометров для терагерцового диапазона // Вестник НГУ, сер. Физика. – 2010. – Т. 5. № 4. – С. 73-78.
  11. S. Fahy, Ch. Kittel, S. G. Louie, Electromagnetic screening by metals // Am. J. Phys. – 1988.– V. 56. – P. 989.
  12. М. А. Dem'yanenko, D. G. Esaev, V. N. Ovsyuk, B. I. Fomin, A. L. Aseev, B. A. Knyazev, G N Kulipanov, N A Vinokurov, Microbolometer detector arrays for the infrared and terahertz ranges. // J.Opt. Technol+. –2009. – V. 76, № 12. – pp. 739-743.
  13. М. А. Dem'yanenko, D. G. Esaev, I. V. Marchishin, V. N. Ovsyuk, B. I. Fomin, B. A. Knyazev, V. V. Gerasimov, Application of Uncooled Microbolometer Detector Arrays for Recording Radiation of the Terahertz

- Spectral Range // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2011. – V. 47, №. 5. – pp. 508–512.
14. Dem'yanenko M.A., Esaev D.G, Knyazev B.A., Kulipanov G.N., Vinokurov N.A. Imaging with a 90 frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Т. 92, № 3. – С. 131116.
  15. Дифракционная компьютерная оптика, под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
  16. Ведерников В. М., Дутов П. М., Кокарев А. И., Кирьянов В. П., Князев Б. А., Никитин В. Г., Пальчикова И. Г., Саметов А. Р., Ступак М. Ф., Чугуй Ю. В., Чуканов В. В. Дифракционные элементы для лазера на свободных электронах // Автометрия.– 2010. – Т. 46, № 3. – С. 86–96.
  17. <http://www.tydexoptics.com/pdf/Si.pdf>
  18. Агафонов А.Н., Володкин Б.О., Волоотовский С.Г., Кавеев А.К., Князев Б.А., Кропотов Г.И., Тукмаков К.Н., Павельев В.С., Цыганкова Е.В., Цыпишка Д.И., Чопорова Ю.Ю. Кремниевая оптика для фокусировки лазерного излучения терагерцового диапазона в заданные двумерные области. // «Компьютерная оптика». – 2013. – Т. 37, № 4. – С. 464–470.
  19. Agafonov A. N., Choporova Y. Y., Kaveev A. K., Knyazev B. A., Kropotov G. I., Pavelev V. S., Tukmakov K. N., Volodkin B. O.. Control of transverse mode spectrum of Novosibirsk free electron laser radiation. // «Applied Optics». – 2015. – Т. 54, № 12. – С. 3635–3639.
  20. Агафонов А.Н., Володкин Б.О., Кавеев А.К., Качалов Д.Г., Князев Б.А., Кропотов Г.И., Тукмаков К.Н., Павельев В.С., Цыпишка Д.И. Чопорова Ю.Ю. Фокусировка излучения лазера терагерцового диапазона (novofel) в соосный отрезок. // «Компьютерная оптика». – 2015. – Т. 39, № 1. – С. 58–63.
  21. Агафонов А.Н., Власенко М.Г., Володкин Б.О., Герасимов В.В., Кавеев А.К., Князев Б.А., Кропотов Г.И., Павельев В.С., Пальчикова И.Г.,

- Сойфер В. А., Ступак М. Ф., Тукмаков К.Н., Чопорова Ю.Ю.. Дифракционные линзы для мощных пучков терагерцового излучения. // «Компьютерная оптика». – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 763–769.
22. Vinokurov, N. A.Knyazev, B. A.Kulipanov, G. N.Matveenko, A. N.Popik, V. M.Cherkassky, V. S.Shcheglov, M. A. Visualization of radiation from a high-power terahertz free electron laser with a thermosensitive interferometer// Technical Physics.– 2007. – Т. 52, № 7. – С. 911–919.
23. Diamond diffractive optical elements for infrared laser beam control / Pavelyev, V.S., Soifer, V.A., Golovashkin, D.L., Kononenko, V.V., Konov, V.I., Pimenov, S.M., Duparré, M., Luedge, B. // Proceedings SPIE 5456, – 2004, – pp. 209-219
24. Алмазная дифракционная оптика для мощных СО2-лазеров / Кононенко В.В., Конов В.И., Павельев В.С., Пименов С.М., Прохоров А.М., Сойфер В.А. // Квантовая электроника, – 1999, Том 26, № 1, – с.9-10
25. Головашкин, Д.Л. Дифракционная компьютерная оптика / Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, С.Н. Хонина; под ред. В.А. Сойфера. — М.: Физматлит, 2007. — 736 с.
26. Борн М., Вольф Э., Основы оптики, М.: Наука, 1970.
27. Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, С.Н. Хонина. Дифракционная компьютерная оптика. ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
28. Князев Б. А., Черкасский В. С. Отражающие дифракционные оптические элементы и их применение для управления излучением терагерцового лазера на свободных электронах // Вестник НГУ –2006. Т.1, В. 2. – с.3-22
29. Агафонов А.Н., Володкин Б.О., Кавеев А.К., Князев Б.А., Кропотов Г.И., Павельев В.С., Тукмаков К.Н., Чопорова Ю.Ю. Фокусировка из-

- лучения лазера терагерцового диапазона (novofel) в соосный отрезок. // «Известия РАН, сер. физическая», – 2013. – Т. 77, № 9. – С. 1358–1363.
30. Hiroyuki Fujiwara. Spectroscopic ellipsometry: principles and applications. - Tokyo, Japan / Maruzen Co. Ltd. – 2003.
31. Избранные труды классиков физической оптики. / Под редакцией А. С. Мардежова и К. К. Свиташева. - Новосибирск: Наука, – 1993.
32. В. А. Швец, Е. В. Спесивцев. Эллипсометрия: Учебно-методическое пособие к лабораторным работам. - Новосибирск / НГУ, –2013.
33. Barth K. L., Keilmann F. FAR-INFRARED ELLIPSOMETER // Review of Scientific Instruments. – 1993. – Т. 64, № 4.– С. 870–875.
34. Roseler A. Spectroscopic ellipsoetry in the infrared // Infrared Physics. – 1981. – Т. 21, № 6. – С. 349–355.
35. Schubert M., Hofmann T., Herzinger C. M. Generalized far-infrared magneto-optic ellipsometry for semiconductor layer structures: determination of free-carrier effective-mass, mobility, and concentration parameters in n-type GaAs // Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision. – 2003. – Т. 20, № 2. – С. 347–356.
36. Hofmann T., Herzinger C. M., Boosalis A., Tiwald T. E., Woollam J. A., Schubert M. Variable-wavelength frequency-domain terahertz ellipsometry // Review of Scientific Instruments. 2010. Т. 81, № 2.
37. Hofmann T., Herzinger C. M., Tiwald T. E., Woollam J. A., Schubert M. Hole diffusion profile in a p-p(+) silicon homojunction determined by terahertz and midinfrared spectroscopic ellipsometry // Applied Physics Letters. – 2009. – Т. 95, № 3.
38. Kircher J., Henn R., Cardona M., Richards P. L., Williams G. P. Far-infrared ellipsometry using synchrotron radiation // Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics. – 1997. – Т. 14, № 4. – С. 705–712.

39. Bernhard C., Humlicek J., Keimer B. Far-infrared ellipsometry using a synchrotron light source - the dielectric response of the cuprate high T-c superconductors // *Thin Solid Films*. – 2004. – T. 455.– C. 143–149.
40. Neshat M., Armitage N. P. Developments in THz Range Ellipsometry // *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves*. 2013. T. 34, № 11. C. 682-708.
41. Kenichi Y., Matsumoto N., Nagashima T., Hangyo M., IEEE. Transport properties of Free Carriers in Semiconductors Studied by THz Time-domain Magneto-optical Spectroscopic Ellipsometry // 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Irmw-Thz 2010). – 2010.
42. Yatsugi K., Matsumoto N., Nagashima T., Hangyo M. Transport Properties of Free Carriers in High Quality n-type GaN Wafers Studied by THz Time-domain Magneto-optical Ellipsometry // 36th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz); Rice Univ I. M. T. и др.: International Conference on Infrared Millimeter and Terahertz Waves Houston, TX, 2011. .
43. *Matsumoto N., Hosokura T., Nagashima T., Hangyo M.* Measurement of the dielectric constant of thin films by terahertz time-domain spectroscopic ellipsometry // *Optics Letters*. – 2011. – T. 36, № 2. – C. 265-267.
44. *Dobroiu A., Otani C.* IEEE. Ellipsometry in the Terahertz Range for Liquid Identification // 2009 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Vols 1 and 2 , 2009. C. 548-548.
45. Measurement of the complex refractive index of liquids in the terahertz range using ellipsometry. 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. / Dobroiu A., Otani C., IEEE, 2010. 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.
46. W. L. Chan, J. Deibel, and D. M. Mittleman, “Imaging with terahertz radiation,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 70, no. 8, pp. 1325-1379, Aug, 2007.

47. C. Yu, S. Fan, Y. Sun, and E. Pickwell-Macpherson, "The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date," *Quantitative imaging in medicine and surgery*, vol. 2, no. 1, pp. 33-45, Mar, 2012.
48. P. Dean, A. Valavanis, J. Keeley, K. Bertling, Y. L. Lim, R. Alhathloul, A. D. Burnett, L. H. Li, S. P. Khanna, D. Indjin, T. Taimre, A. D. Rakic, E. H. Linfield, and A. G. Davies, "Terahertz imaging using quantum cascade lasers-a review of systems and applications," *J. Phys. D-Applied Physics*, vol. 47, no. 37, Sep, 2014.
49. V. P. Bolotin, V. S. Cherkassky, E. N. Chesnokov, B. A. Knyazev, E. I. Kolobanov, V. V. Kotenkov, A. S. Kozlov, V. V. Kubarev, G. N. Kulipanov, A. N. Matveenko, L. E. Medvedev, S. V. Miginsky, L. A. Mironenko, A. D. Oreshkov, V. K. Ovchar, A. K. Petrov, V. M. Popik, P. D. Rudych, T. V. Salikova, S. S. Serebnyakov, A. N. Skrinsky, O. A. Shevchenko, M. A. Scheglov, M. B. Taraban, N. A. Vinokurov, N. S. Zaigraeva, "Novosibirsk terahertz free electron laser: Status and survey of experimental results", 2005, 30th Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, vol. 2
50. V. S. Cherkassky, B. A. Knyazev, V. V. Kubarev, G. N. Kulipanov, G. L. Kuryshev, A. N. Matveenko, A. K. Petrov, V. M. Popik, M. A. Scheglov, O. A. Shevchenko, and N. A. Vinokurov, "Imaging techniques for a high-power THz free electron laser," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 543, no. 1, pp. 102-109, May, 2005.
51. Y. U. Jeong, G. M. Kazakevitch, H. J. Cha, S. H. Park, and B. C. Lee, "Application of a wide-band compact FEL on THz imaging," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 543, no. 1, pp. 90-95, May, 2005.
52. V. S. Cherkassky, B. A. Knyazev, G. M. Ivanov, L. A. Lukyanchikov, A. N. Matveenko, L. A. Merzhievsky, G. N. Kulipanov, and N. A. Vinokurov. Introspectivity of solids at Novosibirsk terahertz free electron laser,

Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, 2006.

53. R. J. Mahon, J. A. Murphy, and W. Lanigan, "Digital holography at millimetre wavelengths," *Opt. Commun.*, vol. 260, no. 2, pp. 469-473, Apr, 2006.
54. V. G. Bespalov, and A. A. Gorodetskii, "Modeling of referenceless holographic recording and reconstruction of images by means of pulsed terahertz radiation," *J. Opt. Technol.*, vol. 74, no. 11, pp. 745-749, Nov, 2007.
55. V. S. Cherkassky, V. V. Gerasimov, G. M. Ivanov, B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov, L. A. Lukyanchikov, L. A. Merzhievsky, and N. A. Vinokurov, "Techniques for introscopy of condense matter in terahertz spectral region," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 575, no. 1-2, pp. 63-67, May, 2007.
56. B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov, and N. A. Vinokurov, "Optical components, detectors and cameras for optical systems of user stations at a high-power terahertz FEL," *J. Korean Phys. Society*, vol. 51, no. 1, pp. 409-415, Jul, 2007.
57. R. M. Groves, B. Pradarutti, E. Kouloumpi, W. Osten, and G. Notni, "Multi-sensor evaluation of a wooden panel painting using terahertz imaging and shearography," *O3a: Optics for Arts, Architecture, and Archaeology II*, Proceedings of SPIE, L. Pezzati and R. Salimbeni, eds., 2009.
58. A. A. Gorodetsky, V. G. Bespalov, "THz pulse time-domain holography," *Proc. SPIE, Terahertz Technology and Applications III*, vol. 7601, 2010.
59. B. A. Knyazev, A. L. Balandin, V. S. Cherkassky, Yu. Yu. Choporova, V. V. Gerasimov, M. A. Dem'yanenko, D. G. Esaev, A. A. Nikitin, V. V. Pickalov, M. G. Vlasenko, D. G. Rodionov, O. A. Shevchenko. Classic holography, tomography and speckle metrology using a high-power terahertz free electron laser and real-time image detectors, 2010 35th International



- Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2011.
60. Yu. Yu. Choporova, V. S. Cherkassky, and B. A. Knyazev, "In-line and Reference-Beam Holography Experiments on Novosibirsk Free Electron," 2011 36th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2011.
  61. J. C. Delagnes, P. Mounaix, and L. Canioni, "Nonlinear holographic imaging of terahertz radiation," *Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications X*, vol. 7917, 2011.
  62. S. H. Ding, Q. Li, Y. D. Li, and Q. Wang, "Continuous-wave terahertz digital holography by use of a pyroelectric array camera," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 11, pp. 1993-1995, Jun, 2011.
  63. B. A. Knyazev, V. S. Cherkassky, Y. Y. Choporova, V. V. Gerasimov, M. G. Vlasenko, M. A. Dem'yanenko, and D. G. Esaev, "Real-Time Imaging Using a High-Power Monochromatic Terahertz Source: Comparative Description of Imaging Techniques with Examples of Application," *J. Infrared Millim. Te.*, vol. 32, pp. 1207-1222, Oct, 2011.
  64. L. Li, X. Wang, and H. Zhai, "Single-shot diagnostic for the three-dimensional field distribution of a terahertz pulse based on pulsed digital holography," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 14, pp. 2737-2739, Jul, 2011.
  65. W. E. Baughman, D. S. Wilbert, S. Balci, M. Bolus, M. Baker, P. Kung, S. M. Kim, M. S. Heimbeck, and H. O. Everitt, "Comparative Reconstructions of THz Spectroscopic Imaging for Non-Destructive Testing and Biomedical Imaging," *Proc. Terahertz Physics, Devices, and Systems VI: Advanced Applications in Industry and Defense*, vol. 8363, art. 83630w, 2012.
  66. Q. Li, K. Xue, Y.-D. Li, and Q. Wang, Experimental research on terahertz Gabor inline digital holography of concealed objects // *Appl. Optics*, – 2012. – T. 51, №. 29, – C. 7052–7058.

67. X. Wang, W. Xiong, W. Sun, and Y. Zhang, "Coaxial waveguide mode reconstruction and analysis with THz digital holography," *Opt. Express*, T. 20, №. 7, pp. 7706-7715, Mar, 2012.
68. X. Wang, Y. Cui, W. Sun, and Y. Zhang, "Terahertz Digital Holography," *Photonics and Optoelectronics Meetings (POEM) 2011: Laser and Terahertz Science and Technology*, – 2012. T. 8330,
69. N. V. Petrov, A. A. Gorodetsky, and V. G. Bespalov. *Holography and phase retrieval in terahertz imaging // Terahertz Emitters, Receivers, and Applications IV*, Proceedings of SPIE. M. Razeghi, A. N. Baranov and J. M. Zavada, eds. – 2013.
70. H. Huang, D. Wang, L. Rong, and Y. Wang. *Experimental Imaging Research on Continuous-wave Terahertz In-line Digital Holography // Terahertz Emitters, Receivers, and Applications V*, – 2014. – T. 9199
71. M. S. Kulya, N. V. Petrov, A. N. Tsyupkin, V. G. Bespalov. Influence of raster scan parameters on the image quality for the THz phase imaging in collimated beam with a wide aperture // *J. Phys.: Conf. Ser. 1st International Scientific School on Methods of Digital Image Processing in Optics and Photonics*, – 2014 –T. 536
72. Чопорова Ю. Ю., Власенко М. Г., Герасимов В. В., Иргалин Т. Н., Князев Б. А., Черкасский В. С.. Запись и восстановление голограмм амплитудных объектов в терагерцовом диапазоне. // «Известия вузов. Радиофизика». – 2011. – Т. 54, № 8–9. – С. 649–655.
73. Knyazev B. A., Cherkassky V. S., Chesnokov E. N., Choporova Y. Y., Dem'yanenko M. A., Esaev D. G., Gerasimov V. V., Getmanov Y. V., Goryachkovskaya T. N., Kolobanov E. I., Kubarev V. V., Kulipanov G. N., Medvedev L. E., Naumova E. V., Nikitin A. A., Nikitin A. K., Miginsky S. V., Peltek S. E., Persov B. Z., Pickalov V. V., Popik V. M., Prinz V. Y., Salikova T. V., Scheglov M. A., Srednyakov S. S., Shevchenko O. A., Skrinsky A. N., Vinokurov N. A., Vlasenko M. G., Zaigraeva

- N. S. Novosibirsk terahertz free electron laser: Facility development and new experimental results at the user stations. // 2011 36th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – 2011.
74. Чопорова Ю. Ю., Власенко М. Г., Герасимов В. В., Князев Б. А., Никитин А. А., Черкасский В. С. Запись голограмм в терагерцовом диапазоне на лазере на свободных электронах. // «Вестник НГУ, сер. Физика». – 2010. – Т. 5, № 4. – С. 98–102.
75. Knyazev B. A., Balandin A. L., Cherkassky V. S., Choporova Y. Y., Gerasimov V. V., Dem'yanenko M. A., Esaev D. G., Nikitin A. A., Pickalov V. V., Vlasenko M. G., Rodionov D. G., Shevchenko O. A.. Classic holography, tomography and speckle metrology using a high-power terahertz free electron laser and real-time image detectors. //IEEE 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2010). – 2010.
76. Wang S., Zhang X-C.. Pulsed terahertz tomography. // «Nature Photonics», – 2007. – Т. 1, № 6. – С. 336-342.
77. Zolliker P., Hack E.. THz holography in reflection using a high resolution microbolometer array. // «Optics Express», – 2015. – Т. 23, № 9. – С. 10957-10967.
78. Goodman J.W., Lawrence R.W.. Digital image formation from electronically detected holograms. // «Appl. Phys. Lett.», – 1967. – Т. 11, – С. 77–79.
79. Денисюк Ю. Н. Голография с записью трехмерных и двухмерных сред. // «Труды государственного оптического института имени С.И. Вавилова», – 1369. – Т. 36, № 165. – С. 121–131.
80. Ярославский Л.П. Цифровая обработка сигналов в оптике и голографии: Введение в цифровую оптику. // М.: Радио и связь, – 1987. – Т. 11, – С. 243–286.

81. Latychevskaia T., Fink H.-W. Practical algorithms for simulation and reconstruction of digital in-line holograms. // «Applied Optics», – 2015. – Т. 54, № 9 – С. 2424–2434.
82. A. F. Doval and C. Trillo, “Dimensionless formulation of the convolution and angular spectrum reconstruction methods in digital holography,” *Speckle 2010: Optical metrology*, Ed. A. A. Gonsalves Jr., G. H. Kaufmann, Proc. of SPIE, – vol. 7387, – 10 p, September, 2010.
83. J. D. Schmidt, “Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB,” SPIE, Bellingham, Washington, 2010.
84. N. V. Petrov, V. G. Bepalov, M. V. Volkov, “Phase retrieval of THz radiation using set of 2D spatial intensity measurements with different wavelengths,” *Practical Holography XXVI: Materials and Applications*, Ed. H. I. Bjelkhagen, V. M. Bove Jr., Proc. of SPIE, vol. 8281, 82810J, 2012.
85. F. Zhang, G. Pedrini, and W. Osten, “Reconstruction algorithm for high-numerical-aperture holograms with diffraction-limited resolution,” *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 11, 2006.
86. Сивухин Д. В. *Общий курс физики.* — Издание 3-е, стереотипное. — М.: Физматлит, МФТИ, 2002. — Т. IV. Оптика. — 792 с.
87. Goodman J.W., Lawrence R.W. Digital image formation from electronically detected holograms. // «Appl. Phys. Lett.», – 1967. – Т. 11, – С. 77–79.
88. Poynting J. H. The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarised light // *Proc. Royal Society A*, 1909, Т. 82, – С. 560-567.
89. Beth R. A. Mechanical Detection and measurement of the angular momentum of light // *Phys. Rev.* – 1936. – V. 50 – С. 115-127.
90. Allen L., Beijersbergen M. W., Spreeuw R. J. C., Woerdman J. P. Orbital angular-momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // *Phys. Rev. A.* – 1992. – V. 45, № 11. – С. 8185-8189.

91. Baranova N. B., Zel'dovich B. Ya. Dislocations of the wave-front surface and zeros of the amplitude // Soviet Physics JETP. – 1981. – V. 53, № 5. – P. 925-929.
92. Баженов В. Ю., Васнецов М. В., Соскин М. С. Лазерные пучки с винтовыми дислокациями волнового фронта // Письма в ЖТФ. – 1990. – Т. 52, № 8. – С. 1037-1039.
93. Алексеев А. Н., Алексеев К. Н., Бородавка А. С., Воляр А. В., Фридман Ю. А. Конверсия пучков Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса в астигматичной оптической системе: 1 эксперимент // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 24, № 17. – С. 68-73.
94. Воляр А. В., Шведов В. Г., Фадеева Т. А. Вращение волнового фронта оптического вихря в свободном пространстве // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 5. – С. 87-94.
95. Kennedy S. A., Szabo M. J., Teslow H., Porterfield J. Z., Abraham E. R. I. Creation of Laguerre-Gaussian laser modes using diffractive optics // Physical Review A. – 2002. – Oct. – Т. 66, № 4.
96. Berry M. V., Jeffrey M. R., Mansuripur M. Orbital and spin angular momentum in conical diffraction // J. Opt. A-Pure and Applied Optics. – 2005. – Nov. – Т. 7, № 11. – С. 685-690.
97. Marrucci L., Manzo C., Paparo D. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in inhomogeneous anisotropic media // Phys. Rev. Lett.. – 2006. – Apr 28. – V. 96, № 16.
98. Allen L., Padgett M. Equivalent geometric transformations for spin and orbital angular momentum of light // J. Modern Optics. – 2007. – Mar 10. – V. 54, № 4. – С. 487-491.
99. Wang X.-L., Chen J., Li Y., Ding J., Guo C.-S., Wang H.-T. Optical orbital angular momentum from the curl of polarization // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Dec 13. – V. 105, № 25.

100. Marrucci L., Karimi E., Slussarenko S., Piccirillo B., Santamato E., Nagali E., Sciarrino F. Spin-to-orbital conversion of the angular momentum of light and its classical and quantum applications // *J. Opt.* – 2011. – Jun. – V. 13, № 6.
101. Mirhosseini M., Magana-Loaiza O. S., Chen C., Rodenburg B., Malik M., Boyd R. W. Rapid generation of light beams carrying orbital angular momentum // *Optics Express*. – 2013. – Dec 16. – T. 21, № 25. – C. 30196-30203.
102. Khonina S. N. Simple phase optical elements for narrowing of a focal spot in high-numerical-aperture conditions // *Optical Engineering*. – 2013. – Sep. – V. 52, № 9.
103. Yu H., Zhang H., Wang Y., Han S., Yang H., Xu X., Wang Z., Petrov V., Wang J. Optical orbital angular momentum conservation during the transfer process from plasmonic vortex lens to light // *Sci. Reports*. – 2013. – Nov 12. – V. 3.
104. Mokhun I., Arkhelyuk A. D., Galushko Y., Kharitonova Y., Viktorovskaya Y. Angular momentum of an incoherent Gaussian beam // *Appl. Optics*. – 2014. – Apr 1. – T. 53, № 10. – C. B38-B42.
105. Yu N., Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces // *Nature Materials*. – 2014. – Feb. – V. 13, № 2. – P. 139-150.
106. Хони́на С. Н., Алмазов А. А. Формирование гауссовых пучков с помощью винтовых ДОЭ // *Компьютерная оптика*. – 2002. № 24. – С. 102-109.
107. Hemsing E., Knyazik A., Dunning M., Xiang D., Marinelli A., Hast C., Rosenzweig J. B. Coherent optical vortices from relativistic electron beams // *Nature Physics*. – 2013. – Sep. – V. 9, № 9. – P. 549-553.
108. Bahrtdt J., Holldack K., Kuske P., Mueller R., Scheer M., Schmid P. First Observation of Photons Carrying Orbital Angular Momentum in Undulator Radiation // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Jul 15. – V. 111, № 3, 034801.

109. Scholz-Marggraf H. M., Fritzsche S., Serbo V. G., Afanasev A., Surzhykov A. Absorption of twisted light by hydrogenlike atoms // *Phys. Rev. A.* - 2014 – V. 90, 013425.
110. Matula O., Hayrapetyan A.G., Serbo V.G., Surzhykov A., Fritzsche S. Atomic ionization of hydrogen-like ions by twisted photons: angular distribution of emitted electrons // *J. Phys. B-Atomic Molecular and Optical Physics.* – 2013. –V. 46. 05002.
111. Matula O., Hayrapetyan A.G., Serbo V.G., Surzhykov A., Fritzsche S. Radiative capture of twisted electrons by bare ions // *New Journal of Physics.* - 2014. – V. 16. 053024.
112. Twisted photons (Applications of light with orbital angular momentum), ed. by J. P. Torres and L. Torner (Wiley-VCH Weinheim, Germany, 2011).
113. Leyser T. B., Norin L., McCarrick M., Pedersen T. R., Gustavsson B. Radio Pumping of Ionospheric Plasma with Orbital Angular Momentum // *Phys. Rev. Lett.*.. – 2009. – Feb 13. – V. 102, № 6. 065004.
114. Thide B., Then H., Sjöholm J., Palmer K., Bergman J., Carozzi T. D., Istomin Y. N., Ibragimov N. H., Khamitova R. Utilization of photon orbital angular momentum in the low-frequency radio domain // *Physical Review Letters.* – 2007. – Aug 24. – V. 99, № 8, 087701
115. Tamburini F., Mari E., Sponselli A., Thide B., Bianchini A., Romanato F. Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: first experimental test // *New Journal of Physics.* – 2012. – Mar 1. – V. 14, 033001.
116. Gbur G., Tyson R. K. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation // *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision.* – 2008. – Jan. – V. 25, № 1. – P. 225-230.

117. Аксенов В. П., Погуца Ч. Е. Флуктуации орбитального углового момента лазерного пучка, несущего оптический вихрь, в турбулентной атмосфере // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 4. – С. 343-348.
118. Babiker M., Bennett C. R., Andrews D. L., Romero L. C. D. Orbital angular momentum exchange in the interaction of twisted light with molecules // Physical Review Letters. – 2002. – Sep 30. – V. 89, № 14. 043601.
119. Скиданов Р. В., Хонина С. Н., Морозов А. А. Оптическое вращение микрочастиц в гипергеометрических пучках, сформированных дифракционными оптическими элементами с многоуровневым микрорельефом // Оптический журнал. – 2013. – Т. 80. №. 10. – С. 3-8.
120. С. В. Карпеев Анализ и формирование многомодовых лазерных пучков методами дифракционной оптики - М.: Радио и связь, 2005. – 120 с.
121. Yao A. M., Padgett M. J. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications // Advances in Optics and Photonics. – 2011. – Jun. – V. 3, № 2. – P. 161-204.
122. Molina-Terriza G., Torres J. P., Torner L. Twisted photons // Nature Physics. – 2007. – May. – V. 3, № 5. – P. 305-310.
123. Andrews D. L., Romero L. C. D., Babiker M. On optical vortex interactions with chiral matter // Optics Communications. – 2004. – Jul 1. – V. 237, № 1-3. – P. 133-139.
124. He J., Wang X., Hu D., Ye J., Feng S., Kan Q., Zhang Y. Generation and evolution of the terahertz vortex beam // Optics Express. – 2013. – Aug 26. – V. 21, № 17. – P. 20230-20239.
125. Imai R., Kanda N., Higuchi T., Konishi K., Kuwata-Gonokami M. Generation of broadband terahertz vortex beams // Optics Letters. – 2014. – Jul 1. – V. 39, № 13. – P. 3714-3717.
126. Miyamoto K., Suizu K., Akiba T., Omatsu T. Direct observation of the topological charge of a terahertz vortex beam generated by a Tsurupica



- spiral phase plate // Appl. Phys. Lett.. – 2014. – Jun 30. – V. 104, № 26. 261104.
127. Imai R., Kanda N., Higuchi T., Zheng Z., Konishi K., Kuwata-Gonokami M. Terahertz vector beam generation using segmented nonlinear optical crystals with threefold rotational symmetry // Optics Express. – 2012. – Sep 24. – V. 20, № 20. – P. 21896-21904.
128. В. А. Кныазев, Г. Н. Кулипанов, Н. А. Винокуров. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements // Measurement Science and Technology – 2010 – V. 21, 054017, 13p.
129. Heckenberg, R. N., McDuff, R., Smith, C. P. White, A. G. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms // Optics Letters – 1992 – V. 17, P. 221-223.
130. Дифракционная компьютерная оптика / Головашкин Д.Л., Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Котляр В.В., Павельев В.С., Скиданов Р.В., Соифер В.А., Хонина С.Н.: под ред. В.А. Соифера -М., Физматлит, 2007.
131. Silicon [electronical resource]. – <http://www.tydexoptics.com/pdf/Si.pdf>.
132. A.A. Ayón, R. Braff, C.C. Lin, H.H. Sawin, M.A. Schmidt. Characterization of a time multiplexed inductively coupled plasma etcher // Journal of the Electrochemical Society. – 1999. – V. 146, Issue 1. – P. 339-349.
133. Агафонов А.Н., Володкин Б.О, Кавеев А.К., Князев Б.А., Кропотов Г.И., Павельев В.С., Тукмаков К.Н., Чопорова Ю.Ю. // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 763-769.
134. Агафонов А. Н., Володкин Б. О., Кавеев А. К., Князев Б. А., Кропотов Г. И., Павельев В. С., Соифер В. А., Тукмаков К. Н., Цыганкова Е. В., Чопорова Ю. Ю. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения // Автометрия. – 2013. – Т. 49. – №2. С. 98-105.

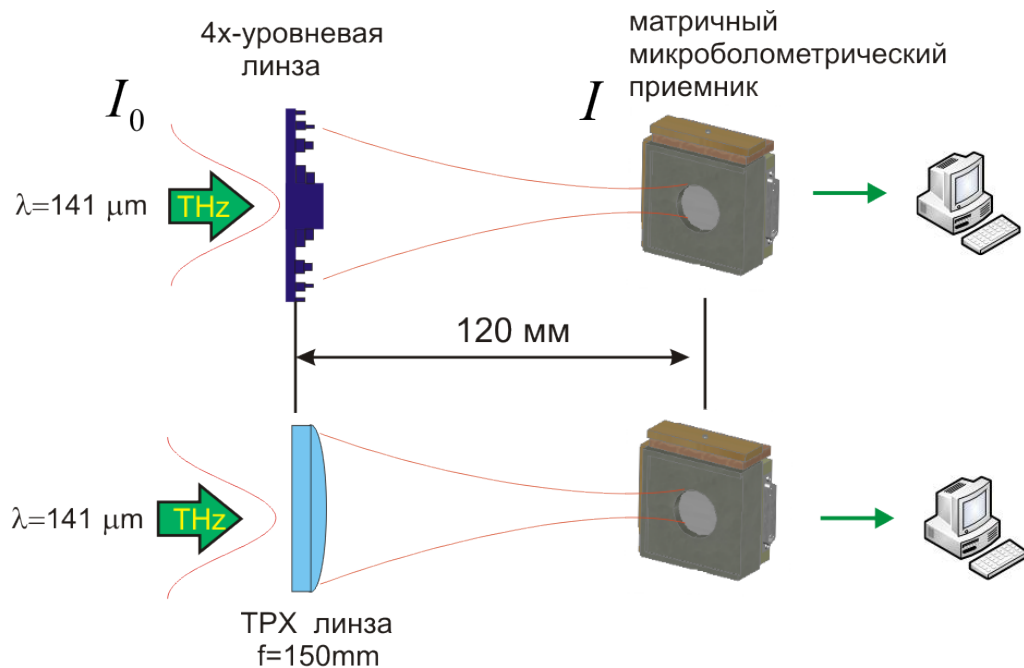
135. *Dem'yanenko M.A., Esaev D.G, Knyazev B.A., Kulipanov G.N., Vinokurov N.A.* Imaging with a 90 frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser // *Applied Physics Letters*. – 2008. – V. 92. – 131116.
136. Knyazev B.A., Cherkassky V.S., Choporova Yu. Yu., Gerasimov V. V., Vlasenko M.G., Dem'yanenko M.A., Esaev D. G. Real-time imaging using a high-power monochromatic terahertz source: comparative description of imaging techniques with examples of application // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. – 2011 – V. 32. – Issue 10. – P. 1207-1222.
137. Jentschura U.D., Serbo V.G. Generation of High-Energy Photons with Large Orbital Angular Momentum by Compton Backscattering // *Physical Review Letters*. – 2011. – V.106. 013001.
138. Scholz-Marggraf H. M., Fritzsche S., Serbo V. G., Afanasev A., Surzhykov A. Absorption of twisted light by hydrogenlike atoms // *Phys. Rev. A*. – 2014. – V. 90. P.013425
139. J. M. Vaughan and D. V. Willetts. Temporal and interference fringe analysis of TEM01 laser modes // *J. Opt. Soc. Am.* – 1983 – 73, C. 1018–1021.
140. A. J. Lee, C. Zhang, T. Omatsu, and H. M. Pask. An intracavity, frequency-doubled self-Raman vortex laser. *Opt. Express* –2014. – 22, C. 5400–5409
141. A. M. Yao and M. J. Padgett. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications. *Adv. Opt. Photon.* – 2011. –3. C. 161–204.
142. N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, and A. White. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms. *Opt. Lett.* – 1992. – 17, C. 221–223.
143. M. Mirhosseini, O. S. Magaca-Loaiza, C. Chen, B. Rodenburg, M. Malik, and R. W. Boyd. Rapid generation of light beams carrying orbital angular momentum. *Opt. Express* –2013. – 21, C. 30196–30203.

144. V. V. Gerasimov, V. S. Cherkassky, B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov, I. A. Kotelnikov, A. K. Nikitin, G. N. Zhizhin. Surface plasmon polaritons launched using a terahertz free-electron laser: propagation along a gold–ZnS–air interface and decoupling to free waves at the surface edge // *J. Opt. Soc. Am.* – 2013. – 30, C. 2182-2190
145. Araoka F., Verbiest T., Clays K., Persoons A. Interactions of twisted light with chiral molecules: An experimental investigation // *Phys. Rev. A.* – 2005. – May. – V. 71, № 5. 055401.
146. Loffler W., Woerdman J. P. Cholesteric polymers and the orbital angular momentum of light // *Complex Light and Optical Forces VI.* – 2012. – V.8274. 827404.
147. Andrews D. L., Coles M. M. Measures of chirality and angular momentum in the electromagnetic field // *Optics Letters.* – 2012. – Aug 1. – V. 37, № 15. – P. 3009-3011.
148. Loffler W., Hermosa N., Aiello A., Woerdman J. P. Total internal reflection of orbital angular momentum beams // *Journal of Optics.* – 2013. – Jan. – V. 15, № 1. 014012.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Методика измерения дифракционной эффективности

Схема измерения дифракционной эффективности на примере четырехуровневой линзы Френеля представлена на рис. 22.



$$\text{диф.эфф.} = \frac{I}{I_0}$$

Рисунок 22: Измерение дифракционной эффективности 4-уровневой линзы.  
 а) схема измерения, распределение интенсивности на расстоянии 120 мм от  
 б) 4-уровневой линзы, в) линзы ТРХ.

Дифракционная эффективность определяется отношением мощности прошедшего через ДОЭ излучения к мощности падающего излучения. Так как размер пучка ЛСЭ составляет 14 мм, а размеры матрицы 12x16 мм, то чтобы записать распределение мощности пучка необходимо уменьшить его размер, например, с помощью ТРХ линзы, с фокусным расстоянием 150 мм. В этом случае необходимо также учесть поглощение в линзе. Поглощение в

ТРХ линзе обусловлено потерей мощности излучения при прохождении через линзу и френелевское отражение от нее. При прохождении ТРХ линзы можно выделить два ее участка: плоскопараллельная пластинка постоянной толщины 3 мм и линза переменной 4 мм 23.



Рисунок 23: Геометрические параметры ТРХ линзы.

Мощность пучка при прохождении через плоскопараллельную пластинку согласно закону Бугера – Ламберта – Бера  $I = I_0 \exp(-kd)$ , где  $k$  – коэффициент поглощения,  $d$  – толщина плоскопараллельной пластинки. Коэффициент поглощения  $k$  можно рассчитать по формуле:  $k = -\frac{1}{2} \ln(1 - \frac{T}{T_0})$ , где  $\frac{T}{T_0} = \left(1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2\right)^2$  – ослабление излучения, обусловленное френелевским отражением. Для материала ТРХ с показателем преломления  $n=1.46$  потери в плоскопараллельной пластинке составляют 17,4% от первоначальной величины, – поглощение материала ТРХ. Потери при прохождении плоской волны через линзу можно рассчитать по формуле

$$\gamma = \int_0^R \frac{2}{\pi \omega^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\pi \omega^2}\right) \exp(-kd(r)) 2\pi r dr$$

, где  $d(r) = d_0 - (R - \sqrt{R^2 - r^2})$  – радиус кривизны линзы и составляют 13,1%.