


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ГЕОСИСТЕМ И
ТЕХНОЛОГИЙ»

На правах рукописи



Сырнева Александра Сергеевна

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСНЫХ
СИСТЕМ ФАБРИ-ПЕРО С ЗЕРКАЛАМИ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО
ОТРАЖЕНИЯ

05.11.07 – “Оптические и оптико-электронные приборы и комплексы”

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель –
доктор технических наук, профессор
Чесноков Владимир Владимирович

Новосибирск – 2017

Оглавление

Введение	5
Глава 1 Классификация и сравнительная оценка параметров оптических интерференционных устройств монохроматизации излучения	11
1.1 Интерференционные спектральные приборы и светофильтры.....	11
1.1.1 Интерферометры Фабри-Перо.....	11
1.1.2 Оптические интерференционные светофильтры.....	13
1.1.3 Интерференционные модуляционные спектрометры.....	15
1.1.4 Спектральные приборы на основе интерферометра Физо	18
1.1.5 Интерференционно-поляризационные светофильтры	21
1.1.6 Принципы оптических резонаторов.....	24
1.1.7 Кварцевый монокристаллический оптический резонатор с зеркалами полного внутреннего отражения	30
1.1.8 Сравнение параметров интерференционных устройств	33
1.1.9 Полное внутреннее отражение	34
1.1.10 Интерференционный фильтр с нарушенным полным внутренним отражением	38
1.1.11 Резонансные явления в плоскостойких средах.....	43
1.1.12 Ограниченный конденсатор.....	47
1.1.13 Призмные и дифракционные устройства связи для ввода-вывода излучения из волновода.....	50
1.2 Узкополосная монохроматизация излучений с помощью оптических микрорезонаторов	56
1.2.1 Волны «шепчущей галереи»	56
1.2.2 Свойства оптических диэлектрических микрорезонаторов	57
1.2.3 Методы измерения параметров микрорезонаторов	63

Глава 2	Исследование теоретических моделей и разработка	
	оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного	
	внутреннего отражения.	68
2.1	Введение.....	68
2.2	Сравнение моделей пропускания излучения многолучевыми интерференционными фильтрами с эффектом ПВО.....	68
2.3	Исследование интерференционных спектральных устройств, использующих многолучевую интерференцию в полигональных призмах с гранями полного внутреннего отражения.	73
2.3.1	Геометро-оптическое исследование распространения световой волны в интерферометре, использующем четырёхгранную призму с полноотражающими гранями.	73
2.3.2	Фазовые набегии световой волны при её распространении в интерференционном устройстве.	88
2.3.3	Геометро-оптическая модель прохождения световой волны в четырёхгранной призме – резонаторе.....	94
2.3.4	Влияние распределения поля бегущей световой волны в призме- резонаторе на интерференционные параметры устройства.....	99
2.3.5	Причины уменьшения интенсивности световой волны при прохождении через интерференционное устройство.....	103
2.3.6	Дифракционные эффекты в полигональной призме резонатора интерференционного устройства.....	109
2.3.7	Оценка влияния поляризации падающего излучения на спектр пропускания.....	119
2.3.8	Интерференционная картина полос равного наклона в фокальной плоскости камерного объектива.....	120
2.3.9	Исследование спектра источника излучения при помощи интерференционного спектрального устройства.....	129
2.3.10	Влияние погрешностей изготовления четырёхгранной призмы на параметры интерференционного устройства.....	132

2.3.11	Интерференционные полосы равной толщины.	138
2.3.12	Результаты расчётов спектральных параметров в условиях наблюдения интерференции полос равного наклона	144
2.4	Исследование принципа адаптивной коррекции оптического резонатора с зеркалами ПВО.	153
2.5	Разработка конструкций резонансных систем Фабри-Перо на базе полигональных призм с полноотражающими гранями.	157
2.6	Применение резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения.	162
Глава 3 Разработка методики исследования параметров оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения		169
3.1	Введение.....	169
3.2	Стенд для исследования оптического резонатора	172
3.2.1	Состав стенда для исследования оптического резонатора	172
3.3	Юстировка интерференционного резонатора	174
3.4	Методика измерения параметров спектра излучения исследуемого лазера с помощью разработанного интерферометра с полигональной призмой	179
Глава 4 Экспериментальные исследования.....		182
4.1	Получение и исследования спектра пропускания интерферометра на основе полигональной призмы	182
4.1.1	Юстировка резонатора с помощью юстировочного столика	191
4.2	Возможность компенсации угловых положений граней оптического резонатора.....	193
Заключение.....		198
Список литературы		201
ПРИЛОЖЕНИЕ А.....		209

Введение

Методы оптического спектрального анализа широко применяются в современных научных исследованиях: в биологии и медицине, в промышленности. Среди различных видов спектроскопических приборов большое значение имеют устройства типа интерференционных узкополосных фильтров и интерферометров Фабри-Перо, устройства применяются для монохроматизации оптического излучения в метрологии и спектроскопии, а также при создании лазерных излучателей.

Особенностью интерференционных спектральных приборов является их высокая разрешающая способность и высокая светосила, по совокупности этих параметров интерференционные устройства превосходят дифракционные и другие приборы. Достигнутое разрешение позволяет изучать тонкую структуру атомных спектральных линий, исследовать кинетические характеристики живых клеток и внутриклеточную подвижность за счёт доплеровского эффекта, и др.

Определённой проблемой интерферометров являются оптические потери в зеркальных элементах устройств, что ухудшает пропускание излучения в узкополосных оптических фильтрах; проводятся исследования узкополосных интерференционных систем с зеркалами полного внутреннего отражения (ПВО), практически лишенными оптических потерь.

Актуальными являются: разработка и исследование интерференционных спектральных приборов, использующих оптические резонансные системы Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения; разработка аналитических моделей подобных спектральных приборов; а также разработки интерференционных спектральных устройств с улучшенными характеристиками на основе использования поверхности ПВО, применимых в качестве анализаторов спектра лазерных излучателей и для исследований тонкой структуры атомных спектральных линий.

Цель и задачи работы:

Целью работы являются теоретические и экспериментальные исследования интерференционных эффектов в оптических резонансных системах Фабри-Перо с зеркалами полного отражения и разработка на их основе устройств многолучевой интерференционной спектроскопии с улучшенными разрешением и пропусканием в полосе пропускания.

Решаемые задачи:

1. Исследования теоретических основ интерференционных оптических резонансных систем с зеркалами полного внутреннего отражения и выявление ограничений в создании узкополосных спектральных систем;
2. Разработка конструкций и лабораторных методик изготовления экспериментальных образцов интерференционных резонансных систем;
3. Создание исследовательской аппаратуры по экспериментальному изучению интерференционных систем с зеркалами полного внутреннего отражения в видимом и инфракрасном диапазонах спектра;
4. Исследования интерференционных характеристик монолитных оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения.

Научная новизна диссертационной работы заключается в результатах исследования монолитных оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения, в том числе, исследования спектральных характеристик систем.

При этом:

– проведён анализ существующих теорий интерференционных устройств и резонаторов с поверхностями ПВО и разработана геометро-оптическая модель полигонального высокодобротного оптического интерферометра с зеркалами ПВО, учитывающая дифракционные эффекты в резонаторе, влияние погрешностей изготовления, объясняющая тонкую структуру интерференционной картины;

– разработаны методики экспериментальных исследований фильтров видимого и инфракрасного диапазонов, основанных на полигональных оптических резонаторах с зеркалами ПВО;

– исследованы интерференционные характеристики оптических фильтров на основе монолитных полигональных оптических резонаторов с зеркалами ПВО, обнаружена тонкая структура интерференционной картины;

– предложены и обоснованы пути усовершенствования оптических монолитных оптических резонаторов с зеркалами ПВО в части достижения предельных характеристик и узкополосных оптических фильтров на их основе, изготовлены и исследованы экспериментальные образцы этих устройств;

– исследованы принципы адаптивной коррекции полигонального монолитного оптического резонатора с зеркалами ПВО.

Теоретическая и практическая значимость работы:

– разработанная геометро-оптическая модель полигонального оптического интерферометра с зеркалами ПВО, и методы расчёта таких интерферометров позволили выявить ограничения в достижении предельных значений параметров интерферометра и разработать экспериментальные образцы устройств с улучшенными характеристиками;

– разработан исследовательский стенд, позволяющий измерять параметры полигонального оптического интерферометра с зеркалами ПВО; стенд может быть использован в лабораторном практикуме для студентов, обучающихся по направлению «оптические и оптико-электронные приборы».

Методология и методы исследования

При разработке геометро-оптической модели были использованы модели Иогансена и Карда. Полученная модель позволяет, в отличие от известного анализа, исследовать интерференционные характеристики монолитного четырёхгранного оптического резонатора в виде полигональной призмы.

Положения, выносимые на защиту

– полученная геометро-оптическая модель многолучевого интерференционного спектрального устройства с зеркалами ПВО в виде монолитной полигональной оптической призмы, позволяет учитывать дифракционные эффекты на поверхностях ПВО, влияние погрешностей изготовления и объясняет тонкую структуру интерференционной картины;

– полученные методы адаптивной коррекции оптического резонатора с зеркалами ПВО позволяют увеличивать его добротность;

– методики экспериментальных исследований резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами ПВО позволяют наблюдать интерференционную картину и измерять ее параметры;

– полученные результаты исследований экспериментальных образцов оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами ПВО доказывают возможность получить разрешение на уровне классических интерферометров при меньших габаритах.

Публикации по теме диссертации. По материалам диссертации опубликовано 20 печатных работ, в том числе: 4 статьи, опубликованные в журналах, включенных в перечень ВАК при Минобрнауки России; 3 патента на изобретение №2455669 С1, №2515134 С2, №2491584 С2.

Апробация и реализация результатов исследования

1. Результаты диссертации докладывались и представлялись на:

– III, IV, V, VI, VIII, IX и X Международных научных конгрессах «ГЕО-Сибирь» (Новосибирск, 2007 г., 2008 г., 2009 г., 2010 г., 2012 г., 2013 г. и 2014 г.);

– научных семинарах и совещаниях кафедры физики СГУГиТ;

– 1-й Международной школе-семинаре по фундаментальным проблемам микро- и наносистемной техники MNST'2008, Новосибирск, 10-13 декабря 2008 г.;

– 9-ом Международном симпозиуме по измерительным технологиям и интеллектуальному приборостроению (9th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments).

2. Научные результаты исследований по диссертации использованы при выполнении следующих НИР, проводимых в рамках государственного финансирования СГГА, г. Новосибирск:

– НИР по проекту № 4662 «Исследование термохимических гетерофазных процессов образования наноструктур, инициированных лазерным излучением наносекундной длительности», проводимой по аналитической ведомственной целевой программе «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)»;

– НИР «Поиск путей создания матричного приёмника изображений в терагерцовом диапазоне спектра на основе использования диодов Шоттки с наноразмерными антеннами», проводимой в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы», шифр заявки «2012-1.2.1-12-000-2013-109»;

– НИР «Исследование путей создания материалов на основе фуллеренов и углеродных нанотрубок и технологий управления фотофизическими процессами в лазерных системах» в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы», Государственный контракт № 14.513.12.0001 от 28 февраля 2013 г.;

– НИР «Разработка основ лазерных интегральных технологий получения рельефных поверхностей на SiC» в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы», Государственный контракт № 14.513.11.0101 от 21.06.2013 г., шифр «2013-1.3-14-513-0118-023»;

– НИР «Разработка основ лазерных интегральных технологий получения рельефных поверхностей на SiC» в рамках ФЦП «Исследования и

разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы», Государственный контракт № 14.513.11.0101 от 21.06.2013 г., шифр «2013-1.3-14-513-0118-023».

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех разделов, заключения, изложена на 213 страницах машинописного текста, содержит 66 рисунков, 13 таблиц, одного приложения и списка используемых источников из 84 наименований.

Глава 1 Классификация и сравнительная оценка параметров оптических интерференционных устройств монохроматизации излучения

1.1 Интерференционные спектральные приборы и светофильтры

1.1.1 Интерферометры Фабри-Перо.

В основе действия интерференционных спектральных приборов и интерференционных светофильтров лежит использование явлений многолучевой интерференции, диспергирующим элементом приборов является обычно интерферометр Фабри-Перо. Интерферометр представляет собой устройство из двух частично отражающих зеркал, расположенных на некотором расстоянии параллельно друг другу, в соответствии с рисунком 1.1[1].

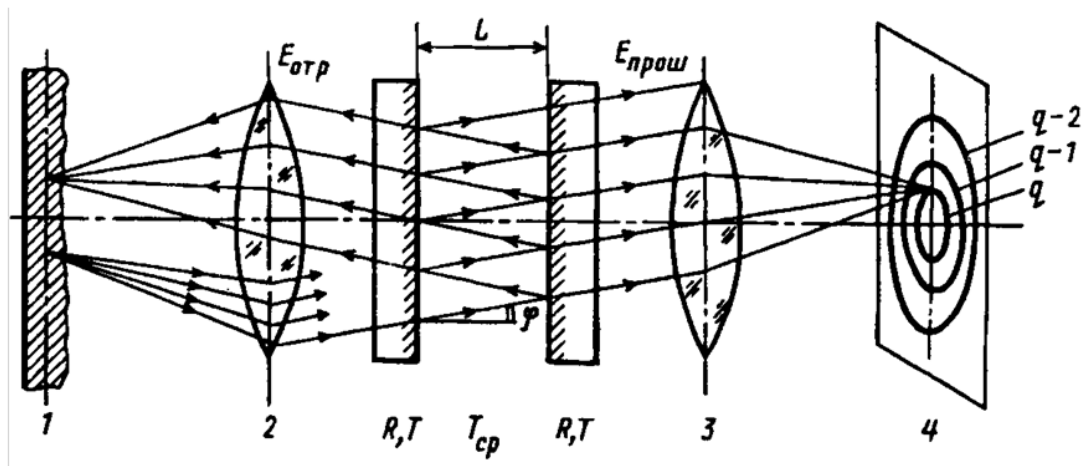


Рисунок 1.1 – Образование интерференционной картины с помощью интерферометра Фабри-Перо: 1 – протяженный источник света; 2 – коллимирующая линза; 3 – объектив, образующий на экране 4 изображение источника света и колец равного наклона

Прозрачность интерферометра Фабри-Перо для монохроматического излучения выражается формулой [2]:

$$T_{\Phi\Pi} = \frac{T^2 T_{cp}}{(1 - T_{cp} R)^2 + 4T_{cp} R \sin^2(\beta L)}, \quad (1.1)$$

где T – коэффициент пропускания зеркал интерферометра, R – коэффициент отражения зеркал, T_{cp} – прозрачность по мощности между зеркалами, βL – разность фаз между двумя соседними пучками.

В интерференционной картине происходит наложение спектров соседних порядков интерференции. Величина свободной спектральной области (области дисперсии), равна:

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / 2nL.$$

Разность фаз интерферирующих лучей равна:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta,$$

где λ – длина волны в вакууме, Δ – оптическая разность хода для любой пары соседних лучей.

$$\Delta = 2hn \cos \varphi,$$

где h – толщина слоя между зеркалами интерферометра, φ – угол падения световых лучей, n – показатель преломления слоя.

Условие максимума и минимума интерференции картины:

$$2hn \cos \varphi = m\lambda$$

$$2hn \cos \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2},$$

где m – порядок интерференции.

При изготовлении интерференционных фильтров можно использовать любые частично прозрачные зеркала, такие как: металлические, многослойные диэлектрические зеркала, основанные на явлении полного внутреннего отражения, и для далекой ИК области спектра – сетки. Прозрачность фильтра напрямую зависит от потерь в зеркалах, т.е. чем меньше потери, тем выше прозрачность. Значение прозрачности в максимумах и минимумах можно найти[2]:

$$T_{\Phi\text{Пмакс}} = \frac{T^2 T_{cp}}{(1 - T_{cp} R)^2} \quad \text{и} \quad T_{\Phi\text{Пмин}} = \frac{T^2 T_{cp}}{(1 + T_{cp} R)^2}$$

Оптические потери в зеркалах могут существенно уменьшать пропускание интерферометра.

В случае если зеркала интерферометра и среда между ними не имеют потерь, то прозрачность в максимуме равна единице.

1.1.2 Оптические интерференционные светофильтры

На рисунке 1.2 показана схема устройства интерференционного многослойного тонкоплёночного светофильтра, содержащего пакет прозрачных диэлектрических слоёв с различными показателями преломления соседних слоёв. Все слои в данном свето фильтре четвертьволновые, а средний слой – волновой.

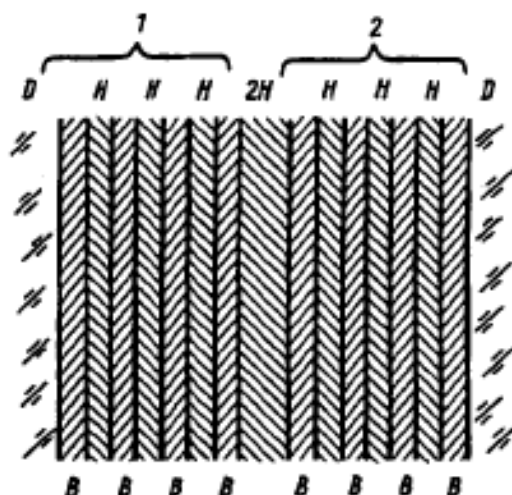


Рисунок 1.2 – Пример фильтра с семислойными диэлектрическими слоями[2]

На рисунке 1.2 показаны четвертьволновые слои с высоким B и низким H показателем преломления, $2H$ – полуволновый слой, D – стеклянная подложка и защитная пластинка.

Если параллельный пучок белого света падает нормально на плоскопараллельную пластинку с поверхностями, хорошо отражающими свет. В прошедшем свете появляются максимумы интенсивности и по обе стороны от этих максимумов интенсивность прошедшего света быстро падает до малых величин. Таким образом, пластинка действует как фильтр длин волн с многочисленными полосами пропускания, получающимися при целых значениях порядка t . В частности, если оптическая толщина пластинки составляет лишь несколько полуволн видимого света, то полосы пропускания в видимой области принадлежат низким порядкам и широко разнесены по длинам волн.

Фильтр подобного типа изготавливают, нанося на плоскую поверхность стеклянной пластинки две отражающие пленки, разделенные слоем диэлектрика (рисунок 1.3).



Рисунок 1.3 – Интерференционный фильтр типа Фабри – Перо

Важными характеристиками такого фильтра служат максимальное пропускание и полуширина полосы пропускания которая определяется как интервал между длинами волн в полосе пропускания.

1.1.3 Интерференционные модуляционные спектрометры

В работах [2-9] описана работа фурье-спектрометров. В фурье-спектрометре получение спектра происходит в два этапа: сначала регистрируют интерферограмму излучения, в которой световые частоты закодированы соответствующими частотами электрического сигнала, затем путем ее гармонического анализа находят спектр излучения. В основе фурье-спектрометра может лежать любое устройство, модулирующее световой поток с частотой, зависящей от длины волны излучения. Обычно используют интерферометр Майкельсона, настроенный на получение полос равного наклона (рисунок 1.4 а).

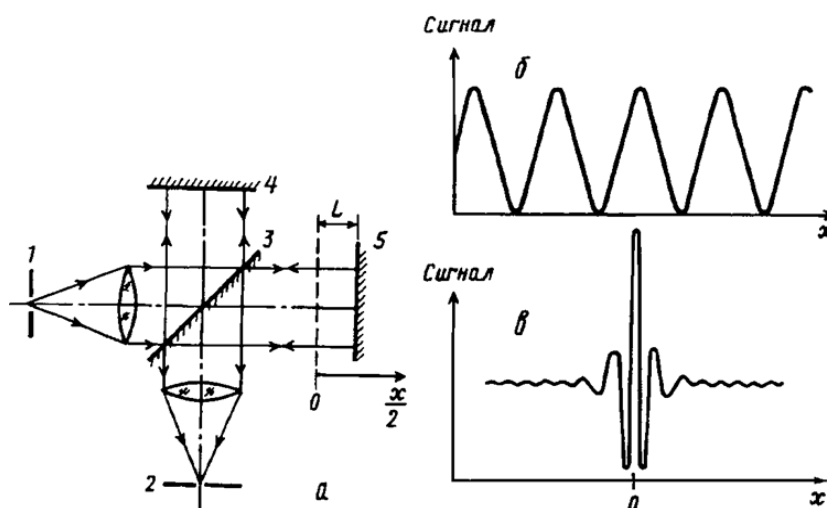


Рисунок 1.4 – Принципиальная схема фурье-спектрометра (а), интерферограмма монохроматического излучения (б) и сплошного спектра лампы накаливания с приемником PbS (в): 1,2 – входное и выходное отверстия; 3 – светоделительная пластина; 4,5 – неподвижное и подвижное зеркала

При монохроматическом освещении входного отверстия и равномерном перемещении зеркала со скоростью v на приемник, расположенный за выходной диафрагмой, поступает переменный световой поток $\Phi(x)$, соответствующий прохождению через выходную диафрагму максимумов и минимумов интерференционной картины (рисунок 1.4б):

$$\Phi(x) : B \cos^2 \pi \nu x = \frac{B}{2} (1 + \cos 2\pi \nu x)$$

Здесь B – яркость на входе интерферометра, x – разность хода, равная удвоенной величине перемещения зеркала и линейно зависящая от времени, ν – частота излучения в см^{-1} .

Если интерферометр освещен излучением, спектр которого содержит несколько монохроматических компонент, полученная интерферограмма является суммой сигналов, соответствующих каждой из компонент. В случае

произвольного спектра, занимающего область частот от ν_1 до ν_2 , интерферограмма имеет вид:

$$\Phi(x) : \int_{\nu_1}^{\nu_2} B_{\nu}(\nu) \cos 2\pi\nu x d\nu$$

Здесь B_{ν} – спектральная яркость.

Фурье-спектрометры по характеру регистрации спектра являются многоканальными приборами: они обеспечивают одновременную регистрацию излучения большого числа спектральных интервалов. Многоканальные методы регистрации спектра имеют преимущество перед одноканальными в чувствительности и быстродействии.

Фурье-спектрометры с быстрым преобразованием Фурье позволяют записывать спектр за очень короткое время. Такой спектрометр фирмы Перкин-Эльмер, например, регистрирует весь спектр в диапазоне 4400-400 см^{-1} (2,3-25 мкм) за 4 секунды при разрешении $\delta\lambda = 1 \text{ см}^{-1}$.

В работе [10] представлен ИК-Фурье-спектрометр Cary 630 фирмы Agilent Technologies. В приведенной ниже таблице 1.1, представлены его технические характеристики.

Таблица 1.1 – Технические характеристики ИК-Фурье-спектрометра Cary 630

Спектральный диапазон	350 см^{-1} – 7000 см^{-1}
Спектральное разрешение	<2 см^{-1}
Ширина щели	1,5 нм
Интерферометр	25-миллиметровый самоустраивающийся интерферометр Майкельсона, 45°

1.1.4 Спектральные приборы на основе интерферометра Физо

Интерферометр Физо можно использовать в качестве спектрального прибора, как показано в работах [11-14]. В интерферометре Физо интерференционная картина формируется в проходящем свете при клинообразном расположении зеркал; спектральная ширина интерференционного максимума и коэффициент пропускания определяются выражениями, аналогичными формулам для параллельного расположения зеркал [69].

Многолучевой интерферометр [14] содержит: источник излучения; входной и выходной коллиматоры и две пластины с отражающими покрытиями, снабженные системой сканирования. Данная система сканирования отличается тем, что с целью повышения разрешающей способности и стабильности интерференционной картины, одна из пластин выполнена в виде дифракционной решетки с симметричным профилем штрихов и установлена параллельно отражающему слою другой пластины, а входной и выходной коллиматоры установлены ортогонально отражающим граням штрихов дифракционной решетки [14].

На рисунке 1.5 приведена функциональная схема многолучевого интерферометра Физо.

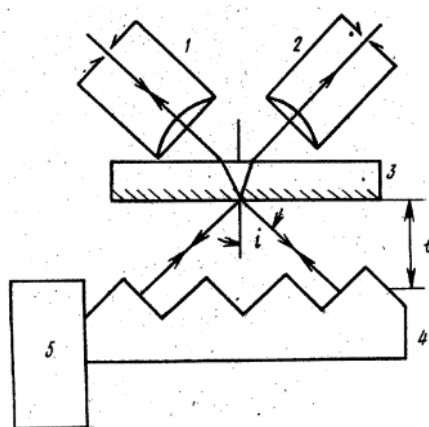


Рисунок 1.5 – Многолучевой интерферометр

Интерферометр содержит входной коллиматор 1 с источником света, выходной коллиматор 2, пластинку 3 с отражающим покрытием, дифракционную решетку 4 с симметричным профилем штрихов и систему сканирования 5.

Устройство работает следующим образом. Исследуемый световой поток, выходящий из входного коллиматора 1, падает под углом i на пластинку 3. После прохождения отражательного слоя пластинки 3 световые лучи падают по нормали на левые грани штрихов дифракционной решетки 4, от которых они отражаются обратно в сторону пластинки 3. После отражения от слоя пластинки 3 световой поток падает по нормали на правую грань штриха, отражаясь от которого частично выходит через отражающий слой пластинки 3 в сторону выходного коллиматора 2. Лучу, чтобы выйти из схемы многолучевого интерферометра в направлении к коллиматору 2, нужно пройти путь, равный $4t/\cos i$. Далее ход лучей внутри схемы повторяется снова и в стороны выходного коллиматора направляется новая часть радиации, которая интерферирует с ранее прошедшей и т.д. Дифракционная решетка 4 установлена на сканирующем устройстве 5.

В настоящее время фирмой HighFinesse/Angstrom разработаны интерферометры Физо, имеющие абсолютную точность до ± 2 МГц, разрешающую способность 500 кГц и обладающие широким диапазоном длин волн – от жесткого УФ до среднего ИК (192 нм – 11 мкм).[13]

В работе[12] представлен многолучевой интерферометр Физо. В спектрографе, содержащем осветительную оптику, интерферометр, диспергирующую систему с камерным объективом и входной щелью, регистрирующую систему со строчной разверткой, снабженную фотоприемной частью и блок индикации. Интерферометр выполнен в виде многолучевого интерферометра Физо, за ним перед входной щелью диспергирующей системы установлена цилиндрическая линза, в фокальной плоскости камерного объектива диспергирующей системы установлена диафрагма интерференционного поля и фотоприемная часть

регистрирующей системы со строчной разверткой. При этом ребро клина интерферометра Физо установлено в плоскости входной щели перпендикулярно линии щели, образуя цилиндрической линзы ориентирована параллельно щели, а ее фокальная плоскость совмещена с плоскостью щели, промежуток диафрагмы интерференционного поля равен $\lambda/2\alpha$, где λ – длина волны излучения; α – угол клина интерферометра.

В качестве многолучевого интерферометра Физо может быть также применен мультиплекс-интерферометр Физо с параллельными ребрами.

На рисунке 1.6 изображена схема предлагаемого устройства.

Устройство состоит из последовательно расположенных: источника излучения 1, осветительной системы 2, многолучевого интерферометра Физо 3, цилиндрической линзы 4, диспергирующего прибора 5, диафрагмы 6 интерференционного поля, передающей телевизионной трубки 7, видеоманитофона 8, блока 9 индикации.

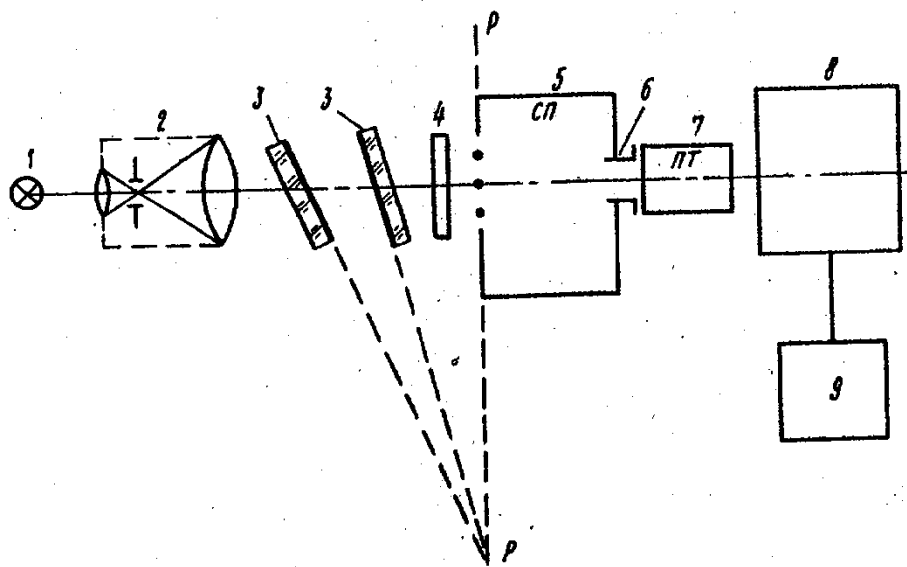


Рисунок 1.6 – Схема спектрографа

Излучение источника 1 коллимируется осветительной системой 2. Многолучевой интерферометр Физо 3 наклонён так, что ребро клина находится в плоскости входной щели диспергирующей системы 5,

интерферометр формирует в плоскости входной щели интерференционные полосы равной толщины (показаны в виде точек). Цилиндрическая линза 4 собирает поток на входную щель, её фокальная плоскость совмещена с плоскостью щели. В фокальной плоскости камерного объектива диспергирующего устройства формируется интерференционная картина и установлена диафрагма интерференционного поля с промежутком, выделяющим один порядок интерференционной картины; величина промежутка равна $\frac{\lambda}{2\alpha}$, где α – угол клина интерферометра. Диафрагма интерференционного поля по ширине равна периоду интерференционной картины и исключает переналожение порядков интерференционной картины, то есть, порядков спектра. При непрерывном спектре источника излучения образуются полосы, яркость которых в каждой точке соответствует интенсивности на определённой длине волны.

1.1.5 Интерференционно-поляризационные светофильтры

Интерференционно-поляризационные светофильтры (ИПФ) позволяют получать узкие полосы пропускания, на определённой длине волны. Оптическая часть представляет собой набор пластинок, которые изготовлены из двулучепреломляющих кристаллических материалов. Интерференционно-поляризационные светофильтры являются многолучевыми и отличаются повышенным разрешением.

Существует два типа ИПФ: фильтры Лио и фильтры Шольца[15].

Фильтр Лио (рисунок 1.7) представляет собой набор поляризационных ступеней, состоящих из помещенных между поляризаторами кристаллических двупреломляющих пластинок, каждая последующая из которых вдвое толще предыдущей[16]. Оптические кристаллографические оси пластинок составляют угол 45° с осями поляризаторов. Спектр пропущенного фильтром света состоит из последовательности максимумов (канавчатый спектр), ширина которых определяется толщиной самой толстой

пластинки, а расстояние между ними – толщиной самой тонкой. Ступени ИПФ можно делать регулируемыми и широкоугольными – с увеличенным угловым полем, можно объединять две ступени в одну, уменьшая тем самым число поляризаторов и поднимая пропускание.

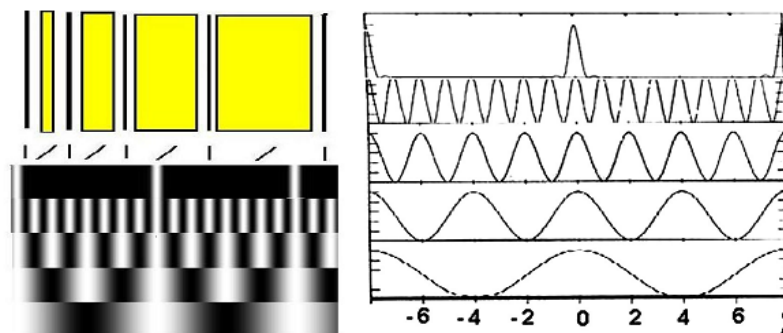


Рисунок 1.7 – Схема, канавчатый спектр и профиль протекания четырех элементов и всего фильтра Лио.

В работе [17] был предложен новый тип фильтра, содержащего только входной и выходной поляризаторы. Есть две разновидности фильтров Шольца: веерного и свернутого типов. Веерный фильтр с параллельными поляризаторами содержит N одинаковых кристаллических пластинок с увеличивающимися азимутами оптических осей, а в фильтре свернутого типа со скрещенными поляризаторами знаки азимутов чередуются. В предложенной Шольцем классической конфигурации разность азимутов соседних пластинок в обоих случаях постоянна.

На рисунке 1.8 представлена схема и профиль протекания веерного и свернутого фильтров Шольца.

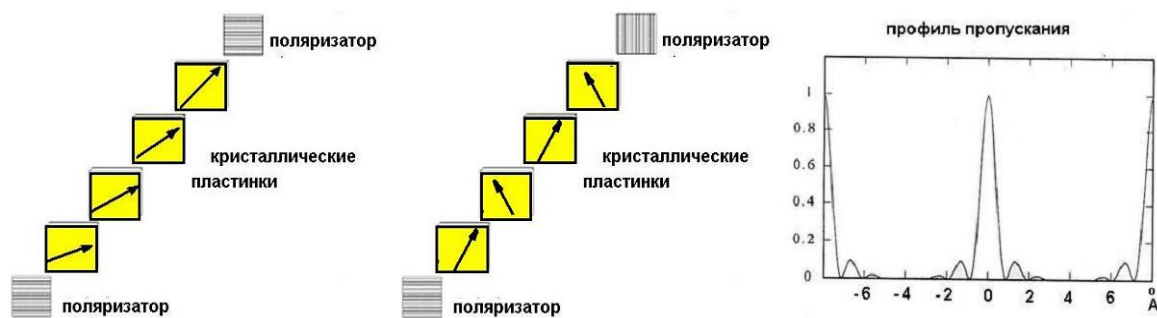


Рисунок 1.8 – Схема и профиль протекания веерного и свернутого фильтров Шольца.

В отличие от двухлучевой интерференции фильтров Лео, в фильтрах Шольца формирование полосы пропускания происходит за счет многолучевой интерференции (в каждой последующей двупреломляющей пластинке число входящих лучей удваивается). Полоса пропускания фильтра очень чувствительна к фазовому сдвигу каждой пластинки, который зависит от ее толщины и ориентации оптической кристаллографической оси. Это обуславливает необходимость соблюдения гораздо более строгих, чем в фильтрах Лео, допусков на изготовление и ориентацию пластинок. Кроме того, схема Шольца с постоянной разностью азимутов осей пластинок дает величину паразитных максимумов в несколько раз выше, чем в фильтре Лео с таким же суммарным двупреломлением. В результате фильтры Шольца, несмотря на очевидное преимущество, связанное с высоким пропусканием в главном максимуме, до сих пор не находили широкого практического применения из-за недостаточного контраста и малого углового поля. Однако чувствительность полосы фильтров Шольца к фазовому сдвигу нужно рассматривать не только как недостаток схемы и источник технологических трудностей, но и под другим углом зрения – как источник новых возможностей для получения полосы пропускания с необходимыми параметрами.

1.1.6 Принципы оптических резонаторов

Оптические резонаторы обычно являются элементами излучателей лазерных устройств, их действие основано на принципах многолучевой интерференции; резонаторы используются также как узкополосные оптические фильтры[18].

Оптический резонатор – совокупность нескольких отражающих элементов.

В оптическом резонаторе отражающие элементы не образуют замкнутой полости, следовательно, большая часть его собственных колебаний сильно затухает. Самым простым оптическим резонатором является интерферометр Фабри–Перо. Он состоит из двух плоских параллельных зеркал. Если между зеркалами, расположенными на расстоянии d друг от друга, перпендикулярно к ним распространяется плоская волна, то в результате отражения волны от зеркал в пространстве между ними образуются стоячие волны. Условие их образования $d=q\lambda/2$ где q – число полуволн, укладывающихся между зеркалами, называется продольным индексом колебания (обычно $q \sim 10^4 - 10^6$)[19]. Но из-за дифракции на краях зеркал поле колебаний зависит от поперечных координат, а колебания характеризуются также поперечными индексами m и n , которые определяют число обращений поля в 0 при изменении поперечных координат. Чем больше m и n , тем выше становится затухание колебаний, обусловленное излучением в пространство, вследствие дифракции света на краях зеркал. Моды с $m=n=0$ называются продольными, а остальные – поперечными[20].

В связи с тем, что коэффициент затухания колебаний растёт с увеличением m и n быстрее, чем частотный интервал между соседними колебаниями, резонансные кривые, отвечающие большим m и n , перекрываются и соответствующие колебания не проявляются.

В настоящее время опубликованы сотни работ по теории лазерных резонаторов, имеется несколько способов теоретического описания резонаторов. К исследуемым нами резонаторам наиболее близки кольцевые резонаторы неустойчивого типа.

Методом интегральных уравнений найдены аналитические выражения для распределения поля в оптических резонаторах[20]. Пространственное распределение электромагнитного поля световой волны в оптическом резонаторе, не изменяющееся с течением времени, называют модой или типом колебаний резонатора.

В случае неустойчивого резонатора точная картина распределения поля для колебаний TEM_{00} и TEM_{01} для резонаторов с круглыми зеркалами показана на рисунках 1.9 и 1.10.

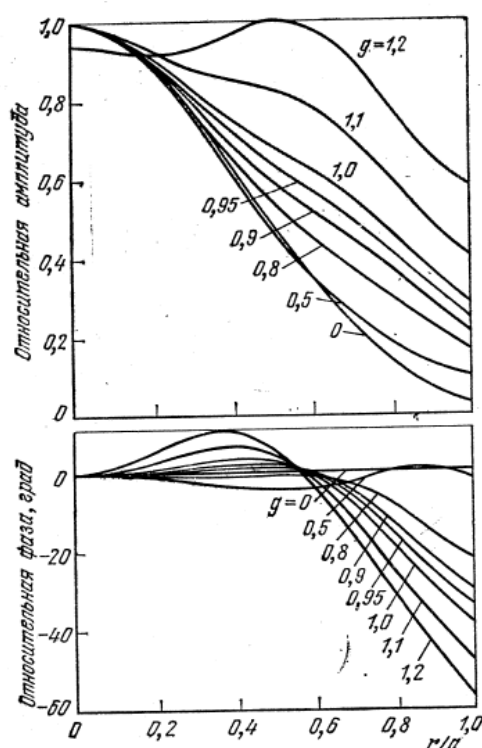


Рисунок 1.9 – Относительное распределение поля для колебаний TEM_{00} в резонаторе с круглыми зеркалами (число Френеля $N=1$)[20]

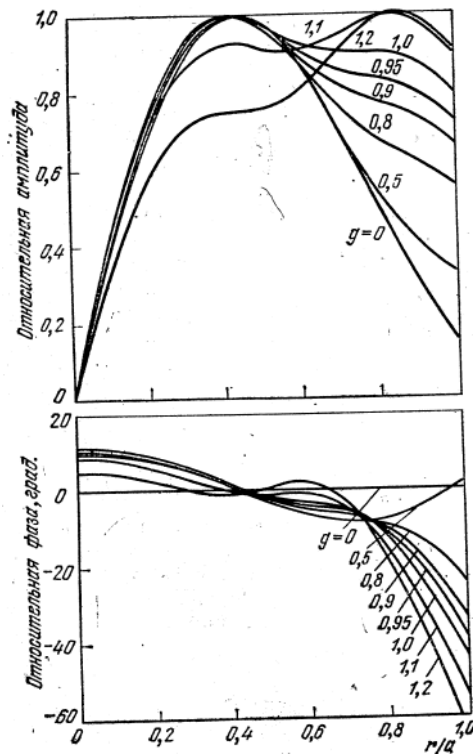


Рисунок 1.10 – Относительное распределение поля для колебаний TEM_{01} в резонаторе с круглыми зеркалами (число Френеля $N=1$)[20].

На графиках рисунков относительная амплитуда и относительная фаза колебаний приведены для различных расстояний r от центра зеркала радиусом a . Неустойчивым резонаторам с плоскими зеркалами соответствуют кривые $g=1$. Для колебаний TEM_{00} имеется единственная поперечная мода, видно осесимметричное распределение с максимумом поля в центре зеркала. В случае моды с индексом 1 (TEM_{01}) радиальное распределение имеет провал в центре зеркала и максимум при $r/a \approx 0,45$ (формируется кольцо). Для случая зеркал прямоугольной формы распределение поля в случае наличия пространственных мод характеризуется одним или несколькими рядами округлых пятен – максимумов интенсивности в плоскости зеркала. Моды отличаются по резонансным частотам.

В оптических резонаторах с гауссовским распределением интенсивности по фронту световой волны, как следует из графиков, при

прохождении волны возникает фазовый сдвиг дополнительно к геометро-оптическому фазовому сдвигу, который существенно выше в краевых областях зеркал; при этом резонансная частота колебания изменяется.

Дифракционные потери в открытых резонаторах имеют сильную зависимость от числа Френеля $N = \frac{a^2}{\lambda_0 d}$, где d – расстояние между зеркалами.

В неустойчивом резонаторе, геометрия которого отличается большим значением числа Френеля $N \gg 1$, формирование собственных типов колебаний определяется, главным образом геометро-оптическими эффектами[19] основная мода имеет однородное распределение поля, амплитуда мод высшего порядка возрастает в радиальном направлении, зависимость потерь от параметра Френеля из-за малости дифракционных эффектов исчезает.

Для случая круглых зеркал в устойчивом резонаторе с малым значением числа Френеля соответствующие зависимости приведены на рисунке 1.11.

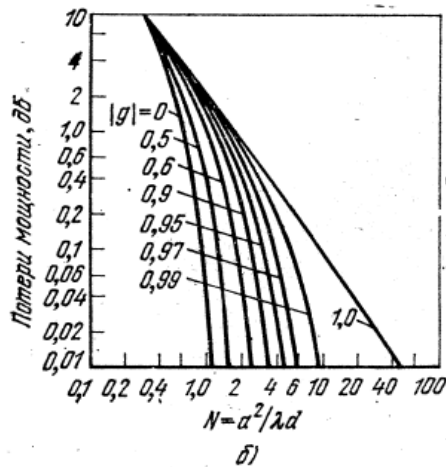
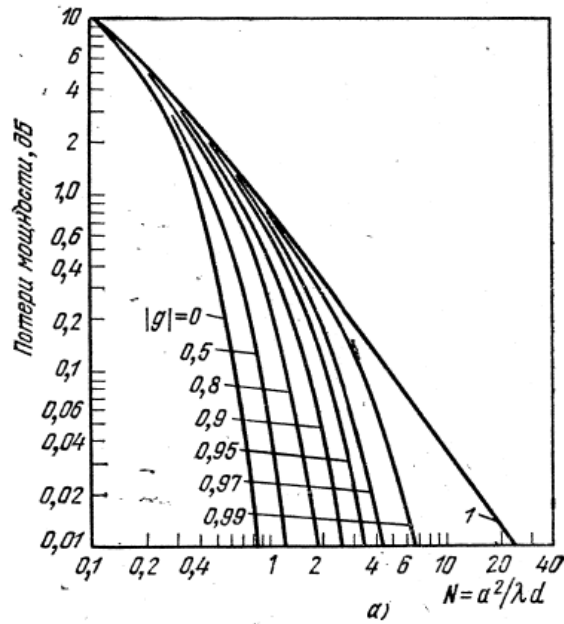


Рисунок 1.11 – Дифракционные потери за один проход в устойчивом резонаторе с круглыми зеркалами для колебаний TEM_{00} (а) и TEM_{01} (б) . [20].

Кольцевые резонаторы.

Кольцевой резонатор всегда содержит анизотропные элементы, например, диэлектрические зеркала при наклонном падении на них световых волн. Кольцевые резонаторы могут быть неустойчивыми, если в них используются не сферические зеркала, а плоские. Неустойчивые резонаторы обладают высокими потерями на излучение во внешнее пространство, потери возрастают с увеличением m и n . Следовательно, неустойчивые оптические

резонаторы обеспечивают одномодовую генерацию[21]. Достоинством неустойчивых оптических резонаторов является большая поперечная протяжённость основной моды, благодаря чему они могут быть использованы в лазерах с активными средами большого поперечного сечения.

Спектр собственных частот кольцевого оптического резонатора, образованного четырьмя одинаковыми сферическими зеркалами радиуса R , расположенными в вершинах равностороннего треугольника со стороной a , определяется соотношением и показан на рисунке 1.12[21]:

$$\nu = \frac{c}{a} \left[\frac{1}{6}(2q - n) + \frac{n + 1/2}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{2a}{R\sqrt{3}} \right) + \frac{m + 1/2}{2\pi} \arccos \left(1 - \frac{a\sqrt{3}}{2R} \right) \right],$$

где R – радиус зеркал, m и n – поперечные индексы, определяющие число обращений поля в 0 при изменении поперечных координат; c – скорость света; q – число полуволн, укладываемых между зеркалами.

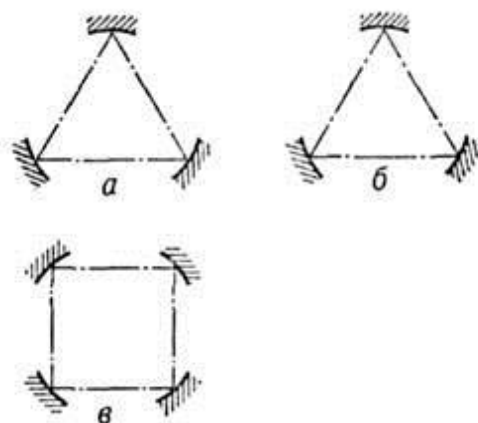


Рисунок 1.12 – Кольцевые оптические резонаторы[21].

Перетяжки мод находятся на серединах сторон квадрата; поперечные протяжённости мод в области перетяжки в плоскости осевого контура равны[21]:

$$2\sigma_n = 2\sqrt{\frac{2n+1}{2k} \sqrt{a(\sqrt{2R}-a)}},$$

$$2\sigma_m = 2\sqrt{\frac{2m+1}{2k} \sqrt{a(2\sqrt{2R}-a)}}.$$

Из формулы для резонансных частот кольцевого резонатора следует, что при использовании плоских зеркал (радиус кривизны $R=\infty$) поперечных мод в резонаторе не возникает.

1.1.7 Кварцевый монолитный оптический резонатор с зеркалами полного внутреннего отражения

В работах [22,23] представлено описание кварцевого миниатюрного (с размерами 5x5x4 мм) монолитного оптического резонатора с зеркалами полного внутреннего отражения. Лазерное излучение вводится резонатор и выводится из него при помощи призмы, расположенной рядом с одной из граней кубического тела резонатора. Оптическая связь призмы с резонатором может изменяться при изменении расстояния между призмой и гранью резонатора. Минимальное значение ширины спектральной линии резонатора менее 3 МГц, свободная спектральная область 14,6 ГГц. Имеет место разница между значениями резонансных частот волн s- и p- поляризаций, равная 3,9 ГГц. Отмечается стабильная работа резонатора, возможность его применения в линейной и нелинейной оптике. На рисунке 1.13 показана схема устройства резонатора.

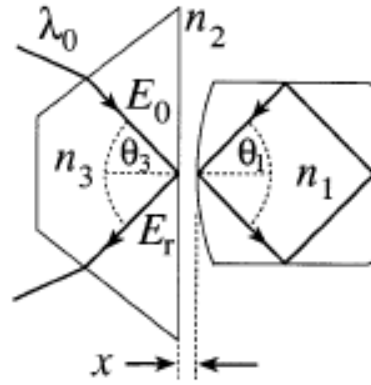


Рисунок 1.13 – Схема устройства монолитного оптического резонатора с зеркалами полного внутреннего отражения.

Одна из сторон призмы имеет форму части сферы с радиусом кривизны 13,5 мкм, три остальные грани плоские, все грани имеют оптическую полировку, падающее по стрелке на катетную грань лазерное излучение частично отражается от гипотенузной стороны и выходит из призмы, частично туннелирует в резонатор и может в нём накапливаться, совершая многократное движение по замкнутой траектории. Шероховатость оптически полированной поверхности полного внутреннего отражения, требующаяся для получения высокого значения коэффициента отражения, можно оценить по формуле:

$$R = 1 - \left(\frac{4\pi\sigma \cos\theta}{\lambda_0} \right)^2,$$

где θ – угол падения, σ – величина шероховатости, λ_0 – длина волны света. При значении $\sigma = 0,1 \text{ нм}$ получим $R \simeq 1 - 10^{-6}$.

Угол θ_1 падения световой волны на грань резонатора больше критического значения угла полного внутреннего отражения, и волна отражается без потерь. Показатель преломления призмы несколько больше показателя резонатора. Спектральные характеристики резонатора, по мнению

авторов публикации, определяются аналогично характеристикам интерферометров Фабри-Перо. Измерение промежутка между призмой и резонатором производилось с подсветкой зазора видимым светом по кольцам Ньютона. Величину промежутка можно было регулировать с помощью пьезоэлемента: резонатор закреплялся на 3-х координатном столике с пьезоуправлением и мог перемещаться относительно призмы; испытания резонатора проводились на длине волны 1,06 мкм. Достигалась 87%-ная связь призмы с резонатором, в резонаторе возбуждалась TEM_{00} -мода колебаний. Наличие поля излучения в резонаторе подтверждалось рассеянием света наружу резонатора на загрязнениях его поверхности.

В работе предлагается также использовать резонансный монолитный блок в качестве резонатора твердотельного лазера с накачкой другим лазером.

На рисунке 1.14 показана оптическая схема измерения параметров монолитного резонатора.

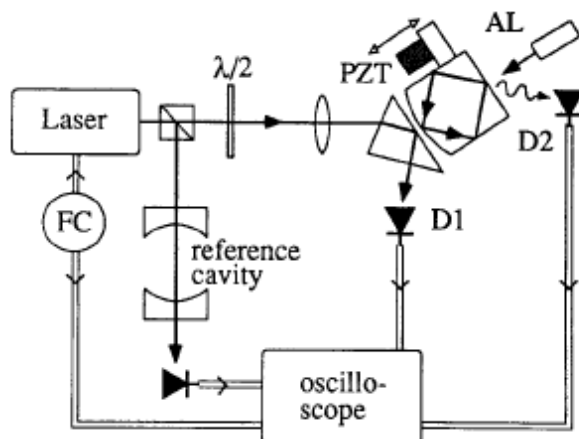


Рисунок 1.14 – Оптическая схема измерения резкости мод резонатора и коэффициента связи в зависимости от величины промежутка между призмой и резонатором[22,23]. Здесь FC – блок частотной модуляции излучения лазера, AL – юстировочный лазер

1.1.8 Сравнение параметров интерференционных устройств

Сравнительные данные рассмотренных интерференционных устройств приведены в таблице 1.2.

Таблица 1.2 – Параметры интерференционных устройств монохроматизации излучения в сравнении с резонатором с зеркалами полного отражения

Тип устройства	Параметры устройства			
	Полоса пропускания, A°	Пропускание, %	Линейная апертура, мм	Угловая апертура, градусов
многослойные интерферометры	от десятков до одного	30 -70	более 50	до 35-40
Интерферометр Фабри-Перо	до 0,02-0,03	до 60	до 100	до 10-12
Интерференционно-поляризационный	до 0,08	5-15	35-40	до 2
Интерферометр Физо	до 0,09	до 60		
Модуляционные спектрометры (интерферометр Фурье)	0,1	1,35	30	1,75
Монолитный резонатор с зеркалами полного внутреннего отражения.	$1 \cdot 10^{-4}$	-	5	-

Сравнение показывает, что наименьшую ширину полосы пропускания на 2, 3 порядка меньшую, чем у остальных имеет монолитный резонатор с зеркалами полного внутреннего отражения.

1.1.9 Полное внутреннее отражение

Полное внутреннее отражение это – отражение электромагнитного излучения (в частности, света) при его падении на границу двух прозрачных сред с показателями преломления n_1 и n_2 из среды с большим показателем преломления $n_1 > n_2$ под углом $\geq \varphi_{\text{кр}}$ для которого $\sin \varphi_{\text{кр}} = n_2/n_1 = n_{21}$. Наименьший угол падения $\varphi_{\text{кр}}$, при котором происходит полное внутреннее отражение, называется предельным (критическим) или углом полного отражения. Поток излучения, падающий при углах $\varphi \geq \varphi_{\text{кр}}$, испытывает полное отражение от границ раздела, целиком возвращается в среду с n_1 , то есть, коэффициент отражения $R=1$. В оптически менее плотной среде n_2 в области вблизи границы существует конечное значение электромагнитного поля, однако поток энергии через границу отсутствует, т. к. перпендикулярная поверхности компонента Пойтинга вектора, по времени, равна нулю. Это означает, что энергия проходит через границу дважды (входит и выходит обратно) и распространяется лишь вдоль поверхности среды в плоскости падения. Глубина проникновения излучения в среду n_2 определяется как расстояние, на котором амплитуда электромагнитного поля в оптически менее плотной среде убывает в e раз. Эта глубина зависит от относительного показателя преломления n_{21} длины волны λ и угла φ . Вблизи $\varphi_{\text{кр}}$ глубина проникновения наибольшая, с ростом угла вплоть до 90° плавно спадает до постоянного значения.

Поле электромагнитного излучения в среде n_2 существенно отличается от поля проходящей поперечной волны, т. к. в среде n_2 компонента амплитуды электрического вектора в направлении распространения волны не равна нулю. Все три компоненты x , y , z амплитуды волны имеют конечные

значения при всех углах и в области $\varphi_{кр}$ могут значительно превышать $\varphi > \varphi_{кр}$ по величине начального значение амплитуды падающей волны.

На рисунке 1.15 представлена схема распространения латеральной волны при полном внутреннем отражении вблизи критического угла пучка света с конечным поперечным сечением: 1 – падающий пучок; 2 – геометрически отражённый пучок; 3 – латеральная волна; Д – диафрагма.

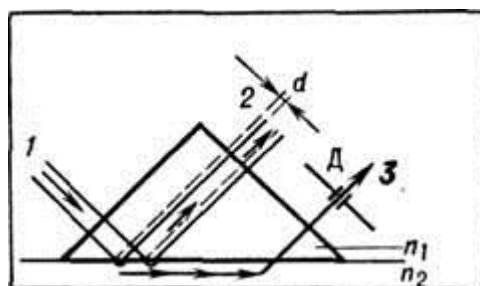


Рисунок 1.15 – Схема распространения латеральной волны при полном внутреннем отражении[24]

При полном внутреннем отражении наблюдается иная картина по сравнению с металлическим отражением. Вследствие высокой проводимости и из-за граничных условий амплитуда электрического поля световой волны вблизи поверхности при отражении от металла почти равна нулю. При условиях полного внутреннего отражения для более плотной среды сохраняется синусоидальное распределение амплитуды электрического поля. При выборе угла падения возможно вблизи границы раздела добиться большого значения амплитуды электрического поля и даже совместить максимум электрического поля с отражающей поверхностью. На рисунке 1.16 показана амплитуда электрического поля световой волны вблизи поверхности внутреннего отражения. Характеристики электрического поля световой волны можно вычислить [24]:

$$E_{y0} = \frac{2 \cos \theta}{(1 - n_{21}^2)^{1/2}},$$

$$E_{x0} = 2 \frac{(\sin^2 \theta - n_{21}^2)^{1/2} \cos \theta}{(1 - n_{21}^2)^{1/2} [(1 + n_{21}^2)^{1/2} \sin^2 \theta - n_{21}^2]^{1/2}},$$

$$E_{z0} = \frac{2 \sin \theta \cos \theta}{(1 - n_{21}^2)^{1/2} [(1 + n_{21}^2)^{1/2} \sin^2 \theta - n_{21}^2]^{1/2}},$$

где $n_{21} = n_2/n_1$ – относительный показатель преломления.

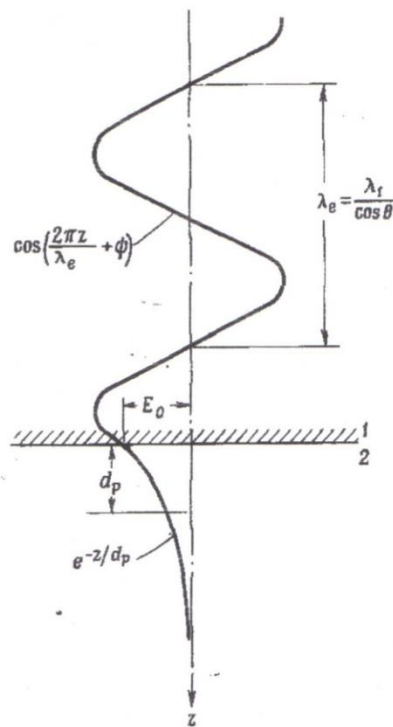


Рисунок 1.16 – Стоячая волна вблизи поверхности полного внутреннего отражения.

При полном внутреннем отражении за отражающей поверхностью существует электромагнитное возмущение, такой же вывод следует из уравнений Максвелла. Это возмущение имеет частоту падающей волны. Электрическое поле затухает экспоненциально по мере удаления от поверхности[3]:

$$E = E_0 e^{-z/d_p}.$$

Глубина проникновения определяется как расстояние от границы раздела, на котором амплитуда электрического поля уменьшается в e раз[3]:

$$d_p = \frac{\lambda_1}{2\pi(\sin^2 \theta - n_{21}^2)^{1/2}},$$

где $\lambda_1 = \lambda / n_1$ – длина волны в оптически плотной среде.

Эффективную толщину пленки, нанесенную на отражающую поверхность в случае массивных материалов и тонких пленок можно вычислить[24]:

$$d_e = \frac{n_{21} E_0^2 d_p}{2 \cos \theta}.$$

Здесь $E = E_0 e^{-z/d_p}$ – амплитуда электрического поля в оптически менее плотной среде в предположении, что амплитуда падающей волны в более плотной среде равна единице.

При толщине пленки намного меньше глубины проникновения $d \ll d_p$, т.е., когда величину электрического поля можно считать постоянной в пределах толщины пленки, эффективная толщина в этом случае равна[22]:

$$d_e = \frac{n_{21} E_0^2 d_p}{2 \cos \theta}.$$

Амплитуды электрического поля для тонкой пленки можно рассчитать с помощью выражений[24]:

$$E_{\perp} = 2 \cos \theta / (1 - n_{21}^2)^{1/2}$$

и

$$E_{\parallel} = \frac{2 \cos \theta \left[(1 + n_{22}^4) \sin^2 \theta - n_{31}^2 \right]^{1/2}}{(1 - n_{31}^2)^{1/2} \left[(1 + n_{31}^2) \sin^2 \theta - n_{31}^2 \right]^{1/2}} .$$

В данном случае участвуют три среды, причем напряженность поля в большей степени зависит от оптических сред 1 и 3, чем от сред 1 и 2. В результате подстановки представленных выше выражений амплитуд электрического поля в уравнение можно получить эффективные толщины для перпендикулярной и параллельной поляризации [24]:

$$d_{e\perp} = \frac{4n_{21}d \cos \theta}{(1 - n_{31}^2)}$$

и

$$d_{e\parallel} = \frac{4n_{21}d \cos \theta \left[(1 + n_{32}^4) \sin^2 \theta - n_{31}^2 \right]}{(1 - n_{31}^2) \left[(1 + n_{31}^4) \sin^2 \theta - n_{31}^2 \right]} .$$

1.1.10 Интерференционный фильтр с нарушенным полным внутренним отражением

Явление полного внутреннего отражения возникает на границе со средой, обладающей меньшим показателем преломления, световая волна проникает в последнюю.

Рассмотрим случай, когда среда с малым показателем преломления образует тонкую прослойку между двумя средами с большим показателем. В результате свет падает на границу раздела под углом, превышающем угол полного внутреннего отражения, и частично проникает сквозь эту прослойку тем в большей степени, чем меньше ее толщина [25].

Светофильтры на основе полного отражения имеют большой практический интерес, так как с их помощью можно получать достаточно узкие полосы пропускания.

На рисунке 1.17 показан интерференционный фильтр, где используется эффект полного внутреннего отражения. На основании прямоугольной призмы, изготовленной из вещества с большим показателем преломления n_0 наносится тонкий слой прозрачного диэлектрика с меньшим показателем преломления ($n_1 < n_0$). Далее помещается слой вещества с показателем преломления n_2 , близким к показателю преломления материала, из которого изготовлена призма. Второй слой вещества с показателем преломления n_1 , закрывается второй призмой, укрепленной с помощью цемента с показателем преломления, также равным n_0 . Угол полного внутреннего отражения равнялся $53,2^\circ$. [25]

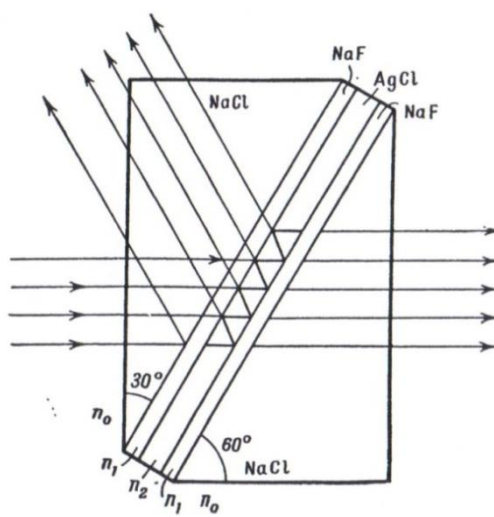


Рисунок 1.17 – Интерференционный фильтр с использованием нарушенного полного внутреннего отражения

На рисунке 1.18 представлено положение полос пропускания от s- и p-компонент.

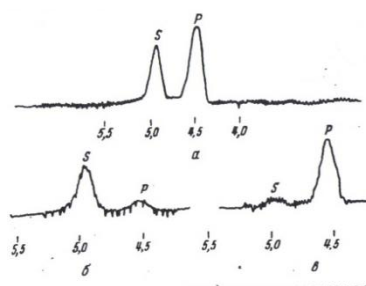


Рисунок 1.18 – Расщепление полосы пропускания на s- и p-компоненты для фильтра, а – без анализатора (двухслойная пленка AgCl), б и в – с анализатором в двух взаимно-перпендикулярных положениях. Шкала длин волн в микронах[25].

Особый тип узкополосных светофильтров – это светофильтры, в которых используется нарушенное полное внутреннее отражение. Зеркалами в этих фильтрах являются тонкие диэлектрические слои, в которых выполнено полное внутреннее отражение, т.е. $n < n_0 \sin \theta_0$.

В отличие от светофильтров других типов, угол падения должен быть обязательно отличен от нуля. Для этого ограничивающие среды в таком фильтре выполняются в виде двух стеклянных призм, между которыми находится тонкая пленка, например пленка может состоять из трех слоев – это самый простой случай. Крайние из этих слоев и являются зеркалами, на которых происходит нарушенное полное отражение. Так как все слои в свето фильтре с нарушенным полным отражением диэлектрические, то теоретически коэффициент пропускания фильтра в максимуме должен быть равен единице. Однако на практике выяснилось, что при увеличении величины полно отражающего зазора ширина полосы пропускания перестаёт уменьшаться, а коэффициент пропускания резко падает, приближаясь к нулю [28].

Теоретический анализ светофильтров с нарушенным полным внутренним отражением известен в рамках двух отличающихся моделей, представленных в работах [28] и [29 -33].

Формулы по модели[28] представлены ниже. В этой модели толщина полноотражающих слоёв предполагается не более- половины или полной длины волны излучения.

Формула коэффициента пропускания двухзеркального интерферометра Фабри-Перо с полноотражающими зеркалами имеет вид[28]:

$$\frac{1}{D} = 1 + \frac{4R_1}{D_1^2} \sin^2(\alpha - \mu_1 + \nu_1), \quad (1.2)$$

где R_1 , D_1 —коэффициенты отражения и пропускания зеркала (свет падает на зеркало изнутри, то есть из промежуточного слоя; D — коэффициенты пропускания фильтра, причем $D=1-R$; α — набег фазы при прохождении лучом средней пластины; ν_1 — изменение фазы волны на границе между пластиной и зазором; $\mu_1 = \frac{\pi}{2}$

Здесь индекс 1 относится к параметрам одиночного зеркала, то есть, к одному полноотражающему слою (когда свет падает на него изнутри, т. е. из промежуточного слоя). Следовательно, полоса пропускания будет тем уже, чем больше коэффициент отражения R_1 и чем меньше коэффициент пропускания $D_1=1-R_1$. Становится очевидным, что чем толще полноотражающие слои, тем уже полоса пропускания[28].

$$a_1 = \frac{sh\gamma}{\sin \zeta} e^{i\mu_1}, \quad \mu_1 = \frac{\pi}{2}, \quad (1.3)$$

μ_1 -фаза величины a_1 ,

и

$$b_1 = \frac{ch\gamma}{\cos \nu_1} e^{i\nu_1}, \quad (1.4)$$

где

$$\tan v_1 = th \gamma ctg \zeta, \quad -\frac{\pi}{2} < v_1 < \frac{\pi}{2}. \quad (1.5)$$

Следовательно, имеем:

$$\frac{R}{D} = \frac{sh^2 2\gamma \cdot \cos^2(\alpha + v_1)}{\sin^2 \zeta \cdot \cos^2 v_1}. \quad (1.6)$$

Обозначим коэффициент отражения на границе двух сред через

$$r = e^{i\rho} \quad (1.7)$$

где ζ зависит от поляризации:

$$\begin{cases} \tan \frac{\zeta_{\parallel}}{2} = \frac{sh 2\beta}{\sin 2\theta_0}, \\ \tan \frac{\zeta_{\perp}}{2} = th \beta \tan \theta_0 \end{cases} \quad (1.8)$$

и

$$ch \beta = \frac{n_0 \sin \theta_0}{n} \quad (1.9)$$

Здесь индекс 0 относится к первой среде.

Ширину полосы пропускания можно рассчитать по формуле:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx \left| \frac{\sin \zeta \cos v}{\alpha sh 2\gamma} \right|. \quad (1.10)$$

Одним из существенных недостатков устройств с наклонным падением излучения на отражающие поверхности является наличие у фильтра в

спектре вместо одной полосы пропускания двух полос, каждая из которых имеет лишь половинную интенсивность. В одной из них свет поляризован параллельно, в другой перпендикулярно.

1.1.11 Резонансные явления в плоскостойких средах

Вторая модель представлена в работах Иогансена. Иогансен[29 -33] показал, что основная причина ухудшения работы полноотражающих интерференционных устройств заключается в своеобразном краевом эффекте, резко ограничивающем пропускание при увеличении толщины полноотражающего слоя.

Ниже приведены основные соотношения этой модели, справедливой при прохождении электромагнитных волн через системы плоскостойких сред. Особое место занимают плоскостойкие системы, включающие тонкие диэлектрические полноотражающие прослойки. Эти прослойки, обладая весьма малым поглощением и большим коэффициентом отражения, являются идеальными барьерами в стойких резонансных системах.

Когда волны распространяются в неоднородных плоскостойких средах возможно возникновение резонансных явлений, это происходит если на пути волны встречаются две или более малопрозрачные непоглощающие прослойки, которые выполняют роль барьеров, в области между которыми могут образовываться стойкие волны. При возникновении резонанса амплитуда стойчей волны между барьерами увеличивается в разы по сравнению с амплитудой падающей волны. При этом может резко увеличиваться прозрачность барьеров для падающей волны.

При наклонном падении волн на плоскостойкую систему возникает резонансный дифракционный процесс, который может распространяться вдоль стойкой системы на много порядков длин волн от ее границы и в связи с этим возникает характерная длина резонансной дифракции l_0 . Она может быть на много порядков больше, чем длина волны. Только если размеры системы велики по сравнению с характерной длиной резонансной

дифракции l_0 , а не с длиной волны, возможно использование асимптотической теории бесконечной системы.

Самая простая резонансная система состоит из одного барьера, расположенного перед непроницаемой стенкой (резонансным конденсатором). На рисунке 1.19 показан в разрезе полубесконечный резонансный конденсатор с полноотражающей прослойкой, ограниченный областью $x > 0$.

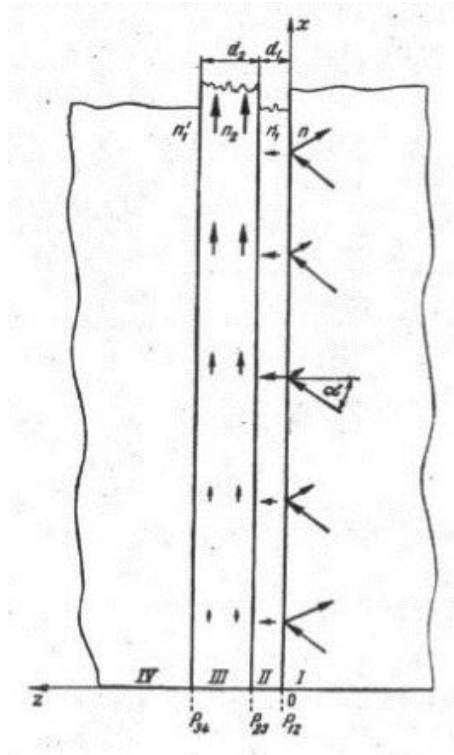


Рисунок 1.19 – Разрез резонансной системы, состоящей из одного барьера, расположенного перед непроницаемой стенкой[29]

Здесь граничная среда I и прослойка-резонатор III обладают большими показателями преломления соответственно n и n_2 , полноотражающая прослойка II и граничная среда IV обладают малыми показателями преломления соответственно n_1 и n_{10} . Из среды I волны попадают на границу раздела под такими большими углами падения α , что в плоскостях P_{12} и P_{34} происходит полное внутреннее отражение, т.е. $\sin \alpha \geq n_1/n$ и $\sin \alpha \geq n_1/n$.

Проникновение волн сквозь полноотражающую прослойку II обусловлено малой ее толщиной d_1 . В результате проникновение энергии

внутри резонатора III имеет резонансный характер и при других фиксированных условиях зависит от толщины d_2 резонатора. Амплитуда волны внутри резонатора III в случае неограниченной системы резко увеличивается. При наличии границы это резонансное накопление волн будет происходить плавно на некотором участке, который примыкает к границе, т.е. образуется особая область резонансной дифракции со своей характерной длиной.

Характерная длина резонансной дифракции l_0 , может быть выражена в следующем виде:[29]

$$l_0 = \left[\frac{|A_{p23}(\infty)|^2}{|A_1|^2} \right] \left(d_2 + \frac{1}{q_z} + \frac{1}{q_z'} \right) \operatorname{tg} \alpha ,$$

где A_{p23} – амплитуда внутри резонатора, A_1 – амплитуда отраженной волны, d_2 – толщина резонатора, q_z – величина мнимого волнового числа внутри резонатора, $\operatorname{tg} \alpha$ – тангенс угла падения на резонатор.

Характерная длина резонансной дифракции равна эффективной толщине резонатора, умноженной на коэффициент увеличения квадрата амплитуды волны внутри резонатора и на тангенс угла падения. Эффективная толщина резонатора равна его геометрической толщине плюс эффективной глубине проникновения волн в примыкающие нему полноотражающие среды, выполняющие роль барьеров[29].

Представленные системы обладают принципиальным недостатком: для увеличения разрешающей способности и добротности необходимо резко увеличить геометрические размеры системы, что сразу становится практически невыполнимым требованием.[29]

Структура фильтра такова, что в него входит резонансная система. На рисунке 1.20б представлен фильтр, который состоит из двух симметричных потенциальных барьеров.

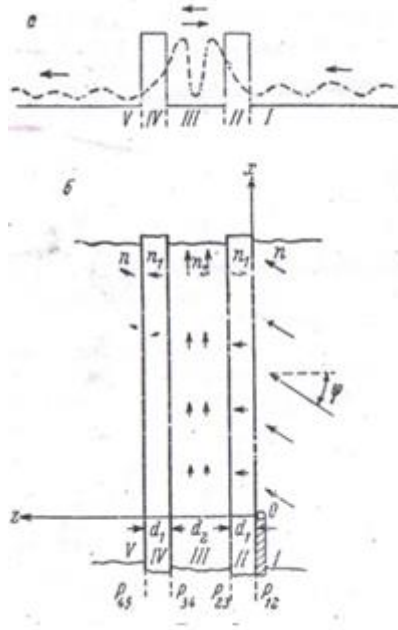


Рисунок 1.20 – Фильтр полного внутреннего отражения[30].

При резонансе амплитуда волновой функции увеличивается в $\exp(qd_1)$ раз (d_1 – толщина барьера, q – величина мнимого волнового числа внутри барьера). Это возрастание амплитуды волны показано на рисунке 1.20а. В фильтре полного внутреннего отражения, который изображен на рисунке 1.20б, роль барьеров выполняют полноотражающие прослойки II и IV с малым показателем преломления n_1 . Показатели преломления граничных сред I и V n и средней пластинки III n_2 больше в сравнении с n_1 .

В данном случае ограниченность пучков играет главную роль. Как ранее отмечалось, для обеспечения прозрачности фильтра амплитуда волны внутри резонатора III должна увеличиваться в $\exp(q_z d_1)$ раз в сравнении с амплитудой падающей волны (q_z – величина мнимой части волнового вектора в полноотражающей прослойке). При этом вдоль резонатора III в сторону возрастания x должен распространяться поток накопленной в нем энергии, который пропорционален $\sin \varphi d_2 \exp(2q_z d_1)$ (здесь φ – угол падения волн, d_2 – толщина резонатора III). Если плоскость P_{12} в области $x < 0$ непрозрачна, то в области $x > 0$ внутри резонатора III никаких волн не возникает. Аналогично в области $x > 0$ вблизи границы $x = 0$ амплитуды волн

внутри резонатора не увеличиваются, в результате чего в этой области фильтр практически непрозрачен. По мере смещения в сторону возрастания x амплитуда волны внутри резонатора будет медленно возрастать за счет проникновения энергии через полноотражающую прослойку II. Даже если бы вся энергия, падающая из среды I на плоскость раздела P_{12} проникла сквозь прослойку II и поступала внутрь резонатора, то и при этом идеализированном условии необходимое для обеспечения прозрачности возрастания амплитуды произойдет лишь при $x \geq l_0$, где

$$l_0 \sim tg\varphi d_2 \exp(2q_z d_1). [27]$$

1.1.12 Ограниченный конденсатор

Особое место занимают плоско-слоистые системы, включающие тонкие диэлектрические полноотражающие прослойки. Эти прослойки, обладая весьма малым поглощением и произвольно большим коэффициентом отражения, являются идеальными барьерами в слоистых резонансных системах. Используя такие прослойки можно создавать всевозможные резонансные системы и конденсаторов энергии. Рассмотрим далее ограниченный конденсатор, показанный в разрезе на рисунке 1.21. Линейные размеры конденсатора определяются величиной L основания призмы полного внутреннего отражения. В качестве полноотражающие сред II и IV может служить просто воздух[30].

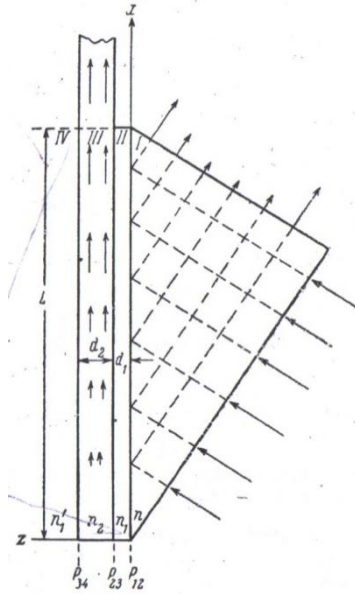


Рисунок 1.21– Разрез ограниченного резонансного конденсатора полного внутреннего отражения[30]

Рассмотрим амплитуды волн внутри резонатора III на выходе из конденсатора (вблизи точки $x = L$). Волны с такими же амплитудами будут распространяться и дальше в области $x > L$ внутри резонатора III, так как благодаря полному внутреннему отражению волны не смогут выйти из него наружу. Можно рассчитать амплитуду волны внутри резонатора[31]:

$$A_{P_{23}}(\epsilon_0, L) = \frac{\sqrt{(q_z^2 + k_z^2)(q_z'^2 + k_z'^2)}}{2q_z k_z'} \cdot \exp(q_z d_1) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{L}{l_0}\right] \right\} |A_1|$$

где k_z – составляющая волнового вектора, $L_{(\epsilon)}$ – характерная длина, L – линейные размеры конденсатора.

Отношение величин амплитуд волн на выходе из резонатора при точном резонансе к амплитуде падающей волны $|A_1|$ назовем качеством конденсатора и обозначим Q , т.е. [31]:

$$Q = \frac{|A_{p_{23}}(\varepsilon_0 L)|}{|A_1|}, \text{ следовательно}$$

$$Q = \frac{\sqrt{(q_z^2 + k_z^2)(q_z^2 + k_z'^2)}}{2q_z k_z'} \cdot \exp(q_z d_1) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{L}{l_0}\right] \right\}$$

и полуширина полосы, выраженная в безразмерных единицах равна[31]:

$$\varepsilon'_{1/2} = \sqrt{3} \frac{2q_z k_z'}{(q_z^2 + k_z^2)(q_z^2 + k_z'^2)} \cdot \exp(-2q_z d_1)$$

В том случае, если $L \gg l_0$, то можно пренебречь членом $\exp\left[-\frac{L}{l_0}\right]$ и пользоваться приближением бесконечного конденсатора.

В обратном случае, если $L \ll l_0$ получается[29]:

$$Q = \frac{k_z'}{k_z} \frac{2q_z k_z'}{\sqrt{(q_z^2 + k_z^2)(q_z^2 + k_z'^2)}} \cdot \exp(q_z d_1) \frac{L}{d_2 + \frac{1}{q_z} + \frac{1}{q_z'}}$$

$$\varepsilon'_{1/2} = \alpha \frac{k_x}{k_z'} \cdot \frac{d_2 + \frac{1}{q_z} + \frac{1}{q_z'}}{L},$$

где α – некоторый порядка 1 числовой коэффициент, зависящий от значений показателя преломления сред и угла падения.

1.1.13 Призменные и дифракционные устройства связи для ввода-вывода излучения из волновода

Собственную волну волновода можно представить себе в виде плоских волн, которые испытывают полное внутреннее отражение от границы пленка – окружающие среды. В связи с тем, что поле этих волн проникает за границу раздела сред, поместив вблизи поверхности пленки призму, можно вывести излучение из волновода в окружающее пространство. Аналогично, можно ввести излучения от внешнего источника в волновод через этот участок поверхности.

Теория волноводов основана на явлении полного внутреннего отражения и следовательно, принцип действия волоконно-оптических устройств аналогичен интерференционным фильтрам. Одними из наиболее распространенных устройств ввода-вывода излучения являются т.е., в которых используется характерная особенность явления полного внутреннего отражения, представляющая собой проникновение поля электромагнитной волны за геометрическую границу раздела двух сред.

При размещении призмы с показателем преломления n_4 на небольшом расстоянии от волновода, в котором распространяется мода с номером m со скоростью c/γ_m , то электромагнитная волна, в соответствии с принципом Гюйгенса, будет излучаться в призму под углом[34]:

$$\varphi_m = \arcsin(\gamma_m / n_4),$$

где c – скорость света, γ_m – коэффициент замедления собственных волн волновода.

На рисунке 1.22 показана работа призменного устройства связи.

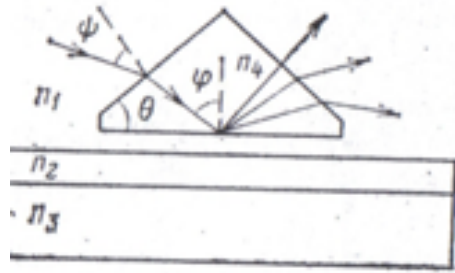


Рисунок 1.22 – Работа призмного устройства связи[34]

На основание призмы под углом φ , равному резонансному углу возбуждения одной из мод многомодового волновода падает луч света от внешнего источника. Затем излучение вводится в волновод и начинает распространяться в нем в виде данной моды, но из-за неоднородностей происходит преобразование возбужденной моды в другие (способные существовать в волноводе). Эти моды начинают излучаться в ту же самую призму под углами φ_m . Следовательно, на выходе устройства появляется не один луч, а несколько.

На практике измеряют не углы φ_m а углы ввода и вывода излучения в призму ψ_m . Их связь с показателями преломления призмы, пленки и коэффициентами замедления γ_m , с углом θ показано выражением: [34]

$$\psi_m = \arcsin \left\{ \left(\frac{n_4}{n_1} \right) \sin \left[\arcsin(\gamma_m / n_4) - \theta \right] \right\}$$

Следовательно, измерив значения углов вывода излучения из призмы ψ_m , можно найти коэффициенты замедления собственных волн волновода[34]:

$$\gamma_m = n_4 \sin \left\{ \theta + \arcsin \left[\theta \left(\frac{n_1}{n_4} \right) \sin \psi \right] \right\}$$

Измерение углов ввода-вывода излучения ψ_m дает возможным определить такие параметры волновой структуры, как толщину пленки, показатели преломления пленки и окружающих ее сред [34].

Призмные устройства связи дают возможность измерять потери в данной области волновода по угловой ширине резонанса $\Delta\varphi$. При отклонении угла света на нижнюю грань призмы на $\Delta\varphi$, эффективность возбуждения уменьшается вдвое, в этом случае $\Delta\varphi$ связана с параметрами устройства как показано ниже [34]:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2\pi n_4 \cos \varphi_m} \frac{\lambda}{l_{\varphi}},$$

где l_{φ} – эффективная длина волновода (расстояние вдоль оси пленки, на котором поле в пленке убывает в e раз за счет потерь на рассеяние, тепловых потерь, излучения в призму через зазор).

Следовательно, измерение φ_m и $\Delta\varphi$ определяет потери в заданной области волновода.

Далее рассмотрим влияние зазора на работу призмных устройств связи. На рисунке 1.23 видно, если в призме распространяется электромагнитная волна по направлению, противоположному направлению излучения волны и имеющая соответствующие ей амплитуды и фазы, то она возбуждает в пленке моду заданного номера и типа. Для того чтобы возбужденная волна не излучалась из волновода, зазор вне участка возбуждения необходимо увеличить до размера, при котором призма не будет влиять на распространение света в волноводе. Также возможно использовать для ввода участок вблизи края призмы, как показано на рис.23а, таким образом, волна останется в волноводе.

При оптимальных условиях эффективность призмных устройств связи может превышать 80 % [34].

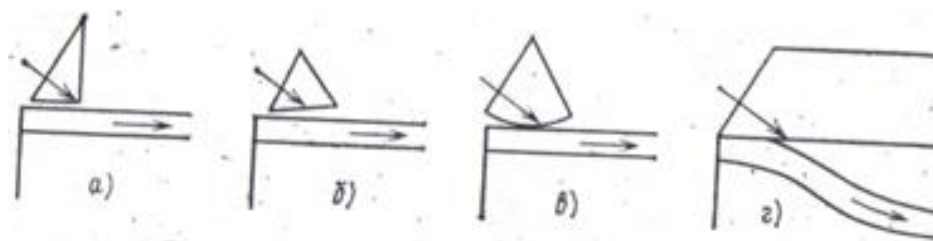


Рисунок 1.23 – Устройства для ввода света в волновод с помощью призмы [34]

Эффективность рассмотренных устройств зависит от: значений показателей преломления призмы, пленки и окружающих ее сред, геометрии призмы, размера и формы зазора, типа и номера возбуждаемой моды, амплитудно-фазового распределения возбуждающей волны [34].

При некоторых достаточно общих условиях эффективность связи можно посчитать по формуле [35]:

$$\eta = \frac{\left| \int_{z'}^{z''} v_4(z) \sqrt{s_4(z)} \cdot e^{-i\varphi(z)} dz \right|^2}{\int_{z''}^{\infty} s_4(z) dz \cdot \int_{-\infty}^{\infty} |v_4(z)|^2 dz},$$

где $v_4(z)$ – распределение возбуждающего поля на основании призмы; $\varphi(z)$ и $s_4(z)$ – распределение фазы и мощности возбуждающего поля, соответствующие оптимальным условиям для заданных профилей зазора и толщины пленки; z' и z'' – границы участков волновода, на котором осуществляется ввод излучения.

Поле волны не падает за границей раздела сред скачком до нуля, а экспоненциально спадает в оптически менее плотной среде. Его можно зарегистрировать, используя схему, показанную на рисунке 1.24. В ней электромагнитная волна падает на основание призмы 1 под углами, превышающими угол полного внутреннего отражения. При больших

расстояниях d между основаниями призм 1 и 2 она полностью отражается от границы раздела призма – воздух и поступает на вход фотоприемника Пр1. При малых d призма 2 попадает в область, в которую проникает поле падающей волны. В этом случае часть энергии волны, пропорциональная квадрату поля на расстоянии от границы полного внутреннего отражения, проходит через призму 2 (оптический туннельный эффект) и поступает на вход приемника Пр2. График зависимости прошедшей волны $P_2(d)$ представлен на рисунке 1.24. Линзы позволяют фокусировать излучение на границу раздела. Из графика видно, что уже на расстояниях $d \approx \lambda$ мощность прошедшей волны падает в 100 раз.

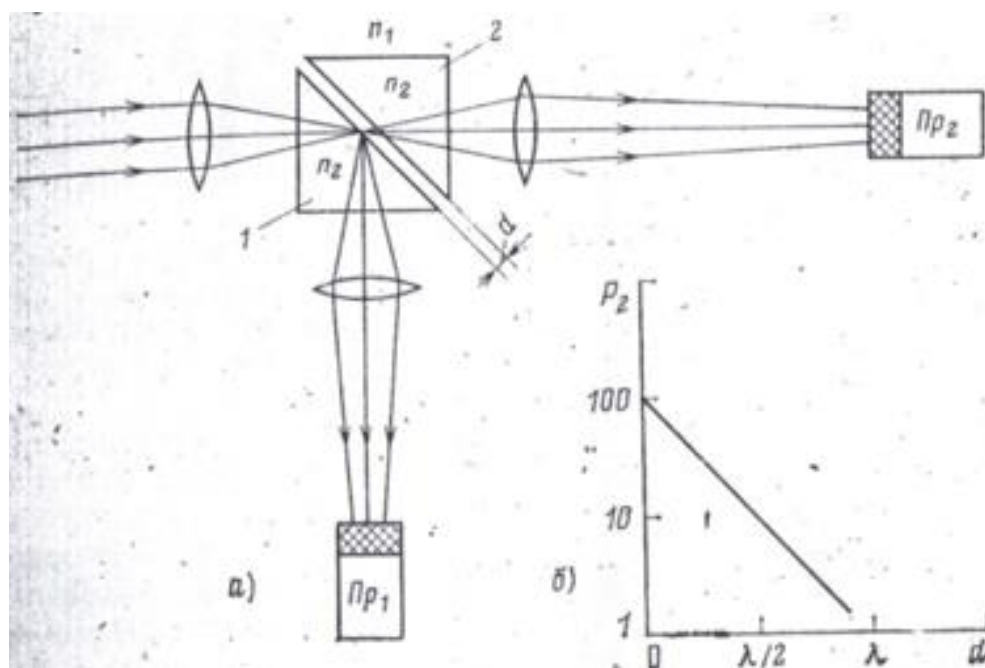


Рисунок 1.24 – Схема для регистрации поля волны с помощью призмного устройства связи[35]

Далее кратко рассмотрим принципы ввода излучения в оптический волновод с помощью решеточного дифракционного устройства связи[34].

На рисунке 1.25 показан плёночный оптический волновод на подложке с синусоидальным рельефом на своей поверхности.

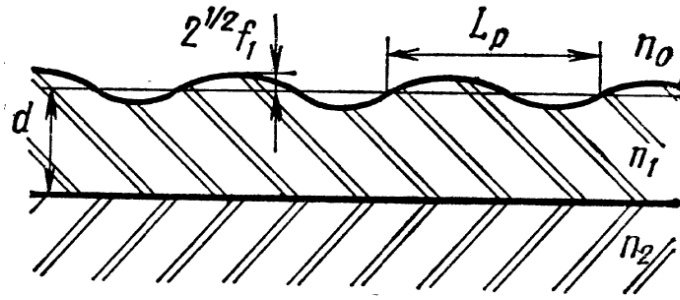


Рисунок 1.25 – Пленочный волновод на подложке с решеточным направленным ответвителем на поверхности, L_p – шаг решетки, $2^{1/2} f_1$ – амплитуда синусоидального рельефа на поверхности[35]

В случае синусоидального рельефа пространственная частота рельефа единственная, решеточный ответвитель поэтому может возбуждать только единственный луч. Линии рельефа должны располагаться перпендикулярно направлению распространения световой волны в волноводе. Для ввода излучения из постороннего источника в плёнку волновода излучение необходимо направить на решетку сквозь подложку и плёнку под углом θ скольжения, удовлетворяющему неравенству $-\pi \leq \theta \leq \pi$, для которого

$$\beta - n_1 k \cos \theta = 2\pi / L_p ,$$

где β - фазовая постоянная для плёнки

Кратко описанные в разделе призмные и решеточные устройства связи с плёночным волноводом могут быть применены, как показано ниже, в качестве устройств связи с монолитным оптическим резонатором, рассматриваемом в данном исследовании.

1.2 Узкополосная монохроматизация излучений с помощью оптических микрорезонаторов

1.2.1 Волны «шепчущей галереи»

Луч света, падая на поверхность раздела под достаточно малым углом на границе перехода из оптически более плотной среды в оптически менее плотную среду, может претерпеть полное внутреннее отражение. Волну «шепчущей галереи» можно представить как волну полного внутреннего отражения луча от поверхности диэлектрического шара, но если поверхность раздела имеет кривизну (как например, в случае шара), то внутреннее отражение не бывает полным, и часть волны все-таки проникнет из шара наружу, как показано на рисунке 1.26.

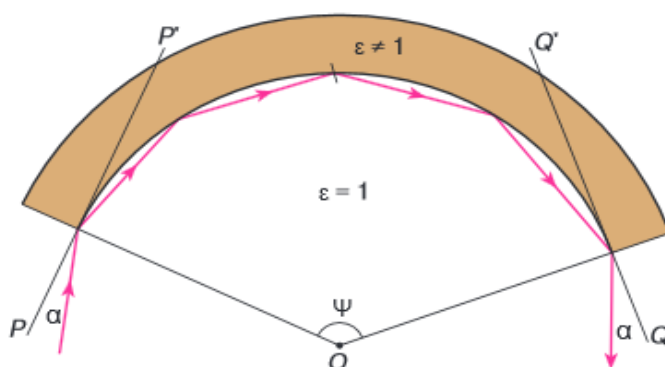


Рисунок 1.26 – Волна «шепчущей галереи» у поверхности вогнутого металлического зеркала. Стрелками указаны направления входа и выхода волны. O – центр кривизны зеркала, α – угол скольжения, PP' и QQ' – касательные к поверхности зеркала[36]

Поле «шепчущей галереи» скользит по поверхности шара, его максимум в зависимости от типа моды лежит либо на поверхности шара, либо внутри него на небольшом расстоянии от поверхности. Вне шара ($\rho > a$) поле спадает по закону $\exp\left[-2\pi\sqrt{\varepsilon-1}(\rho-a)/\lambda\right]$ [36].

Для того чтобы возбудить моду «шепчущей галереи» в шаре, недостаточно совпадения частоты скользящего луча с собственной частотой моды, необходимо подвести скользящий луч при помощи призмы полного внутреннего отражения, рисунок 1.27. В призме полного внутреннего отражения луч у основания призмы скользит вдоль него и направление его распространения совпадает с направлением скользящего луча моды шепчущей галереи[36].

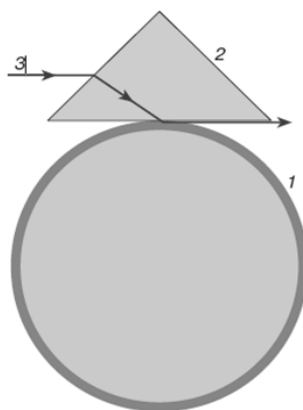


Рисунок 1.27 – Возбуждение волн «шепчущей галереи» в диэлектрическом шаре (1) с помощью призмы (2); (3) – луч возбуждающего источника [36]

Также для существования мод «шепчущей галереи» диэлектрическая проницаемость шара должна быть больше диэлектрической проницаемости среды.

1.2.2 Свойства оптических диэлектрических микрорезонаторов

В настоящее время микрорезонаторы имеют большое применение, они используются в качестве фильтров, модуляторов, СВЧ оптикоэлектронных генераторов на основе оптических микрорезонаторов[37].

На практике успешно применяются кольцевые диэлектрические СВЧ-резонаторы с азимутальными модами типа шепчущей галереи. В таких резонаторах возможно наблюдать фундаментальные СВЧ-потери, в совершенных монокристаллах-диэлектриках, и достигнуть добротности

$Q \approx 10^8$ и 10^9 при $T = 77$ и 4 К. За счет уменьшения линейных размеров диэлектрического диска (или эллипсоида, или шара) на 3-4 порядка по сравнению с размерами СВЧ-резонатора стало возможным получить оптический диэлектрический микрорезонатор с примерно таким же числом волн, укладываемых по замкнутой кривой вдоль поверхности. Данный резонатор должен иметь ряд интересных физических свойств.[39,40]

Схема установки для наблюдения оптических мод шепчущей галереи в кварцевых диэлектрических микрорезонаторах приведена на рисунке 1.28[37].

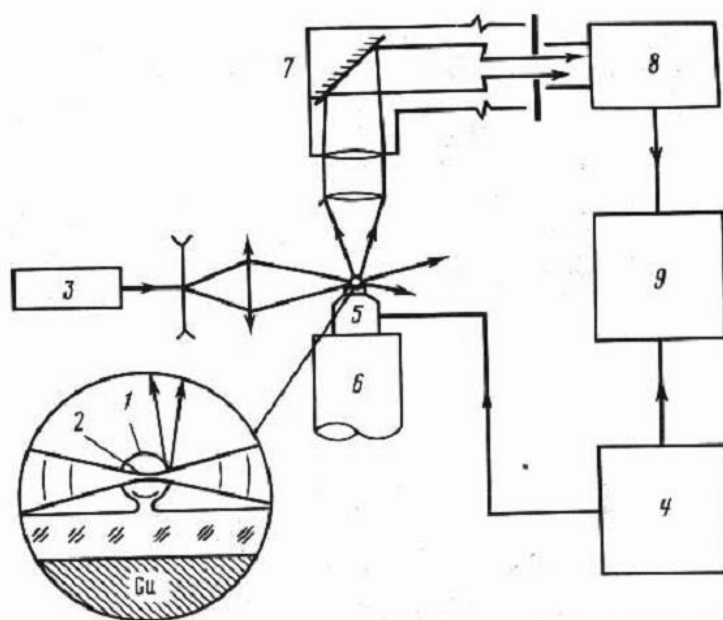


Рисунок 1.28 – Схема установки для наблюдения оптических мод шепчущей галереи в кварцевых диэлектрических микрорезонаторах[37]

В работе [37] исследовался пробный образец сферического микрорезонатора из плавленного кварца, в котором зарегистрированы моды с большими Q и признаками нелинейности. Сферический микрорезонатор 1 диаметром 350 мкм, помещался вблизи фокальной перетяжки 2 светового пучка от генератора 3 ($\lambda \approx 0,63$ мкм). Возбуждение колебаний в резонаторе происходило за счет "ловушечного" эффекта (дифракция). Частота мод

периодически перестраивалась температурным сканированием резонатора (задающий генератор 4, нагреватель 5, теплоотвод 6), колебания в резонаторе регистрировались за счет свечения рассеивающего центра на его поверхности (изображение центра проецировалось на ФЭУ 8 микроскопом 7). Затем сигнал ФЭУ поступал на осциллограф 9, синхронизованный с температурным сканированием.

На рисунке 1.29 представлена характерная запись резонансных кривых двух близких мод при прямом (1 и 2) и обратном (2' и 1') ходе температуры. Добротность мод Q определялась по известной скорости сканирования и температурным коэффициентам линейного расширения и ε кварца. При смещении температурного интервала сканирования наблюдалось несколько мод, различающихся по добротности в два-три раза. Наибольшая измеренная $Q_{\max} \geq 5 \cdot 10^5$. Значительное отличие Q_{\max} от приведенной выше оценки $Q \approx 2,5 \cdot 10^{10}$, возможно, вызвано поверхностным рассеянием и низким оптическим качеством использованного кварца [37].

Резонансные отклики большинства наблюдаемых мод обладали нелинейными свойствами; также поглощаемая в резонансе мощность не превышала 10^{-5} Вт [41].

Добротность микрорезонатора рассчитывалась по формуле: [42]

$$Q \geq \sqrt{\frac{\varepsilon V}{8\pi\alpha\hbar\omega}},$$

где V – эффективный объем; \hbar – постоянная Планка; ω – частота излучения электрона; ε – энергия одно кванта; α – оптическое поглощение в волокнах.

На рисунке 1.29 приведена нелинейная резонансная кривая одной из мод оптического кварцевого микрорезонатора.

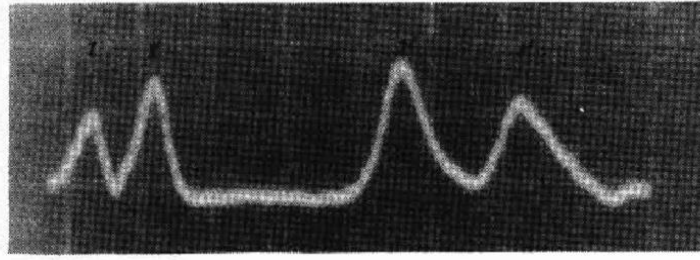


Рисунок 1.29 – Нелинейная резонансная кривая одной из мод оптического кварцевого микрорезонатора[37]

Доказательство существования оптических мод ШГ (шепчущей галереи) было впервые получено с помощью опытов по стимулированному излучению в сферических образцах $\text{CaF}_2: \text{Sm}^{2+}$ [42] и в микрокаплях аэрозолей [42]. Косвенная оценка добротности мод ШГ в этих экспериментах не превышала $Q=10^4$. Следовательно, величина Q в оптическом диапазоне может быть на несколько порядков выше.

При использовании плавленного кварца внутренние потери в веществе и излучение с изогнутой боковой поверхности резонатора не препятствуют достижению добротности 10^{10} при диаметре $MPD \geq 5$ мкм[38]. Основным фактором ограничения добротности является рассеяние на поверхностных неоднородностях, но оценки показали, что и это не препятствует достижению $Q = 10^9$ для $D = 150$ мкм и $Q = 10^5$ для $D = 15$ мкм при типичном для стеклянных поверхностей среднем размере неоднородности $\alpha = 50$ нм[38].

Экспериментальное исследование в работе [38] образцов сферических микрорезонаторов из плавленного кварца диаметром от 40 до 400 мкм с использованием перестраиваемого одночастотного He-Ne-лазера и призмного ввода излучения в них позволили возбудить моды ШГ с типичной добротностью 10^7-10^8 . Максимальное измеренное значение добротности составило $Q = (3 \pm 0,3)10^8$ в одном из резонаторов, диаметром 150 мкм[38].

Зеркальный полушаровый квазиоптический диэлектрический резонатор

Примером устройства, основанного на использовании эффектов «шепчущей галереи», является полушаровой резонатор. Рассмотрим результаты исследования зеркального полушарового квазиоптического диэлектрического резонатора приведенные в работе [43]. Данный резонатор содержит плоские отражатели 1 и 2 (рисунок 1.30с), в первый из которых устанавливается возбуждающий волновод 5, плавно сужающийся по узкой стенке до открытого конца — щели с размерами $7.2 \times 1 \text{ мм}^2$, на поверхности отражателя. Полушар выполнен из фторопласта радиусом $R = 39 \text{ мм}$ [43].

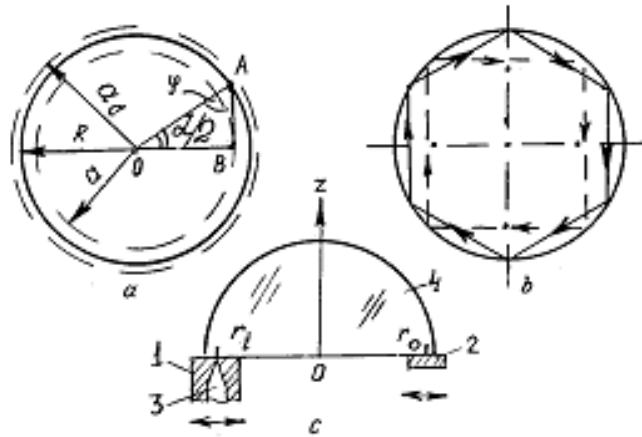


Рисунок 1.30 – Зеркальный полушаровый квазиоптический диэлектрический резонатор[43]

На рисунке 1.30а показаны зависимости относительной амплитуды A/A_m резонанса и изменения его частоты Δf_M от нормированной радиальной координаты щели r_i/R ($n = 37$, резонансная частота $f_n = 36.6 \text{ GHz}$). Связь резонатора с подводящим волноводом была меньше критической вследствие дополнительных радиационных потерь из-за ограниченной площади зеркал. Тем не менее, в каждой точке r_i подстраивалась до максимальной для данной системы путем изменения положения зеркала 2.

На рисунке 1.30 показано, что резонанс возбуждается непрерывно и эффективно в широком интервале изменения r_i , включающем радиус внутренней каустики a . При смещении щели изменяются все параметры резонансной кривой (амплитуда, форма и ширина) [43]. Для определения колебаний используется перемещение зеркала 2, протяженность которого вдоль радиальной координаты резонатора не превышает величину расстояния между каустиками волн шепчущих галерей.

Лучевые колебания образуют почти периодическую последовательность резонансов. Их частоты близки и в некоторых частях спектра практически совпадают с резонансными частотами колебаний шепчущих галереи. Добротность лучевых колебаний на 30% меньше, чем добротность колебаний шепчущих галереи.

Представим двумерную модель шепчущих галереи у поверхности вогнутого металлического зеркала. Из отраженных волн, дающих вклад в резонансное поле, шепчущих галереи квазиоптических диэлектрических резонаторов выделим луч с наименьшим числом j отражений, его траектория будет в виде правильного j -угольника, описанного около внутренней каустики моды шепчущих галереи.

Радиус a внутренней каустики шепчущих галереи определяется выражением[43]:

$$a = nc / 2\pi f_n \sqrt{\varepsilon}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость материала резонатора,
 c — скорость света в вакууме.

Число отражений N луча от круговой границы диэлектрика, соответствующее лучевым колебаниям, определяется из выражения[43]:

$$\pi / \left[\pi / 2 - \arcsin(1 / \sqrt{\varepsilon}) \right] < N < \pi / \arccos(nc / 2\pi f_n \sqrt{\varepsilon} R)$$

1.2.3 Методы измерения параметров микрорезонаторов

Наблюдение резонансной кривой

Простейшим способом измерения добротности микрорезонаторов является динамический способ [44, 45, 46]. Он предусматривает прямое наблюдение резонансной кривой на экране осциллографа при линейной частотной модуляции измерительного лазера. В качестве измерительного генератора в ранних работах применялся гелий-неоновый лазер, перестраиваемый в пределах доплеровской линии, усиления газовой He-Ne смеси пьезоэлектрическим перемещением одного из зеркал. Сигнал с детектора на выходе элемента связи, который подаётся на осциллограф синхронно с перестройкой частоты, позволяет наблюдать форму резонансной кривой на отбор. Чтобы по форме резонансной кривой определить числовые значения добротности наблюдаемой моды, необходима калибровка частотной шкалы. Для проведения калибровки требуется формирование серии частотных меток с помощью электрооптического или акустооптического модулятора. А также с помощью модуляции тока при использовании диодного лазера. Частотные метки могут быть получены гетеродинным смещением перестраиваемого лазера с частотой опорного лазера [44]. Подобный метод применяется в работе [46, 47, 48], где излучение перестраиваемого диодного лазера смешивается с опорной высокостабильной частотной гребенкой. Для того чтобы, точно измерить частоты всех мод микротороида в широком спектральном диапазоне применяется синхронная цифровая запись сигналов биений и пиков пропускания резонатора. При частотной модуляции излучения лазера резонансные кривые на экране осциллографа будут наблюдаться при совпадении частоты перестраиваемого лазера с основной частотой гетеродина и боковыми компонентами, отстроенными на частоту модуляции. Расстояние

между основной и дополнительными резонансными кривыми будет равно частоте модуляции [49].

Добротность резонатора определяется по полуширине резонансной кривой, которая калибруется при помощи частотных меток. Чтобы расширить частотный интервал при наблюдении спектра сферических микрорезонаторов с помощью лазеров с узкой полосой усиления можно применять дополнительную перестройку частоты путем нагрева резонатора. К примеру, в плавном кварце основной причиной зависимости резонансной частоты от температуры является изменение показателя преломления, поскольку коэффициент теплового расширения много меньше температурного коэффициента показателя преломления. В результате удавалось наблюдать моды стеклянных резонаторов в диапазоне до 500 ГГц [47], при помощи He-Ne лазера, полоса одночастотной генерации которого около 1 ГГц.

Для определения собственной добротности микрорезонатора можно использовать асимптотическое стремление добротности к собственной при уменьшении коэффициента связи (при перемещении резонатора относительно поверхности возбуждающей призмы).

Измерение времени затухания

Так как определение добротности по ширине резонансной кривой возможно только когда эта ширина больше ширины генерации лазера, то при измерении значений добротности $> 10^9$ в [46] используется метод определения времени затухания света в минирезонаторе. Для этого излучение перестраиваемого лазера, который настроен на одну из мод резонатора, необходимо резко выключить с помощью акустооптического затвора в момент возбуждения одной из мод резонатора. При этом затухающее излучение регистрируется с помощью детектора и сигнал подается на осциллограф. Развертка осциллографа запускается одновременно

с прерыванием лазерного луча. Быстродействие модулятора и фотодетектора позволяли измерять с 10% погрешностью $Q \geq 3 \cdot 10^8$.

В работе [45] представлена кривая затухания для рекордного значения добротности в микросфере диаметром 750 мкм, измеренная примерно через 1 минуту после изготовления, где экспоненциальная аппроксимация дает значение $\tau = 2,7 \pm 0,1$ мкс, которое вместе с инструментальными ошибками приводит к оценке $Q = (0,8 \pm 0,1) \cdot 10^{10}$ [45].

Динамический метод биений

Наиболее распространенным методом измерения добротности является простое измерение ширины резонансной кривой при изменении частоты лазера, возбуждающего резонатор.

При $t=0$ генератор проходит через резонанс. Если частота сканируется достаточно медленно и выходная мощность просто квазистационарно прорисовывает резонансную кривую, [48]:

$$|a|^2 = \frac{T}{\tau_0^2} \frac{1}{\delta^2 + \Delta\omega^2} |b_{in}|^2,$$

то ширину кривой можно измерить на уровне $\frac{1}{2}$ и тем самым определить добротность [48]:

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega_{1/2}} = \frac{\omega}{2\delta}.$$

Когда добротность резонатора очень велика, а время звона (время затухания выходной мощности накачки) высокодобротных резонаторов много больше микросекунды, чтобы прорисовать резонансную кривую приходится проводить сканирование очень медленно. При этом сильное влияние на сканирование оказывают различного рода флуктуации и уходы

частоты резонатора. Тем не менее оказалось, что существует метод, позволяющий ничего не меняя в схеме измерения определять добротность с высокой точностью при быстром свипировании[48].

В работе [48] показано, что сигнал на детекторе представляет собой экспоненциально затухающие колебания с повышающейся частотой. Для прорисовывания такой кривой и определения времени затухания требуется, чтобы верхняя частота детектора была больше μ/δ . Этот метод измерения для СВЧ резонаторов был рассмотрен в работе [50]. В оптическом диапазоне таким методом измерялась добротность микрорезонаторов порядка 10^{11} [50].

Заключение

Таким образом, проведен обзор теоретических моделей оптических интерференционных монохроматоров излучений, конструкций и сравнительная оценка параметров известных фильтров оптического излучения, основанных на эффектах интерференции света, в том числе, многолучевых интерферометров Фабри-Перо, интерферометров Физо, оптических резонаторов, устройств, использующих явление полного внутреннего отражения, устройства связи с оптическими волноводами, микрорезонаторы.

Открытые оптические резонаторы, теория которых разработана детально в связи с применением резонаторов в лазерной технике, обладают особенностями, затрудняющими их применение для целей спектрального анализа оптических излучений. К этим особенностям можно отнести реализованный в них режим стоячей волны на распространяющихся навстречу бегущих волнах, оптимизация под использование пучков с гауссовым профилем распределения интенсивности, фокусировка светового излучения в таком резонаторе, приводящая к искажению поперечного распределения интенсивности прошедшего через резонатор излучения, что, в свою очередь, практически исключает формирование пространственной картины спектра в этом излучении. Классические многолучевые

интерферометры предполагают использование падающего излучения с практически плоским фронтом волны, позволяют формировать пространственную картину спектра и широко используются для целей спектрального анализа. Их некоторым недостатком является существование оптических потерь в зеркалах, что ухудшает их потенциально высокую разрешающую способность.

Наиболее высокой разрешающей способностью могут обладать многолучевые интерференционные устройства, использующие зеркала полного внутреннего отражения.

В разделе приведены сведения об известных интерференционных приборах, в основе которых лежит использование эффектов ПВО, – полигональном монолитном резонаторе и слоевом интерференционном фильтре с зеркалами с нарушенным полным внутренним отражением (НПВО). Пропускание слоевого фильтра излучения при малой спектральной ширине полосы пропускания в связи с существованием эффекта «резонансной дифракции» недостаточно для использования таких устройств в высоко разрешающих анализаторах спектра; полигональный резонатор имеет рекордные значения разрешения, однако, не позволяет реализовать пространственную развёртку анализируемого спектра, как в многолучевых интерферометрах Фабри-Перо.

Показано, что существует несколько теоретических моделей оптических явлений в устройствах с зеркалами ПВО.

Глава 2 Исследование теоретических моделей и разработка оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения.

2.1 Введение

Настоящее исследование лежит в рамках поиска оптимальных решений по созданию интерференционного спектрального устройства с зеркалами полного внутреннего отражения (ПВО); использование эффекта ПВО позволяет уменьшить оптические потери в многолучевых интерферометрах и улучшить их разрешающую способность.

В научной литературе существует несколько различных моделей механизмов интерференционных эффектов при прохождении света в многолучевых интерферометрах с зеркалами ПВО, что потребовало проведения дополнительного анализа процессов в таких интерферометрах и привело к поиску и разработке новых конструкторско-технологических решений по созданию спектральных многолучевых интерференционных устройств с зеркалами ПВО.

1

2.2 Сравнение моделей пропускания излучения многолучевыми интерференционными фильтрами с эффектом ПВО

Модель Карда

В работе [28] представлена теория узкополосных светофильтров, в которых используются зеркала с нарушенным полным внутренним отражением (НПВО). Зеркалами в таких фильтрах служат тонкие диэлектрические слои, на границе с которыми наблюдается полное внутреннее отражение; ограничивающие среды в таком фильтре оформляются в виде стеклянных призм, между которыми находится плоско-слоистая структура. В простейшем случае структура содержит три

прозрачных слоя с большим показателем преломления, разделённых двумя прозрачными прослойками с малым показателем, на границах с последними наблюдается эффект нарушенного полного отражения (рисунок 2.1).

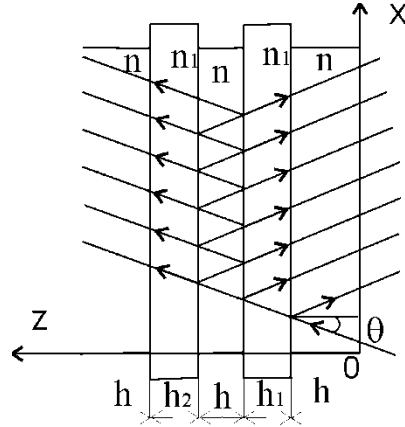


Рисунок 2.1 – Схема фильтра с нарушенным полным внутренним отражением[25]

Поскольку все слои в светофильтре с нарушенным полным отражением являются прозрачными, то теоретически, коэффициент пропускания фильтра в максимуме интерференционной картины должен быть равен единице. Очевидно, полоса пропускания будет тем уже, чем больше коэффициент отражения R фильтра и чем меньше коэффициент пропускания T . Это означает, что чем толще полноотражающие слои, тем уже должна быть полоса пропускания.

Ширина $\Delta\lambda$ полосы пропускания фильтра определяется в работе [28] формулой (1.10). Формула справедлива при условии, что толщина полноотражающего слоя меньше длины волны излучения.

На практике при увеличении толщины полноотражающих слоев наблюдается значительное ухудшение прозрачности фильтра, что противоречит данной модели.

Модель Иогансена

В работе [30] предполагается, что возможной причиной непрозрачности в плоско-слоистых системах, включающих тонкие полноотражающие прослойки, может быть резонансный дифракционный краевой эффект, резко ограничивающий пропускание при увеличении толщины полноотражающих слоев выше некоторого предела. Показано, что на процесс прохождения электромагнитных волн через плоско-слоистые диэлектрические системы, включающие тонкие полноотражающие прослойки, существенно влияет величина геометрических размеров системы. Установлено, что для увеличения разрешающей способности и добротности подобных систем необходимо резко увеличивать геометрические размеры.

При наклонном падении волн на плоско-слоистую ограниченную систему сред имеет место своеобразный дифракционный эффект, связанный с резонансным накоплением волн внутри слоистой системы. Длина, определяющая расстояние от края системы вдоль её слоев, на котором этот эффект заметен, называется в работе [30] длиной резонансной дифракции l_0 и определяется, как показано в первой главе, формулой:

$$l_0 \sim \operatorname{tg} \theta \cdot h \cdot e^{2q_z h_1}$$

Здесь h – толщина неполноотражающего слоя; h_1 – толщина полноотражающего слоя (воздушного зазора); q_z – величина мнимой части постоянной распространения волны внутри воздушного зазора (рис. 31),

$$q_z = \sqrt{k_x^2 - (n_1 \cdot \omega / c)^2},$$

где $k_x = (n \cdot 2\pi \sin \theta) / \lambda$ – проекция вектора k на ось x , n_1 – показатель преломления среды в зазорах, n – показатель преломления неполноотражающего слоя.

В рамках модели показано, что ширина полосы пропускания интерференционного устройства с полноотражающими прослойками уменьшается при увеличении толщины полноотражающего слоя, однако если поперечный размер интерференционного устройства меньше длины резонансной дифракции, прозрачность устройства резко уменьшается.

Рассмотрим случай интерференционного устройства с высоким разрешением и толщиной полноотражающего слоя более длины волны. В работе [32] для случая высокого разрешения (малой ширины полосы пропускания), когда поперечник интерференционного устройства много больше резонансной длины, $L \gg l_0$, для определения ширины полосы пропускания введен безразмерный действительный параметр $|\varepsilon| \ll 1$: $|\varepsilon| = (k_z h_2) - (k_z h_2)_{рез}$. После преобразований можно найти:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{рез}} = \frac{\varepsilon\lambda_{рез}}{2\pi n h \cdot \cos\theta},$$

где $\Delta\lambda$ – полоса пропускания плоско-слоистой системы, $\lambda_{рез}$ – резонансная длина волны.

Параметр ε определен как $\varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon_0$, где слагаемые являются функциями:

$$\varepsilon' = \phi_1(q_z, k_z) \exp(-2q_z h_1) \quad \text{и} \quad \varepsilon_0 = \phi_2(q_z, k_z) \exp(-2q_z h_1).$$

Учитывая два последних выражения, можно найти:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{рез}} &= [\phi_1(q_z, k_z) + \phi_2(q_z, k_z)] \frac{\lambda_{рез}}{2\pi n h \cdot \cos\theta} \exp(-2q_z h_1) = \\ &= \phi(q_z, k_z) \frac{\lambda_{рез}}{2\pi n h \cdot \cos\theta} \exp(-2q_z h_1) \end{aligned} \quad , (2.1)$$

где $\phi(q_z, k_z)$ имеет значение порядка единицы. Результаты вычислений приведены в Таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Расчётные значения параметров плоско-слоевых интерференционных фильтров с полноотражающими прослойками ($h = 1\text{ мм}$, $n = 1,5$, $\theta = \pi / 4$, $\lambda_{рез} = 0,63 \cdot 10^{-6}\text{ м}$)

h_1 / λ	$\Delta\lambda / \lambda$	l_0 , мм
1	$9,6 \cdot 10^{-4}$	56
5/4	$9,5 \cdot 10^{-5}$	152

Результаты свидетельствуют, что для получения разрешающей способности плоско-слоистых структур на уровне параметров промышленных спектроанализаторов необходимо иметь значение поперечника структуры, в ряде случаев, до метров.

Приведённые расчёты подтверждают практическую невозможность создания высокоразрешающих интерференционных плоско-слоистых систем, включающих тонкие полноотражающие прослойки.

2.3 Исследование интерференционных спектральных устройств, использующих многолучевую интерференцию в полигональных призмах с гранями полного внутреннего отражения.

2.3.1 Геометро-оптическое исследование распространения световой волны в интерферометре, использующем четырёхгранную призму с полноотражающими гранями.

Оценки, выполненные в предшествующем разделе, показали, что для достижения высокого разрешения в интерференционных устройствах, использующих НПВО, необходимо существенно увеличивать поперечные размеры интерферометра. Ниже представлена аналитическая модель интерференционного устройства, использующего НПВО, в котором исключена проблема неприемлемо больших поперечных размеров за счёт включения в оптическую систему полигональной призмы с гранями полного внутреннего отражения, обеспечивающей излучению между зеркалами интерферометра режим бегущей по кольцевым траекториям световой волны. Интерферометр Фабри Перо с двумя зеркалами представляет собой оптический резонатор [1,2], поэтому по аналогии в настоящей работе далее используемая как основа интерферометра полигональная призма с гранями полного внутреннего отражения, являющимися зеркалами интерферометра, называется оптическим резонатором. Модель позволяет, в отличие от известного анализа, исследовать интерференционные характеристики монолитного четырёхгранного оптического резонатора в виде полигональной призмы. Показана возможность многократного увеличения числа отражений от зеркал без затухания световой волны в сравнении с резонаторами Фабри-Перо; обсуждаются пути преодоления «краевых эффектов» и конструкторские решения по компенсации угловых погрешностей изготовления резонатора.

Структура интерферометра выполняется в виде резонатора бегущей волны типа «шепчущей галереи» с замкнутой траекторией волны (рисунке

2.2). Излучение с плоским фронтом световой волны вводится в четырёхгранный прозрачный резонатор через призмный элемент связи, расположенный от него с воздушным зазором, позволяющим волне туннелировать в резонатор [53, 59, 62,69]. Боковые грани резонатора, параллельные плоскости рисунка, матированы.

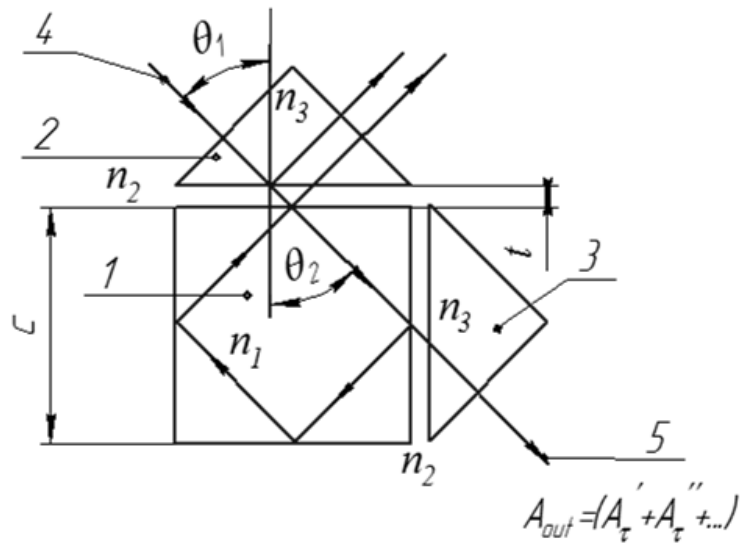


Рисунок 2.2 – Схема многолучевого интерференционного спектрального устройства на основе призмы с гранями полного внутреннего отражения и призмами ввода и вывода излучения[59]

Угол падения излучения внутри призмы ввода на её поверхность, смежную с боковой гранью пластины, больше угла полного внутреннего отражения (ПВО) на этой поверхности, что обусловлено соотношением значений показателей преломления контактирующих в рассматриваемой области сред[55,3,57, 63]. Вошедшее в резонатор излучение сохраняет направление распространения, которое оно имело в призме ввода, и попадает на следующую по ходу луча грань резонатора под углом, большим угла ПВО, испытывает ПВО и направляется к следующей грани, где также зеркально

отражается, и т. д. Обойдя резонатор по замкнутой кольцевой траектории, излучение возвращается к призме ввода и может частично туннелировать сквозь зазор между поверхностью пластины и призмой в последнюю и сквозь неё в окружающую среду, при этом плоская форма волны, в идеальном случае, сохраняется. Траектория имеет замкнутый характер только при точном выполнении равенства $\theta_2 = \pi / 4$.

Призма 2 выполняет также и функцию выводящего излучение устройства. При использовании прозрачных материалов излучение не испытывает потерь на поглощение в среде, поэтому может циркулировать в объёме резонатора многократно, не затухая. После четырёх последовательных отражений волна возвращается в исходную точку и должна повторяться в фазе, чтобы образовалось самосогласованное распределение поля волны. При этом необходимо учитывать и те участки траектории, которые луч проходит в соответствии с закономерностями ПВО вне тела резонатора. При равенстве фаз световых волн разных траекторий во всех точках пространства амплитуды колебаний полей волн суммируются, и результирующая амплитуда резко возрастает, наблюдается резонанс. Выбор в качестве резонатора геометрически правильной симметричной призмы обеспечивает одинаковые условия внутреннего отражения луча на всех её боковых гранях и возможность «замыкания» траектории в кольцо; кольцевой характер траектории луча исключает «краевые потери», существующие в многослойных структурах с полным внутренним отражением, что должно уменьшить ширину пропускания спектра излучения и увеличить разрешающую способность светофильтра с рассматриваемым устройством.

Число сторон (граней) пластины выбирается, исходя из угла ПВО для данного сочетания показателей преломления материалов призм и материала прослойки между ними в месте их контакта; число сторон полигональной призмы может быть три и более, например, 4, 5, 6. Обычно показатель преломления прослойки должен быть как можно меньше, и не всегда такой материал может быть найден, что часто диктует использование воздушного

зазора[58,65]. Для скрепления призм между собой может в этом случае понадобится их соединение по краям зазора с помощью дополнительных соединительных деталей типа прокладок необходимой толщины.

Значение угла θ должно быть больше критического значения угла ПВО.

$$\theta \geq \arcsin(n_1/n). \quad (2.2)$$

Если четырёхгранный резонатор и призмённые элементы связи выполнены из кварцевого стекла с показателем преломления 1,46, то для сторон, граничащих с воздухом, $n_1 = 1$, и $n \geq 1,414$. Минимальный угол падения, при котором выполняются условия ПВО для кварцевого стекла, равен $43,2^\circ$ [58]. Волна испытывает на гранях резонатора полное отражение, при угле преломления $\theta = \pi/4$ траектория волны замкнутая; излучение выводится из резонатора через призму ввода 2, а также через вторую призму 3, расположенную с возможностью туннелирования волны в неё. Волны, многократно обегая плоскость резонатора, выходят из него в одном и том же месте грани; траектория имеет замкнутый характер, поэтому и накопление электромагнитной энергии при резонансе не требует увеличения протяжённости зеркальной структуры, в отличие от обычных фильтров ПВО. Ход лучей в таком резонаторе подобен ходу лучей в плоском двухзеркальном интерферометре Фабри-Перо, в котором длина пути луча, возвращающегося к стороне входа после двукратного прохождения промежутка, равна длине замкнутой ломаной траектории луча в резонаторе. Отличием от прохождения лучей в плоскопараллельной пластинке является необходимость учёта того факта, что при угле падения меньше критического значения угла полного внутреннего отражения коэффициент отражения резко падает. В случае использования кварцевого стекла допустимый диапазон углов падения в резонаторе, обусловленный его кубической формой, равен $\Delta\theta = \pm 1,8^\circ$.

На рисунке 2.3 показана развёртка хода лучей по оптической оси OO' в меридиональной плоскости в четырёхгранном резонаторе с призмами ввода и вывода излучения, учитывающая многократность прохода световой волны в резонаторе с квадратным поперечным сечением за счёт полного отражения от граней, имеющих поперечный размер C . Число отражений может быть несколько сот, здесь изображена только часть этой последовательности; каждая последующая пара ячеек, включающая одну призму, является изображением предыдущей пары. Луч A_0 входит в призму ввода излучения, туннелирует в резонатор через малый воздушный промежуток, многократно в резонаторе отражается от граней; при каждом попадании на грань с призмой вывода излучения малая доля световой волны туннелирует и выходит в окружающее пространство через призму, что даёт совокупность лучей $A'_r, A''_r, A'''_r, \dots$, которые когерентны друг другу, так как образованы делением по амплитуде первичного одного луча A_0 .

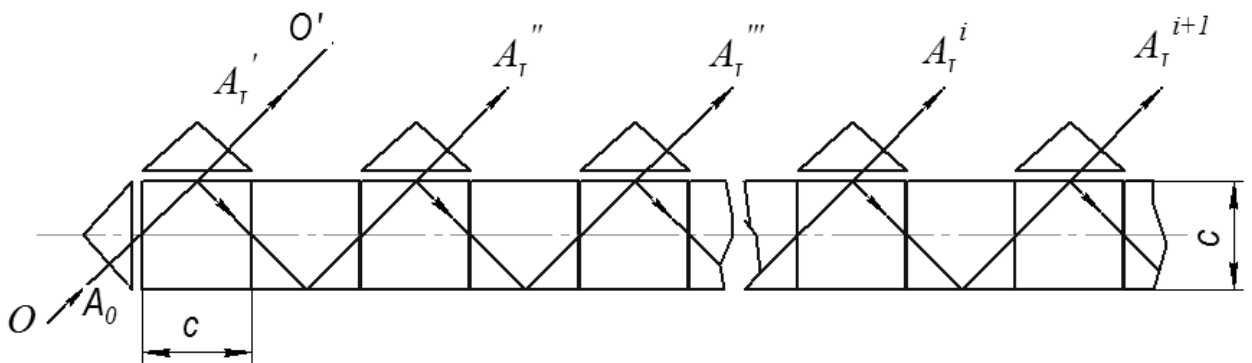


Рисунок 2.3 – Схема хода светового луча в четырёхгранном резонаторе с призмами ввода- вывода излучения

На рисунке 2.4 показана развёртка хода луча с осевым и наклонным к оси направлениями движения OO' в меридиональной и сагиттальной плоскостях.

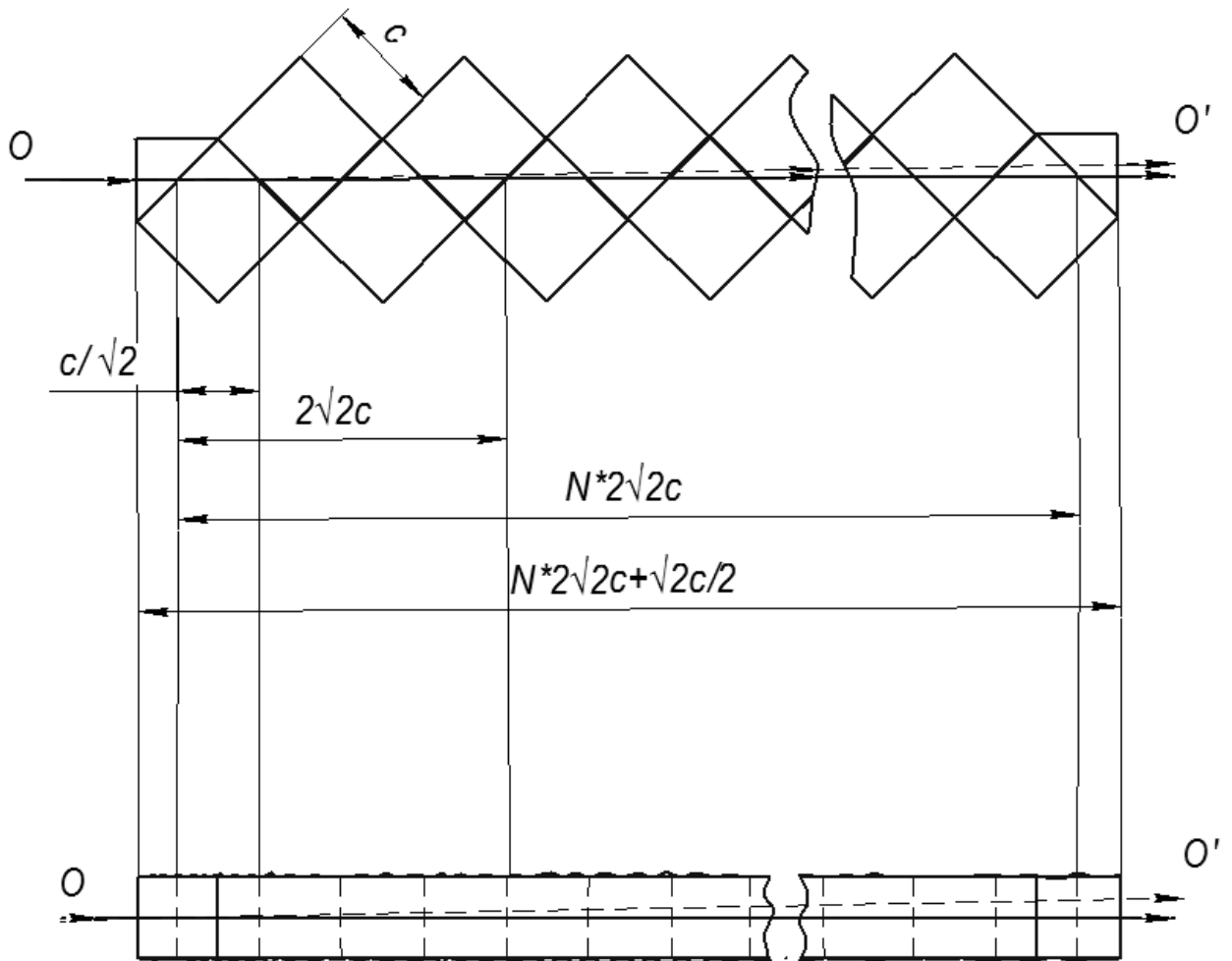


Рисунок 2.4 – Развёртка на плоскость хода двух лучей с осевым и наклонным к оси направлением движения в четырёхгранном резонаторе (вверху – в меридиональной плоскости, внизу – в сагиттальной плоскости, содержащей в себе оптическую ось)

Из развёртки видно, что расстояние вдоль траектории луча между двумя последовательными отражениями от граней равно $c/\sqrt{2}$, за полный обход резонатора по замкнутой траектории длина пути равна $2\sqrt{2}c$. При многократном проходе световой волны в резонаторе по замкнутым траекториям длина её пути $L = N \cdot 2\sqrt{2}c$.

Рассмотрим картину возможных траекторий световых волн в четырёхгранном резонаторе с призмами ввода-вывода излучения на

развёртке хода лучей по направлению луча в меридиональной плоскости (рисунок 2.5).

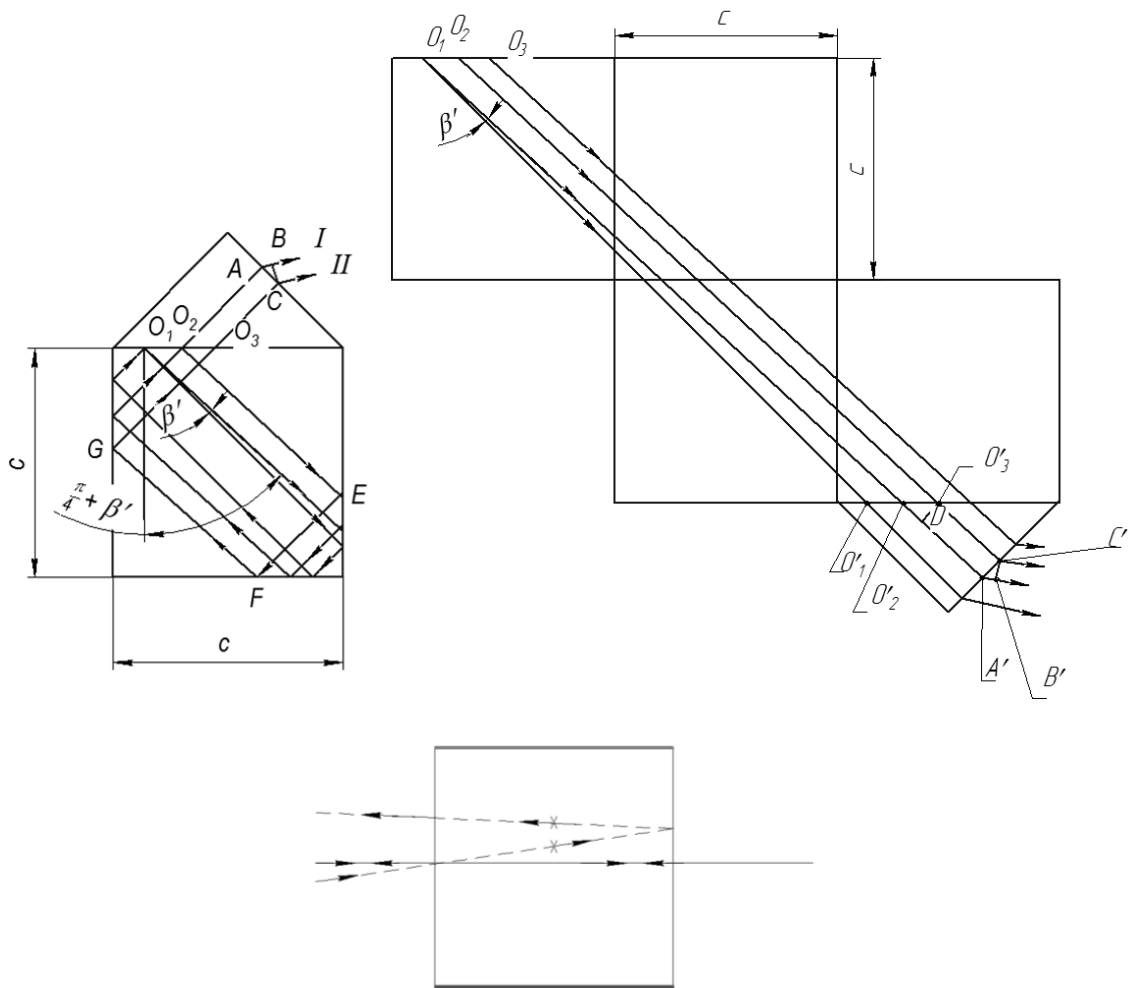


Рисунок 2.5 – Ход лучей в меридиональной (слева вверху) и в сагиттальной плоскости (слева внизу) в кубическом резонаторе с полноотражающими гранями и призмой ввода- вывода излучения и развёртка хода лучей на меридиональную плоскость хода лучей (справа)

На рисунке приведены ход лучей в меридиональной и сагиттальной плоскостях и развёртка на меридиональную плоскость хода лучей в структуре, показанной на рисунке 2.2, для случая падения световых волн на границу раздела правой грани кубика и боковой призмы 3 изнутри кубика. В левой части сверху, рисунок 2.5 показан ход лучей в меридиональной

плоскости резонатора, включая траектории в призме вывода излучения, слева внизу показан ход двух лучей, отличающихся направлениями, в сагиттальной плоскости, проходящей через оптическую ось резонатора, боковые грани резонатора, перпендикулярные плоскости рисунка, матированы; крестиками показаны точки отражения луча от полноотражающих граней резонатора.

На остальной площади рисунка приведена развёртка на меридиональную плоскость траекторий в резонаторе и призме вывода.

Если волна падает на грань в точке O_1 под углом $\pi/4$, она разделяется на отражённую под тем же углом и туннелирующую в призму; траектория отражённой волны в резонаторе имеет форму прямоугольника; обойдя резонатор, волна вернётся в исходную точку, замыкая траекторию. Если на грань падает пучок параллельных лучей, то каждому соответствует траектория в виде прямоугольника, причем размер сторон прямоугольника зависит от места падения луча на грань, но соответствующие стороны прямоугольников параллельны друг другу, длины всех замкнутых траекторий – прямоугольников равны между собой.

Если волна падает на грань в точке O_1 под углом $\pi/4 + \beta'$, траектории перестают быть замкнутыми; если начало траектории в точке O_1 , то конец - в точке O_2 , длина траектории на развёртке определяется длиной линии $O_1O'_2$; точка O'_2 на развёртке является отображением точки O_2 . Все волны, падающие на грань подобным образом, имеют в резонаторе подобные траектории, длины всех траекторий равны между собой. Из рисунка видно, что место возврата волны к начальной грани перемещается с каждым полным оборотом по резонатору, траектория смещается и при попадании волны в конце траектории на правую боковую грань резонатора волна может изменить направление обхода резонатора на противоположное. Продолжая движение, волна будет двигаться по кольцевым траекториям в направлении против часовой стрелки, причём место возврата после полной траектории переместится на правую грань призмы и будет перемещаться по правой

границы сверху вниз, пока не дойдёт до нижней границы. Отраженные от правой границы волны в данном цикле траекторий направлены к верхней границе и, падая на неё, частично туннелируют через промежуток с наложенной призмой ввода, частично отражаются. Начиная с момента, когда место возврата волны дойдёт до нижней границы, волна вновь изменяет направление своего обхода резонатора, волна будет двигаться по кольцевым траекториям в направлении по часовой стрелке. Количество оборотов волны в резонаторе, таким образом, не ограничено и не зависит от величины β' .

В резонаторе установятся две бегущих в противоположных направлениях волны

При падении на вход резонатора расходящегося излучения в резонаторе существуют волны с незамкнутыми кольцевыми траекториями, соответствующими всем тем направлениям распространения, по которым выполняется условие синфазности колебаний в волнах по этим направлениям. Плоскости, в которых лежат кольцевые траектории, являются плоскостями падения луча на грань резонатора.

Если к прозрачному резонатору присоединена одна призма ввода излучения, то диэлектрический слой между призмой и резонатором является одновременно входным и выходным зеркалами с нарушенным полным внутренним отражением, излучение входит в кубик и выходит из него через этот слой. В результате отраженная от диэлектрического слоя входящая в устройство волна и пропущенные им идущие из резонатора световые волны в пространстве совпадают и направлены в одну и ту же сторону. Левовращающаяся бегущая волна также может туннелировать через диэлектрический слой, выходя из призмы ввода излучения антипараллельно падающему излучению.

Резонатор подобен многолучевому интерферометру Фабри-Перо[61,64], у которого входное и выходное зеркала совмещены в одном слое с полным внутренним отражением; что позволяет воспользоваться

методикой анализа процессов в двухзеркальном интерферометре, приведённой в [57, 63,60].

Подробнее рассмотрим условия возникновения резонанса в оптическом резонаторе типа цилиндрической призмы с квадратным поперечным сечением.

Амплитуда прошедшей в призму через полноотражающий слой волны равна[63]:

$$A = \tau A_0, \quad (2.3)$$

амплитуда отражённой –

$$A_R = rA_0, \quad (2.4)$$

где τ – коэффициент пропускания слоя по амплитуде, A_0 – амплитуда падающей на слой волны, r – коэффициент отражения полноотражающего слоя.

Прошедшая в резонатор волна движется по замкнутой траектории, испытывая на гранях резонатора полное внутреннее отражение, затем, вернувшись к поверхности входа в резонатор, снова делится по амплитуде, давая отраженную внутрь резонатора и прошедшую в призму волны. В этот момент к отраженной внутрь волне добавляется новая прошедшая в резонатор волна с амплитудой $A = \tau A_0$, и в призме движутся по замкнутым одинаковым траекториям отраженная от входной грани кубика волна и прошедшая за счёт туннелирования волна с результирующей амплитудой $A_2 = 2\tau A_0$. С каждым оборотом волны в резонаторе её амплитуда за счёт добавления новых волн будет нарастать, и после N оборотов она будет равна $A_N = N\tau A_0$, амплитуда соответствующей вышедшей в призму вывода из

резонатора за счёт туннелирования волны равна $A_{outN} = \tau A_N = N\tau^2 A_0$. С течением времени по мере накопления энергии волны в резонаторе амплитуды падающей на воздушный промежуток и вышедшей в призму вывода световых волн, если не учитывать неизбежные потери в резонаторе и при отражениях, уравниваются:

$$A_0 = A_{outN} \quad (2.5)$$

Падающая на резонатор волна имеет непрерывный характер, однако в момент её появления на входе выходящего из резонатора излучения нет, оно появляется только через промежуток времени прохождения волны по траектории внутри резонатора, амплитуда вышедшей при этом волны мала.

Прошедшая в резонатор волна совершает многократное движение по кольцевой траектории. При каждом отражении от зазора волна частично туннелирует через него, давая ряд выходящих пучков с убывающей амплитудой A'_4 , A''_4 , A'''_4 ..., которые составляют прошедший через резонатор луч. В прошедшем луче области, соответствующие проходу луча в резонаторе по полной траектории, образуют вдоль него пространственную последовательность, своего рода цуг неоднородностей интенсивности волны.

Продолжающееся после прохождения переднего фронта проникновение световой волны в резонатор приводит к наложению на указанный цуг неоднородностей новых проходящих волн, в целом выходящий луч имеет нарастающую в течение ограниченного времени интенсивность, затем устанавливается режим постоянной интенсивности, когда потоки входящих и выходящих из резонатора световых волн уравновешены. Время нарастания интенсивности определяется временем накопления световой энергии в резонаторе, то есть связано с добротностью оптического резонатора.

Известны классические методы анализа оптических резонаторов [64] – матричный, метод интегрального уравнения, геометро-оптический метод.

Аналитические решения интегральных уравнений описывают суперпозицию двух гауссовых пучков, распространяющихся в объеме резонатора навстречу друг другу [20], известный анализ посвящен исследованию открытых оптических резонаторов; в нашем случае - в объеме резонатора формируются также две бегущие навстречу друг другу волны; следует также учесть, что призму с гранями полного отражения нельзя считать в полной мере открытым оптическим резонатором, так как грани частично предотвращают утечку световых волн из межзеркального промежутка интерферометра.

В настоящей работе используется метод анализа, близкий к геометро-оптическому методу, как к наиболее наглядному методу, позволяющему из примитивных соображений обзреть всю совокупность собственных колебаний оптического резонатора [64]. При таком анализе определяется набег фазы вдоль линии движения луча.

Рассматриваем для определённости правовращающуюся волну; все полученные выкладки применимы также и к левовращающейся волне. При выводе уравнения амплитуды вышедшей волны будем считать входом в резонатор гипотенузную грань призмы 2 на рисунке 2.2, выходом – гипотенузную грань призмы 3. Первая волна проходит дважды полноотражающий промежуток между призмой и резонатором и четверть замкнутой траектории в резонаторе, вторая, возникшая при делении первой волны на полноотражающем промежутке второй призмы – проходит одну замкнутую траекторию, четырежды отражается от промежутка и один раз проходит промежуток; отражения от граней резонатора, не граничащих с призмами, являются полными и ослабления в волну не вносят; третья волна, получившаяся делением второй волны на полноотражающем промежутке второй призмы – проходит одну замкнутую траекторию, четырежды отражается от промежутка и один раз проходит промежуток, и т.д.

Таким образом, траектория в резонаторе первой волны отличается от траекторий второй и последующих волн, получившихся делением по амплитуде первой волны, что ведёт к различным величинам разницы фаз колебаний между первой и второй волнами и между любыми соседними волнами из остальной последовательности волн. Интенсивность первой волны на выходе из выходной призмы примерно равна интенсивности на выходе каждой из всех последующих волн, то есть, существенно меньше интенсивности их совокупности. Сказанное позволяет не учитывать первую волну при приблизительном анализе интерференционных явлений в интерферометре.

Для результирующей амплитуды вышедшей волны, соответствующей установившемуся режиму световой волны, можно записать [63]:

$$A_{out} = (A_{\tau}' + A_{\tau}'' + A_{\tau}''' + \dots) \approx (A_{\tau}'' + A_{\tau}''' + \dots) = \\ = A_0 \tau^2 r^4 e^{i\delta} + A_0 \tau^2 r^8 e^{2i\delta} + A_0 \tau^2 r^{12} e^{3i\delta} + \dots = A_0 \tau^2 r^4 e^{i\delta} (1 + r^4 e^{i\delta} + r^8 e^{2i\delta} + \dots). \quad (2.6)$$

Где A_{τ}' , A_{τ}'' , A_{τ}''' – амплитуды первой, второй, третьей волн на гипотенузной грани призмы 3, A_0 – амплитуда входящей волны, δ – набег фазы световой волны за проход по полной траектории, (разность фаз двух последовательных световых волн).

Отношение результирующей амплитуды вышедшей волны к амплитуде входящей волны в резонаторе, равно:

$$A_{out} / A_0 = 1 / \tau_0. \quad (2.7)$$

Отношение интенсивностей вышедшей волны и падающей на полноотражающий слой получим в виде:

$$I_{out}/I_0 = (A_{out}/A_0)^2 = (1/\tau_0)^2 = 1/T. \quad (2.8)$$

Где T - энергетический коэффициент пропускания резонатора.

Учитывая (2.6) и отбрасив не существенный постоянный фазовый множитель $e^{i\delta}$, найдём коэффициент пропускания по амплитуде фильтра с резонатором:

$$\tau_0 = A_{out}/A_0 = \tau^2 r^4 (1 + r^4 e^{i\delta} + r^8 e^{2i\delta} + \dots). \quad (2.9)$$

В (2.9) выражение в круглых скобках является бесконечной убывающей геометрической прогрессией со знаменателем $q = r^4 e^{i\delta}$. Воспользуясь формулой:

$$\sum_{n=0}^{\infty} q^n = \frac{1}{1-q}. \quad (2.10)$$

Найдём

$$\tau_0 = A_{out}/A_0 = \frac{\tau^2}{1 - r^4 e^{i\delta}}. \quad (2.11)$$

Для пропускания интерферометра с четырёхгранным резонатором по интенсивности $T(\delta) = [A_{out}/A_0]^2$ получим формулу:

$$T(\delta) = \left| A_{out} / A_0 \right|^2 = \frac{\tau^4}{\left| 1 - r^4 e^{i\delta} \right|^2} = \frac{\tau^4}{1 + r^8 - 2r^4 \cos \delta} = \frac{\tau^4}{(1 - r^4)^2 + 4r^4 \sin^2 \frac{\delta}{2}} = \frac{T_{la}^2}{(1 - R_{la})^2 + 4R_{la} \sin^2 \frac{\delta}{2}}. \quad (2.12)$$

Где $T(\delta)$ – пропускание интерферометра (пропускание по интенсивности волны 4, падающей на зазор со стороны призмы и вышедшей по направлению волны 5 (рисунок 2.2)), $R_{la} = r^4$ – результирующий коэффициент отражения после четырёх отражений волны при прохождении по полной траектории от граней полигональной призмы, T_{la} – пропускание по интенсивности полноотражающего слоя, которые связаны соотношением

$T_{la} + R_{la} = 1$, вытекающим из закона сохранения энергии (если нет оптических потерь при отражении за счёт, например, рассеяния света). Полученное выражение подобно формуле Эйри для плоского интерферометра Фабри-Перо [58], отличается значением фазового набега δ световой волны. При выводе формулы (2.12) не учитывалось поглощение света в среде резонатора. С учётом поглощения в среде формула (2.12) быть также представлена по аналогии с работой [2] в виде:

$$T(\delta) = \frac{T_{la}^2 T_{cp}}{(1 - T_{cp} R_{la})^2 + 4T_{cp} R_{la} \sin^2 \frac{\delta}{2}}. \quad (2.13)$$

Здесь T_{cp} - пропускание слоя среды между зеркалами.

Таким образом, доказано, что интерференционное устройство, включающее четырёхгранную призму с гранями полного внутреннего отражения с бегущей волной, многократно проходящей призму по

кольцевым траекториям, полноотражающие прослойки, а также дополнительные призмы ввода- вывода излучения, в части пропускания света может анализироваться с помощью математической модели интерферометра Фабри-Перо с плоскими параллельными зеркалами.

2.3.2 Фазовые набегі световой волны при её распространении в интерференционном устройстве.

В случае оптического устройства, содержащего четырёхгранную призму-резонатор 1, призму 2 ввода излучения в резонатор и призму 3 вывода излучения, необходимо учитывать изменения фазы волны при прохождении ею всего оптического тракта - от входной грани входной призмы до выхода из выходной призмы. Деление по амплитуде падающей на призму ввода волны на несколько волн происходит в резонаторе, интерференция этих производных волн наблюдается на выходе из выходной призмы в луче 5. Геометрическая разность хода соседних в последовательности лучей, получившихся в результате деления по амплитуде вошедшего в катетную грань входной призмы луча 4, включает только разность пробегов в четырёхугольном резонаторе и выходной призме (рисунок 2.2). В связи с большим углом падения лучей на гипотенузную грань призмы необходимо отдельно рассматривать ход лучей в меридиональной плоскости, совпадающей с плоскостью падения луча на грань резонатора, и в сагиттальной плоскости.

Определим оптическую разность хода лучей на выходе из призмы 3. Как показано выше, можно не учитывать первую в совокупности волну. Световая волна с плоским фронтом падает на катетную грань призмы 2, преломляется под углом $\pm\beta'$, туннелирует через промежуток между призмой 2 и резонатором, проходит свой путь по кольцевой траектории в резонаторе, туннелирует через промежуток между резонатором и призмой 3 и выходит в

воздух из катетной грани призмы 3 с углом $\pm n_1 \beta'$ по отношению к нормали к катету, равным углу падения на входную грань призмы 2 (последнее выражение справедливо при малых значениях β').

При падении волны на полноотражающий промежуток с призмой 3 волна частично отражается (происходит деление волны по амплитуде), отражённая волна в резонаторе проходит, отражаясь от его граней, полную траекторию и возвращается к катетной грани призмы 3. Туннелирующая часть этой волны дает луч, прошедший в призму 3 и распространяющийся параллельно первой волне. Эти две вышедшие волны I и II интерферируют между собой. Результат интерференции определяется оптической разностью их хода после разделения первоначальной волны при падении на полноотражающий промежуток между резонатором и призмой 3.

На рис. 36 показан в левой части ход лучей в случае правовращающейся бегущей волны в четырёхгранном резонаторе и призме 3, в правой части – развёртка этого хода лучей на плоскость. Линия $O_1O'_1$ соответствует на развёртке лучу, падающему на грань под углом $\pi/4$, линия $O_1O'_2$ – лучу, падающему на грань и отражённому под углом $\pi/4 + \beta'$. Как видно из хода лучей в резонаторе, луч, отражённый в точке O_1 грани, возвращается в точку O_2 этой же грани; на развёртке этому лучу соответствует линия $O_1O'_2$. Оптическая разность хода Σ_M лучей I и II в меридиональной плоскости определяется выражением:

$$\Sigma_M = n_1 (\overline{GO_3} + \overline{GF} + \overline{FE} + \overline{EO_2} + \overline{O_3C}) + \overline{AB} - n_1 \overline{O_2A} \quad (2.14)$$

Здесь не учитывается увеличение длины пути волны в местах падения на поверхность ПВО в связи с малостью добавки в сравнении с длиной пути волны по полной траектории. Четыре первых слагаемых в скобке определяют

геометрическую длину пути волны по полной траектории в резонаторе, их сумма равна длине линии $O_2O'_3$ на развёртке рис.36:

$$\overline{GO_3} + \overline{GF} + \overline{FE} + \overline{EO_2} = \overline{O_2O'_3}.$$

Учитывая(2.28), получим в меридиональной плоскости:

$$O_2O'_3 = 2\sqrt{2}c(1 \pm \sin \beta'). \quad (2.15)$$

Разница длин отрезков $\overline{O_2A} - \overline{O_3C}$ приблизительно равна расстоянию DO'_3 между линиями отрезков, как следует из построения прямоугольного треугольника $O'_2O'_3D$, то есть, $\overline{O_2A} - \overline{O_3C} = \overline{DO'_3}$, в свою очередь, определяемому как $DO'_3 = O_2O'_3 \cdot \operatorname{tg} \beta' \approx 2\sqrt{2}c(1 \pm \sin \beta) \operatorname{tg} \beta'$.

Отрезок AB определяется из прямоугольного треугольника ABC :

$$AB = AC \sin(n_1 \beta').$$

Учитывая, что $AC = DO'_3$, получим выражение, справедливое для меридиональной плоскости:

$$AB \approx 2\sqrt{2}c \cdot \operatorname{tg}(\beta') \cdot \sin(n_1 \beta').$$

Для оптической разности хода в меридиональной плоскости, используя уравнение (2.14) и (2.15), и применяя в выражении $(1 \pm \sin \beta')$ только знак «плюс», получаем:

$$\begin{aligned}
\Sigma &= n_1 \left[2\sqrt{2}c(1 + \sin \beta') - 2\sqrt{2}c(1 + \sin \beta') \cdot \operatorname{tg} \beta' \right] + \\
&+ 2\sqrt{2}c(1 + \sin \beta') \cdot \operatorname{tg} \beta' \sin(n_1 \beta') = \\
&= 2\sqrt{2}cn_1(1 + \sin \beta')(1 - \operatorname{tg} \beta') + 2\sqrt{2}c(1 + \sin \beta')n_1 \beta' \operatorname{tg} \beta' \approx \\
&\approx 2\sqrt{2}cn_1(1 + \sin \beta')(1 - \operatorname{tg} \beta' + \beta' \operatorname{tg} \beta') \approx 2\sqrt{2}cn_1(1 + \sin \beta')(1 - \operatorname{tg} \beta') \approx \\
&\approx 2\sqrt{2}cn_1(1 - \beta'^2)
\end{aligned} \tag{2.16}$$

При выводе проведены упрощения в связи с малостью β' ($\beta' = \pi/4$). Результаты расчёта не изменяются, если в выражении $(1 \pm \sin \beta')$ использовать знак «минус», так как при этом изменяется знак перед вторым слагаемым в квадратной скобке формулы(2.16).

В сагиттальной плоскости, как можно найти аналогичным расчётом, оптическая разность хода двух соседних вышедших из призмы по одному направлению лучей равна:

$$\Sigma_c = 2\sqrt{2}cn_1 \cos \beta' \approx 2\sqrt{2}cn_1 \left(1 - \frac{\beta'^2}{2} \right). \tag{2.17}$$

Разность фаз интерферирующих волн на выходе из всего устройства в меридиональной плоскости равна:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Sigma = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sqrt{2}cn_1 \left(1 - \frac{\beta'^2}{2} \right), \tag{2.18}$$

то же в сагиттальной плоскости:

$$\delta_c \approx \frac{4\pi}{\lambda_0} \sqrt{2}cn_1 \left(1 - \frac{\beta'^2}{2} \right) \tag{2.19}$$

Максимум интерференции наступает при условии[58]:

$$\Sigma = m_p \lambda_0,$$

где $m_p = m_1 - (p-1)$ – целое число, номер порядка p -й от центра светлой полосы интерференционной картины лучей, вышедших из призмы вывода излучения, $m_1 = m_0 - e$ – целый порядок внутренней наиболее светлой полосы, e – дробный порядок в центре, $m_0 = \frac{2\sqrt{2}cn_1}{\lambda_0}$ – наибольшее значение порядка интерференции в фокусе линзы, может иметь дробное значение .

Таким образом, условием наблюдения максимумов интерференции в меридиональной плоскости, обусловленным оптическими характеристиками выходного устройства интерферометра, является следующее уравнение:

$$\frac{4\pi}{\lambda_0} \sqrt{2}cn_1 (1 - \beta'^2) = \frac{2\pi L_0}{\lambda_0} (1 - \beta'^2) = 2\pi m_p. \quad (2.20)$$

Здесь $L_0 = 2\sqrt{2}cn_1 = m_0 \lambda_0$.

Аналогичное выражение для сагиттальной плоскости с учётом (2.17) можно записать в виде:

$$\frac{2\pi L_0}{\lambda_0} \left(1 - \frac{\beta'^2}{2} \right) = 2\pi m_p. \quad (2.21)$$

Интерференционная картина имеет вид светлых приблизительно кольцевых полос с единым центром, подобна картине интерференции эталона Фабри-Перо. Углы наблюдения β_{pM} в воздухе максимумов

интерференции в меридиональной плоскости определяются с учётом преломления $\beta_{pM} = n_1 \beta'_{pM}$ решением уравнения(2.20):

$$\frac{2\pi L_0}{\lambda_0} \left(1 - \frac{\beta_{pM}^2}{n_1^2} \right) = 2\pi m_p = 2\pi (m_0 - e - p + 1). \quad (2.22)$$

Можно получить:

$$\beta_{pM} = n_1 \sqrt{\frac{p + e - 1}{m_0}}. \quad (2.23)$$

Для сагиттальной плоскости углы β_{pC} наблюдения максимумов в воздухе равны:

$$\beta_{pC} = n_1 \sqrt{\frac{2(p + e - 1)}{m_0}}. \quad (2.24)$$

Диаметры D_{pM} и D_{pC} интерференционной кольцевой полосы в меридиональной и сагиттальной плоскостях, учитывая (2.23) и (2.24), определяются выражениями

$$D_{pM}^2 = (2f \beta_{pM})^2 = 4f^2 n_1^2 \frac{p + e - 1}{m_0} \quad (2.25)$$

и

$$D_{pC}^2 = (2f \beta_{pC})^2 = 8f^2 n_1^2 \frac{p + e - 1}{m_0} \quad (2.26)$$

2.3.3 Геометро-оптическая модель прохождения световой волны в четырёхгранной призме – резонаторе

Рассматривается модель прохождения световой волны в объёме призмы резонатора для случаев малой оптической связи резонатора с вводящими и выводящими излучение призмами, то есть, при больших, не менее длины световой волны, величинах полноотражающих промежутков. Резонатор ограничен стенками, обладающими свойством полного внутреннего отражения световых волн, только при наклонном падении лучей на стенку, поэтому в нём могут существовать только бегущие волны типа волн «шепчущей галереи», создающие картину стоячих волн при синфазности движения. Замкнутая траектория в четырёхгранном резонаторе возможна только при угле падения волны на стенку, равном $\pi/4$, это основная мода колебаний волны в четырёхгранном резонаторе, по этой траектории волна может двигаться только в одном направлении, встречной волны нет. Волновой вектор световой волны, двигающейся по траектории, равен kn_1 , направлен по ходу луча; $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ [66]. При попадании в резонатор волн с направлениями, отличающимися от $\pi/4$, их траектории являются не замкнутыми, так как волна возвращается не в то место грани резонатора, из которого она начинала движение по траектории.

Путь плоской волны при многократном прохождении кольцевых траекторий может анализироваться с помощью развёртки хода луча на плоскость падения лучей на отражающие поверхности, показанной на рисунках 2.4 и 2.5. Из развёртки видно, что путь волны в четырёхгранном резонаторе в меридиональной плоскости подобен пути волны в планарном оптическом волноводе. Особенностью формирования электромагнитного поля светового излучения вблизи поверхности полного внутреннего отражения является возникновение картины стоячей волны,

устанавливающейся, как и в случае металлического зеркала, по нормали к отражающей поверхности. По волноводу могут распространяться только волны, фазовые фронты которых повторяются после прохождения половины кольцевой траектории, поэтому должно выполняться условие «поперечного резонанса» [66] – при двукратном прохождении волной промежутка между противостоящими гранями резонатора её фаза должна измениться на $2m_r\pi$, где m_r – целое число.

В четырёхгранном резонаторе в связи с наклонным падением волн на отражающие грани зависимости набег фазы от направления волны по кольцевым траекториям в меридиональной и сагиттальной плоскостях различны. Учитывая, что в местах полного отражения от граней волна испытывает дополнительные фазовые сдвиги ϕ , зависящие от угла падения, по единичной траектории таких мест 4, можно записать, по аналогии с условием «поперечного резонанса» в планарных волноводах, условие фазового согласования волн в меридиональной плоскости резонатора:

$$kn_1 \cdot 2c \cdot \cos(\pi / 4 \pm \beta') + 4\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2cn_1 \cdot \cos(\pi / 4 \pm \beta') + 4\phi = 2m_r\pi, \quad (2.27)$$

где m_r – целое число, номер порядка интерференции в резонаторе, β' – отклонение направления луча в среде резонатора от направления в замкнутой траектории в резонаторе. После преобразований, учитывающих тригонометрическую формулу косинуса суммы двух углов и соотношение $\pi / 4 \gg \beta'$,

получим:

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{2}cn_1 (1 \pm \sin \beta') + 4\phi = 2m_r\pi$$

$$L_M = L_{r0} (1 \pm \sin \beta') = \left(m_r - \frac{2\phi}{\pi} \right) \lambda_0 \quad (2.28)$$

Здесь:

$$L_{r0} = \sqrt{2} c n_1, \quad (2.29)$$

– оптическая длина единичной траектории волны в резонаторе, совершаемой при углах падения волны на грань резонатора под углом $\theta = \pi / 4$.

Для траектории, лежащей в сагиттальной плоскости, условие фазового согласования следующее:

$$2ckn_1 \cos \beta + 4\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2cn_1 \cos \beta' + 4\phi = 2m_r \pi$$

$$L_C = L_{r0} \cos \beta' = \left(m_r - \frac{2\phi}{\pi} \right) \lambda_0. \quad (2.30)$$

Набеги фаз (разность фаз двух последовательных световых волн) по полным траекториям в меридиональной и сагиттальной плоскостях L_M и L_C равны значениям:

$$\delta'_M = \frac{2\pi}{\lambda_0} L_M = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{2} c n_1 (1 \pm \sin \beta') + 4\phi, \quad (2.31)$$

$$\delta'_C = \frac{2\pi}{\lambda_0} L_C = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{2} c n_1 \cos \beta' + 4\phi, \quad (2.32)$$

где 4ϕ – дополнительный фазовый сдвиг при отражении от полноотражающих граней, величина которого мала в сравнении с набегом фазы при движении волны в среде резонатора.

Условия самосогласования колебаний выполняются, когда набег фаз равен $2\pi m_r$, где m_r – порядок интерференции в резонаторе, целое число, получим:

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} L_M = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{2cn_1} (1 \pm \sin \beta') + 4\phi = 2\pi m_r, \quad (2.33)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} L_C = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{2cn_1} \cos \beta' + 4\phi = 2\pi m_r. \quad (2.34)$$

Для случая распространения в призме – резонаторе некогерентного расходящегося излучения полученные уравнения показывают, что в призме реализуются условия самосогласования колебаний для непрерывного ряда значений длин волн, распространяющихся по отличающимся направлениям, то есть, призма с гранями полного внутреннего отражения подобно интерферометру Фабри-Перо «резонирует» одновременно на множестве значений длин волн падающего и проходящего излучения, разлагая прошедшее излучение в пространственную картину спектра в фокальной плоскости объектива.

Каждому целому значению величины порядка m_r интерференции соответствует своя траектория волны с определённым значением β' , то есть, определённым угловым расположением в пространстве.

Из соотношений (2.33) и (2.34) следует, что интерференционные картины, обусловленные фазовыми сдвигами в меридиональной и сагиттальной плоскостях и формирующиеся в излучении внутри четырёхгранного резонатора, различны в этих плоскостях. Угловое

расположение порядков интерференции в меридиональной плоскости можно найти, анализируя формулу (2.33). Не учитывая величину 4ϕ , малую в сравнении с первым слагаемым, найдём угловой размер $\Delta\beta'_{rM}$ одного порядка интерференционной картины в меридиональной плоскости:

$$\sin(\Delta\beta'_{rM}) \approx \frac{1}{m_{r0}}, \quad (2.35)$$

где $m_{r0} = \frac{L_{r0}}{\lambda_0}$. Интерференционные максимумы располагаются в меридиональной плоскости в поперечном относительно хода луча направлении, эквидистантно.

Угловое расположение порядков интерференции в сагиттальной плоскости можно найти, анализируя формулу(2.34).

Учитывая, что в направлении оптической оси порядок интерференции может быть дробным, как это принимается для плоского интерферометра Фабри-Перо [57], можно составить систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{\lambda_0} L_C \cos \beta'_{pC} &= 2\pi(m_{r0} + e - p + 1), \\ \frac{2\pi}{\lambda_0} L_C \cos(\beta'_{pC} + \Delta\beta'_{pC}) &= 2\pi(m_{r0} + e - p) \end{aligned} \quad (2.36)$$

где p – целое число, номер порядка интерференции, считая от центра интерференционной картины световых полей в резонаторе, e – дробное число меньше единицы, для кольцевой траектории в резонаторе величина $e \approx 0,6$; β'_{pC} – угловой радиус порядка с номером p , $\Delta\beta'_{pC}$ – угловая ширина p -того порядка интерференции, получим:

$$\beta'_{pC} = \sqrt{\frac{2(p+e-1)}{m_{r0}}}; \quad (2.37)$$

Из формулы следует уменьшение угловой ширины порядка интерференции в сагиттальной плоскости с удалением углового положения порядка β'_p от центра картины.

2.3.4 Влияние распределения поля бегущей световой волны в призме-резонаторе на интерференционные параметры устройства

Величина набега фазы δ в уравнениях (2.12) и (2.13) является суммой набега фазы при движении световой волны в резонаторе и набега при выходе из резонатора с помощью призмы в окружающую среду.

Сравним условие (2.35) существования резонанса в резонаторе в меридиональной плоскости и условие (2.23) прохождения волн через выходную призму в воздух в этой же плоскости.

Угловые направления β_{pM} на максимумы интерференционной картины резонатора, пропорциональные обратной величине порядка m_{r0} (2.35), не совпадают с угловыми направлениями в той же среде $\beta'_{pM} = \beta_{pM} / n_1$ всего интерференционного устройства, пропорциональными обратными величине корня из порядка интерференции m_0 . Это означает, что часть спектральных полос прозрачности четырёхгранной призмы - резонатора приходится на зоны непрозрачности резонатора интерференционного устройства, включающего и призмы ввода-вывода. Общая интерференционная картина в меридиональной плоскости, получающаяся после прохождения падающего на входную призму излучения последовательно через резонатор, выходную призму и камерный объектив, имеет вид светлых приблизительно кольцевых полос с единым центром, подобна картине интерференции эталона Фабри-Перо. Светлые полосы

пересекаются тёмными периодически расположенными полосками, обусловленными порядками интерференции в меридиональной плоскости резонатора. Таким образом, условием наблюдения максимумов интерференционной картины в световом потоке, прошедшем всё устройство, включая призму ввода, резонатор и призму вывода излучения, (рисунок 2.5), в меридиональной плоскости являются условия(2.23).

В сагиттальной плоскости угол β'_{pC} наблюдения максимумов интерференционной картины в световом потоке в резонаторе определяется выражением (2.37), а в потоке, прошедшем всё устройство, включая призму ввода, резонатор и призму вывода излучения (рисунок 40), определяется формулой (2.24). Определим условия совпадения направлений на максимумы в сагиттальной плоскости в призме и в интерференционном устройстве с призмой. Учитывая, что сравниваются световые потоки в воздухе, вследствие преломления угол β'_{pC} необходимо умножить на n_1 , получим:

$$\begin{aligned} 2(p' + e - 1) &= p'' + e - 1, \\ p'' &= 2p' + e - 1 \end{aligned} \quad (2.38)$$

где p' и p'' – порядковые номера интерференционных максимумов в четырёхгранной призме и в интерференционном устройстве с призмой, соответственно.

Сравнение формул показывает, что точного совпадения угловых положений максимумов интерференционной картины призмы и максимумов интерференционной картины в интерференционном устройстве с призмой в сагиттальной плоскости нет. В случае малости значения e в результирующей интерференционной картине совпадение частичное, выпадают все интерференционные полосы, для которых значение p'' чётное.

В меридиональной плоскости в теле четырёхгранной призмы интерференционные максимумы располагаются гораздо чаще, чем в

сагиттальной плоскости, с угловыми промежутками, величина которых обратно пропорциональна порядку интерференции в призме (2.35), что является следствием того факта, что в меридиональной плоскости призму с гранями полного отражения нельзя считать открытым оптическим резонатором. Угловые положения максимумов интерференции в интерференционном устройстве с призмой (2.24) располагаются реже, обратно пропорциональны квадратному корню из порядка интерференции. Аппаратная функция может быть получена произведением аппаратных функций четырёхгранной призмы и интерференционного устройства с призмой. Результирующая интерференционная картина в меридиональной плоскости представляет собой систему полос, угловое положение которых определяется уравнением (2.23), причём каждая полоса состоит из подсистемы более узких полос, расположенных с периодичностью, определяемой уравнением (2.35).

Найдём величину свободной спектральной области резонаторной части интерференционного устройства. Для края соприкосновения двух соседних свободных спектральных областей шириной $\Delta\lambda$ каждая можно записать:

$$m_{r_0}(\lambda_0 + \Delta\lambda) = (m_{r_0} + 1)\lambda_0. \quad (2.39)$$

Можно получить $\Delta\lambda / \lambda_0 = 1/m_{r_0}$, что после преобразований даёт величину свободной спектральной области резонатора:

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{\sqrt{2cn_1}}. \quad (2.40)$$

Это выражение справедливо и для сагиттальной, и для меридиональной плоскостей.

Свободная спектральная область всего устройства, то есть, с учётом призмы, определяется формулой аналогичной выражению для свободной спектральной области интерферометра Фабри-Перо $\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0}{m_0} = \frac{\lambda_0^2}{2\sqrt{2}cn_1}$, то есть, в два раза уже, чем у резонатора. Результирующая ширина свободной спектральной области равна, в соответствии с правилом определения свободной зоны мультиплекс-интерферометров, справедливом при кратности отношения толщин интерферометров целому числу, ширине зоны резонатора. Пропускание резонатора в виде плоскопараллельной пластинки с четырьмя полноотражающими взаимно перпендикулярными гранями определяется произведением двух функций, представленных на рисунке 2.6, каждая из которых имеет периодичность, заданную расстоянием между гранями одной из пар параллельных граней.

На рисунке 2.6 приведена схема углового расположения полос прозрачности в спектрах пропускания оптически слабо связанного резонатора (верхний график), интерферометра, включающего резонатор, полноотражающие прослойки и призмы ввода-вывода (без учёта резонансных явлений в резонаторе) (второй сверху график), расположение полос прозрачности в спектре пропускания интерферометра с учётом резонансных свойств резонатора (третий график). На четвёртом графике показано расположение полос третьего графика с меньшим увеличением по оси углов; видно характерное для полос равного наклона интерферометров Фабри-Перо уменьшение расстояния между соседними полосами с удалением от центрального интерференционного максимума, положение которого совпадает с началом координат. На четвёртом графике полосы прозрачности заштрихованы очень часто в связи с тем, что период полос прозрачности резонатора много меньше ширины полос прозрачности интерферометра.

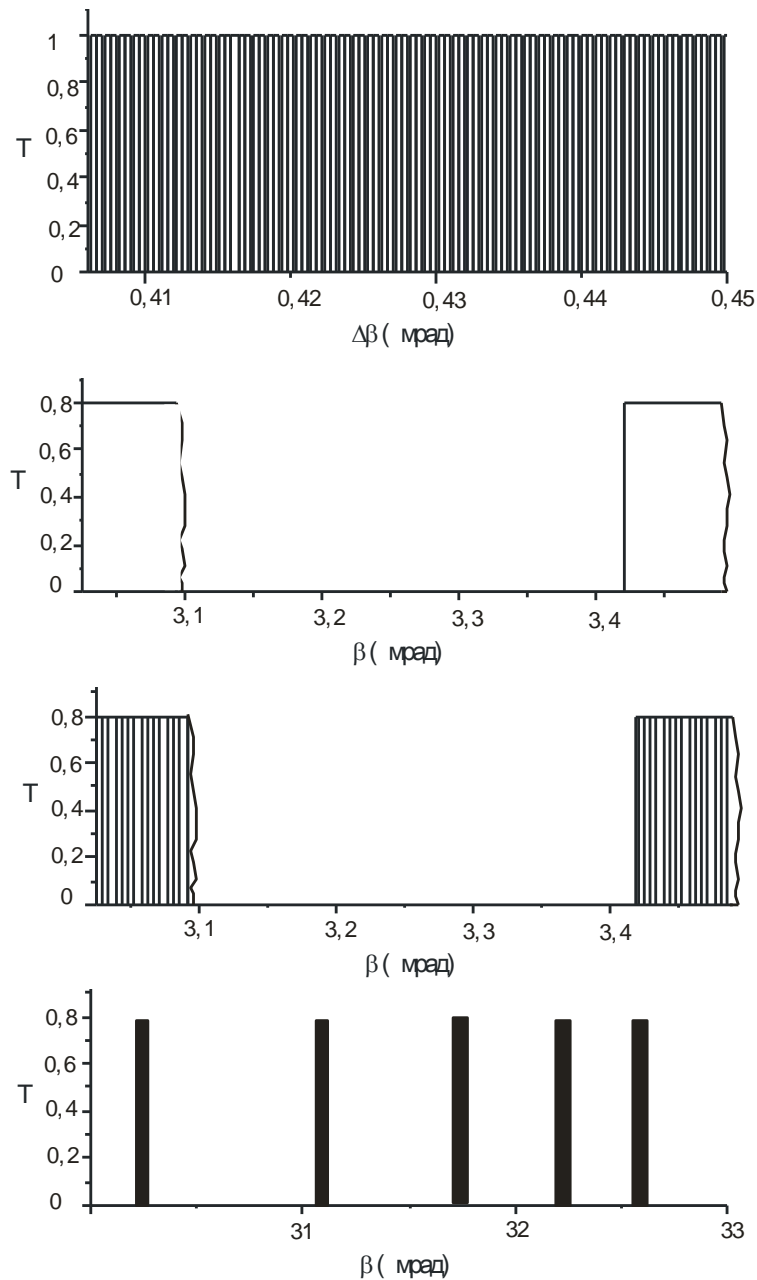


Рисунок 2.6 – Схемы расположения полос прозрачности в спектрах пропускания элементов интерференционного устройства

2.3.5 Причины уменьшения интенсивности световой волны при прохождении через интерференционное устройство.

Основными причинами, определяющими пропускание исследуемого интерферометра с призмой – резонатором, являются оптические потери в призме резонатора и ослабление оптической волны при прохождении ею

зазоров с нарушенным ПВО в устройствах ввода и вывода излучения из резонатора.

Среди причин оптических потерь в призме резонатора наиболее существенными являются несовершенства изготовления четырёхгранной стеклянной призмы, в том числе, отклонения углов между гранями призмы от необходимых значений, рассеяние света на дефектах поверхности кубика, поглощение света материалом резонатора, а также дифракция света при ограничении пучка апертурой грани кубика.

Потери энергии световых волн в резонаторе приводят к уменьшению эффективного числа $N_{эф}$ траекторий волны. В теории интерферометров с плоскими параллельными зеркалами допускается обобщенный подход к анализу оптических потерь, когда потери характеризуются числом эффективных отражений от зеркал и усреднённым коэффициентом отражения от зеркал в соответствии с приближённым соотношением [64]:

$$N_{эф} \approx \frac{\pi}{1 - R_{эф}}. \quad (2.41)$$

В идеальном случае число отражений в призме с полноотражающими гранями стремится к бесконечности, но, в связи с потерями, механизмы которых указаны выше, интенсивность волны с каждым проходом по траектории уменьшается; в теории интерферометров Фабри-Перо [57] эффективное число проходов световой волны между зеркалами определено из условия равенства потерь энергии в интерферометре за число проходов $N_{эф}$ потерям энергии за бесконечно большое число проходов с постоянным уменьшением потери энергии за каждый последующий проход.

Известным следствием формулы (2.13) является возможность достижения эффекта полного пропускания интерферометром световой волны в максимуме интерференции при отсутствии потерь в среде и зеркалах

полного внутреннего отражения, независимо от величины пропускания зазора с нарушенным ПВО, то есть, при любых значениях ширины h зазора. В реальных условиях оптического резонатора потери световой энергии всегда существуют, и пропускание интерферометра зависит от величины этих потерь.

Ослабление света в среде (закон Бугера) имеет вид:

$$T_{cp} = \frac{I}{I_0} = \exp(-\delta z)$$

Где T_{cp} – пропускание света слоем среды, δ – коэффициент поглощения света, z – дистанция, пройденная светом в среде. Для пропускания света резонатором в расчёте на одну кольцевую траекторию световой волны получим выражение:

$$T_{cp} = \exp(-2\sqrt{2}c\delta) \quad (2.42)$$

Затухание света на длине волны 0,63 мкм в плавленном кварце составляет приблизительно 10 Дб/км [2], отсюда найдем значение $\delta = 0.01 \text{ м}^{-1}$. Пропускание резонаторной четырёхгранной призмы из кварца со стороной $c=10\text{мм}$ равно $T_{cp} = \exp(-2\sqrt{2}c\delta) \approx 1 - 2.8 \cdot 10^{-4}$.

Физической причиной потерь света при отражении от поверхности полного отражения может быть шероховатость поверхности, вследствие чего коэффициент отражения уменьшается до величины [23]:

$$R_{ш} \approx 1 - \left(\frac{4\pi\sigma \cos\theta}{\lambda_0} \right)^2, \quad (2.43)$$

где θ – угол падения, σ – среднеквадратическая шероховатость поверхности, λ_0 – длина волны света. Уменьшение интенсивности отражённого света за счёт рассеяния при падении на полноотражающую поверхность составляет $A_p = 1 - R_{ui} = \left(\frac{4\pi\sigma \cos\theta}{\lambda_0} \right)^2$, при шероховатости $\sigma \approx 10^{-9}$ м значение $A_p \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

Вычисленные значения пропускания среды призмы и отражения от зеркал в нашем случае призмы с гранями полного отражения, являющимися зеркалами интерферометра, мало отличаются от единицы, поэтому их можно представить в виде:

$$T_{cp} = 1 - A_{cp}, R_{la} = 1 - (T_{la} + A_p), \quad (2.44)$$

где A_{cp} – оптические потери в среде призмы.

Подставляя выражения (2.44) в формулу (2.13) и, учитывая приблизительное равенство пропускания среды призмы и отражательной способности полноотражающего слоя единице, можно получить выражение для пропускания интерферометра с четырёхгранной призмой:

$$T(\delta) = \frac{T_{la}^2}{(A_{cp} + T_{la} + A_p)^2 + 4(1 - A_{cp})[1 - (T_{la} + A_p)] \sin^2 \frac{\delta}{2}}. \quad (2.45)$$

В случае интерферометров Фабри-Перо оптические потери характеризуют при помощи фактора резкости [58]. Формулу (2.12) представляют в форме:

$$T = T_{0рез} \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)}, \quad (2.46)$$

Где T_{0pez} – пропускание интерферометра в максимуме пропускания,
 $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ – фактор резкости. Представим (2.45) в форме уравнения (2.46):

$$T(\delta) = \frac{T_{la}^2}{(A_{cp} + T_{la} + A_p)^2} \frac{1}{1 + \frac{4(1 - A_{cp})[1 - (T_{la} + A_p)]}{(A_{cp} + T_{la} + A_p)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} = \quad (2.47)$$

$$= T_{0pez} \frac{1}{1 + F' \sin^2 (\delta / 2)}$$

где F' – фактор резкости интерферометра с четырёхгранной призмой:

$$F' = \frac{4(1 - A_{cp})[1 - (T_{la} + A_p)]}{(A_{cp} + T_{la} + A_p)^2}, \quad (2.48)$$

величина T_{0pez} обозначает пропускание интерферометра в максимуме интерференционной картины с учётом потерь в среде резонатора и потерь при отражении от поверхностей полного отражения:

$$T_{0pez} = \frac{T_{la}^2}{(A_{cp} + T_{la} + A_p)^2}. \quad (2.49)$$

Из формулы (2.49) следует, что пропускание интерферометра в максимуме пропускания определяется пропусканием среды в резонаторе, пропусканием T_{la} зазора с нарушенным ПВО и потерями A_p на рассеяние на гранях полного отражения. Пропускание зазора НПВО в интерферометре зависит от установленной при изготовлении устройства величины зазора. Оценим пропускание T_{0pez} интерферометра в случае равенства оптических

потерь, обусловленных указанными выше причинами, наибольшей из вычисленных выше потерь и между собой $A_{cp} = T_{la} = A_p = 2,8 \cdot 10^{-4}$. Расчёт даёт значение $T_{0рез} \approx 0,11$.

Резкость \mathcal{F} интерференционной картины (отношение расстояния между интерференционными полосами к их полуширине) связана с реальным разрешением интерферометра формулой $\lambda / \delta\lambda = \mathcal{F}m_0$, а с фактором резкости – уравнением:

$$N_{эф} \approx \mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2}. \quad (2.50)$$

Оптические потери в интерферометре приводят к ухудшению разрешения интерферометра.

В рассматриваемом примере, $\mathcal{F} = 3,7 \cdot 10^3$, разрешение $\lambda / \delta\lambda = 3,7 \cdot 10^3 m_0$.

Полученные в оценочном расчёте результаты характеризуют порядок достижимых значений характеристик интерферометра как спектрального прибора при указанных значениях оптических потерь. Если увеличить пропускание зазора НПВО на порядок, то прозрачность интерферометра увеличится до $T_{0рез} \approx 1$, однако, разрешение ухудшится до $\lambda / \delta\lambda \approx 4 \cdot 10^2 m_0$, приблизительно на порядок величины. Следует отметить, что значение разрешения получено для интерферометра с «идеальной» геометрией призмы резонатора, то есть, без учёта погрешностей изготовления; оценка влияния погрешностей изготовления представлена ниже.

Формулы (2.45) и (2.49) являются приближенными, так как при выводе не учитывалась сложная структура интерферометра – наличие четырёх отражающих поверхностей. Учёт структуры существенно усложнит выкладки.

В связи с большой длиной оптического пути световой волны в резонаторе необходимо учитывать, кроме оптических потерь в резонаторе, также уменьшение интенсивности вследствие дифракции излучения на гранях резонатора. В классической теории интерферометров Фабри-Перо влияние дифракции не учитывается, в нашем случае оно становится существенным.

Рассматриваемый в настоящем разделе многогранный резонатор с плоскими гранями относится к классу неустойчивых резонаторов, в которых имеют существенное значение дифракционные потери световых волн.

2.3.6 Дифракционные эффекты в полигональной призме резонатора интерференционного устройства

Пропускание резонатора определяется величиной потерь энергии световой волны при многократных её отражениях от граней резонатора вследствие рассеяния на шероховатостях и поглощением света в среде резонатора, расходимостью излучения в резонаторе в связи с большой длиной оптического пути световой волны (оптический путь является суммой всех полных траекторий волны в резонаторе и в сотни-тысячи раз превышает величину поперечника резонатора), а также дифракцией световой волны на полноотражающих гранях призмы. Использование эффекта полного внутреннего отражения и применение оптических материалов, прозрачных в данном диапазоне спектра, минимизирует оптические потери в резонаторе с зеркалами ПВО.

Влияние расходимости излучения, падающего на интерферометр, на дифракционные потери

В случае интерферометра Фабри-Перо с двумя плоскими зеркалами условием наблюдения интерференционной картины с несколькими интерференционными кольцами является использование протяженного источника излучения, с большим угловым размером источника.

Если расходимость падающей на интерферометр световой волны лазерного излучения дифракционная, угол расходимости падающего гауссовского пучка равен [56]:

$$\theta' = \frac{\lambda_0}{\pi\rho_0}, \quad (2.51)$$

где ρ_0 – радиус перетяжки гауссовского лазерного пучка, приблизительно равный радиусу пучка при выходе из лазерного излучателя. С учётом преломления расходимость в призме составит $\theta = \frac{\lambda_0}{\pi n_1 \rho_0}$. Для оценок примем, что дифракция волны начинает происходить, когда её поперечник Π в ходе многократного обегания волной призмного резонатора сравняется вследствие начальной расходимости на пути $N'L$, где L – геометрическая длина кольцевой траектории волны, с размером Π проекции на фронт волны грани резонатора. Учитывая, что основная мода призмного четырёхгранного резонатора соответствует углу $\pi/4$ падения волны на грань, получим.

$$\Pi = c \cdot \cos \frac{\pi}{4} = 2(\rho_0 + \theta N'L) \cos \frac{\pi}{4}. \quad (2.52)$$

Здесь N' – эффективное число траекторий волны, которые она прошла к моменту начала дифракционных потерь. Получим:

$$N' = \frac{0,5c - \rho_0}{\theta L}. \quad (2.53)$$

Принимая $\lambda_0 = 0,63$ мкм, $\theta = 2,7 \cdot 10^{-5}$ рад, $c = 30$ мм, $L = 84,85$ мм $\rho_0 = 2,5$ мм, имеем $N' \approx 5000$.

Полученное значение позволяет заключить, что расходимость падающего на интерференционное устройство излучения, соответствующая расходимости излучения твердотельного или гелий-неонового лазера, не приводит к дифракции световой волны на гранях четырёхгранной призмы. Однако, как показано ниже, интерференционная картина с двумя – тремя интерференционными кольцами может возникнуть только при расходимости падающего излучения порядка 10 мрад. При такой расходимости $N' \approx 20$, то есть, дифракция на гранях может сопутствовать практически всему движению световой волны в четырёхгранной призме.

Дифракция на гранях призмы

После того, как при движении волны её фронт по площади сравнивается с размером грани, световая волна продолжает движение в резонаторе. Как показано в первой главе диссертации, распределение поля световой волны в лазерных резонаторах с плоскими параллельными зеркалами анализируется во многих работах, например, в работе [19]. Резонатор с плоскими зеркалами считается неустойчивым; резонатору свойственны дифракционные потери, которые могут оказаться главным видом потерь. В нашем случае число Френеля, определяющее модовый характер поля в резонаторе, имеет значение порядка 10^4 , поэтому анализ прохождения световой волны в резонаторе допустимо проводить в рамках лучевого приближения [19].

Дальнейший анализ движения волны в резонаторе проводим, используя геометро-оптический подход.

Предполагается, что доля энергии волны, уходящая вследствие эффекта нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) через призмы вывода излучения из интерферометра, мала.

При каждом проходе волны по полной траектории, включающей 4 падения на грань резонатора, при каждом падении волна подвергается дифракции, как на квадратном отверстии со сторонами, равными стороне грани; расходимость волны увеличивается, однако, поперечник волны в

связи с малой величиной хода волны между гранями, остаётся практически неизменным. Следует отметить, что волна падает на указанное квадратное отверстие под углом к его плоскости; аналитических решений задачи такой дифракции в литературе не найдено, и при последующем рассмотрении упрощенно считается, что в дальнем поле угловое распределение дифрагированного излучения близко к случаю дифракции с нормальным падением на прямоугольник, получившийся путем проекции отверстия на фронт падающей волны. В ближнем поле движение волны в сагиттальной плоскости приводит её к грани, граничащей с неотражающей (матированной) стороной призмы, излучение при дифракции теряется и уходит из резонатора. Величина дифракционных потерь при одном дифракционном акте может быть оценена с помощью выражения для дифракционных потерь в резонаторе с плоскими параллельными зеркалами [19]:

$$\alpha_m \approx 1 - \exp \left[\frac{-16,3}{\left(2\sqrt{2\pi N_\phi}\right)^3} \right] \quad (2.54)$$

где N_ϕ – число Френеля для конфигурации резонатора. Формула приведена в упрощенном виде для случая основной поперечной моды с индексом $m=0$ и для больших значений числа Френеля. Для нашего случая можно получить оценочное значение $\alpha_m \approx 1 \cdot 10^{-6}$.

Движение волны в меридиональной плоскости приводит её к грани, граничащей с соседней зеркальной, после дифракции отражённая волна продолжает распространение в призме, туннелирующая к выходной призме при падении волны на грань с выходной призмой выходит из резонатора и далее камерным объективом фокусируется и участвует в создании интерференционной картины. Туннелирующая волна при эквидистантности полноотражающего промежутка полностью повторяет поперечное амплитудное и фазовое распределения поля световой волны, падающей на

полноотражающий зазор с выходной призмой, что приводит к утверждению, что и в дальнем поле распределение поля, существующее в падающей волне, повторится в туннелирующей. Известно, что в случае прохождения плоской волны через прямоугольное отверстие возникает в дальнем поле дифракционная картина в виде центрального основного максимума и нескольких симметрично расположенных боковых максимумов меньшей интенсивности [57,64]:

$$I(\theta, \psi) = I_0 \left(\frac{\sin \frac{\pi d_1 \sin \theta}{\lambda_0}}{\frac{\pi d_1 \sin \theta}{\lambda_0}} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{\pi d_2 \sin \psi}{\lambda_0}}{\frac{\pi d_2 \sin \psi}{\lambda_0}} \right)^2 \quad (2.55)$$

где d_1 и d_2 – стороны прямоугольника, θ и ψ – угловые координаты точки наблюдения (в рамках геометра-оптической модели θ и ψ – углы распространения световых лучей, испытавших дифракцию на отверстии),

$$I_0 = I_{\text{пад}} \left(\frac{d_1 d_2}{\lambda_0 b} \right)^2, \quad (2.56)$$

– интенсивность излучения в центре дифракционной картины, $I_{\text{пад}}$ – интенсивность падающей на отверстие волны, b – расстояние от прямоугольного отверстия до дифракционной картины. Боковые максимумы располагаются относительно сторон прямоугольника симметрично, образуя четыре группы световых лучей. Направления первых в каждой группе боковых максимумов отличаются от направления основного максимума на величину порядка.

$$\Delta\theta, \Delta\psi = \pm\lambda_0 / d, \text{ где } d \text{ – поперечник отверстия.}$$

Примем направление θ лежащим в меридиональной плоскости четырёхгранной призмы, то есть, в плоскости падения световой волны на грани призмы; направление ψ – лежащим в сагиттальной плоскости.

С учётом наклонного падения волны на грань со стороной c для дифракции на грани можно получить порядок значения углового расстояния между этими полосами:

$$\Delta\theta \approx \pm \frac{\lambda_0}{c \cdot \cos \frac{\pi}{4}} \approx \pm 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ рад}. \quad (2.57)$$

Интенсивность боковых дифракционных полос много меньше интенсивности I_0 основного максимума [57]. Интенсивность I_{D1} первого бокового дифракционного максимума в группе боковых лучей определяется, в случае падающей плоской волны, формулой $I_{D1} = \chi I_0$, где I_0 - интенсивность основного максимума, $\chi = 0,047$ (без учёта остальных, кроме первого, боковых максимумов), постоянный коэффициент. Интенсивность первого бокового максимума в дальнем поле в случае квадратного отверстия, по аналогии с (2.56), полагая $d_1 = c$, $d_2 = c / \sqrt{2}$ определим формулой:

$$I_{D1} = \chi I_0 = \chi I_{\text{пад}} \left(\frac{c^2}{\sqrt{2} \lambda_0 b} \right)^2 \quad (2.58)$$

Расходящуюся в результате дифракции волну можно представить в виде набора плоских волн; после одиночного акта дифракции существуют плоские волны боковых дифракционных максимумов и основного максимума. Каждая из этих плоских вторичных волн при следующем акте дифракции на грани создает третичные волны, и т.д. Можно найти

интенсивность в дальнем поле основного дифракционного максимума после первого падения волны на квадратную грань и первой дифракции:

$$I_0 = I_{\text{ПАД}} \left(\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 b} \right)^2, \quad (2.59)$$

после второго падения и дифракции:

$$I_{02} = I_0 \left[\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 (b-c)} \right]^2 = I_{\text{ПАД}} \left(\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 b} \right)^2 \left[\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 (b-c)} \right]^2,$$

после $4N$ падений и дифракции ($4N$ падений получается за N кольцевых траекторий):

$$I_{0N} = I_{\text{ПАД}} \left(\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 b} \right)^{8N}, \quad (2.60)$$

если принять $b \gg c$

Таким образом, после N кольцевых траекторий относительная интенсивность основного максимума в дальнем поле равна:

$$I_{0N} / I_{\text{ПАД}} = \left(\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 b} \right)^{8N} \quad (2.61)$$

Как показано выше, волну первого бокового максимума, возникшего при первой дифракции падающей волны на отверстии, при втором падении волны на отверстие можно представлять плоской волной; поэтому интенсивность волны первого бокового максимума в дифракционной картине

в дальнем поле после N кольцевых траекторий излучения в призме можно определить, аналогично (2.60), формулой:

$$I_{DN} = I_{D1} \left(\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 b} \right)^{8N} = \chi I_0 \left(\frac{c^2}{\sqrt{2}\lambda_0 b} \right)^{8N}. \quad (2.62)$$

Учитывая (2.59) и (2.60), получим:

$$I_{DN} = \chi I_{0N},$$

то есть, соотношение между интенсивностями основного и бокового максимумов после N – кратного прохождения световой волны в призмном резонаторе не изменяется. Это означает, что в общем случае форма интерференционной картины сохраняет форму, близкую к картине в случае интерферометра Фабри-Перо. Если размеры граней призмы недостаточно велики, призма может виньетировать проходящий световой пучок, и из интерференционной картины вырезается её средняя часть, содержащая 1 – 2 интерференционных кольца, или менее.

Рассмотрим картину углового распределения интенсивностей волн, соответствующих основному и боковому максимуму дифракции проходящей резонатор волны на грани призмы резонатора.

Дифракция плоской волны основного максимума, возникшего при падении волны на предшествующую грань, при падении на каждую следующую грань приводит к дифракции с образованием подобной предшествующему падению дифракционной картины с основным и боковыми максимумами, при этом интенсивность основного максимума оказывается меньше, чем перед очередным падением на грань. Дифракция плоской волны бокового максимума при её падении на следующую по ходу волны грань призмы приводит к появлению в прошедшем излучении

вторичного бокового максимума с угловым направлением $\pm\Delta\theta$ относительно первичного и с интенсивностью 0,047 от интенсивности первичного; с каждым падением волны на грань призмы возникают всё новые боковые максимумы, но интенсивность каждого последующего многократно меньше, чем предыдущего; последнее позволяет пренебречь вторичными боковыми дифракционными максимумами.

Таким образом, с каждым новым падением волны на грань резонатора в отраженной дифрагированной волне происходит пропорциональное уменьшение интенсивности основного и боковых максимумов. Боковые максимумы располагаются, как показано выше, симметрично с угловым расстоянием от оси волны порядка $\Delta\theta = \lambda_0 / d$, соответствующим угловому расположению боковых дифракционных максимумов при дифракции волны на прямоугольном отверстии. В случае падения на входную призму немонахроматического расходящегося излучения каждой спектральной линии излучения в четырёхгранной призме соответствует своя плоская световая волна, направление которой в меридиональной плоскости определяется направлениями максимума интерференции (2.23) и (2.33). Каждая из этих волн дифрагирует, что приводит к оценке величины углового расширения световой волны каждой спектральной линии значением углового расстояния между основным и первым боковым дифракционными максимумами, определяемого выражением (2.57):

$$\Delta\theta \approx \pm \frac{n_1 \lambda_0}{c \cdot \cos \frac{\pi}{4}} \approx \pm 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ рад} \quad (\text{при } c = 30 \text{ мм}).$$

Вычисление даёт значение

$2\Delta\theta \approx 9 \cdot 10^{-5}$, что примерно соответствует угловой ширине полосы пропускания при разрешении интерферометра $\lambda_0 / \delta\lambda \approx 10^8$. Таким образом, в данном примере призмы со стороной грани $c = 30 \text{ мм}$ учёт углового расширения максимума вследствие дифракции увеличивает полуширину полосы пропускания интерферометра вдвое. При меньших значениях разрешения влиянием дифракции в призме можно пренебрегать.

Влияние дифракции световой волны на гранях призмы на распределение интенсивности в дальнем поле показано на рисунке 2.7. На левом рисунке приведён график функции дифракции после однократного падения волны на грань резонатора, на правом – после падения уже дифрагированной волны на грань. Здесь в функции $y = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$ величина x определяется в соответствии с (2.55) уравнением $x = \frac{\pi d_1 \sin \theta}{\lambda_0}$. Из рисунков видно, что у первого бокового максимума на правом рисунке после повторного падения на грань появляются свои малые боковые максимумы, симметрично расположенные относительно первого бокового, их интенсивность составляет малую долю ($= \chi$) первого бокового.

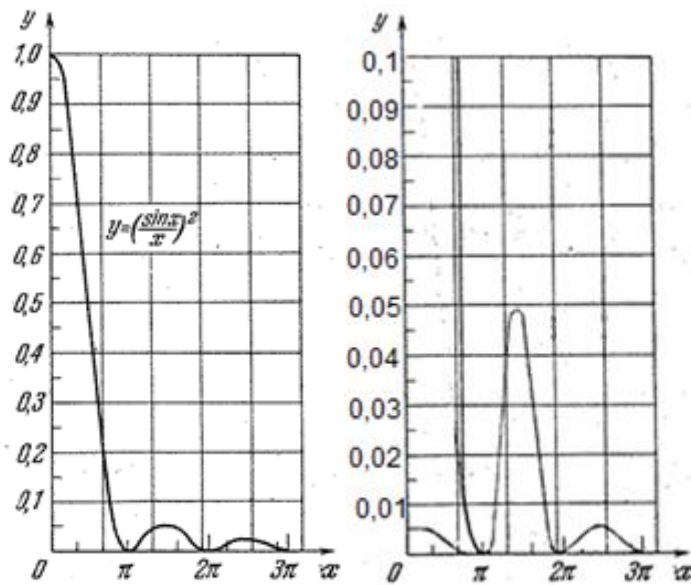


Рисунок 2.7 – Дифракция Фраунгофера на прямоугольном отверстии. Слева функция дифракции после однократного прохождения световой волны, справа – после двукратного прохождения

Таким образом, дифракция волны внутри призмы резонатора на гранях полного внутреннего отражения приводит при осесимметричной падающей волне к её виньетированию и появлению в дальнем поле дополнительных дифракционных максимумов; последнее увеличивает ширину

интерференционных полос в интерференционной картине и ухудшает величину достижимого разрешения при спектроскопии с помощью призмного интерферометра.

2.3.7 Оценка влияния поляризации падающего излучения на спектр пропускания

В связи с тем, что фазовые сдвиги волны при отражении от полноотражающей поверхности различны для разных поляризаций волны, спектральное положение максимумов пропускания для разных поляризаций различно.

Изменение фазы волны s -поляризации при отражении от полноотражающей поверхности определяется формулой [58]:

$$\operatorname{tg} \frac{\phi_{\perp}}{2} = -\frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \beta - n_2^2}}{n_1 \cos \beta}. \quad (2.63)$$

Если падающая волна поляризована линейно, то в отраженной волне возникает некоторая разность фаз между компонентами поля перпендикулярной и параллельной плоскости падения, отражённая волна будет эллиптически поляризована.

Относительная разность фаз $\phi = \phi_{\perp} - \phi_{\parallel}$ при отражении волн s -поляризации и p -поляризации определяется формулой [59]:

$$\operatorname{tg} \frac{\phi}{2} = \frac{\cos \beta \sqrt{n_1^2 \sin^2 \beta - n_2^2}}{n_1 \sin^2 \beta}. \quad (2.64)$$

При использовании в качестве материала четырёхгранного резонатора кварцевого стекла $\phi_{\perp} \approx -0,44 \text{ рад}$, $\phi \approx 0,44 \text{ рад}$, $\pi/2$.

Если направление поляризации волны, падающей на полноотражающую грань четырёхгранного резонатора, перпендикулярно плоскости падения, то при последующем движении волны по траектории в резонаторе поляризация не меняется; то же будет наблюдаться при поляризации в плоскости падения. Отличие в величинах фазового сдвига волн с поперечной и продольной поляризацией за проход по полной траектории равно:

$$\phi_0 = 4\phi. \quad (2.65)$$

Учитывая (2.64) и (2.30), можно найти относительную разницу спектрального расположения максимумов интенсивности волн с продольной и поперечной поляризацией после резонатора:

$$\frac{\delta_\phi \lambda}{\lambda_0} = -\frac{2\phi}{\pi m_{r0}} = -\frac{\sqrt{2}\phi\lambda_0}{\pi c n_1}. \quad (2.66)$$

Для приведённого примера получим $\frac{\delta_\phi \lambda}{\lambda_0} = 6,6 \cdot 10^{-6}$. Результат вычисления показывает, что изменение положения линии пропускания в спектре резонатора при изменении поляризации падающего света значительное, сравнимо со спектральной шириной порядка интерференции, что требует применения поляризационных фильтров.

2.3.8 Интерференционная картина полос равного наклона в фокальной плоскости камерного объектива

В общем случае, на входную грань призмы устройства падает немонахроматическое излучение с некоторой расходимостью, то есть, в

определённом диапазоне значений углов падения и длин волн λ_0 . В каждой точке фокальной плоскости камерного объектива, где формируется интерференционная картина, интерферирует совокупность лучей, уже прошедших четырёхгранную призму резонатора; условием прохождения призмы было условие синфазности световых волн в теле призмы. Выше показано, что условия синфазности световых волн в призме и в фокальной плоскости камерного объектива не совпадают. Интенсивность каждого из попавших в призму лучей, попадающих затем в определённую точку интерференционной картины в фокальной плоскости камерного объектива, определяется вначале интерференционными процессами в резонаторе, затем интерференцией при сложении лучей в фокальной плоскости. Интерференционная картина интерференционного устройства с зеркалами ПВО получается с учётом наложения интерференционной картины четырёхгранной призмы. Проведём сравнение характера интерференционных картин в случае интерферометров Фабри-Перо с плоскими зеркалами и нормальным падением света на зеркала и исследуемым в настоящей работе интерференционным устройством с зеркалами ПВО, содержащем в своём составе четырёхгранную призму с полно отражающими гранями.

В случае интерферометров Фабри-Перо интерференционная картина монохроматического излучения имеет вид полос равного наклона, при осесимметричном пучке света, падающем на зеркала нормально, полосы имеют форму концентрических колец с угловыми радиусами β_p , зависящими от номера p кольца, отсчитываемого от центра картины [57]:

$$\beta_p = n_1 \sqrt{\frac{2(p+e-1)}{m_0}}. \quad (2.67)$$

Расстояние между соседними кольцами уменьшается с удалением от центра, ширина светлого кольца определяет спектральную ширину полосы пропускания интерферометра.

Определим угловое расстояние между соседними кольцами интерференционной картины при больших значениях $p \gg 1$ номера кольца:

$$\Delta\beta_p^c = \beta_{p+1} - \beta_p = n_1 \sqrt{\frac{2(p+1+e-1)}{m_0}} - n_1 \sqrt{\frac{2(p+e-1)}{m_0}} \approx n_1 \sqrt{\frac{1}{2(p+e)m_0}}. \quad (2.68)$$

Для многолучевого интерферометра с четырёхгранной призмой рассмотрим вид интерференционной картины при двух значениях расходимости падающего излучения:

- угол θ расходимости падающего излучения достаточно мал, и дифракционные эффекты в призме можно не учитывать; используя (2.53),

можно записать $\theta \leq \frac{0,5c - \rho_0}{N'L}$;

- угол расходимости значительно больше, имеет величину, при которой дифракция на гранях является определяющим фактором распространения световых волн в четырёхгранной призме резонатора: $\theta > \frac{0,5c}{N''L}$, где $N'' \sim 5 - 10$.

В первом случае, как следует из формул (2.23) и (2.24), интерференционные полосы имеет форму овалов с угловыми размерами малой и большой полуосей, отличающимися в $\sqrt{2}$ раз.

Если в падающем на резонатор световом потоке присутствует излучение различных длин волн, для каждой из них образуется своя система интерференционных порядков.

Оценочное значение разрешения интерферометра с резонатором в виде полигональной призмы получено выше, в разделе 2.3.5. В настоящем разделе исследуем зависимость разрешения интерферометра от параметров его элементов. Найдём выражение для ширины максимума интерференционной

линии в интерференционной картине интерференционного устройства с зеркалами ПВО. Воспользуемся результатами, полученными в [57,58,55] для полуширины максимума полосы целого порядка (расстояния между точками, лежащими по обе стороны от максимума в том месте, где интенсивность равна половине максимальной) в интерференционной картине эталона Фабри-Перо. Разность фаз световых волн в точках половинной интенсивности равна [57,58]:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n'h \cos \delta\beta = 2m\pi \pm \varepsilon / 2 ,$$

где $n'h$ – оптическая длина пути волны за один проход между зеркалами, ε – разность фаз световых волн, соответствующих точкам половинной интенсивности.

Для интерференционного устройства с зеркалами ПВО в меридиональной плоскости разность фаз световых волн в точках половинной интенсивности, по аналогии с интерферометром Фабри-Перо, с учётом(2.20), равна:

$$\delta_{1,2} = \frac{2\pi L_0}{\lambda_0} (1 - \beta'^2) = 2m_0\pi \pm \varepsilon / 2 .$$

Можно найти разность $2\delta\beta = \beta'_2 - \beta'_1$ угловых положений лучей, соответствующих точкам половинной интенсивности:

$$2\delta\beta = 2\sqrt{\frac{\lambda_0\varepsilon}{4\pi L_0}} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi m_0}} .$$

После выхода из призмы в воздух эта разность увеличивается вследствие преломления света, и можно получить значение углового

значения полуширины (то есть, ширины на уровне полувысоты графика зависимости интенсивности от длины волны) полосы пропускания интерферометра в воздухе:

$$2\delta\beta_e = 2n_1\delta\beta = n_1\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi m_0}}. \quad (2.69)$$

Разность фаз ε точек половинной интенсивности (полуширина интенсивности) связана с фактором резкости F интерференционной картины интерферометра Фабри-Перо [57,11] уравнением: $\varepsilon = \frac{4}{\sqrt{F}} = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}$. Резкость приблизительно равна эффективному числу отражений в интерферометре $\mathcal{F} \approx N_{эф}$.

По определению, отношение расстояния между кольцами интерференционной картины эталона Фабри-Перо к ширине интерференционной полосы на уровне половинной от максимума интенсивности (полуширине полосы) $\frac{\Delta\beta}{\delta\beta}$ называется резкостью \mathcal{F} интерференционных полос; резкость определяется формулой[57]:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\beta}{\delta\beta} = \frac{\Delta\lambda_0}{\delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (2.70)$$

Здесь R – коэффициент отражения зеркал многолучевого интерферометра Фабри-Перо.

В нашем случае интерференционного устройства на базе четырёхгранной призмы с гранями ПВО коэффициенты отражения определяются как параметры полноотражающего воздушного слоя между гранями четырёхгранной призмы и призмы вывода излучения из резонатора.

Пропускание и отражение одиночного промежутка между поверхностями в условиях полного внутреннего отражения рассмотрено в работе [25]. Пропускание и отражение света для различных поляризаций при наклонном падении света различно, и при достаточно толстом полноотражающем слое с толщиной t , удовлетворяющей условию $t \cos \theta_2 \geq \lambda_0 / n_2$, для s и p - поляризации и при отсутствии оптических потерь определяется формулами:

- коэффициенты отражения:

$$R^s = 1 - 16 \frac{n_1^2 n_2^2 \cos^2 \theta_1 |\cos \theta_2|^2}{(n_1^2 - n_2^2)^2} e^{-\eta} \quad (2.71)$$

$$R^p = 1 - 16 \frac{n_1^2 n_2^2 \cos^2 \theta_1 |\cos \theta_2|^2}{(n_1^2 |\cos \theta_2|^2 + n_2^2 |\cos \theta_1|^2)^2} e^{-\eta}$$

- коэффициенты пропускания:

$$T^s = 16 \frac{n_1^2 n_2^2 \cos^2 \theta_1 |\cos \theta_2|^2}{(n_1^2 - n_2^2)^2} e^{-\eta}$$

$$T^p = 16 \frac{n_1^2 n_2^2 \cos^2 \theta_1 |\cos \theta_2|^2}{(n_1^2 |\cos \theta_2|^2 + n_2^2 |\cos \theta_1|^2)^2} e^{-\eta}, \quad (2.72)$$

здесь

$$\eta = \frac{4\pi}{\lambda_0} t n_2 |\cos \theta_2|, \quad (2.73)$$

$$\cos \theta_2 = i |\cos \theta_2| = -\sqrt{1 - \frac{n_1}{n_2} \sin^2 \theta_1}, \quad (2.74)$$

θ_1 и θ_2 - угол падения волны на полноотражающий слой и угол преломления в этом слое (последний имеет мнимое значение), n_1 и n_2 - показатели преломления призмы и полноотражающего слоя (n_1 f n_2).

Учитывая (2.70), (2.71) и (2.72), для ширины полосы пропускания интерференционного устройства с поверхностями ПВО в случае s – поляризации падающего излучения можно получить формулу:

$$\delta\lambda = \Delta\lambda_0 \frac{1-R^s}{\pi\sqrt{R^s}} = \frac{\lambda_0}{m_0} \frac{1-R^s}{\pi\sqrt{R^s}} \approx \frac{\lambda_0}{m_0} \frac{1-R^s}{\pi} = \frac{\lambda_0}{m_0} \frac{T^s}{\pi} \quad (2.75)$$

Для излучения с p – поляризацией в последней формуле необходимо заменить T^s на T^p . Из полученных формул следует экспоненциальная зависимость ширины полосы пропускания интерферометра с четырёхгранной призмой с гранями ПВО от ширины t полноотражающего воздушного слоя между гранями призм.

Ширина $\delta\lambda$ полосы пропускания интерферометра Фабри –Перо входит в уравнение [57]:

$$\frac{\varepsilon}{2\pi} = m_0 \frac{\delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (2.76)$$

где ε – разность фаз световых волн в точках по сторонам максимума интерференционной полосы с половинной от максимальной интенсивностью, и, учитывая (2.70), ширина полосы равна:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0}{\mathcal{F}m_0}. \quad (2.77)$$

Учитывая (2.69), (2.70) и (2.76), найдём угловое значение полуширины полосы пропускания интерферометра с призмой с гранями ПВО с учётом преломления при выходе излучения в воздух:

$$2\delta\beta_e = 2n_1\delta\beta = n_1\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi m_0}} = n_1\sqrt{2\frac{\delta\lambda}{\lambda_0}} = n_1\sqrt{\frac{2}{N_{эф}m_0}}, \quad (2.78)$$

что позволяет найти радиус диафрагмы, вырезающей спектральный интервал:

$$r_0 = n_1 f \delta\beta = \frac{1}{2} n_1 f \sqrt{\frac{2\delta\lambda_0}{\lambda_0}} = \frac{1}{2} n_1 f \sqrt{\frac{\delta\lambda_0}{\Delta\lambda_0} \frac{\lambda_0}{L_0}} = \frac{1}{2} n_1 f \sqrt{\frac{2\lambda_0}{L_0 N_{эф}}}. \quad (2.79)$$

Полученные выражения подобны формулам для радиуса соответствующей диафрагмы в случае эталона Фабри-Перо [58, 80].

Для исследования световых волн, пропускаемых интерферометром с резонатором, используется элемент оптической связи, который может быть размещён на другой грани кубика. Однако, призма ввода излучения в приведённой на рисунке 2.2 конфигурации устройства при этом не теряет функцию вывода излучения, что, конечно, приводит к тому, что при наличии второй призмы накапливаемая в резонаторе световая энергия уменьшается.

Для второго случая, когда расходимость θ падающего излучения велика и удовлетворяет условию $\theta > \frac{0,5c}{N''L}$, вследствие виньетирования падающего светового пучка резонатором в фокальной плоскости камерного объектива формируется только центральная часть рассчитанной

интерференционной картины, которая может включать интерференционные кольцевые полосы одного – двух порядков интерференции

Угловое положение полосок соответствует радиальному угловому положению интерференционных максимумов (формулы (2.23) и (2.24)), угловое значение полуширины полосы пропускания интерферометра соответствует (2.78).

Анализ интерференционной картины позволяет, как и в интерферометре Фабри-Перо, определить длины волн линий излучения в спектре. Распределение интенсивности в центральном пятне при наличии в спектре излучения нескольких линий характеризуется светлыми полосами, соответствующими этим линиям, которые могут иметь вид колец или полосок, угловая удалённость β_{1C} которых от центра или линейный размер D_1 первого порядка интерференции являются информационными признаками длины волны излучения данной линии. Центру картины соответствует длина волны λ_0 , в случае монохроматического излучения поперечный размер $2r$ центрального пятна обусловлен потерями в устройстве, количественно выражаемыми через резкость \mathcal{F} . что вносит погрешность при измерении длины волны.

В таблице 2.2 представлены результаты расчёта основных параметров интерференционной картины, формируемой излучением, прошедшим резонатор и призму вывода, в фокальной плоскости камерного объектива с фокусным расстоянием 50 мм и 2 м; в расчётах использовались данные резонаторов со сторонами призмы 10 и 30 мм; учтено преломление света при выходе из призмы в воздух. Здесь D_1, D_2, D_3 - диаметры первого, второго, третьего колец в сагиттальной плоскости (рассчитанные по формуле (2.26) для значений $p = 1, 2, 3.$) при фокусном расстоянии камерного объектива 50 мм, соответственно; ΔD - расстояние между соседними полосами в меридиональной плоскости резонатора при фокусном расстоянии 2 м.; β_{1C} ,

β_{2C} и β_{3C} - угловые положения максимумов интерференции первого, второго и третьего порядков в сагиттальной плоскости(2.37);

Таблица 2.2 – Расчётные параметры интерференционной картины

λ_0 , Мкм	L_0 ,мм	m_0	β_{1C} , Мрад	β_{2C} , мрад	β_{3C} , Мрад	D_1 мм	D_2 мм	D_3 мм	ΔD мм f=2м
0,63	42,43	$6,9 \cdot 10^4$	6,3	10	13	0,63	1,0	1,3	0,08
0,63	127,28	$20,7 \cdot 10^4$	3,7	6	7,7	0,37	0,6	0,77	0,03

2.3.9 Исследование спектра источника излучения при помощи интерференционного спектрального устройства

В случае интерферометра Фабри-Перо спектр проходящего излучения изучают, используя регистрацию интерференционной картины (фотографированием или при помощи приёмника изображения), или путём сканирования спектра (изменяя расстояние между зеркалами интерферометра, изменяя давление газа между зеркалами, меняя масштаб интерференционной картины перестройкой панкратического объектива) или наклоняя блок интерферометра относительно направления падающего излучения[1,2].

В используемой в экспериментах оптической схеме (рисунок 2.2) интерференционная картина наблюдается в фокальной плоскости камерного объектива с помощью фотоприёмной матрицы, что позволяет, в принципе, измерять интенсивности в максимумах.

Фотоприёмная матрица позволяет производить фотографическую регистрацию интерферограммы. Для нахождения разницы длин волн $\lambda_0 - \lambda$

по интерферограмме воспользуемся формулами, приведёнными в работе [2] и справедливыми для интерферометра Фабри-Перо:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{d\nu}{\nu} = dl \frac{r}{f^2}, \quad (2.80)$$

$$\frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0} = \frac{D^2}{8f^2} \quad (2.81)$$

Здесь ν – частота излучения, dl – линейное расстояние между компонентами интерференционной картины, r – радиус кольца, λ_0 – длина волны, для которой максимум интерференции порядка m_0 является целым числом и соответствует центру картины.

Рассмотрим возможность сканирования спектра путём перемещения диафрагмы с малым отверстием в фокальной плоскости камерного объектива в поперечном относительно оптической оси направлении. Отверстие вырезает требуемый спектральный диапазон, величина которого определяется формулой (2.77), за диафрагмой по ходу луча расположен фотоприёмник. Необходимый радиус отверстия с учётом преломления определяется выражением [1]:

$$\rho_d = fn_1 \sqrt{2\delta\lambda / \lambda_0} = fn_1 \sqrt{\frac{2}{N_{эф} m_0}}. \quad (2.82)$$

Диапазон перемещения диафрагмы должен охватывать область внутри углового размера первого порядка интерференции. Используя (2.24), получим выражение для углового радиуса первого порядка $p=1$ в сагиттальной плоскости:

$$\beta_{1c} = n_1 \sqrt{\frac{2}{m_0}} \sqrt{e} = n_1 \sqrt{\frac{\lambda_0}{\sqrt{2cn_1}}} \sqrt{e} = \sqrt{\frac{\lambda_0 n_1}{\sqrt{2c}}} \sqrt{e} . \quad (2.83)$$

В случае не монохроматического излучения в центральной области интерференционной картины, ограниченной первым максимумом, располагаются интерференционные максимумы линий спектра излучения первого порядка интерференции, измерение их расстояния от центра позволяет рассчитать длины волн линий. Перемещение диафрагмы на соответствующие расстояния позволяет измерить интенсивность линий спектра.

Использование фотоматрицы для фиксации интерференционной картины также позволяет фиксировать интенсивности в интерференционных картинах, при этом отдельный пиксел матрицы выполняет роль отверстия в диафрагме. Расчёт для поперечника грани призмы $c = 30\text{мм}$, $N_{эф} = 100$ и фокусном расстоянии $f = 50\text{мм}$ даёт значение $\rho_d = 23\text{мкм}$. При использовании мегапиксельной матрицы на поперечник области интерференционной картины при этом приходится 6 – 7 пикселей фотоматрицы.

Изменение температуры четырёхгранной призмы резонатора или создание в ней механических напряжений также приводят к перестройке интерферометра по спектру. В случае изменения температуры величина $\delta\lambda_T$ перестройки определяется соотношением:

$$\delta\lambda_T / \lambda_0 = \Delta L_0 / L_0 = \alpha \Delta T , \quad (2.84)$$

где α – коэффициент термического расширения материала резонатора, ΔT – изменение температуры, ΔL_0 – термическое расширение длины замкнутой траектории волны в монолитной призме. Необходимое изменение температуры для смещения максимума на величину ширины максимума:

$$\Delta T = \frac{\lambda_0}{\alpha m_0 N_{эф}}, \quad (2.85)$$

где α - коэффициент термического расширения материала призмы. Для перестройки интерферометра по длине волны в пределах полосы пропускания $\delta\lambda = 10^{-12} - 10^{-14}$ м и при использовании для резонатора стекла ($\alpha \approx 5 \cdot 10^{-6}$) получим $\Delta T \sim 0,3 - 0,0003$ К.

Таким образом, при использовании стеклянных призм необходимо при экспериментах с интерферометром термостатирование аппаратуры. Изменение температуры призмы может служить средством сканирования интерферометра по спектру исследуемого излучателя, может быть альтернативой использованию фотоматрицы.

2.3.10 Влияние погрешностей изготовления четырёхгранной призмы на параметры интерференционного устройства.

Распространение световой волны в четырёхгранном резонаторе квадратного сечения, как показано выше, подобно распространению звука в «шепчущей галерее», волна последовательно обегает все грани резонатора. Такая траектория волны является неустойчивой, так как случайное изменение угла приводит к тому, что траектория перестаёт быть замкнутой, и место падения луча на грань кубика с каждым циклом траектории смещается к ребру кубика, при этом нарушаются условия полного внутреннего отражения, волна излучается в окружающее пространство.

Пока место падения световой волны находится в пределах грани кубика, по аналогии с интерферометром Фабри-Перо [57, 29] ширину полосы пропускания резонатора можно представить, учитывая (2.77), в виде:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{N_{\text{эф}} L_0}, \quad (2.86)$$

где $N_{\text{эф}}$ – эффективное число отражений. Двигаясь по траектории, волна не затухает (вследствие отсутствия поглощения), и коэффициент пропускания фильтра в максимуме пропускания должен быть равен единице. Однако не вследствие «краевого эффекта», который обосновывается в работах [8, 30, 59] дифракцией света при наклонном падении на слоевые структуры, а в связи, в нашем случае, с рассеянием света и уходом волны из резонатора после конечного числа проходов траектории вследствие не идеальной геометрической формы резонатора и эффектов дифракции световой волны при отражениях и преломлениях на апертуре граней, волна ослабляется, число эффективных отражений волны от зеркальных слоёв ограничено. В применении к резонатору эффективным числом отражений $N_{\text{эф}}$ можно считать число замкнутых траекторий, которое совершит световая волна до смещения места её падения на ребро кубика, или число траекторий, за которые угол падения волны на грань не станет меньше критического угла полного внутреннего отражения.

Влияние погрешностей значений углов между гранями

Если погрешность сводится к не параллельности зеркал, то в случае кубического резонатора под величиной $\Delta h / \lambda$ необходимо понимать результат суммарного воздействия на световую волну погрешностей всех зеркал резонатора за полный оборот по траектории с учётом знаков погрешностей.

Специфика технологии изготовления четырёхгранной призмы квадратного сечения может приводить к нескольким характерным видам отклонений её формы от идеальной. На рисунке 2.8 показаны ромбовидное искажение поперечного сечения и искажение при отклонении только одной грани от идеального положения; пунктирной линией обозначена искажённая

форма сечения призмы, возникающая при наличии погрешности данного типа, где α – отклонение угла ромба от прямого угла $\pi/2$. Линия 1 показывает траекторию волны в резонаторе идеальной формы, линия 2 – при искажённой форме; выходящие из резонатора через призму выхода излучения для разных форм резонатора имеют разное направление.

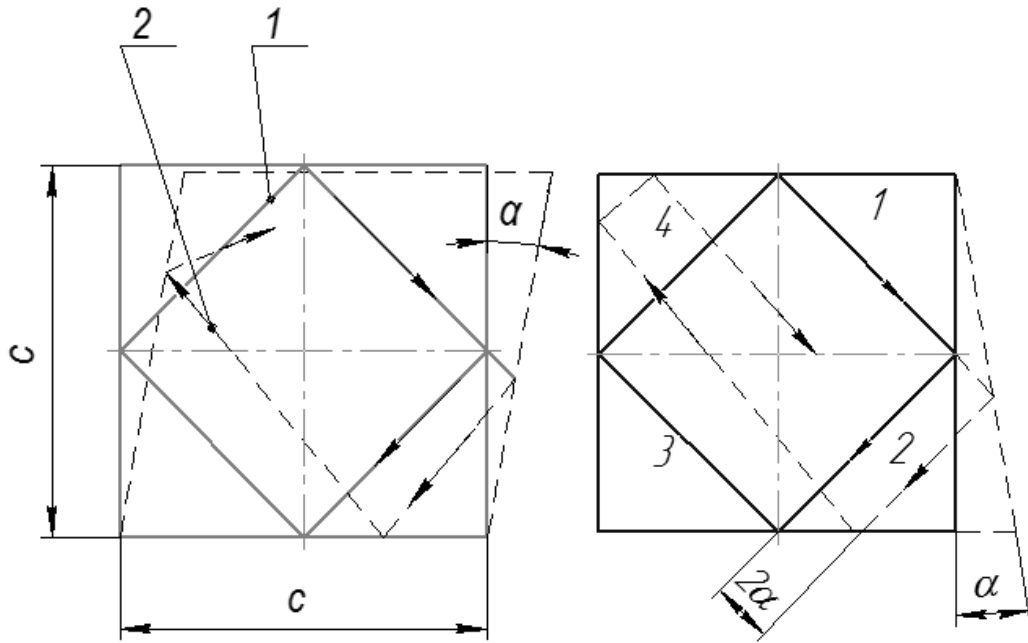


Рисунок 2.8 – Искажения формы призмы квадратного сечения и ход лучей (слева – ромбовидное искажение, справа – отклонение одной грани)

В таблице 2.3 приведены результаты расчёта углов последовательного отражения луча внутри резонатора от граней призмы для обоих случаев.

Таблица 2.3 – Расчёт углов отражения при «ромбовидности» призмы и при отклонении одной грани призмы

Номер квадранта сечения	направление луча относительно траектории при квадратном сечении, градусов			
	при ромбовидном искажении		при отклонении одной грани	
	по первой траектории	по второй траектории	по первой траектории	по второй траектории
1	0	0	0	$+2\alpha$
2	$+2\alpha$	$+2\alpha$	-2α	-4α
3	-2α	-2α	$+2\alpha$	$+4\alpha$
4	0	0	-2α	-4α

Анализ показывает, что при ромбовидном искажении во 2 и 3 квадрантах сечения за первую траекторию возникает отклонение от траектории в идеальной призме на величину 2α , но в 4 квадранте отклонение полностью компенсируется. В случае искажения фигуры призмы типа взаимного наклона противостоящих граней за каждую кольцевую траекторию угол отклонения увеличивается на 2α , результирующий угол увеличивается пропорционально числу оборотов по траекториям луча в призме. Для оценки влияния взаимного наклона граней на характеристики интерферометра воспользуемся результатами работы [62], в которой детально рассмотрены вопросы влияния погрешностей изготовления зеркал на интерферометры Фабри-Перо. В этой работе для случая взаимного наклона зеркал найдены выражения для аппаратного контура реального интерферометра:

$$T_{\text{накл}}(\chi, \gamma) = \frac{2}{(\chi)^2} \left[\sqrt{\frac{\chi^2 + 1 - (\gamma/\delta_0)^2}{2}} + \sqrt{\left(\frac{\chi^2 + 1 - (\gamma/\delta_0)^2}{2}\right)^2 + (\gamma/\delta_0)^2 - 1} \right], \quad (2.87)$$

а также получена формула для зависимости пропускания в максимуме от наклона зеркал:

$$T_{\max}(\alpha_1) \approx \frac{2}{\chi^2} \left(\sqrt{1 + \chi^2} - 1 \right), \quad (2.88)$$

справедливая при $R \geq 0,75$. Здесь $\chi = \frac{\alpha_1}{\delta_0}$ – параметр наклона зеркал; $\gamma = m - m_0$ – абсцисса аппаратного контура в долях порядка интерференции, m – порядок в данной точке интерференционной картины вблизи максимума картины, m_0 – символ целой части числа m , $\delta_0 = \frac{1 - R}{2\pi\sqrt{R}} = \frac{1}{2N_{\text{эф}}}$ – полуширина аппаратного контура идеального ИФП, выраженная в долях порядка интерференции; $\alpha_1 = \frac{\Delta h}{\lambda}$; Δh – амплитуда клина, образованного зеркалами.

Для расчёта полуширины аппаратного контура, выраженной в долях порядка, в работе [61] предлагается использовать приближённую формулу:

$$\gamma_0(\alpha_1) \approx \delta_0 \sqrt{1 + \chi^2} \quad (2.89)$$

Для вычисления абсолютного значения полуширины полосы пропускания интерферометра используется очевидная формула:

$$\delta\lambda = \frac{\gamma_0(\alpha_1)}{\delta_0} \cdot \delta_0\lambda, \quad (2.90)$$

где $\delta_0\lambda$ – полуширина полосы пропускания «идеального» интерферометра со строго параллельными противостоящими гранями четырёхгранной призмы.

Выше показано, что интерферометр с четырёхгранной призмой в части фазовых сдвигов световых волн подобен классическому интерферометру Фабри-Перо, что позволяет применить к призмённому формулы (2.87), (2.88) и (2.89). Результаты анализа влияния взаимного наклона противостоящих граней призмы иллюстрируются на рисунке 2.8. При амплитуде клина 0,1 длины волны излучения полоса пропускания интерферометру уширяется на порядок.

Влияние неровностей поверхностей ПВО

Серьёзным следствием погрешностей изготовления типа волнистости поверхностей призмы является разное значение фазового набега различных участков фронта световой волны при её многократных отражениях от граней с волнистостью, что приводит к нарушению плоской формы волнового фронта. Допустимое отклонение от плоско-параллельности зеркал двухзеркального многолучевого интерферометра определяется формулой [61,80]:

$$\frac{\Delta h}{\lambda} \leq \frac{1}{2N_{\text{эф}}}, \quad (2.91)$$

где $1/(2N_{\text{эф}})$ имеет смысл изменения порядка интерференции на 0,5 вследствие погрешности изготовления одного зеркала

В случае четырёхгранного призмённого резонатора формула (2.91) также применима, что приводит при $N_{\text{эф}}=100 - 1000$ к допустимым погрешностям $\Delta h = 3 - 0,3$ нм.

Современное оптическое производство не всегда позволяет получать необходимое качество поверхностей.

Проблема частично может быть решена использованием падающего луча меньшего, чем размер грани, сечения. Подставляя в (2.91) вместо Δh

величину $\Delta h' = \Delta h \frac{a}{c}$ получим следующую оценку: уменьшение поперечника луча на порядок в сравнении с размером грани резонатора на порядок уменьшает требования к точности изготовления граней.

2.3.11 Интерференционные полосы равной толщины.

Результатом влияния погрешности формы резонатора в виде не параллельности противоположных граней призмы (клиновидности промежутка между противоположными гранями) является возникновение особых интерференционных эффектов в проходящем излучении. Влияние клиновидности на интерференционные эффекты в плоских резонаторах Фабри-Перо рассмотрено во многих работах, например [1,57,79]. Показано, что вследствие клиновидности может образовываться интерференционная картина полос равной толщины, локализованная в плоскости, перпендикулярной оптической оси и проходящей через ребро двухгранного угла между наклонными плоскостями поверхностей отражения при многократном отражении от них. Эта картина имеет структуру типа эквидистантных полос с шагом Λ , определяемым углом η клиновидности[57,80]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n_1\eta}. \quad (2.92)$$

Условием наблюдения интерференционных полос «равной толщины» является требование, чтобы место выхода многократно отражённого луча из зеркала интерферометра отстояло от выхода первичного луча на расстояние, много меньшее шага Λ полос. Это условие автоматически выполняется в случае малого, порядка нескольких длин волн излучения, расстояния между зеркалами интерферометра Фабри-Перо.

Линейное смещение выходящего луча по поверхности зеркала двухзеркального интерферометра, вызванное клиновидностью промежутка между зеркалами, при многократных отражениях определяется формулой[81] $\Delta' = 2\eta Nh$, где h – расстояние между зеркалами в месте входа луча в промежуток между зеркалами.

В случае призмы при движении луча, вошедшего в резонатор, место возврата луча по не замкнутой кольцевой траектории к поверхности входа также не совпадает с точкой входа, и величина отклонения зависит от угла клиновидности. Расчёты показали, что в этом случае, при значении клиновидности, обеспечиваемом современной технологией изготовления резонаторов на уровне $\eta : (10^{-5} - 10^{-4}) \text{ рад}$, отклонение за один проход по замкнутой траектории можно оценить величиной $\Delta x : c\eta = (3 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-6}) \text{ м}$, и при количестве проходов в реальном эксперименте несколько сотен, отклонение может достигать значений 0,2 – 2 мм. При этом возникает дополнительная разность хода[83] $\Delta h = 2\eta^2 N_{\text{эф}} c$ луча, непосредственно прошедшего через интерферометр, и луча, совершившего $N_{\text{эф}}$ кольцевых траекторий, за счёт не параллельности граней. Значение дополнительной разности хода составляет величину порядка $\lambda/50$ при $\eta \approx 10^{-5} \text{ рад}$ и $N_{\text{эф}} = 1000$, что позволяет формироваться интерференционной картине полос равной толщины.

В нашем случае использования призмы с гранями полного отражения существенным является также, что уменьшение с каждым отражением угла падения волны на грань призмы (наличие клиновидности приводит к отклонению луча от «идеального» направления на угол 2η при одном отражении, при проходе по всему пути с множеством N прохождений одиночной траектории – отклонении на угол $\Delta\theta = 2\eta N$), приводит к

нарушению условия ПВО падающего излучения при достижении волной значения $\Delta\theta \geq 3,52^\circ$ в случае призмы из стекла К8.

Можно найти предельно-допустимую величину угла клиновидности, при которой нарушаются условия ПВО: $\eta_{пред} = \frac{\Delta\theta_{ПВО}}{2N_{пред}}$. При числе кольцевых траекторий $N_{пред} = 1000$ получим $\eta_{пред} = 3 \cdot 10^{-5}$ рад.

Полученные значения допустимой клиновидности резонатора предъявляют высокие требования к технологии его изготовления.

При наблюдении интерференционной картины полос равной толщины излучение нормально падает на входную грань призмы 2 на рисунке 33. Интерференционная картина в случае использования слабо расходящегося светового потока и почти параллельного (клинообразного) расположения полноотражающих граней призмы 1 многолучевого интерферометра представляет собой систему полос равной толщины (полос Физо), картина локализована в плоскости ребра клина, перпендикулярной оптической оси интерферометра.

Для случая расходящегося излучения, когда углы падения находятся в пределах $0 \leq \theta \leq \Delta\beta$, в работе [57] приведено соотношение для углового положения максимумов интенсивности:

$$L_0 \cos(\theta \pm \Delta\beta) = m\lambda_0, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.93)$$

справедливое для любой плоскости падения. Учитывая преломление на первой поверхности клина, можно определить допустимый с точки зрения необходимой величины резкости интерференционной картины угловой радиус источника соотношением [57], которое приводится в принятой здесь системе обозначений:

$$\Delta\beta \approx n_1 \sqrt{\frac{1}{m_0 \mathcal{F}}} . \quad (2.94)$$

Можно найти соотношение для резкости интерференционной картины полос равной толщины:

$$\mathcal{F} = \frac{n_1^2}{m_0 (\Delta\beta)^2} . \quad (2.95)$$

Таким образом, резкость \mathcal{F} интерференционной картины полос равной толщины определяется расходимостью $\Delta\beta$ падающего излучения. Исходя из определения резкости $\mathcal{F} = \Delta\lambda / \delta\lambda$ и учитывая линейную связь между длиной волны и расположением интерференционных полос (2.92), можно найти ширину $\delta'x$ интерференционных полос:

$$\delta'x = \frac{\Lambda}{\mathcal{F}} . \quad (2.96)$$

Ниже в таблице 2.4 приведены результаты расчёта параметров интерферометра полос равной толщины, основой которого является четырёхгранная призма, между плоскостями противоположных граней которой имеется малый угол. При расчётах принято, что расходимость падающего на входную призму интерферометра излучения варьируется в зависимости от требуемого значения резкости и, соответственно, разрешающей способности интерферометра; использовалась сводка приведённых выше формул:

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0}{m_0} , \quad \delta\lambda = \frac{\lambda_0}{m_0 \mathcal{F}} , \quad \Lambda = \frac{\lambda_0}{2n_1 \eta} ,$$

$$\mathcal{F} = \frac{n_1^2}{m_0 (\Delta\beta)^2} \eta_{\text{перед}} = \frac{\Delta\theta_{\text{ПВО}}}{2N_{\text{перед}}}, \delta'x = \frac{\Lambda}{\mathcal{F}}.$$

Таблица 2.4 – Расчётные параметры многолучевого интерферометра полос равной толщины, использующего четырёхгранную призму ($\lambda_0 = 0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $\Delta\theta_{\text{ПВО}} = 3,52^\circ$, $n_1 = 1,5$)

\mathcal{F}	$\Delta\beta$ мрад	$\eta_{\text{перед}}$, мрад	$\Delta\lambda_0 / \Delta\nu$ нм/МГц	$\delta\lambda$, нм	Λ , мм	$\delta'x$, мм	$\lambda_0 / \delta\lambda$
с=10 мм, L ₀ =42,43мм, m ₀ = 6,7·10 ⁴							
30	1	1	9,4·10 ⁻³ 7100	3·10 ⁻⁴	0,21	0,007	2,1·10 ⁶
100	0,58	0,31		9,4·10 ⁻⁵	0,68	0,007	6,7·10 ⁶
1000	0,18	0,031		9,4·10 ⁻⁶	6,8	0,007	6,7·10 ⁷
3000	0,1	0,01		3,14·10 ⁻⁶	20,4	0,007	2·10 ⁸
с=30 мм, L ₀ =127,28 мм, m ₀ = 30,3·10 ⁴							
30	0,5	1	2·10 ⁻³ 1585	6,6·10 ⁻⁵	0,21	0,007	9,5·10 ⁶
100	0,27	0,31		2·10 ⁻⁵	0,68	0,007	3,1·10 ⁷
1000	0,086	0,031		2·10 ⁻⁶	6,8	0,007	3,1·10 ⁸
3000	0,05	0,01		6,6·10 ⁻⁷	20,4	0,007	9,5·10 ⁸

Верхняя таблица характеризует интерференционную картину полос равной толщины при использовании четырёхгранной призмы со стороной 10 мм, нижняя таблица – при величине стороны 30 мм. Значения клиновидности четырёхгранной призмы и расходимости падающего излучения выбирались

такими, чтобы ширина интерференционной полосы для спектральной линии излучения в плоскости интерференционной картины была неизменной. Из данных верхней таблицы 4 (первая строка) следует, что при угле клина 1 мрад интерференционные полосы равной толщины при монохроматическом излучении должны наблюдаться с периодом 0,21 мм, резкость полос равна 30, величина резкости ограничена значительной расходимостью (1 мрад) падающего излучения. В поле зрения фотоприёмника при этом находится несколько интерференционных полос, соответствующих одной и той же длине волны излучения. При анализе не монохроматического света необходимо устанавливать в плоскости локализации интерференционной картины маску с просветом шириной Λ , вырезающим один период картины – один порядок интерференции. Картина спектра излучения при этом представляет собой последовательность параллельных линий, заполняющих собой просвет маски, интенсивность каждой соответствует интенсивности спектральной составляющей падающего излучения. Вторая и третья строки таблицы показывают, что улучшение коллимированности падающего излучения может в десятки раз улучшать резкость полос и тем самым разрешающую способность интерференционного фильтра, однако при этом необходимо использовать источники излучения с высокой спектральной яркостью и применять четырёхгранную призму с малым значением клиновидности.

При уменьшении угла клина между противостоящими гранями периодичность полос увеличивается, может стать больше оптической апертуры фотоприёмника. Известно, что для исключения влияния картины интерференционных полос равной толщины на наблюдаемость картины равного наклона рекомендуется уменьшать оптическую апертуру коллиматорного объектива до величины, меньшей периода картины полос равной толщины [1].

Нижние две строки каждой из двух таблиц иллюстрируют возможность использования интерференции полос равной толщины для спектральных

исследований: указанной геометрической ширине $\delta'x$ полос соответствуют значения спектральной ширины $\delta\lambda$ полосы пропускания. При достижимой расходимости лазерного излучения порядка 0,05 мрад спектр этого излучения может быть исследован с разрешением порядка $\lambda/\Delta\lambda \sim (3 \dots 10) \cdot 10^8$.

2.3.12 Результаты расчётов спектральных параметров в условиях наблюдения интерференции полос равного наклона

На рисунках 2.9 и 2.10 приведены рассчитанные графики аппаратного контура «идеального» интерференционного устройства с четырёхгранной призмой – резонатором со сторонами 30 мм в условиях наблюдения интерференции полос равного наклона и учёте потерь энергии в резонаторе, обусловленных выводом волны через элементы связи и дифракционной расходимостью падающего излучения ($N_{эф} = 1,8 \cdot 10^3$, $R_{эф} \approx 0,998$), и ($N_{эф} = 30$, $R_{эф} \approx 0,895$). На рисунках 2.11 и 2.12 – такие же графики «реального» интерферометра. При расчётах которых учитывались дополнительно не параллельность противостоящих граней и волнистость поверхностей. График спектра в соответствии с формулой (2.47) имеет периодический характер, период соответствует порядку интерференции. Интерес представляет пропускание вблизи одного максимума интерференции, поэтому, как это принято, указанная формула приведена к зависимости пропускания от доли порядка интерференции, то есть, к графику аппаратного контура интерферометра:

$$T(\gamma) = T_{0\text{рез}} \frac{1}{1 + F' \sin^2(\pi\gamma)}, \quad (2.97)$$

где $\pi\gamma = \frac{\delta}{2}$, $\gamma = m - m_0$ – абсцисса аппаратного контура в долях порядка интерференции, m – порядок в данной точке интерференционной картины

вблизи максимума картины, m_0 – символ целой части числа m .
 Используются также формула (2.49); величина T_{la} определена в соответствии с (2.72), и принято, что $T_{la} = T^s$; A_{cp} и A_p определены в соответствии с (2.44), величина F' вычисляется из формулы $\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{F'}}{2}$ по задаваемому значению $N_{эф} \approx \mathcal{F}$.

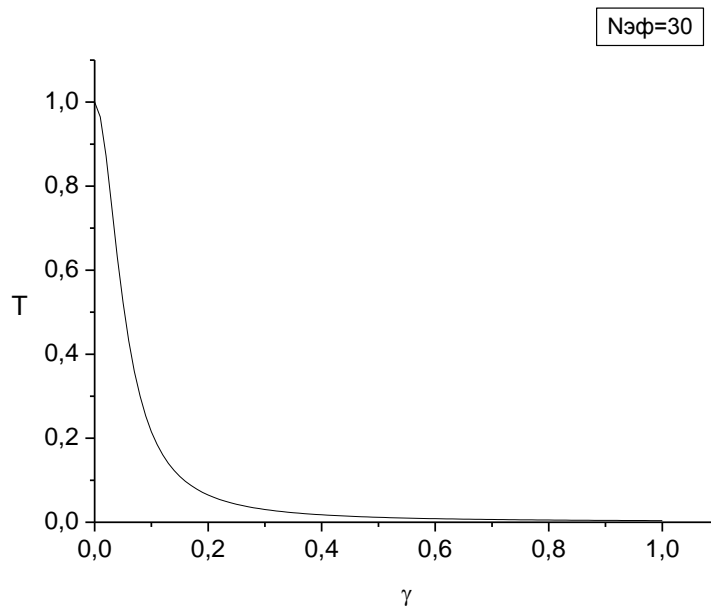


Рисунок 2.9 – Аппаратный контур интерференционного устройства с четырёхгранной призмой – резонатором, $N_{эф}=30$

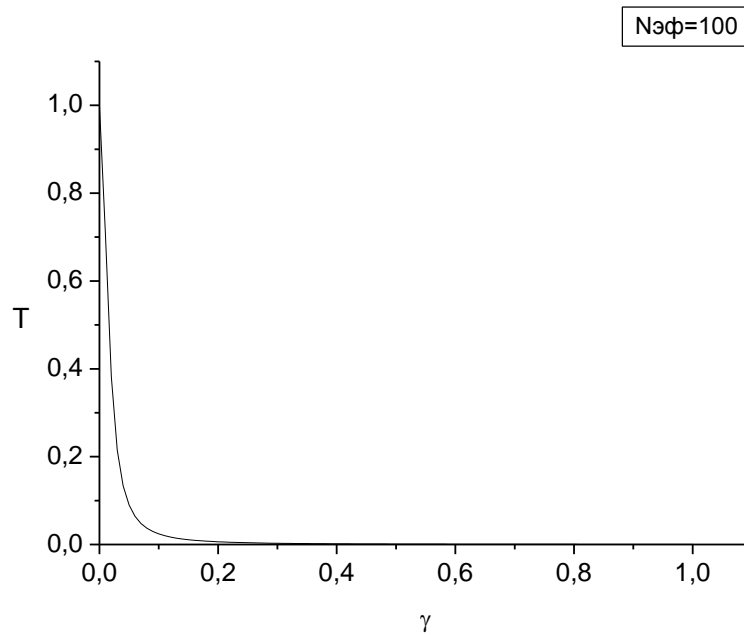


Рисунок 2.10 – Аппаратный контур интерференционного устройства с четырёхгранной призмой – резонатором, $N_{эф}=100$

На рисунках 2.11 и 2.12 показаны зависимости пропускания от доли порядка интерференции (2.87) в случае наличия взаимного наклона противоположных граней призмы интерферометра для различных значений параметра наклона $\chi = \alpha_1 / \delta_0$ при двух значениях резкости интерферометра, которые он имел бы в отсутствие наклона граней.

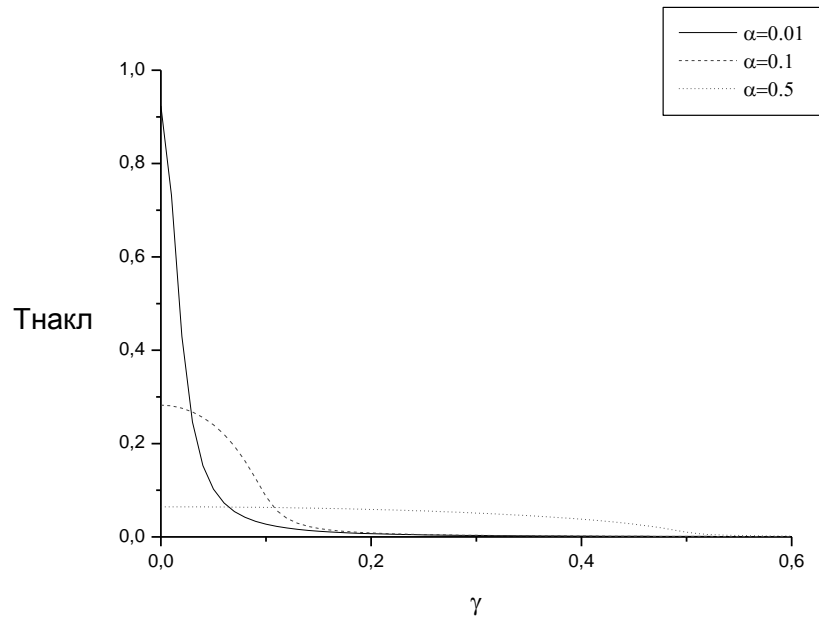


Рисунок 2.11 – Аппаратный контур призмного интерферометра при взаимном наклоне граней призмы и $N_{эф}=30$

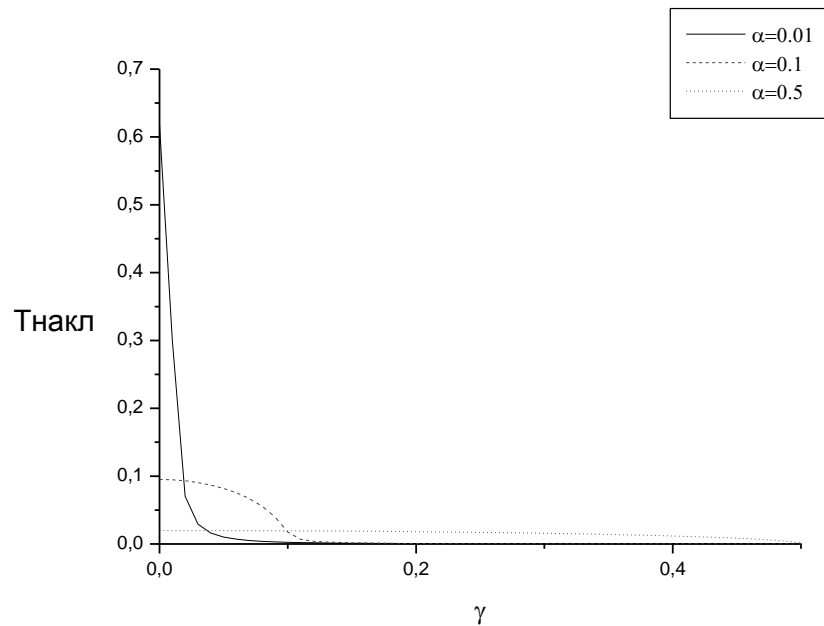


Рисунок 2.12 – Аппаратный контур призмного интерферометра при взаимном наклоне граней призмы и $N_{эф}=100$

Из сравнения рисунков 2.9 и 2.10 видно, что увеличение вывода энергии из резонатора приводит к уширению полосы пропускания при

сохранении полной прозрачности интерферометра в максимуме пропускания; из рисунков 2.11 и 2.12 следует, что дополнительный учёт наличия клина и волнистости отражающих поверхностей резко уменьшает прозрачность интерферометра и существенно уширяет полосу пропускания.

На рисунке 2.13 показана зависимость от наклона $\alpha_1 = \frac{\Delta h}{\lambda}$ граней отношения полуширины γ_0 аппаратного контура (АК) призмного интерферометра с наклоном граней к полуширине АК δ_0 идеального призмного интерферометра без наклона граней, полученные в соответствии с формулой (2.89) при значении эффективного числа кольцевых траекторий волны в идеальном интерферометре $N_{эф} = 30$

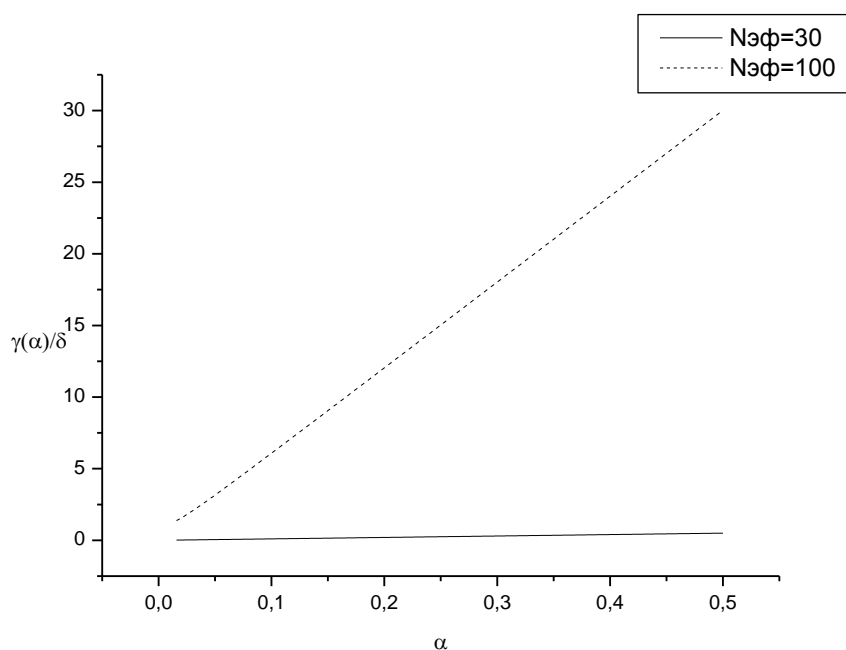


Рисунок 2.13 – Зависимость отношения полуширины $\gamma_0(\alpha_1)$ АК призмного интерферометра с наклоном граней к полуширине δ_0 АК идеального призмного интерферометра от параметра наклона граней

В таблице 2.5 приведены рассчитанные параметры интерферометра полос равного наклона, использующего четырёхгранный резонатор (с

учётом взаимного наклона граней) и призмённые элементы ввода – вывода излучения. При расчётах принято: $\lambda_0 = 0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $c = 10 \text{ мм}$ и 30 мм , $n_1 = 1,5$.

При расчётах использованы следующие формулы, приведённые ранее в тексте:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda},$$

- резкость

- эффективное число полных траекторий волны в резонаторе

$$N_{\text{эф}} \approx \mathcal{F} \approx \frac{\pi}{1 - R^s}, \quad \text{здесь } R^s \text{ - эффективный коэффициент отражения}$$

полноотражающей грани четырёхгранного резонатора,

- оптическая длина замкнутой траектории волны в четырёхгранном резонаторе $L_0 = 2\sqrt{2}cn_1$,

- порядок интерференции в четырёхгранном резонаторе на основной моде $m_0 = L_0 / \lambda_0$,

- спектральная ширина свободной спектральной области $\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{L_0}$,

- спектральная ширина полосы пропускания интерферометра с бегущей

$$\text{волной } \delta\lambda = \frac{\lambda_0}{\mathcal{F}m_0} = \frac{\lambda_0}{m_0} \frac{T^s}{\pi},$$

где $T^s = 16 \frac{n_1^2 n_2^2 \cos^2 \theta_1 |\cos \theta_2|^2}{(n_1^2 - n_2^2)^2} e^{-\eta}$ – пропускание полноотражающего

воздушного промежутка;

$$\beta_{1c} = n_1 \sqrt{\frac{2}{m_0}} \sqrt{e} = \sqrt{\frac{\lambda_0 n_1}{\sqrt{2}c}} \sqrt{e}, \quad e \approx 0,6$$

-линейный размер первого порядка интерференции в сагиттальной плоскости:

$$D_1 = 2f \beta_{1c} = 2fn_1 \sqrt{\frac{2}{m_0} \sqrt{e}} = 2f \sqrt{\frac{\lambda_0 n_1}{\sqrt{2c}} \sqrt{e}}, \text{ где } e \approx 0,6,$$

- линейный размер второго порядка интерференции в сагиттальной плоскости:

$$D_2 = 2f \beta_{1c} = 2fn_1 \sqrt{\frac{2}{m_0} \sqrt{1+e}} = 2f \sqrt{\frac{\lambda_0 n_1}{\sqrt{2c}} \sqrt{1+e}},$$

- угловое значение полуширины полосы пропускания интерферометра:

$$2\delta\beta_e = n_1 \sqrt{2 \frac{\delta\lambda}{\lambda_0}} = n_1 \sqrt{\frac{2}{N_{эф} m_0}},$$

- радиус диафрагмы, вырезающей спектральный интервал:

$$r_0 = \frac{1}{2} n_1 f \sqrt{\frac{2\lambda_0}{L_0 N_{эф}}} = \frac{1}{2} n_1 f \sqrt{\frac{2}{m_0 N_{эф}}},$$

- полуширина аппаратного контура ИФП с четырёхгранной призмой с параллельными противостоящими гранями, выраженная в долях порядка интерференции:

$$\delta_0 = \frac{1}{2N_{эф}},$$

- абсолютное значение полуширины полосы пропускания интерферометра:

$$\delta\lambda = \frac{\gamma_0(\alpha_1)}{\delta_0} \cdot \delta_0 \lambda, \quad \alpha_1 = \frac{\Delta h}{\lambda},$$

- разрешение интерферометра:

$$\lambda_0 / \delta\lambda = \mathcal{F} m_0.$$

Таблица 2.5 – Расчётные параметры спектрального интерференционного устройства полос равного наклона с четырёхгранной призмой с полноотражающими гранями с учётом взаимного наклона граней

t / λ_0	$N_{эф},$ \mathcal{F}	α_1	$T_{0рез}$	$\Delta\lambda,$ $10^{-3} нм$	$\delta\lambda,$ $10^{-3} нм$	$\lambda_0 / \delta\lambda$	$D_1,$ мм	$2\delta\beta_6$ мрад	$2r_0,$ мкм
с=10 мм, $L_0=42,43$ мм, $m_0 = 6,7 \cdot 10^4$									
0,52	30	0	: 1	9,4	0,31	$2 \cdot 10^6$	0,72	1,49	75
0,7	100	0	: 1	9,4	0,09	$6,4 \cdot 10^6$		0,82	41
1,06	1000	0	: 1	9,4	0,0009	$6,4 \cdot 10^7$		0,26	13
с=30 мм, $L_0=127,28$ мм, $m_0 = 20,2 \cdot 10^4$									
0,52	30	0	: 1	3,1	0,1	$6,1 \cdot 10^6$	0,42	0,86	43
	5	0,1	0,3	3,1	0,6	$1,05 \cdot 10^6$		2,1	105
		0,5	0,06		3	$2,1 \cdot 10^5$			
0,7	100	0	: 1	3,1	0,031	$2 \cdot 10^7$		0,47	23,5
	5	0,1	0,1	3,1	0,62	$1,05 \cdot 10^6$		2,1	105
		0,5	0,02		3	$2,1 \cdot 10^5$			
1,06	1000	0	: 1	3,1	0,003	$2 \cdot 10^8$		0,15	7,5
1,25		0	: 1	3,1		$6,5 \cdot 10^8$			

Данные, приведённые в таблице, показывают, что в отсутствие взаимного наклона и волнистости поверхностей граней ($\alpha_1=0$) пропускание $T_{0,рез}$ интерферометра приближается к единице и ухудшается на порядок при отклонениях от параллельности поверхностей порядка $0,1$ длины волны.

При наклоне $\alpha_1=0,1$ число эффективных траекторий в интерферометре уменьшается до $N_{эф}=5$, что резко ухудшает разрешение интерферометра.

Из результатов расчётов следует, что угловой размер $\Delta\beta_1=13$ мрад первого порядка интерференции, и, соответственно, следующих, больше обеспечиваемой угловой расходимостью излучения лазера, поэтому в оптической схеме необходимо предусмотреть в ходе луча линзу, увеличивающую расходимость падающего на интерферометр излучения до необходимой величины.

Разрешающая способность интерферометра определяется величиной полноотражающего воздушного промежутка и может достигать значений порядка $(1-5) \cdot 10^8$.

Данные таблицы показывают, что при небольших габаритных размерах интерферометра (поперечник резонатора порядка сантиметра) достигается разрешающая способность, равная и превышающая разрешение, обеспечиваемое известными многолучевыми интерферометрами с базой, на два порядка большей.

Полученные значения радиуса диафрагмы, вырезающей спектральный интервал (последний столбец таблицы) свидетельствуют о возможности использования в качестве фотоприёмника стандартной фотоприёмной матрицы с размером пиксела $5 - 6$ мкм.

2.4 Исследование принципа адаптивной коррекции оптического резонатора с зеркалами ПВО.

Расчёт допустимых погрешностей изготовления кубического резонатора по данным таблицы 1 показывает почти непреодолимые технологические сложности его получения при необходимости достижения предельных характеристик по разрешающей способности интерферометра.

Кроме того, следует учесть, что при прецизионных спектроскопических измерениях с помощью узкополосных интерферометров источником погрешностей могут быть термические нестабильности оптических элементов и акустические шумы внешней среды. В подобных случаях возможны пьезоэлектрические компенсации возникающих уходов частоты полосы пропускания. В работе [66] приведены данные о получении с использованием резонатора Фабри-Перо с шириной полосы 0,6 Гц в видимом диапазоне спектра стабильной работы в течении 32 с, в котором пьезоподвижки по направлению оптической оси лазерного зеркала позволяли предотвращать медленный дрейф частоты.

Ниже рассматривается возможность применения принципов адаптивной оптики для управления параметрами излучения внутри резонатора. При этом решается задача корректировки угловых положений граней оптического резонатора с зеркалами ПВО; угловое положение может регулироваться как перед эксплуатацией прибора, так и в процессе спектроскопических измерений. Разработана и исследуется экспериментальная модель оптического резонатора в виде составной четырёхгранной призмы с зеркалами полного внутреннего отражения с возможностью пьезуправляемой регулировки взаимного положения граней резонатора, причём, кроме подвижек по направлению оптической оси, обеспечиваются также угловые перемещения.

Адаптивные оптические системы применяются для целей компенсации атмосферных искажений при астрономических наблюдениях, для

формирования лазерных пучков при стремлении уменьшить их расходимость в атмосфере до дифракционных пределов [68]. Адаптивная оптическая система представляет в указанных случаях сложный комплекс, включающий управляемый корректор формы зеркал, датчики формы волнового фронта и систему обратной связи, обеспечивающую автоматическую регулировку формы волнового фронта. Показано, что такая корректировка упрощается при клиновидных формах фазовых искажений волнового фронта [69,70,71].

При наличии погрешности изготовления резонатора типа углового отклонения одной грани от расчётного значения искажения в форме волнового фронта в резонаторе накапливаются с каждым проходом волны по замкнутой траектории, их невозможно устранить первоначальной юстировкой направления падающего луча относительно осей симметрии резонатора, так как такой метод может компенсировать угловой уход луча только после однократного прохода волны по траектории.

На рисунке 2.14 показана конструкция кубического оптического резонатора полного внутреннего отражения с возможностью пьезоэлектрической компенсации суммарной угловой погрешности положения граней [71,72].

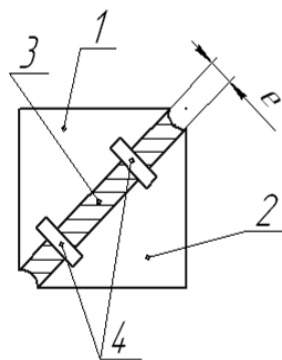


Рисунок 2.14 – Схема пьезоэлектрической компенсации суммарных угловых погрешностей положения граней в четырёхгранном резонаторе

На этом рисунке 1 и 2 – прозрачные призмы, образующие кубический резонатор, 3 – слой иммерсионной жидкости толщиной e между диагональными гранями призм, 4 – пьезоэлементы. Пьезоэлементы имеют индивидуальное управление и позволяют изменять угловое расположение граней в произвольных направлениях. Наличие между диагональными гранями иммерсионной жидкости практически исключает влияние зазора на ход световой волны в резонаторе и позволяет юстировать резонатор, добиваясь компенсации угловых погрешностей расположения внешних граней резонатора.

Рассматриваемый метод компенсации ошибок в значениях углов между гранями резонатора пригоден для компенсации клиновидных искажений волнового фронта, не позволяет исправлять влияние локальных неровностей поверхностей граней, поэтому технология для реализации полных возможностей кубического резонатора должна обеспечивать высокую плоскостность граней, до тысячных - сотых долей длины волны.

В мировой практике такая задача для диапазона видимого излучения не решена; изготовление подобных резонаторов для ИК -диапазона упрощается в связи с большим значением длины волны. Перспектива решения проблемы обеспечения сверхвысокой плоскостности поверхностей обсуждается в литературе[71,72].

При изготовлении стеклянных призм в условиях оптического производства достижимы погрешности получения углов между соседними гранями призмы до $\gamma=5 - 10$ угл. сек; как следует из приведённых выше расчётов, для получения наивысшего значения разрешающей способности интерферометра допустимы погрешности углов между гранями менее 0,01угл. сек.

Если, как показано выше, четырёхгранная призма сложена из двух трехгранных, и изменяется угол между смежными сторонами трёхгранных на величину β , то можно показать, что бегущая в резонаторе в одном направлении волна увеличивает угол падения на грань, а бегущая в

противоположном направлении уменьшает – на величину 2β . Таким образом, для компенсации ромбовидных ошибок необходимо изменять угол между сторонами призм на величину $\beta \leq 2\gamma$. Обозначим базу расположения пьезоэлементов (расстояние между ними в плоскости иммерсионного слоя, рисунок 2.14) через x_0 . Необходимое изменение длины l пьезоэлемента для поворота призмы на угол β равно $\Delta l = x_0\beta$ (2 мкм при базе 10мм). Указанное изменение длины может быть обеспечено деформацией пьезоэлемента при подаче управляющего напряжения, которое вычисляется по формуле [70]:

$$\Delta l = d_{31}U \frac{l}{d}. \quad (2.98)$$

Здесь d_{31} – значение пьезомодуля, U – управляющее напряжение, $\frac{l}{d}$ – отношение длины пьезопреобразователя к его толщине (используется поперечный пьезоэффект).

Выберем конструкцию пьезоэлемента в виде длинной узкой полоски длиной l и толщиной d , плёночные проводящие электроды расположим на поверхностях длинных сторон. Вычисления показывают, что при $\frac{l}{d} = 100$, $d_{31} = 5 \cdot 10^{-10}$ Кл/Н для изменения угла между призмами на величину $\beta \leq 0,2$ мрад при базе $x_0 = 10$ необходимо управляющее напряжение $U \leq 40$ В.

Критерием проведения адаптивной коррекции является получение максимального пропускания света резонатором при изменениях электрического напряжения, подаваемого индивидуально на каждый пьезоэлектрический элемент.

Таким образом, показано, что принцип адаптивной коррекции геометрических параметров оптического резонатора позволяет обеспечить

условия компенсации угловых погрешностей изготовления резонатора: улучшить его разрешение и увеличить пропускание. Ниже представлены результаты оценочного эксперимента.

2.5 Разработка конструкций резонансных систем Фабри-Перо на базе полигональных призм с полноотражающими гранями.

В настоящем разделе рассматриваются варианты возможных конструкций оптических резонаторов с зеркалами полного внутреннего отражения. Выбор конкретной конструкции может быть обусловлен технологическими причинами и требованиями к оптическим параметрам, в частности, к ширине полосы пропускания узкополосного оптического фильтра и ширине свободной спектральной области.

На рисунке 2.15 в качестве резонатора используется геометрически правильная четырехгранная призма 12 с одной призмой 1 ввода – вывода излучения, установленной с зазором 3 на плоской грани резонатора, остальные грани 13 правильной призмы являются частями выпуклых сферических поверхностей.

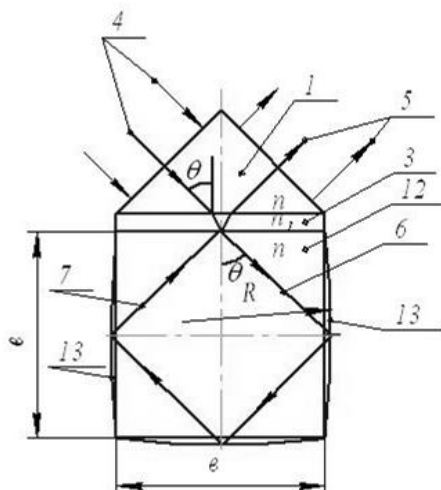


Рисунок 2.15 – Резонатор с зеркалами полного внутреннего отражения в виде сферических поверхностей

Возможны варианты, когда не все грани резонатора являются частями сфер, или варианты, когда некоторые грани являются частями цилиндрических поверхностей. Каждая такая выпуклая поверхность обладает положительной оптической силой, то есть, из падающего на неё расходящегося пучка формирует отражённый сходящийся пучок. Выбирать радиус R кривизны выпуклой поверхности необходимо так, чтобы компенсировать в пучках 6 и 7 расходимость, обусловленную входящим световым потоком 4. Такая компенсация увеличит число N проходов волны в резонаторе по кольцевым траекториям и, тем самым, разрешающую способность светофильтра с резонатором.

На рисунке 2.16 показано использование в качестве резонатора пятигранной призмы 9 с полноотражающими сторонами 10

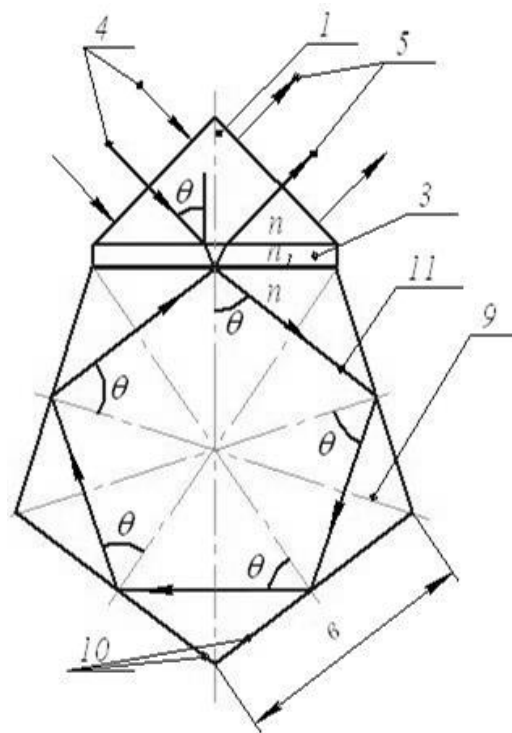


Рисунок 2.16 – Оптический резонатор с зеркалами полного внутреннего отражения в виде пятиугольной призмы

Траектория 11 светового луча имеет форму пятиугольника. Работа устройства с такой призмой аналогична описанной выше для четырёхгранной призмы, однако угол падения на грань призмы должен быть $\theta = 0,3\pi$, чему

должно соответствовать значению показателя преломления пластины $n \geq 1,236$, если средой размещения призмы является воздух.

Существуют технологические сложности при обеспечении точной величины туннельного промежутка между призмой и телом резонатора. От этого недостатка в некоторой мере можно избавиться, если выполнить боковые грани тела резонатора в виде пропускающих (или отражающих) дифракционных решеток и использовать их в качестве устройств ввода-вывода излучения. Предпочтительно использовать фазовую решетку в виде периодического синусоидального рельефа поверхности грани или в виде пространственной периодической модуляции показателя преломления приповерхностного слоя грани; такая фазовая решётка имеет спектр дифракции в виде всего двух главных максимумов - плюс первого и минус первого порядков - дифракции. Как будет показано ниже, при определённых соотношениях длина волны/постоянная решетки внутри резонатора можно ввести луч света под углом дифракции, обеспечивающим лучу ПВО на гранях резонатора, образование кольцевой траектории и бегущей световой волны, существование резонанса. При падении на резонатор с дифракционной решёткой в качестве устройства ввода не монохроматического излучения резонансное усиление колебаний светового поля будет наступать только на одной длине волны из многих в падающем излучении, а именно на той, угол дифракции которой обеспечивает в резонаторе замкнутую кольцевую траекторию луча.

Как и в случае с призмами ввода-вывода, возможны варианты устройств с двумя и более решётками ввода-вывода, также размещённых на разных гранях резонатора, а также варианты с использованием в одном устройстве разнотипных устройств ввода – вывода – и призмённых, и решеточных. На рисунке 2.17 показана схематически предложенная конструкция устройства узкополосного фильтра на основе резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения, с дифракционной решеткой ввода-вывода излучения.

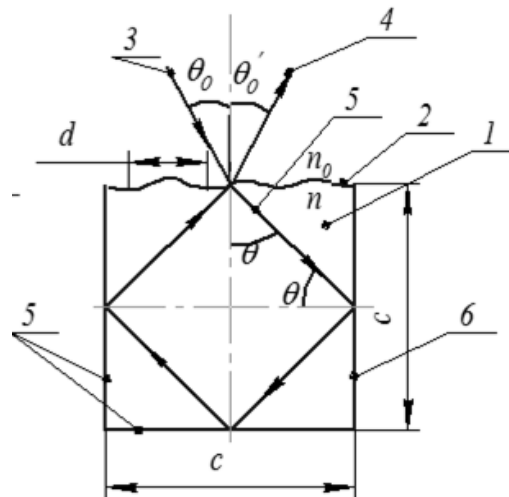


Рисунок 2.17 – Оптический резонатор с дифракционной решеткой ввода – вывода излучения

Верхняя грань кубического резонатора 1 имеет на поверхности синусоидальный периодический рельеф 2, образующий фазовую дифракционную решетку с периодичностью d . Излучение 3 падает на рельеф, дифрагирует с образованием прошедшей под углом θ световой волны 5. Волна обегает кубик резонатора изнутри, отражаясь от граней 6 и может отразиться вследствие эффекта полного внутреннего отражения от грани кубика с рельефом внутрь, если дифракционная эффективность решетки достаточно мала; часть излучения при этом дифрагирует, образуя выходящий луч 4, что означает деление волны по амплитуде. Как и в случае с призмным вводом - выводом излучения, в кубическом резонаторе при распространении бегущей волны возможен резонанс при выполнении фазовых соотношений, рассмотренных выше.

Требуемый для обеспечения ПВО луча в призме угол θ_0 падения луча 3 на дифракционную решетку можно найти из выражения [57]:

$$d(n_1 \sin \theta - \sin \theta_0) = m\lambda_0, \quad (2.99)$$

справедливого для решеток с синусоидальным рельефом, задавшись значением $\theta = \pi / 4$. Так, если $\lambda_0 / d = 1 / 4$, $n = 1,5$, то $\theta_0 = 0,3\pi$. Для обеспечения большого значения коэффициента отражения излучения, падающего на решётку изнутри резонатора, необходимо подбирать глубину синусоидального рельефа. Наклон боковых стенок рельефа не должен нарушать ПВО от грани, на которой выполнен рельеф. Оценки показывают, что для параметров приведённого выше численного примера и значении длины волны $\lambda_0 = 0,5$ мкм наклон имеет приемлемое значение при амплитуде рельефа 17 не более приблизительно 30 нм. Для вывода излучения может быть использована другая фазовая дифракционная решетка на другой из граней 5 призмы 1. При оптимальных параметрах фазовой решетки можно получить одномодовую работу устройства, иметь в спектре пропускания единственную линию с шириной, обеспечиваемой резонатором с бегущей волной, и свободной спектральной областью, обеспечиваемой фазовой решеткой; ширина свободной спектральной области может доходить до октавы.

В случае дифракции света на синусоидальной фазовой решетке относительную интенсивность дифракционных максимумов в соответствии с теорией Рамана – Ната определяют выражением [75,76]:

$$\frac{I_m}{I_0} \approx \frac{1}{m!} \left(\frac{\psi}{2} \right)^{2m}, \quad (2.100)$$

здесь I_m / I_0 - отношение интенсивности дифрагировавшей волны с порядком m к интенсивности падающей, индекс ψ фазовой модуляции фазовой решетки в случае синусоидального рельефа равен:

$$\psi = (4\pi\delta_0 / \lambda_0) \cos\theta_0, \quad (2.101)$$

где δ_0 - высота синусоидального рельефа. Расчёт для случая $m = 1$, $\frac{I_m}{I_0} = 1 \cdot 10^{-3}$, $\lambda_0 = 0,5 \text{ мкм}$, $\theta_0 = \pi / 3$ дает значение $\delta_0 = 5$ нм. Таким образом, обеспечение необходимого малого значения интенсивности дифрагировавшей на решетке ввода - вывода волны излучения из кубического оптического резонатора требует не более чем нанометровой высоты синусоидального рельефа.

Периодические неровности, придающие поверхности свойства фазового рельефа, или периодическую картину модуляции показателя преломления можно формировать не обязательно на поверхности боковой грани резонатора в его веществе, а, например, в слое окружающей резонатор прозрачной среды, примыкающем к боковой поверхности.

2.6 Применение резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения.

Интерферометры Фабри-Перо являются диспергирующими элементами интерференционных спектральных приборов, являющихся классом высокоразрешающих спектральных устройств, свободная спектральная область которых очень мала, что требует дополнительной монохроматизации излучения. Интерферометры применяются при исследовании тонкой и сверхтонкой структуры спектральных линий атомных спектров, для исследования модовой структуры лазерного излучения, и др. Широко используются эталоны Фабри-Перо, зеркала в которых нанесены на наружных поверхностях одной плоскопараллельной прозрачной пластинки [1,2].

Рассматриваемый многолучевой интерферометр на основе призмы с гранями полного отражения, как показал наш анализ, относится к классу интерферометров Фабри-Перо, обладает теми же спектральными особенностями и областями применения. Отличием является использование в

качестве зеркал интерферометра практически не имеющих оптических потерь поверхностей ПВО, что приводит к большей прозрачности в полосе пропускания и, потенциально, к большей разрешающей способности.

Анализ показывает, что многолучевой интерферометр на основе призмы с гранями полного отражения может найти применение, заменяя эталон Фабри-Перо, так как имеет благодаря большей прозрачности большую светосилу и более высокую разрешающую способность

В таблице 2.6 приведены сравнительные характеристики эталона Фабри-Перо и многолучевого интерферометра на основе призмы с гранями полного отражения.

Таблица 2.6 – Сравнение параметров эталона Фабри-Перо и многолучевого интерферометра на основе призмы с гранями полного отражения

Тип устройства	Параметры устройства					
	разрешение $\lambda / \delta\lambda$	T, %	$\Delta\lambda$ $10^{-3}, \text{нм}$	рабочий интервал спектра, мкм	База интерферометра, см	Угловая апертура, градусов
Лазерный резонатор с диэлектрическими зеркалами	$10^6 - 10^7$	до 60	3 - 10	50 - 100	до 10-12	
многолучевой интерферометр на основе кварцевой призмы с гранями полного отражения	до $10^7 - 2 \cdot 10^8$	до 100	до 0,003	0,25-2,2	1 - 3	до 2 - 3

Из данных таблицы видно, что многолучевой интерферометр на основе кварцевой призмы с гранями полного отражения имеет наибольший габаритный размер на 2 порядка меньше, чем типичный лазерный резонатор.

Выводы по главе 2:

Проведено сравнение известных моделей прохождения световых волн в интерференционных фильтрах с поверхностями полного внутреннего отражения, показано, что в рассматриваемых спектральных интерференционных устройствах существование «краевого дифракционного эффекта» ограничивает величину достижимых значений разрешения.

Разработана геометро-оптическая модель многолучевого интерферометра, использующего полигональную призму с полноотражающими гранями в качестве высокодобротного оптического резонатора с зеркалами ПВО.

Анализ, основанный на разработанной модели показал, что замыкание оптических путей интерферирующих лучей с помощью поверхностей полного внутреннего отражения внутри оптического резонатора позволяет исключить влияние дифракционного «краевого эффекта», существование которого предсказано в работах [8-12], и приводит свойства резонатора к характеристикам интерферометра Фабри-Перо с двумя плоскими параллельными зеркалами, имеющими чрезвычайно высокие значения коэффициентов отражения и малые потери; модель позволила найти основные соотношения, необходимые для практических расчётов.

Рассмотрено влияние дифракционных эффектов при прохождении волны в полигональной призме с гранями полного отражения. При больших значениях расходимости осесимметричная волна в результате дифракции на гранях виньетируется. Дифракция волны на гранях призмы приводит к ослаблению основной моды волны и увеличивает угловой размер полосы пропускания интерферометра, может ухудшить разрешение интерферометра

В соответствии с моделью, прошедшее через резонатор и призмы ввода-вывода расходящееся излучение формирует в фокальной плоскости

камерного объектива интерференционную картину в виде концентрических колец, интерференционная картина может наблюдаться только частично в случае малой расходимости падающего лазерного излучения и, в случае большой расходимости вследствие виньетирования проходящего излучения призмой резонатора наблюдается центральная часть интерференционной картины, содержащая несколько центральных интерференционных колец. Определены зависимости положения и ширины интерференционных полос от углового положения полос в интерференционной картине и от разрешения интерферометра.

Показано, что интерференционная картина, создаваемая интерферометром с полноотражающими зеркальными поверхностями подобна картине интерферометра Фабри-Перо с параллельными зеркалами.

Показано, что интерферометры на основе призм с гранями полного отражения могут стать основой интерференционных спектральных приборов как с интерференцией полос равного наклона, так и с интерференцией полос равной толщины. При использовании призм с клином между противостоящими гранями возможно появление картины интерференции полос равной толщины, локализованной в плоскости ребра угла клина между плоскостями противостоящих граней резонатора, то есть, вблизи поверхностей граней. При уменьшении угла клина расстояние между полосами картины увеличивается вплоть до размера, большего апертуры камерного объектива. Увеличение угла клина приводит к существенному ограничению числа кольцевых траекторий в резонаторе в связи с тем, что углы падения излучения на грани становятся меньше критических для проявления эффекта ПВО, коэффициент отражения от граней становится малым; резонансные свойства ухудшаются.

Грани перестают быть полноотражающими при углах падения $\pm(\pi/4 - \theta_{\text{крит}})$, где $\theta_{\text{крит}}$ - угол полного внутреннего отражения; для стеклянного резонатора этот угол приблизительно $\pm 3,5^\circ$.

Показано, что разрешающая способность интерферометра при спектральных исследованиях определяется величиной полноотражающего воздушного промежутка; оптические потери в призме резонатора не оказывают существенного влияния на разрешение и пропускание интерферометра. Основное влияние на разрешение и пропускание оказывают искажения фронта световой волны при её движении по кольцевым траекториям в призме с полноотражающими гранями, возникающие вследствие погрешностей при изготовлении призмы. Намечены перспективные направления решения проблемы влияния погрешностей, в частности, проведены экспериментальные исследования метода адаптивной коррекции геометрической формы оптического резонатора с зеркалами ПВО.

Предельные значения разрешающей способности ограничиваются дифракционными эффектами, возникающими при падениях световой волны на полноотражающую грань призмы резонатора при её движении по кольцевым траекториям.

Рассмотрены причины, ограничивающие достижимое пропускание интерферометра с четырёхгранным резонатором. Показано, что пропускание интерферометра в полосе пропускания определяется оптическими потерями в призме за счёт рассеяния на шероховатости поверхности грани ПВО и поглощения в среде призмы, а также ослаблением волны при прохождении в зазоре с нарушенным ПВО. Оптические потери существенно сказываются только при предельных значениях разрешающей способности.

Показано, что положение в спектре линии пропускания интерферометра различно для разных поляризаций падающего излучения.

Рассмотрено влияние эксплуатационной температуры на параметры интерференционного устройства и выявлена необходимость его термостатирования.

Рассмотрены вопросы методов исследования спектров излучений при помощи настоящего интерференционного устройства и показано, что основным методом является регистрация интерферограммы фотоматрицей,

размещаемой в фокальной плоскости камерного объектива. Размер пикселя фотоматрицы порядка 5 мкм позволяет разрешать интерференционную картину вплоть до самых узких ожидаемых полос пропускания интерферометра.

Определены требования к необходимой точности изготовления четырёхгранной базовой призмы интерферометра. Показано, что основной причиной, ограничивающей разрешающую способность рассматриваемого интерферометра, являются погрешности изготовления фигуры четырёхгранной призмы типа не параллельности и волнистости противостоящих граней. Расчётом показано, что при современном уровне оптических технологий достижимы значения разрешения $\lambda / \delta\lambda = \mathcal{F}m_0 \approx (100-300)m_0$ ($N_{эф} \approx \mathcal{F} = 100-300$) при пропускании, близком к единице.

Разработаны конструкции оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения на базе полигональных оптических призм с гранями полного отражения с использованием призмённых и дифракционных устройств ввода – вывода излучения. Предложены принципы адаптивной коррекции оптического резонатора с зеркалами ПВО, позволяющей корректировать непосредственно в ходе спектральных измерений угол наклона противостоящих граней призмы и тем компенсировать как погрешности изготовления призмы, так и влияние условий проведения измерений, приводящих к нестабильностям, например, термическим нестабильностям оптических элементов.

Разработаны методы расчёта характеристик интерференционных спектральных устройств на базе полигональных оптических резонаторов с зеркалами ПВО и показано расчётным путём, что найденные решения позволяют увеличить разрешение и светосилу интерференционных анализаторов спектра.

Рассмотрены возможные области применения – использование интерферометра при высокоразрешающей спектроскопии лазерного

излучения, а также применение в качестве миниатюрных лазерных резонаторов, альтернативных лазерным резонаторам с диэлектрическими зеркалами и большим значением базы интерферометра.

Глава 3 Разработка методики исследования параметров оптических резонансных систем Фабри-Перо с зеркалами полного внутреннего отражения

3.1 Введение

Сводка параметров, которые необходимо измерять при экспериментальном исследовании разработанных интерференционных устройств, представлена в разделе 2. В таблице 5 приведены результаты теоретического расчёта этих параметров.

В первой главе диссертации рассмотрен ряд методик, используемых в опубликованных работах для измерения параметров интерференционных устройств и оптических резонаторов. Наиболее проработаны следующие методы исследований:

- Метод наблюдения резонансной кривой. Этот метод позволяет измерить разрешение интерферометра прямым наблюдением за резонансной кривой на экране осциллографа при линейной частотной модуляции измерительного лазера.
- Метод измерения времени затухания. При этом излучение перестраиваемого лазера, настроенное на одну из мод резонатора, резко выключается в момент возбуждения одной из мод резонатора. Затухание сигнала регистрируется с помощью детектора и осциллографа.
- Динамический метод биений, позволяет измерять ширину резонансной кривой при изменении частоты лазера, возбуждающего резонатор.

Разработанная методика исследования интерференционных устройств предусматривает создание изображения интерференционной картины в монохроматическом коллимированном потоке излучения газового лазера, прошедшем через исследуемый интерференционный блок, включающий четырёхугольный резонатор и призмы ввода-вывода излучения,

фотографирование картины при помощи фотоприёмной матрицы и измерения параметров интерференционной картины с пересчётом результатов в оптические характеристики исследуемого устройства.

Измерительная установка, должна позволить измерять на некоторой длине волны λ расстояние между полосами интерференционной картины, ширину интерференционной полосы, интенсивность I_i падающего излучения, интенсивность I_t прошедшего излучения в максимуме интерференционной картины, а также обеспечивать определённую поляризацию падающего излучения.

При использовании падающего на интерферометр расходящегося монохроматического излучения в фокальной плоскости камерного объектива с фокусным расстоянием f , поставленного на пути луча 5 (рисунок 3.1), возникает интерференционная картина полос равного наклона, которая, как и в случае классического интерферометра и осесимметричного расходящегося излучения имеет форму концентрических колец.

В фокальной плоскости камерного объектива установлена чувствительная поверхность матричного фотоприёмника, изображение интерференционной картины наблюдается на экране монитора.

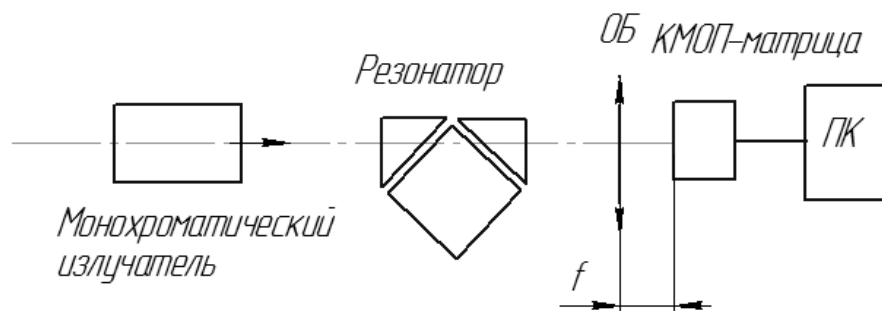


Рисунок 3.1 – Оптическая схема формирования интерференционной картины в монохроматическом излучении

Измеряемыми параметрами интерференционной картины являются геометрические параметры изображения и распределение интенсивности излучения по элементам изображения. Ниже приведены некоторые формулы, используемые для пересчёта результатов измерений в значения оптических параметров интерференционного устройства

Диаметр первого интерференционного кольца связан с длиной λ_0 волны исследуемого излучения формулой:

$$D_1 = 2f\beta_{1c} = 2fn_1\sqrt{\frac{2}{m_0}}\sqrt{e} = 2f\sqrt{\frac{\lambda_0 n_1}{\sqrt{2c}}}\sqrt{e}, \quad (3.1)$$

где $e \approx 0,6$.

Ширина интерференционных максимумов линий равна:

$$x_\delta = \delta\beta_\epsilon f$$

- разрешение интерферометра $\lambda_0 / \delta\lambda = \mathcal{F}m_0$.

Можно определить резкость \mathcal{F} интерференционной картины и эффективное число кольцевых траекторий $N_{\epsilon\phi}$ по наблюдаемой в фокальной плоскости камерного объектива интерференционной картине:

$$N_{\epsilon\phi} \approx \mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\Delta\beta}{\delta\beta_\lambda}$$

Для вычисления длины волны исследуемого излучения по параметрам интерференционной картины используется формула [2]:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{D^2}{8f^2},$$

где λ_0 – длина волны, для которой максимум интерференционного порядка m_0 соответствует центру картины. Формулой необходимо пользоваться для нахождения разностей длин волн в одном и том же порядке m_0 .

3.2 Стенд для исследования оптического резонатора

3.2.1 Состав стенда для исследования оптического резонатора

На рисунке 3.2 представлена оптическая схема стенда для исследования оптического резонатора.

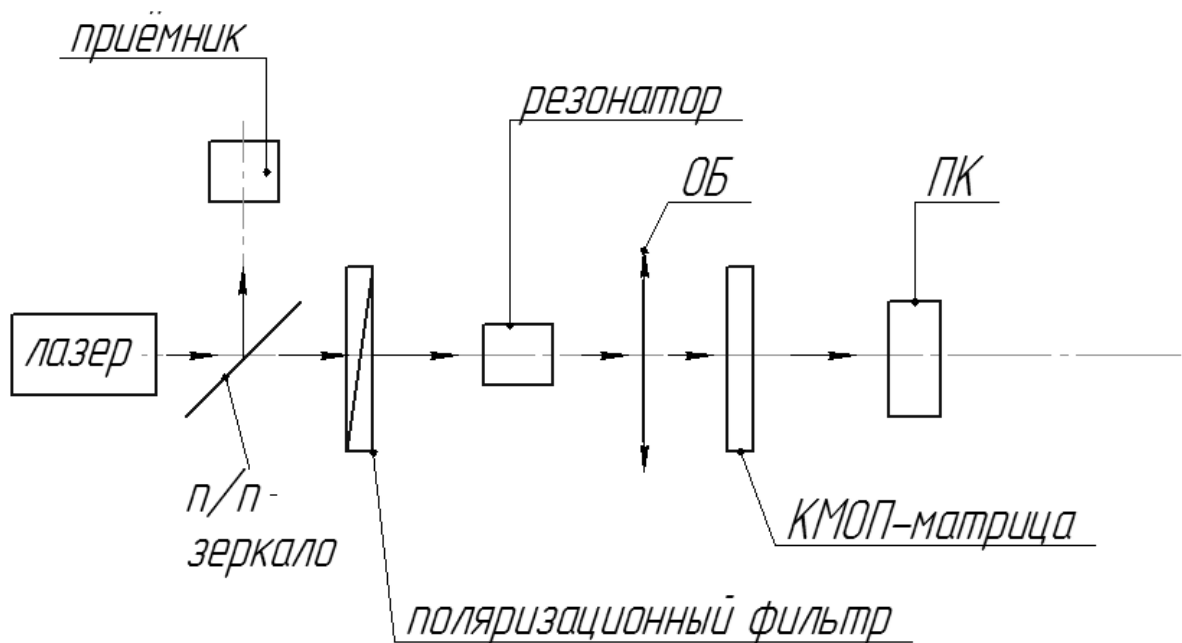


Рисунок 3.2 – Оптическая схема стенда для исследования оптического резонатора

В состав установки входят:

- лазерный излучатель;
- измеритель интенсивности падающего излучения (приемник);
- полупрозрачное зеркало;

- камерный объектив, который формирует интерференционную картину в своей фокальной плоскости (ОБ);
- КМОП-матрица, устанавливаемая в плоскости интерференционной картины.
- персональный компьютер (ПК).

Исследуемый резонатор закрепляется на столике гониометра с лимбом, с возможностью наклона и поворота резонатора.

В связи с необходимостью учитывать влияние поляризационных эффектов в оптическом резонаторе, так как излучение на зеркала резонатора падает под острыми углами, в состав установки введён поляризационный фильтр.

На рисунке 3.2 излучение от He-Ne лазера падает на полупрозрачное зеркало. Часть излучения отражается от зеркала и попадает на приёмник, мощность излучения измеряется, а другая часть проходит через полупрозрачное зеркало и поляризационный фильтр и попадает на резонатор. Далее излучение, пройдя исследуемый резонатор, попадает на объектив ОБ и на поверхность матрицы телевизионной камеры, сформированное изображение обрабатывается с помощью персонального компьютера ПК.

Технические характеристики элементов стенда для исследования оптического резонатора.

Лазерный излучатель должен иметь расходимостъ излучения не хуже 10^{-4} рад.

Лазерный излучатель ЛГН-207А[77]

Рабочий газ (смесь)	гелий + неон;
Длина волны излучения.....	0,6328мкм;
Поляризация	плоская;
Модовый состав	TEM00;
Длительность импульса.....	непрерывно;

Мощность излучения..... 1,5 мВт;

Диаметр пучка 1,4 мм;

Расходимость пучка (не более).....0,0012 рад.

В таблице 3.1 представлены параметры бескорпусной чёрно-белой мегапиксельной телевизионной камеры высокого разрешения модели VAA/VAI-135[78].

Таблица 3.1 – Бескорпусная чёрно-белая мегапиксельная телевизионная камера высокого разрешения Модели VAA/VAI-135

Параметр	Значение
Тип КМОП-матрицы	OmniVision OV9122, CMOS, формат 1/2 дюйма
Число активных элементов	1280 (H)x 1024 (V)
Размер пикселя	5,2мкм (H) x 5,2мкм (V)
Частота кадров	15 Hz (1280x1024), 30Hz (640x480), 60 Hz (640x480)
Диапазон регулировки системы АРУ	32dB
Диапазон регулировки системы АРВН	1/4 s- 1/100000 s
Минимальная рабочая освещённость	0,1 lk(F1,2s/n20dB)
Максимальная рабочая освещённость	100000 lk(АРД)

3.3 Юстировка интерференционного резонатора

Юстировка многолучевого интерферометра необходима для получения стабильной во времени интерференционной картины с заранее выбранными

характеристиками. Это достигается соответствующим взаимным расположением зеркальных элементов интерферометра.

В настоящее время на практике используются различные способы юстировки, рациональность применения которых определяется расстоянием между зеркалами.

Юстировка с помощью полос равного наклона.

Интерферометр освещается широким пучком света от монохроматического источника, излучающего какую-либо яркую линию. Наблюдение интерференционных колец осуществляется непосредственно глазом, аккомодированным на бесконечность. Критерием взаимной параллельности зеркал является постоянство радиуса наблюдаемых интерференционных колец при малом перемещении глаза в поперечном направлении. Если имеется небольшой угол между зеркалами, то при движении глаза в направлении от вершины к основанию клина, образованного плоскостями зеркал, кольца будут расширяться, а при обратном движении глаза они будут стягиваться к центру. Следует иметь в виду, что особенно чувствителен к изменению расстояния между зеркалами центр системы интерференционных колец.[80]

Очевидно, что угол, под которым видно первое или какое-либо другое интерференционное кольцо, не зависит от расстояния между глазом и зеркалами интерферометра (вследствие свойств колец равного наклона). В то же время угол, под которым видны интерференционные зеркала, уменьшается при удалении наблюдателя. Поэтому при значительном удалении глаза (порядка нескольких метров при расстоянии между зеркалами около 50 мм) может быть достигнуто такое положение, когда первое кольцо или даже его часть заполняет все поле зрения интерферометра. В этом случае при легком движении головы небольшое отклонение от параллельности фиксируется как неравномерность освещения зеркал.

Описанный способ отличается высокой чувствительностью при расстояниях между зеркалами до 50 мм.

Здесь юстировка заключается в подгонке положения зеркал.

В нашем интерферометре зеркала не юстируются, так как их параллельность определяется качеством изготовления поверхностей. Для его юстировки необходимо использовать лазер с диаметром пучка излучения 1-2 мм. Далее необходимо направить излучение на середину катетной грани входной призмы перпендикулярно её поверхности. Для получения туннельного зазора нужной величины необходимо регулировать усилие прижима призм к кубу до появления луча после выходной призмы. Нужно добиться правильного размещения матрицы в фокальной плоскости объектива, получив изображение интерференционной картины. Поворачивать блок резонатора, изменяя угол падения лазерного пучка. Точно настроить положение призм для оптимизации интерференционной картины. Учесть появление дополнительных интерференционных полос с другими периодами.

Для юстировки и получения интерференционной картины нами был разработан юстировочный столик, который представлен на рисунке 3.3.

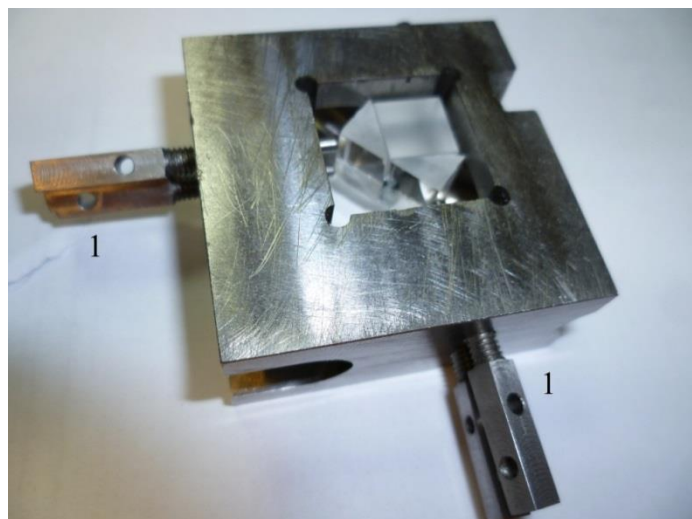


Рисунок 3.3 – Юстировочный столик для резонатора

На рисунке 3.3 представлена фотография юстировочного столика для резонатора, где 1 – это винты для прижима входной и выходной призмы к

кубику. С помощью винтов 1 можно добиться фиксации призм и кубика и необходимого для полного внутреннего отражения воздушного зазора между призмами и кубиком. Винты 2 служат для создания зазора между кубиком и держателем чтобы условие полного внутреннего отражения в кубике не нарушалось.

На рисунке 3.4 представлена фотография измерительного стенда.

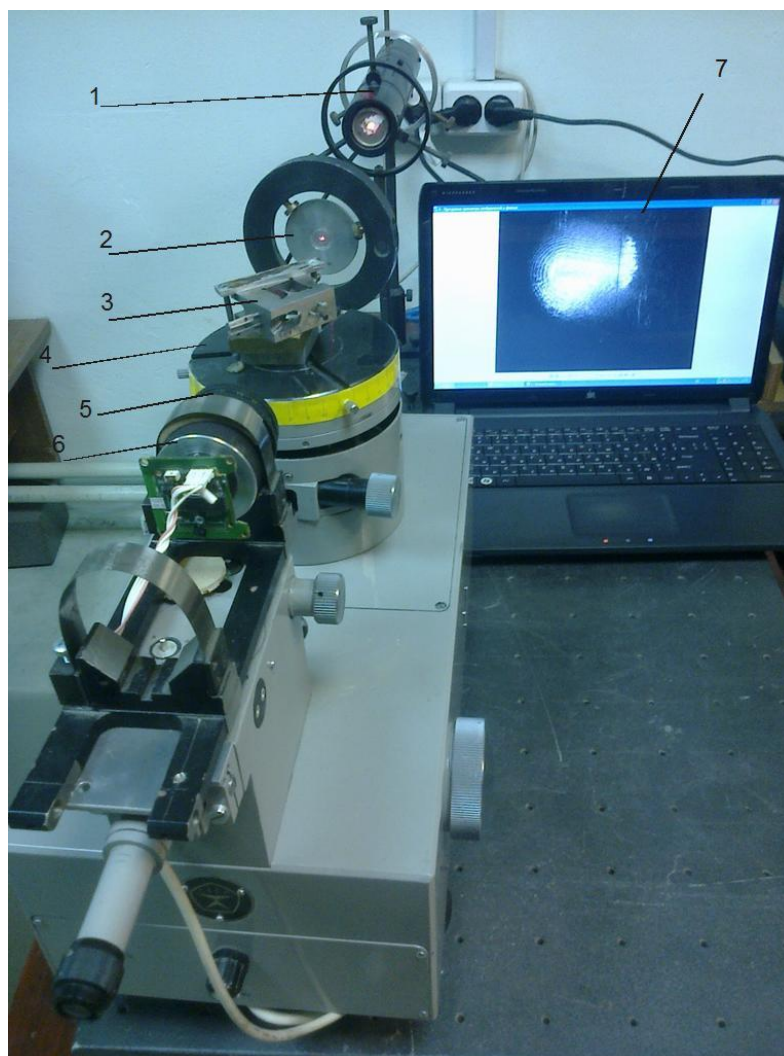


Рисунок 3.4 – Фотография стенда для исследования оптических характеристик резонатора с зеркалами ПВО

На рисунке 3.4, 1 – лазер, 2 – диафрагма, 3 – исследуемый образец, 4 – столик гониометра, 5 – объектив с фокусным расстоянием 50 мм, 6 – фотоматрица, 7 – ноутбук.

Для исследования параметров оптического резонатора необходимо:

1. Включить лазерный излучатель ЛГН-207А.
2. Установить и закрепить юстировочный столик с оптическим резонатором на столике с лимбом и осевой системой с возможностью его наклона и поворота.
3. Регулировочными винтами столика установить резонатор таким образом, чтобы излучение от лазера падало на катетную грань призмы резонатора под прямым углом.
4. Подключить ПК к матрице телевизионной камеры посредством USB кабеля.
5. Полученную интерференционную картину обработать в интерактивной системе Matlab.

При юстировке четырёхгранного резонатора на экспериментальном стенде могли возникать дополнительные интерференционные полосы (рисунок 3.5), причиной появления которых была дифракция света лазерного источника на диафрагме 2, ограничивающей лазерный пучок. Подбором диаметра диафрагмы эти эффекты устранялись.

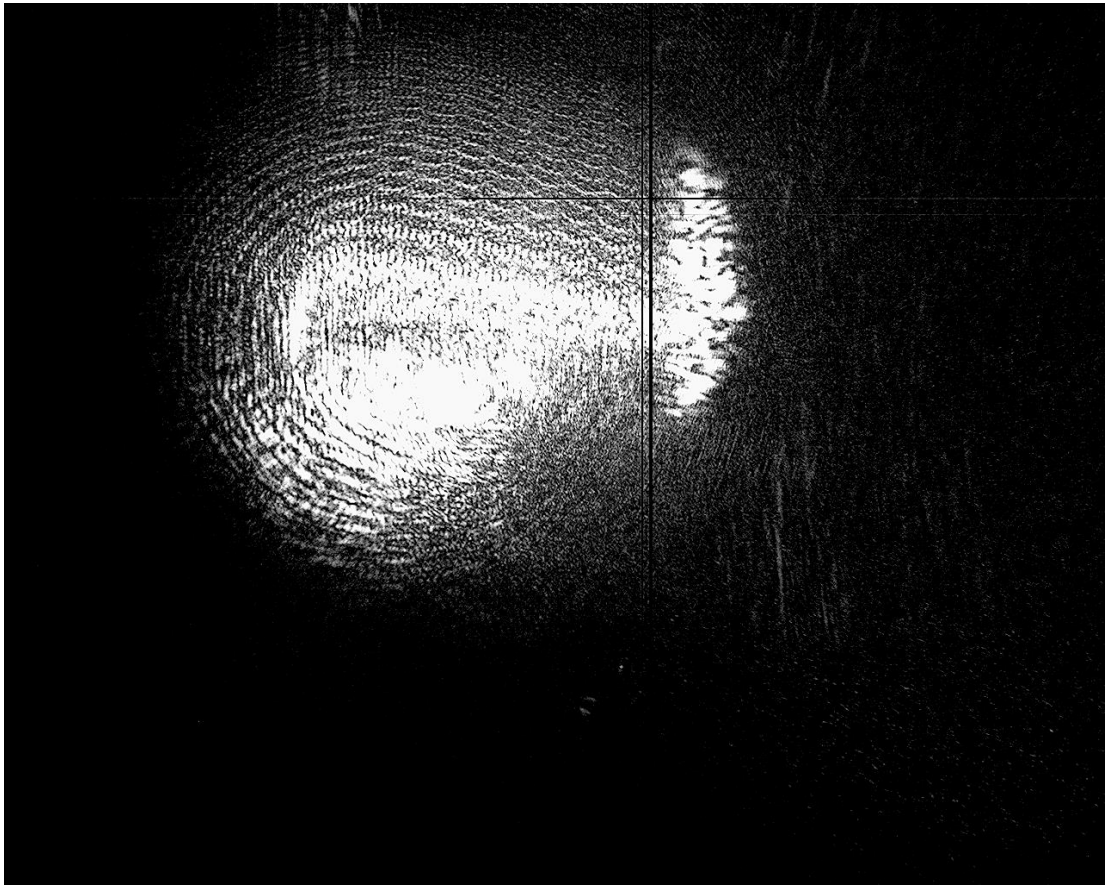


Рисунок 3.5 – Интерференционная картина с дополнительными интерференционными полосами, вызванными наличием диафрагмы

3.4 Методика измерения параметров спектра излучения исследуемого лазера с помощью разработанного интерферометра с полигональной призмой

Для исследования спектра лазерного излучателя его излучение пропускается через резонатор, который формирует интерференционную картину исследуемого излучателя в фокальной плоскости камерного объектива.

В общем случае излучение лазера может иметь многомодовый характер, спектр лазера при этом содержит составляющие в некотором диапазоне частот световых волн.

Оптическая схема макета лабораторного устройства измерения параметров спектра излучения исследуемого лазера с помощью разработанного оптического резонатора показана на рисунке 3.6.

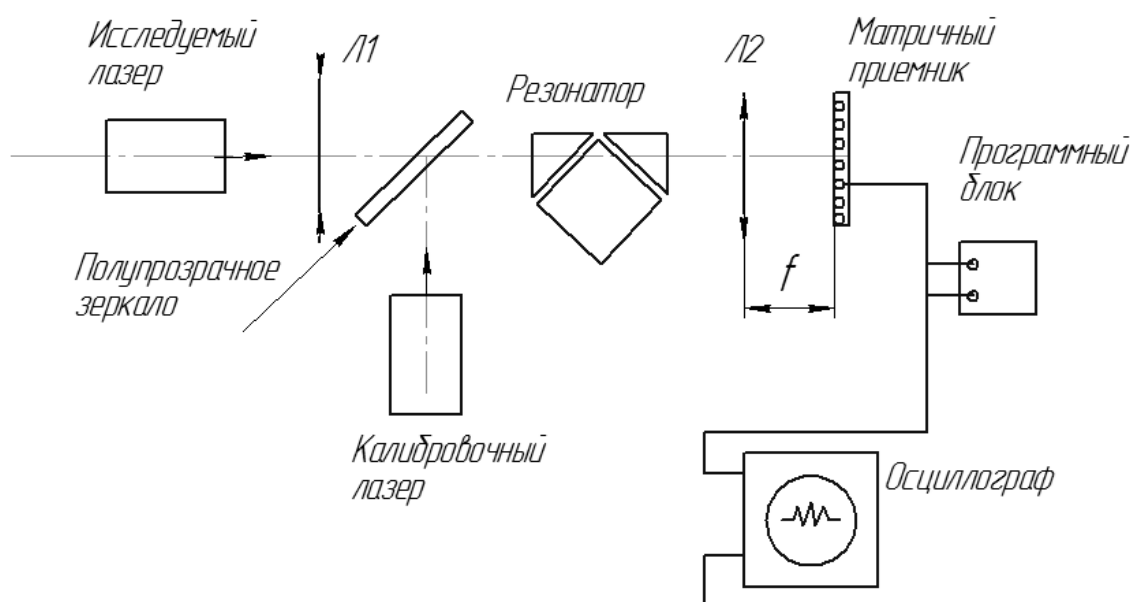


Рисунок 3.6 – Схема макета лабораторного устройства измерения параметров спектра излучения лазера с помощью разработанного оптического резонатора

Излучение исследуемого лазера в виде расходящегося светового пучка проходит структуру оптического резонатора; в фокальной плоскости камерного объектива формируется картина интерференционных колец, каждое из которых соответствует некоторой спектральной составляющей лазерного излучения. В фокальной плоскости расположена фотоприёмная матрица. В случае необходимости требуемая степень расходимости обеспечивается дополнительной линзой Л1.

Для выявления картины спектра излучения из изображения, формируемого фотоприёмной матрицей на мониторе, с помощью специальной программы обработки из сигналов матрицы выделяется распределение интенсивности падающего света вдоль одной строки фоточувствительных чипов матрицы. Картина распределения интенсивности высвечивается на экране осциллографа и представляет собой картину спектра излучения лазера в относительных единицах.

Для получения численных значений частот линий спектра лазера необходимо использовать значения известных составляющих в данном спектре и производить расчёт остальной части спектра, как показано выше.

В лабораторном устройстве предусматривается возможность калибровки измеряемого спектра излучения за счёт использования специального калибровочного лазерного излучателя, излучение которого с известной длиной волны вводится в световой поток исследуемого излучения с помощью полупрозрачного зеркала.

Таким образом в настоящем разделе показано, что разработанные методики позволяют измерять основные параметры оптических резонаторов с зеркалами ПВО, в том числе, ширину полосы пропускания устройств в видимом диапазоне спектра, ширину свободной спектральной области, пропускание устройств в полосе пропускания, оценивать пропускание устройства вне полосы пропускания, добротность резонатора.

Глава 4 Экспериментальные исследования

В данной главе представлены результаты исследования параметров монолитного резонатора в виде кубической призмы, геометрические характеристики оптических элементов, их чертежи и фотографии. Экспериментально исследованы также возможности компенсации погрешностей угловых положений граней оптического резонатора за счёт использования разрезной конструкции.

4.1 Получение и исследования спектра пропускания интерферометра на основе полигональной призмы

При экспериментальном исследовании характеристик разработанного интерферометра использовалось излучение непрерывного гелий-неонового лазера с шириной линии излучения порядка 1 нм. Полученная с помощью экспериментального стенда интерференционная картина была обработана с помощью персонального компьютера в соответствии с методическим пособием[81]. В Приложении приведен листинг по которому выполнялась обработка интерференционных картин.

С помощью этой программы можно получить распределение интенсивности интерференционной картины, представленной на рисунке 4.1, по строке, расположенной горизонтально.



Рисунок 4.1 – Изображение интерференционной картины при фокусном расстоянии камерного объектива 50 мм.

При обработке экспериментальной зависимости интенсивности от номера пиксела фотоматрицы она была сохранена в Excel и пересчитана в зависимость от координаты строки в фокальной плоскости рисунок 4.2.

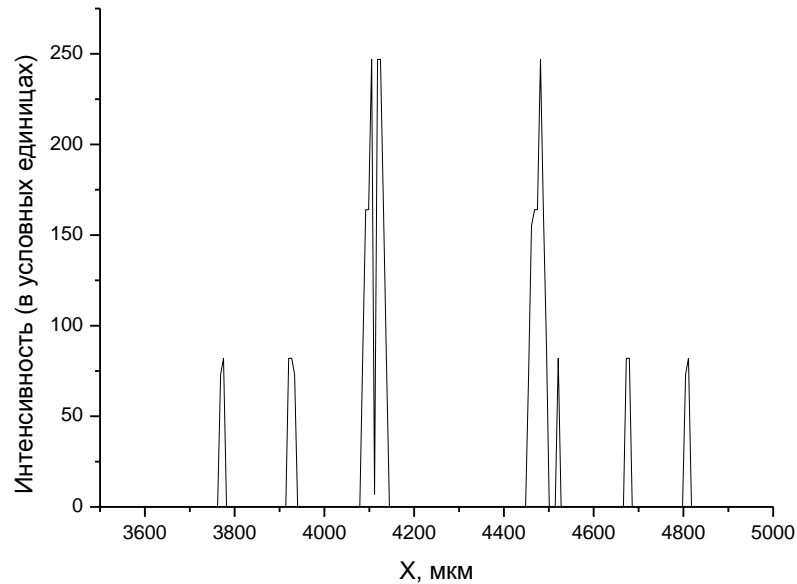


Рисунок 4.2 – График распределения интенсивности по строке интерференционной картины при фокусном расстоянии объектива 50 мм.
Координата точек строки в мкм.

Из графика следует, что диаметр первого кольца 0,4мм , второго –0,75 мм

Из представленного графика можно определить важнейшие практические характеристики интерферометра: надо вычислить и представить результаты

- 1) резкость \mathcal{F} (отношение расстояния между полосами интерференционной картины к их полуширине) [55]:
- 2) максимальное пропускание:

$$\tau = \left(\frac{I_t}{I_i} \right)_{max};$$

3) контрастность:

$$\mathfrak{K} = \left(\frac{I_t}{I_i} \right)_{\min} / \left(\frac{I_t}{I_i} \right)_{\min}$$

Наблюдавшиеся на различных этапах юстировок интерференционные картины, полученные при исследовании спектра излучения гелий-неонового лазера с полосой линии спектра порядка $\delta\lambda \approx 0,1\text{нм}$ приведены на фотографиях рисунка 4.3. Характер изображений зависит от юстировок интерференционного устройства и коэффициентов ослабления использованных светофильтров.

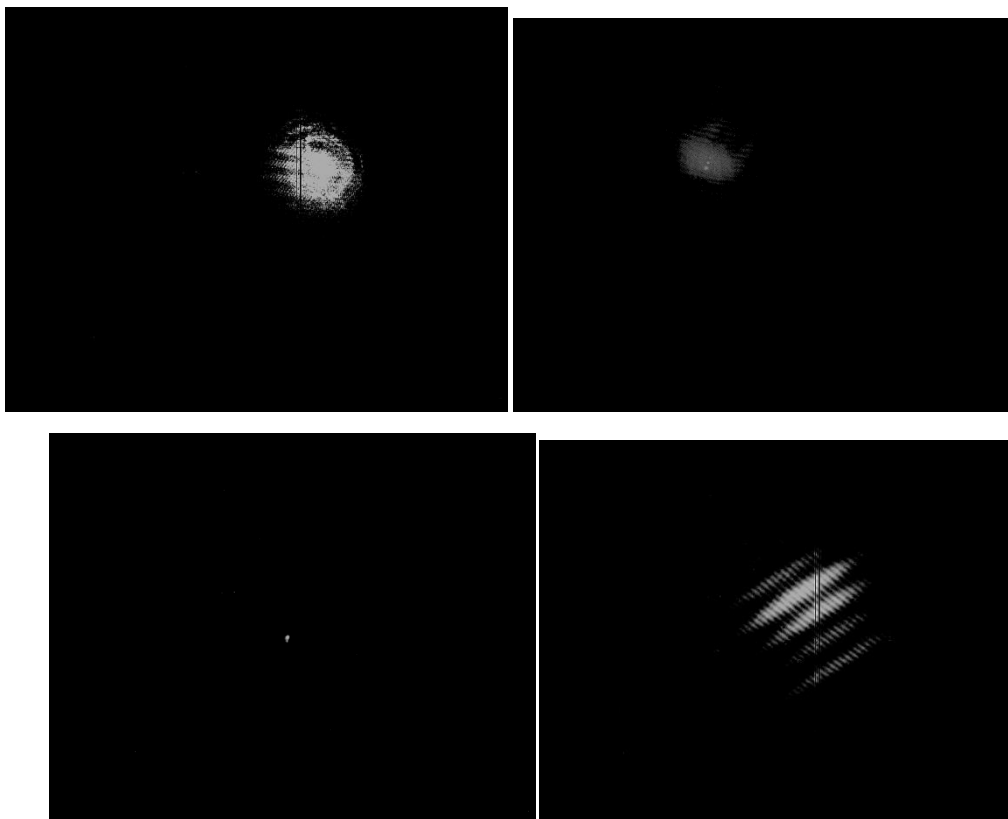


Рисунок 4.3. Фотографии интерференционных картин в фокальной плоскости камерного объектива. Правый нижний снимок получен с объективом с фокусным расстоянием 2 м, остальные – с фокусным расстоянием 5 см.

Светлые пятна на фото представляют собой интерференционные максимумы, на верхних фото поперечники максимумов 1,2 –1, 5 мм, в нижнем ряду на левом поперечник пятна равен 0,045 мм; на правом поперечник периметра пятна равен ~1.85 мм, период пересекающихся светлые полосы темных полос 0,05 мм. Геометрические размеры структур на снимках примерно соответствуют результатам расчётов, приведённых в таблице 2.

Исследована интерференционная картина даваемая резонатором при использовании линзы с фокусным расстоянием 2 м(представленная на рисунке 4.4).



Рисунок 4.4 – Изображение интерференционной картины при фокусном расстоянии камерного объектива 2 м.

Из рисунка 4.4 видно, что интерференционная картина существенно отличается от классической интерференционной картины эталонов Фабри-Перо, характеризуется наличием пересечений светлой полосы тёмными, имеет две периодичности картины интерференционных максимумов.

С помощью программы VIRT получен график распределения интерференционной картины по строке в микрометрах, представленный ниже на рисунке 4.5.

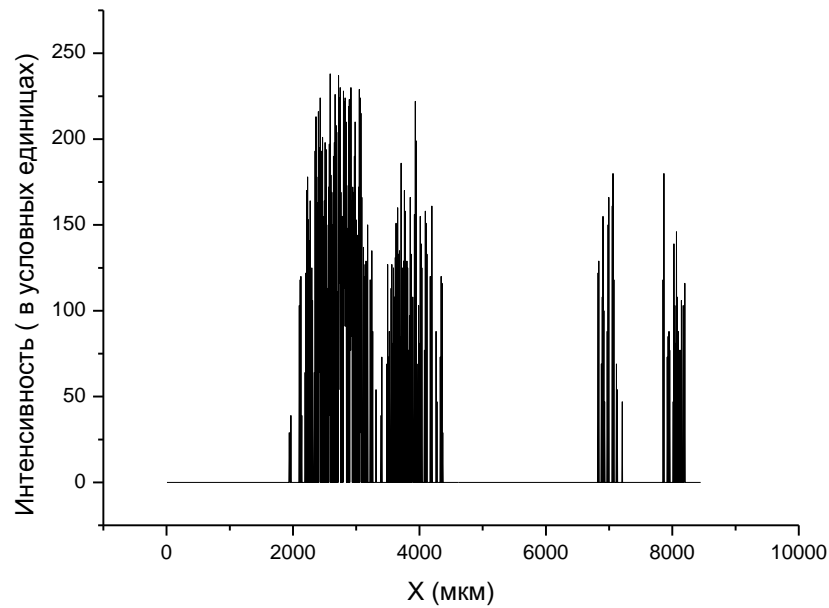


Рисунок 4.5 – График распределения интерференционной картины по строке в микрометрах при фокусном расстоянии объектива 2 м

Результаты расчётов и экспериментальные результаты приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Теоретические и экспериментальные характеристики интерферометра с полигональной призмой. ($L_0=127,28$ мм)

	$f=0,05$ м	$f=2$ м
\mathcal{F}	300	30
$\Delta\lambda$, м	$4,2 \cdot 10^{-12}$	$4,2 \cdot 10^{-12}$
$\delta\lambda$, м	$1,4 \cdot 10^{-14}$	$1,4 \cdot 10^{-13}$
D_1 , мм	0,37	
D_2 , мм	0,6	
D_3 , мм	0,77	
Δx , мкм		30,8
\mathcal{F}	324	10,31

Продолжение Таблицы 4.1

$\Delta\lambda_{\text{экс}}, \text{М}$	$9,4 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-11}$
$\delta\lambda, \text{М}$	$2,9 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$
$D_1, \text{мм}$	0,42	
$D_2, \text{мм}$	0,66	
$D_3, \text{мм}$	0,79	
$\Delta x, \text{мкм}$		49

Определен коэффициент пропускания интерференционного устройства, включающего резонатори два призмных элемента связи, оптическая схема измерения представлена на рисунке 4.6.

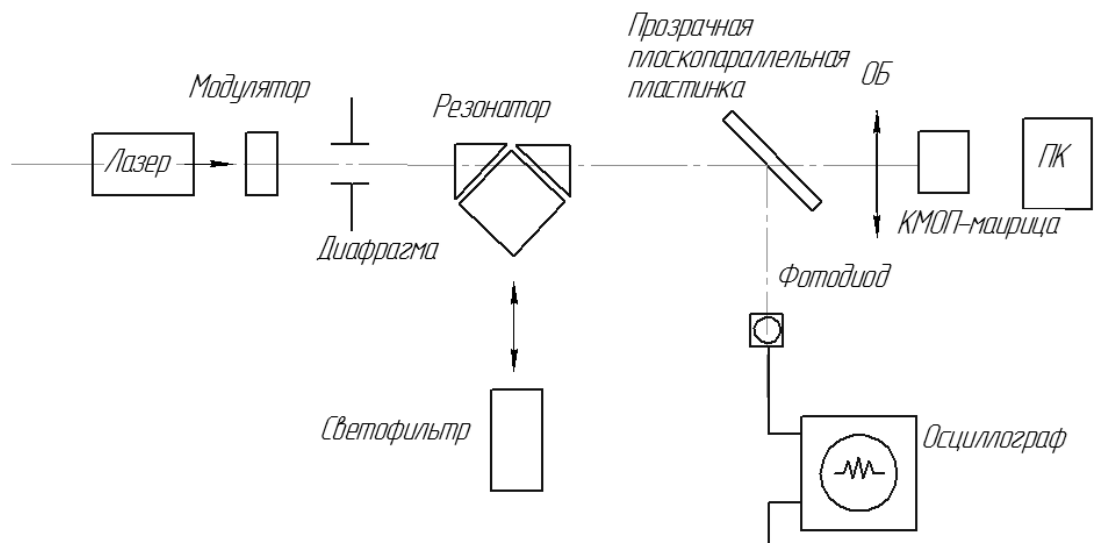


Рисунок 4.6 – Оптическая схема измерения коэффициента пропускания лазерного излучения интерференционным устройством

Излучение лазера, пройдя модулятор и апертуру попадает в резонатор. Затем с помощью прозрачной пластинки часть излучения отражается и попадает на фотодиод. Модулятор выполнен в виде электромеханической

заслонки, прерывающей ход излучения, частота. Сигнал фотодиода фиксируется осциллографом.

Если вместо резонатора на пути лазерного излучения установлен светофильтр, к фотодиоду проходит световой поток мощностью $P_1 = K_1 K_2 I_0$, где I_0 - интенсивность лазерного излучения, K_1 и K_2 - коэффициенты пропускания светофильтра и прозрачной пластинки. Заменяв светофильтр на резонатор, получим $P_2 = K_2 K_3 I_0$, где K_3 - коэффициент пропускания резонатора.

Для определения коэффициента пропускания резонатора он убирался из схемы, а на его место подбирались светофильтры, обеспечивающие прежнюю величину сигналов на экране осциллографа.

Коэффициент пропускания резонатора был измерен при различных настройках положения призм ввода и вывода излучения. Результаты измерений приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Экспериментальные результаты измерения коэффициента пропускания резонатора

	U_{1c}	U_{2c}	K_ϕ
L=28,28 мм			
	0,25	0,0225	0,09
	0,25	0,0175	0,07
L=127,28 мм			
	0,25	0,075	0,3
	0,25	0,625	0,25

Установлено, что коэффициент пропускания резонатора равен 0,09 (L=28,28 мм) и 0,3 (L=127,28 мм).

В связи с полученными экспериментальными результатами возникла необходимость исследовать четырёхгранную призму, выполняющую роль

резонатора на параллельность сторон. Не параллельность граней призмы была исследована с помощью гониометра Г5М, полученные результаты приведены в Таблице 4.3.

Таблица 4.3 – Погрешности углов четырёхгранной призмы со стороной 10 мм

Грань призмы	Угол отклонения грани секунды/радианы
1	0°2'17"/0,0007
2	0°1'48"/0,0005
3	0°1'55"/0,0006
4	0°2'42"/0,0008

Также был исследован оптический резонатор состоящий из входной и выходной призмы и четырёхгранной призмы со сторонами 30 мм.

В Таблице 4.4 приведены данные по погрешности изготовления четырёхгранной призмы со стороной 30 мм.

Таблица 4.4 – Погрешности углов четырёхгранной призмы со стороной 30 мм

Грань призмы	Угол отклонения грани секунды/радианы
1	0°0'3,24"/0,0000157
2	0°0'3,96/0,0000191
3	0°0'3,24"/0,0000157
4	0°0'3,96/0,0000191

Обработка интерференционной картины (рис.56) позволила вычислить значения параметров интерферометра:

- размеры резонатора 30x30x30 мм;
 - длина волны 0,63 мкм;
- при расходимости излучения 1 мрад:

- разрешающая способность $\lambda_0 / \delta\lambda = (1-1.6) \cdot 10^7$
- эффективное число $N_{эф}$ кольцевых траекторий
- в резонаторе 100-160;
- пропускание в максимуме интерференции 0,3%

Также была исследована зависимость пропускания четырёхгранного резонатора от времени нагрева резонатора. Излучение от лазера попадало на четырёхгранный резонатор, состоящий из входной и выходной призм и призмы квадратного сечения со стороной 30 мм. Далее устанавливался объектив, в фокальной плоскости которого устанавливалась камера формирующая изображение которое передавалось на монитор компьютера. В ходе эксперимента сверху на резонатор устанавливался металлический стакан с водой, температура которой была 100°C, за счет чего происходил нагрев резонатора. На рисунке 4.7 представлена зависимость интенсивности выходящего из резонатора излучения от времени нагрева.

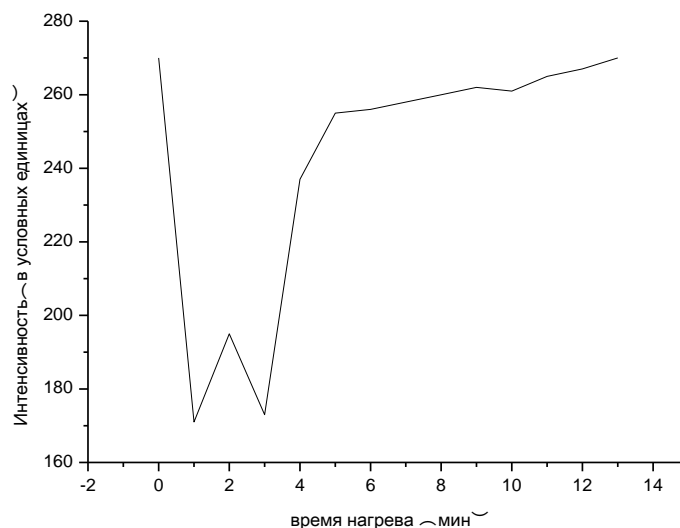


Рисунок 4.7 – Зависимость интенсивности от нагрева резонатора.

Также исследовалась зависимость изменения интенсивности после прохождения резонатора от угла поворота резонатора (рисунок 4.8). Резонатор установленный на столике гониометра поворачивался

относительно падающего излучения на 1° по часовой стрелке и против часовой стрелки от нормального угла падения лазерного излучения на входную грань призмы резонатора.

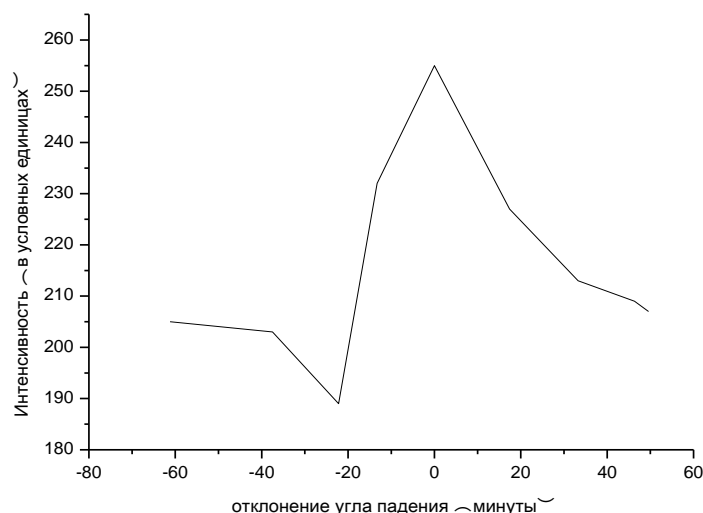


Рисунок 4.8 – График зависимости интенсивности от угла поворота резонатора.

4.1.1 Юстировка резонатора с помощью юстировочного столика

Резонатор настраивался с помощью юстировочного столика (рисунок 3.3). Юстировочные винты позволяют настраивать толщину воздушного зазора, служащего зеркалам полного внутреннего отражения между призмой и кубиком.

Для создания воздушного зазора между кубиком и призмой не используются какие-либо прокладки. Зазор создается за счет попадания во время сборки пылинок между кубиком и призмами. При закручивании юстировочных винтов пылинки деформируются и создают необходимый зазор.

На рисунке 4.9 представлены интерференционные картины даваемые резонатором до юстировки винтами и после юстировки соответственно.

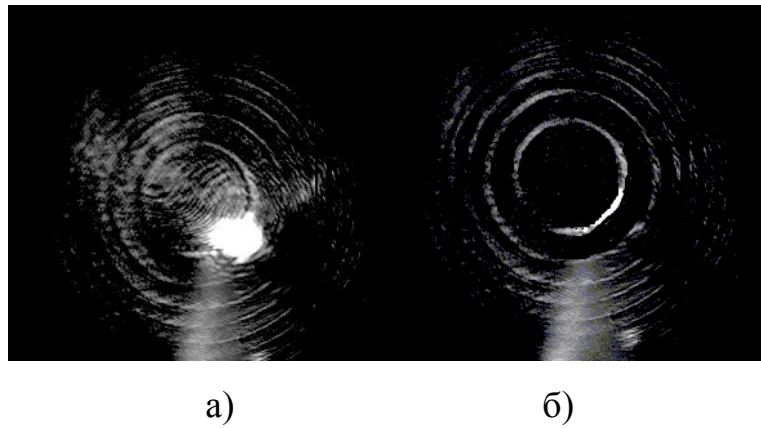


Рисунок 4.9 – Интерференционные картины : а – до настройки воздушного зазора юстировочными винтами, б – после настройки

Из рисунка 4.9 видно, что количество пятен до настройки резонатора и после одинаково, но они отличаются по диаметру. Это объясняется изменением интенсивности излучения попадающего в резонатор. На рис.64а воздушный зазор между кубиком и призмами меньше, чем на рис.64б. Графики распределения по строке данных интерференционных картин представлены на рисунках 4.10 и 4.11.

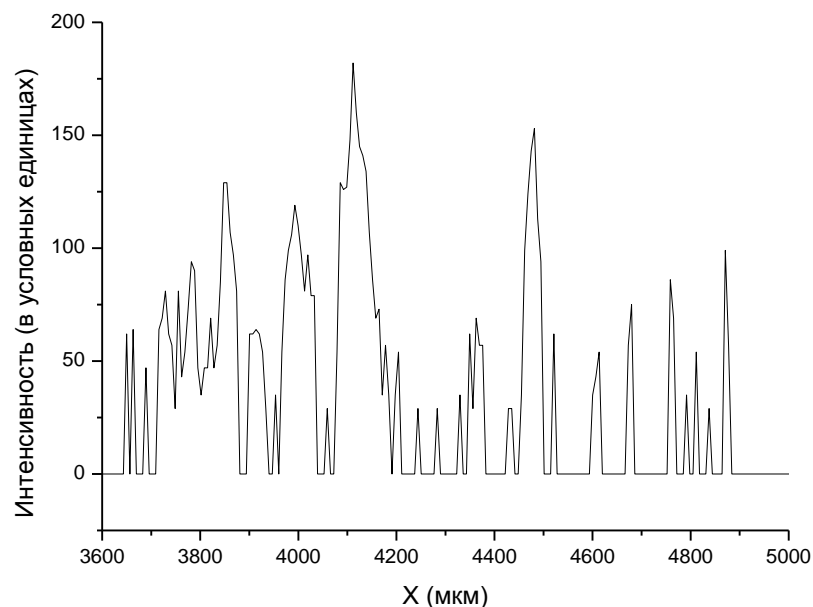


Рисунок 4.10 – График распределения интерференционной картины по строке в микрометрах, при маленьком воздушном зазоре

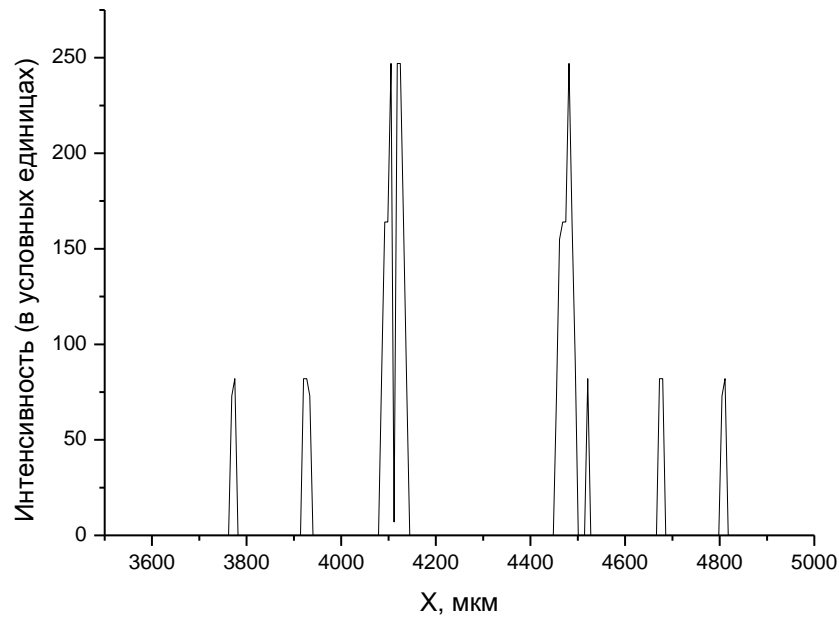


Рисунок 4.11 – График распределения интерференционной картины по строке в микрометрах, при большом воздушном зазоре.

4.2 Возможность компенсации угловых положений граней оптического резонатора

Исследуется возможность компенсации погрешностей угловых положений зеркал полного внутреннего отражения за счёт использования разрезной конструкции резонатора и пьезоэлектрической регулировки относительного положения его частей. Схематически разрезной резонатор и экспериментальный стенд для его исследования показаны на рисунке 4.12[81].

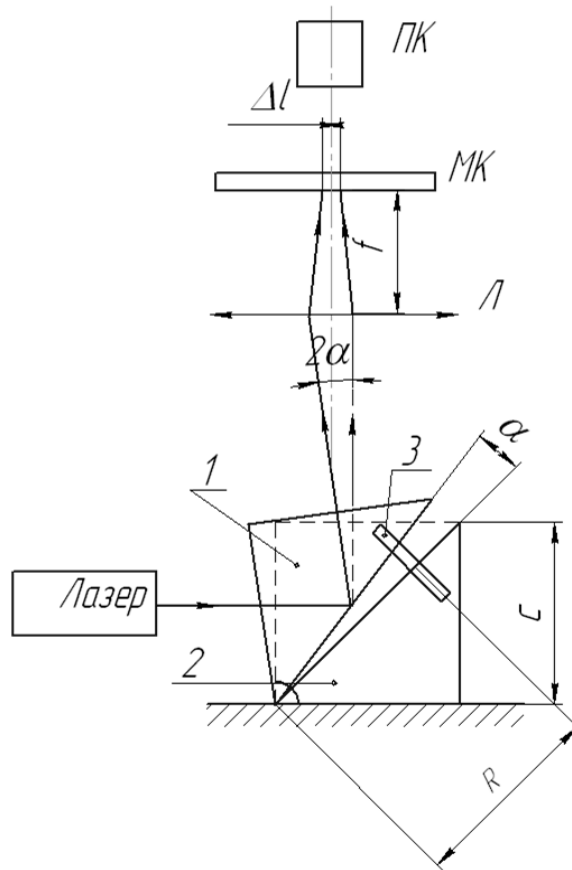


Рисунок 4.12 – Разрезной оптический резонатор с пьезоэлектрическим регулированием углового положения зеркал полного внутреннего отражения [83]

1 и 2 – прозрачные призмы, образующие кубический резонатор, 3 – пьезоэлемент.

Резонатор состоит из двух сложенных гипотенузными гранями прямоугольных призм и пьезоэлемента. Пьезоэлементы позволяют изменять угловые положения граней в произвольных направлениях.

Излучение от гелий-неонового лазера падает на катетную грань одной из призм и далее отражается от гипотенузной грани. Затем оно фокусируется с помощью линзы на поверхность матрицы телевизионной камеры. Полученное изображение обрабатывается с помощью компьютера.

Далее рассмотрим требования, накладываемые на точность изготовления кубического резонатора. Использование оптического резонатора в качестве узкополосного фильтра предполагает настройку

интерферометра на интерференционную полосу бесконечной ширины, погрешности его изготовления приведут к уменьшению интенсивности проходящего света. Допустимое отклонение от параллельности зеркал двухзеркального многолучевого интерферометра определяется формулой:

$$\frac{\Delta h}{\lambda} \leq \frac{1}{2N_{эф}}$$

Оценки показывают величину допустимых угловых погрешностей не более 0,01 угл. сек., тогда как изготовители призм обеспечивают погрешности порядка десятков – единиц угл. сек.

С целью экспериментальной отработки методики компенсации угловых погрешностей изготовления кубического резонатора был разработан и исследовался макет разрезного резонатора из двух призм, угловое положение одной призмы относительно другой изменяется с помощью пьезоэлементов.

Изменение угла отклонения луча при изменении положения призмы определяется формулой[82]:

$$2\alpha = \frac{\Delta l}{f},$$

где Δl – смещение луча лазера при подачи напряжения, f – фокусное расстояние линзы L.

Подача напряжения U на пьезоэлемент с поперечным пьезоэффектом приводит к изменению угла α между гипотенузными гранями призм на величину[82]:

$$\alpha = d_{31} U \frac{\Delta l}{R} \frac{l}{d}, \quad (4.1)$$

где α – угол расходимости, R – расстояние от ребра кубика до пьезоэлемента.

Изменение угла отражения от призмы измерялось по изменению положения сфокусированного лазерного луча на матрице ПЗС-приёмника телевизионной 5-ти мегапиксельной камеры VEC-545-USB; в качестве источника зондирующего луча применён гелий-неоновый лазер ЛГН-207А.

Полученное с помощью камеры изображение обрабатывалось с помощью программы, созданной в среде Matlab. Координаты пятна (изображения фокальной области луча) рассчитывались, как для геометрического центра пятна излучения лазера.

Разброс измеренных значений в пикселях по четырем измерениям относительно среднего составил около $1/3$ пикселя, что соответствует 1 мкм в пространстве, (погрешности определения углового положения луча $0,005$ мрад).

Результаты измерений углов отклонения рассчитанные по формуле (4.1) по значениям Δl при разных значениях напряжения на пьезоэлементе, представлены на рисунке 4.13. Значение пьезомодуля пьезоэлемента составляло $1,41 \cdot 10^{-10}$ Кл/Н.

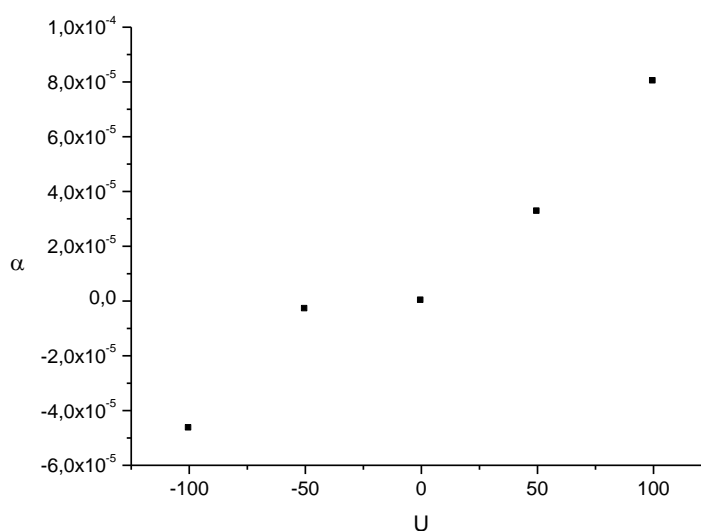


Рисунок 4.13 – Зависимость угла отклонения луча от напряжения, подаваемого на пьезоэлемент

Основываясь на рисунке 4.13, можно найти, что погрешность определения угла составила 0,1 угл.сек.

Точность результата может быть увеличена в десятки и более раз в случае использования, метода предложенного в работе [84], позволяющего определять координаты центра пятна как энергетического центра (с учетом взвешенных коэффициентов для пикселей фотоприёмной матрицы).

Этот метод позволит компенсировать непараллельности сторон оптического резонатора с требуемой точностью порядка 0,01 угл. сек.

Заключение

1. Проведён обзор теоретических моделей и достижимых параметров распространённых интерференционных устройств узкополосной фильтрации оптического излучения.

2. Разработана геометро-оптическая модель функционирования оптического резонатора с зеркалами ПВО и устройствами ввода-вывода излучения, модель основана на лучевом анализе прохождения излучения в оптическом резонаторе с учётом волновых особенностей излучения и показывает, что в резонаторе формируются бегущие световые волны типа волны в «шепчущей галерее», многократно совершающие пробеги в резонаторе по замкнутым или почти замкнутым траекториям. Волны образуются за счёт многократного деления вошедшей путём туннелирования через малый оптический зазор между входной призмой и резонатором световой волны по амплитуде при нарушенном ПВО от граней резонатора, при их синфазности на некоторой длине волны наступает интерференционное усиление амплитуды волны и резонанс на этой волне. Модель позволила впервые исследовать интерференционные характеристики полигональных монолитных оптических резонаторов с поверхностями ПВО. Показано, что интерференционная картина существенно отличается от классической интерференционной картины эталонов Фабри-Перо, характеризуется пространственным расположением поперечных мод резонатора, имеет два вида периодичности интерференционных максимумов. Получены аналитические выражения для определения основных геометрических и спектральных параметров оптического резонатора с зеркалами ПВО и интерференционного спектрального прибора на его основе.

Количество замкнутых траекторий волн в резонаторе может достигать сотен и тысяч благодаря малым потерям при отражении, свойственным эффекту ПВО, что приводит к возможности получения малого значения ширины полосы пропускания, то есть, к высокой разрешающей способности

устройств. Найдены причины ограничений при дальнейшей минимизации ширины полосы пропускания, в том числе, погрешности изготовления фигуры резонатора и дифракционное расширение вошедшего светового пучка до размера световой апертуры зеркальных граней резонатора.

Разработана модель, позволяющая рассчитать параметры реального интерферометра с полигональной призмой, изготовленного с определённым уровнем волнистости и не параллельности поверхностей полноотражающих граней призмы. Модель позволила связать возможности современных оптических технологий с достижимыми параметрами интерферометра.

Показано, что многолучевой интерферометр на основе монолитной призмы с гранями полного внутреннего отражения и бегущей световой волной может формировать картину интерференционных полос равной толщины.

3. Предложены методы преодоления эффекта резонансной дифракции световых волн в интерференционных оптических системах с зеркалами ПВО. Проведён анализ предложенных интерференционных устройств, использующих оптический резонатор с зеркалами ПВО, показано, что в этих системах эффект краевой дифракции не имеет места.

4. Предложен метод адаптивной коррекции фигуры оптического резонатора, позволяющий увеличивать добротность резонатора за счёт пьезоэлектрической компенсации в реальном масштабе времени в ходе его эксплуатации неточности изготовления резонатора по результатам измерения ширины полосы пропускания устройства с резонатором

5. Разработано несколько конструктивных вариантов узкополосных многолучевых интерференционных оптических фильтров с увеличенной прозрачностью в полосе пропускания и улучшенными разрешениями лабораторные технологии изготовления устройств.

6. Разработаны методики исследования интерференционных и спектральных характеристик оптического резонатора, в том числе, разработан исследовательский стенд, позволяющий проводить юстировку

устройства с резонатором, наблюдать интерференционную картину в прошедшем устройстве излучении и измерять параметры интерференционной картины. Предложены методы расчёта значений параметров резонатора по данным измерения интерференционной картины.

С использованием разработанных методик проведены исследования разработанных и изготовленных экспериментальных образцов узкополосных интерференционных оптических фильтров, использующих разработанные четырёхугольные оптические резонаторы. Получены значения ряда параметров фильтров, превосходящие известные для классических интерференционных устройств.

7. Возможные области применения – использование интерферометра при высокоразрешающей спектроскопии лазерного излучения, а также применение в качестве миниатюрных лазерных резонаторов, альтернативных лазерным резонаторам с диэлектрическими зеркалами и большим значением базы интерферометра.

8. Результаты экспериментов подтверждают выводы разработанной геометро-оптической модели рассматриваемого интерферометра; полученные в эксперименте значения разрешающей способности не уступают параметрам классических интерферометров Фабри-Перо, однако, возможные в соответствии с моделью более высокие значения не достигнуты в связи с технологическими сложностями изготовления полигональной призмы.

Список литературы

1. Нагибина, И. М. Интерференция и дифракция света / И.М. Нагибина. – Л.: Машиностроение, 1974. – 359 с.
2. Лебедева, В.В. Экспериментальная оптика / В.В. Лебедева. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1994. – 352 с.
3. Пейсахсон, И.В. Оптика спектральных приборов / И.В. Пейсахсон. – Л.: Машиностроение, 1975. – 312 с.
4. Мерц, Л. Интегральные преобразования в оптике / Л. Мерц. – М.: Мир, 1969. – 184 с.
5. Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения: сборник статей / под ред. Г.Н. Жижина. – М.: Мир, 1972. – 352 с.
6. Толмачев, Ю.А. Новые спектральные приборы. Принципы работы / Ю.А. Толмачев. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1976. – 128 с.
7. Белл, Р.Дж. Введение в фурье-спектроскопию / Р.Дж. Белл. – М.: Мир, 1975. – 382 с.
8. Киселев, Б.А. Методы интерференционной спектроскопии и современные фурье-спектрометры / Б.А. Киселев [и др.] – М.: Машиностроение, 1978. – 161 с.
9. Новые методы спектроскопии: сборник статей / под ред. С.Г. Раутиана. – Новосибирск: Наука, 1982. – 220 с.
10. Энерголаб [Электронный ресурс], – <http://energolab-ae.com/catalog/ik-fure-cary-630>
11. Коломийцов, Ю. В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение / Ю.В. Коломийцов. – Л.: Машиностроение, 1976. – 296 с.
12. Многолучевой интерферометр: пат. Su/110307 СССР: 3592700/18-25 Архипов В.М. заявл. 04.02.1983; опубл. 15.07.1984, Бюл. № 26. – 3 с.
13. HighFinesse, Laser and Electronic Systems [Электронный ресурс], – www.highfinesse.com

14. Спектрограф: пат. 920401 СССР: Ю.Ф. Томашевский, Д.А. Соломаха; заявитель и патентообладатель Сибирский государственный НИИ метрологии. – № 2956000/18-25; заявл. 11.07.1980; опубл. 15.04.1982, Бюл. № 14. – 4 с.

15. Кушталь, Г. И. Интерференционно – поляризационные фильтры (ИФП) для наблюдений Солнца и способы достижения их оптимальных характеристик: автореф. дисс. канд. физ.-мат. н. 01.04.01 / Кушталь Галина Ивановна. – Иркутск, 2013. – 24 с.

16. Кушталь, Г.И. Расчет фильтров Шольца / Г.И. Кушталь // Исслед. по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. – 1990. – № 99. – С. 188-193.

17. Кушталь, Г.И., Скоморовский В.И. Интерференционно-поляризационный фильтр «Магнит» для измерения солнечных магнитных полей. 1. Блок-схема/ Г.И. Кушталь, В.И. Скоморовский // Исслед. по геомагнетизму, аэронавигации и физ. Солнца. – 1998. – №. 108. – С. 267-274.

18. Ищенко, Е.Ф. Оптические резонаторы / Е.Ф. Ищенко. – М.: Советское радио, 1980. – 236 с.

19. Ищенко, Е.Ф. Открытые оптические резонаторы/ Е.Ф. Ищенко. – М.: Советское радио, 1980. – 208 с.

20. Справочник по лазерам / под ред. А.М. Прохорова – М.: Сов радио, 1978. – Т.2, 400 с.

21. Физическая энциклопедия / сост. А.М. Прохоров [более 6000 статей]. – М.: Большая Российская энциклопедия, 2010. – 569 с.

22. Schiller, S. Fused-silica monolithic total-internal-reflection resonator/ S. Schiller, I. I. Yu, M. M. Fejer, and R. L. Byer // Optics letters. – 1992. – Vol. 17, № 5. – С. 378-380.

23. Monolithic total-internal-reflection optical resonator: пат. 5227911А США / S. Schiller, M Fejer, A. Sizmann, R. Byer; №07/843,132; заявл. 28.02.1992; опубл. 13.07.1993.

24. Харрик, Н. Спектроскопия внутреннего отражения / Н. Харрик. – М.: Изд-во Мир, 1970. – 336 с.

25. Розенберг, Г.В. Оптика тонкослойных покрытий / Г.В. Розенберг. – М.: Изд-во физико-математической литературы, 1958. – 563 с.
26. Борисевич, Н.А. Инфракрасные фильтры / Н.А. Борисевич. – Минск: Наука и техника, 1971. – 370 с
27. Беляева, А.И. Криогенные многослойные покрытия /А.И. Беляева. – Киев: Наукова Думка, 1991. – 356 с.
28. Кард, П.Г. Анализ и синтез многослойных пленок / П.Г. Кард. Таллин:Валгус, 1971. – 233 с.
29. Иогансен Л.В. Резонансная дифракция волн в слоисто-неоднородных средах / Л.В. Иогансен// ЖТФ.– Москва: Наука. –1961. – Т.40., №. 6. – С.1839-1843.
30. Иогансен, Л.В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением / Л.В. Иогансен // ЖТФ.– Москва: Наука. – 1962. – Т.32., №. 4. – С.406-418.
31. Иогансен, Л.В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением. II// Журнал технической физики. – 1963. – Т. 33, №. 11. – С. 1323-1335.
32. Иогансен Л.В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением. III// Журнал технической физики. –1966. – Т. 36, №. 11. – С. 1157-1171.
33. Иогансен Л.В. Теория резонансных электромагнитных систем с полным внутренним отражением. IV// Журнал технической физики 1968. – Т. 38, №. 5. – С. 388-401.
34. Голубков, В.С. Интегральная оптика в информационной технике / В.С. Голубков . –М.: Изд-во Энергоатомиздат, 1985. – 152 с.
35. Унгер, Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы /Х.-Г. Унгер. –М.: Мир , 1980. – 656 с.
36. Виноградов, А.В. Волны шепчущей галереи / А.В. Виноградов, А.Н. Ораевский // Соросовский образовательный журнал . – 2001 – Т. 7, № 2.– С. 96 – 102.

37. Брагинский, В.Б. Свойства оптических диэлектрических микрорезонаторов/ В.Б. Брагинский, В.С. Ильченко //Письма в ЖТФ.– Москва: Наука. – 1987.– Т. 293, №. 6.– С. 1358-1361.

38. Власов, С.Н. Конфокальный резонатор с отверстиями в зеркалах/ С.Н. Власов, В.И. Таланов // Радиотехника и электроника.– М.: Институт радиотехники и электроники РАН, 1970.– Т.15, №11.– С. 2383-2385.

39. Wait, J.R. Applications and limitations of the mode theory of long wave propagation. In: MF, LF, and VLF Radio Propagation / J.R. Wait // Radio science. –1967. – Vol 2. № 9. – P. 1005 – 1017

40. Брагинский, В.Б. Свойства оптических диэлектрических микрорезонаторов / В.Б. Брагинский, В.С. Ильченко // ДАН СССР. – М.: Наука/Интерпериодика, 1987. – Т.293. – С. 1358.

41. Вайнштейн, Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Л.А. Вайнштейн. – М.: Сов. Радио. –1966, 321 с.

42. Городецкий, М. Л. Собственные частоты и добротность в геометрической теории мод шепчущей галереи / М. Л. Городецкий, А. Е. Фомин. Квантовая электроника. – М.: Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 2007. – Т. 37, №2. – С.167-172.

43. Харьковский, С.Н. Возбуждение лучевых колебаний в квазиоптических диэлектрических резонаторах с модами шепчущей галереи / С.Н. Харьковский, А.Е. Когут, В.В. Кутузов // Письма в ЖТФ.– Москва: Наука, 1997. – Т.23, №. 15. – С.25-29.

44. Braginsky, V.B. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering gallery modes / V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko // Physics Letters A. – 1989, №7. – С. 393–397.

45. Gorodetsky, M. L. Thermal nonlinear effects in optical whispering-gallery microresonators / M. L. Gorodetsky and V. S. Ilchenko // Laser Physics. – 1992. –, №2. – С.1004–1009,

46. Del'Haye P. Frequency comb assisted diode laser spectroscopy for measurement of microcavity dispersion / P. Del'Haye, O. Arcizet, M. L. Gorodetsky, R. Holzwarth, and T. Kippenberg // *Nature photonics* . –2009. –Vol 3 №9. – С. 529–533.

47. Брагинский, В.Б. Оптические микрорезонаторы с модами типа шепчущей галереи / В.Б. Брагинский, В.С. Ильченко, М.Л. Городетский// *Успехи физических наук.*– Москва: Наука, 1987– Т. 160., № 1.– С. 157-159.

48. Городетский, М.Л. Основы теории оптических микрорезонаторов / М.Л. Городетский.– М.: Изд-во Физический факультет МГУ им М.В. Ломоносова, 2010. – 203 с.

49. Вятчанин, С. П. Перестраиваемые узкополосные оптические фильтры с модами типа шепчущей галереи / С. П. Вятчанин, М. Л. Городецкий, В. С. Ильченко // *Журнал прикладной спектроскопии.* – 1992. – №56. – С.274–288.

50. Gorodetsky, M. L. Ultimate Q of optical microsphere resonators / M. L. Gorodetsky, A. A. Savchenkov, and V. S. Ilchenko // *Optics Letters.* – 1996. –№ 21. – С. 453–455.

51. Вятчанин, С. П. Простой метод измерения высоких добротностей СВЧ резонаторов / С. П. Вятчанин, А. Б. Тимашев // *Приборы и техника эксперимента.* – 1983. – № 4. – С. 145–146.

52. Savchenkov, A.A. Optical resonators with ten million finesse / A.A. Savchenkov, A.B. Matsko, V.S. Ilchenko, and L. Maleki // *Optics Express.* – 2007. – №15. – С. 6768 – 6773.

53. Чесноков, В.В. Разработка модели интерференционного фильтра на основе резонатора полного внутреннего отражения / В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, А.С. Сырнева. // *Автометрия.* . – 2015 – Т.51, №2. – С.119-127

54. Иогансен, Л. В. Теория резонансных слоисто-неоднородных сред электромагнитных систем с полным внутренним отражением / Л. В. Иогансен, Ю.В. Глобенко // *Известия вузов. Радиофизика.* – 1976. –Т. XIX, №2,. – С. 567-572.

55. Стафеев, С.К. Основы оптики: учебное пособие / С.К. Стафеев, К.К. Боярский, Г.Л. Башнина. – СПб.: Питер, 2006. – 336 с.
56. Захарьевский, А. Н. Интерферометры / А.Н. Захарьевский. – М., Оборонгиз, 1952. – 296 с.
57. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1970. – 856 с
58. Лебедева, В.В. Техника оптической спектроскопии / В.В. Лебедева. – М.: Изд-во МГУ, 1986. – 362 с.
59. Чесноков, В.В. Высокодобротные оптические резонаторы полного внутреннего отражения / В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, А.С. Сырнева. // Геосибирь-2013. – 2013. – Т. 1. – С. 143-154.
60. Бутиков, Е.И. Оптика: учеб. Пособие для вузов /под ред. Н.И. Калитеевского. – М.: Высш. школа, 1986. – 512 с.
61. Жиглинский, А.Г. Реальный интерферометр Фабри-Перо / Жиглинский А.Г., Кучинский В.В. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1983. – 176с.
62. Оптический резонатор: пат. 2455669 С1 Рос Федерация / В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, А.С. Сырнева; заявитель и патентообладатель Сибирская государственная геодезическая академия. – № 2455669; заявл. 21.10.2010 ; опубл. 10.07.2012, Бюл. № 19. – 9 с.
63. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. – СПб.: Изд-во Лань, 2008. – 720 с.
64. Физическая оптика: учебник / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998. – 656 с.
65. Быков, В.П. Лазерные резонаторы / В.П. Быков, О.О. Силачѳв. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 320 с.
66. Yangetal, В.С. Visible lasers with subhertz linewidths / В.С. Yangetal // Physical Review Letters. – 1990. – Vol 82, №19. – С. 3799-3802 .
67. Волноводная оптоэлектроника: пер с англ. /год ред. Т. Тамира. – М.: Мир, 1991. – 575 с

68. Воронцов, М.А. Принципы адаптивной оптики / М.А. Воронцов, В.И. Шмальгаузен. – М.: Наука, 1985. – 336 с.

69. Сырнева, А.С. Краевой эффект в фильтрах терагерцового диапазона, использующих нарушенное полное внутреннее отражение / А.С. Сырнева. // Сб. матер. III Междунар. конгр. «ГЕО-Сибирь-2010». – Новосибирск, 2010 – Т.4., ч.1. – С.214-220.

70. Чесноков, В.В. Оптические резонаторы полного внутреннего отраженияс бегущей волной /В.В. Чесноков, А.С.Сырнева, Д.В. Чесноков. // Сб. матер. Междунар. конфер. Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП – 2010. – 2010. – Т.7., – С.95-97.

71. Способ корректировки формы поверхности оптических деталей: пат. 2499286 С2 Рос. Федерация / В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, Д. С. Кочкарёв; заявитель и патентообладатель Сибирская государственная геодезическая академия. – № G02B1/10; заявл. 25.01.2012 ; опубл. 20.11.2013, Бюл. № 8. – 9 с.

72. Чесноков, В.В. Расчетные характеристики узкополосного фильтра терагерцового диапазона спектра / В.В. Чесноков, Е.Н. Чесноков, А.С. Сырнева. // Сб. матер. III Междунар. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – 2007 – Т.4., ч.1. – С.214-220.

73. Терентьев, В.С. Численное моделирование волоконного отражательного дифракционного интерферомет / В.С. Терентьев // Автометрия, 2012.– №4, С. 41-54.

74. Голдина, Н.Д. Расчет коэффициента отражения металл-диэлектрических структур при нарушенном полном внутреннем отражении / Н.Д. Голдина //Автометрия, 2009.– №12, С. 99-104.

75. Каринский, С.С. Устройства обработки сигналов на ультразвуковых поверхностных волнах / С.С. Каринский. – М.: Советское радио, 1975. – 176 с.

76. Яковкин, И. Б. Дифракция света на акустических поверхностных волнах / И. Б. Яковкин, Д.В. Петров. – Новосибирск: Наука, 1979. –184 с.

77. Лазеры: документация [Электронный ресурс], –<http://www.laser-device.com>

78. Телевизионные камеры и комплексные системы безопасности [Электронный ресурс], – http://www.evs.ru/d_sheet/VAA-VAI-135.pdf

79. Интерференционный фильтр полного внутреннего отражения: пат. 1265678 А1 СССР / Г.Б. Шоломицкий; заявитель и патентообладатель Институт космических исследований АН СССР. – № 3908062/24-10; заявл. 11.06.1985 ; опубл. 23.11.1986, Бюл. № 39. – 3 с.

80. Скоков, И.В. Многолучевые интерферометры в измерительной технике / И.В. Скоков. – М.: Машиностроение, 1989. – 256 с.

81. Корнеев, В.С. Волнова Оптика: методическое пособие / В.С. Корнеев, Ю.Ц. Батомункуев, В.А. Райхерт. – Новосибирск.: СГУГиТ, 2015. – 43 с.

82. Шарапов, В.М. Пьезоэлектрические датчики / В.М. Шарапов, М.П. Мусиенко, Е.В. Шарапова. – М.: Техносфера, 2006. –632 с.

83. Сырнева, А.С. Оптический резонатор полного внутреннего отражения с возможностью компенсации угловых положений его граней / А.С. Сырнева., В.А. Райхерт // Геосибирь-2014. –2014. –Т. 5, №1. – С. 88-93.

84. Грицкевич, Е.В. Минимизация погрешности измерений оптико-электронного координатного датчика / Е. В. Грицкевич // Датчики и системы. –2012. – № 4. – С. 18-20.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Листинг для обработки интерференционных картин в Matlab

```
function varargout = Work_image(varargin)
gui_Singleton = 1;
gui_State = struct('gui_Name',    mfilename, ...
                  'gui_Singleton', gui_Singleton, ...
                  'gui_OpeningFcn', @Work_image_OpeningFcn, ...
                  'gui_OutputFcn', @Work_image_OutputFcn, ...
                  'gui_LayoutFcn', [] , ...
                  'gui_Callback', []);
if nargin && ischar(varargin{1})
    gui_State.gui_Callback = str2func(varargin{1});
end
if nargout
    [varargout{1:nargout}] = gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
else
    gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
end

function Work_image_OpeningFcn(hObject, eventdata, handles, varargin)
handles.output = hObject;
guidata(hObject, handles);
load ..\flag.mat P_S VIRT NPDIF
handles.P_S=P_S;
handles.VIRT=VIRT;
if P_S==1;
    set(handles.Open_im, 'Visible','on');
    set(handles.Original, 'Visible','on');
```

```

end
Osib=1;
if VIRT==1
    [snapshot,flag]=open_image(NPDIF);
    if flag==0
        Osib=0;
    end
else
    load image.mat snapshot
    pixel_pitch(0)
end
if Osib==1
handles.II=snapshot;
handles.I=snapshot;
guidata(gcf,handles);
ax1=handles.image;
    axes(ax1)
imshow(snapshot)
set(ax1,'Visible','off')
end
handles.Osib=Osib;
guidata(gcf,handles);

function varargout = Work_image_OutputFcn(hObject, eventdata, handles)
varargout{1} = handles.output;
if handles.Osib==0
    close
    cd ../
    Start
end

```

```
function Exit_Callback(hObject, eventdata, handles)
close
cd ../
Start;

function Back_Callback(hObject, eventdata, handles)

close
if handles.VIRT==1
    cd ../
    Start
elseif handles.P_S==0 % если студент
    Catch_images_light
else
    Catch_images
end

function Crop_Callback(hObject, eventdata, handles)
if handles.P_S==0
    handles.I=handles.II;
    guidata(gcf,handles);
    axes(handles.image);
    imshow(handles.II)
end
I = imcrop;
handles.I=I;
guidata(gcf,handles);
imshow(I)
```

```
function Original_Callback(hObject, eventdata, handles)
handles.I=handles.II;
guidata(gcf,handles);
    axes(handles.image);
imshow(handles.II)
```

```
function Open_im_Callback(hObject, eventdata, handles)
[snapshot,flag]=open_image;
if flag==1
    handles.I=snapshot;
    guidata(gcf,handles);
    imshow(snapshot);
end
```

```
function image_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
```

```
% --- Executes on button press in R.
```

```
function R_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

```
% hObject    handle to R (see GCBO)
```

```
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
```

```
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)
```

```
color=1;
```

```
snapshot2=handles.I(:, :, color);
```

```
    save image.mat snapshot2 color -append
```

```
    close
```

```
    Measuring;
```

```
% --- Executes on button press in G.
```

```
function G_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

```
% hObject    handle to G (see GCBO)
```

```
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
color=2;
snapshot2=handles.I(:,:,color);
    save image.mat snapshot2 color -append
    close
    Measuring;

% --- Executes on button press in B.
function B_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject handle to B (see GCBO)
% eventdata reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles structure with handles and user data (see GUIDATA)
color=3;
snapshot2=handles.I(:,:,color);
```