

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ХЛЫБОВ Артём Владимирович

**ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ
ДАТЧИКИ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН**

Специальность 01.04.03 – Радиоп физика

**Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель: д. ф.-м. н., профессор С.И. Марков

Санкт-Петербург

2004

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	13
1.1. Двулучепреломляющие оптические волокна	13
1.1.1. Распространение света в анизотропной среде	14
1.1.2. Типы двулучепреломляющих волокон	18
1.1.3. Параметры двулучепреломляющих волокон	24
1.1.4. Методы анализа состояния поляризации света в оптическом волокне	31
1.2. Фотоупругие эффекты в оптических волокнах	41
1.2.1. Упругооптический эффект	42
1.2.2. Чистый изгиб	45
1.2.3. Изгиб с натяжением	46
1.2.4. Поперечное давление	48
1.2.5. Чистое растяжение анизотропного волокна	49
1.3. Чувствительные элементы волоконных поляриметров	50
1.3.1. Измерение температуры	52
1.3.2. Измерение механических деформаций, перемещения вибрации и ускорения	56
1.3.3. Измерение гидростатического и гидродинамического давления	62
1.3.4. Измерение магнитного поля и электрического тока	70
1.4. Выводы по главе 1	75
2. ЭНЕРГИЯ ДЕФОРМАЦИИ	76
2.1. Чистое продольное растяжение	76
2.2. Изгиб с натяжением	77
2.3. Чистый изгиб	78
2.4. Поперечное давление	79
2.5. Сравнение энергетической эффективности	80
3. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ МОДУЛЯТОРЫ	83
3.1. Экспериментальная установка	84
3.2. Продольное растяжение	87
3.3. Чистый изгиб	91
3.4. Изгиб с натяжением	94
3.5. Поперечное давление	96
3.6. Выводы	99

4. ПОПЕРЕЧНОЕ СЖАТИЕ ВОЛОКНА	101
4.1. Введение	101
4.2. Упругооптическая задача о поперечном сжатии световода	103
4.3. Расчёт методом конечных элементов	107
4.4. Эксперименты	110
4.5. Требование к мощности модуляторов	117
5. ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛОКОННЫХ ПОЛЯРИМЕТРОВ	122
5.1. Принципы измерения вибраций и ускорений с помощью механических систем	123
5.2. Поляриметрический виброметр-акселерометр, использующий продольное растяжение волокна	128
5.3. Поляриметрический виброметр-акселерометр, использующий поперечное сдавливание волокна	140
5.4. Измерение акустического давления с помощью чувствительного элемента, использующего продольное растяжение волокна	147
5.5. Акустический чувствительный элемент, использующий поперечное давление на волокно	151
6. ДИСТАНЦИОННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ ДАТЧИК	156
6.1. Схема поляриметрического датчика	157
6.2. Фазовый детектор	163
6.3. Выходной сигнал оптической схемы	166
6.4. Оптимальный индекс вспомогательной поляризационной модуляции	176
6.5. Шумы сигнала на выходе ФПУ	182
7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ ОСЕЙ ЛИНЕЙНО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕГО ВОЛОКНА	188
7.1. Задача определения собственных осей двулучепреломляющего волокна	188
7.2. Теоретический анализ	189
7.3. Экспериментальные результаты	193
7.4. Выводы	196
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	199
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	201

ВВЕДЕНИЕ

В технически передовых странах мира в последние 20 лет наблюдается бурный рост производства датчиков для самых разнообразных применений. При этом доля волоконных датчиков неизменно повышается и сейчас составляет порядка 7 % от всего объёма промышленных и научных датчиков. Ежегодно увеличивается количество статей, посвящённых новым применениям волоконных датчиков, совершенствуется их конструкция и методы обработки сигналов.

Причины широкого распространения волоконных датчиков в науке и технике связаны с их высокой чувствительностью и многими уникальными свойствами: они компактны, нетребовательны в эксплуатации, они могут превосходно работать в условиях сильных электромагнитных помех, повышенной радиации, высоких температур и давлений и в других неблагоприятных условиях. Следует отметить также то, что сами датчики не являются источником излучения какой-либо энергии, т.е. могут быть пригодны для специальных применений.

Значительную часть всех волоконных датчиков составляют так называемые интерферометрические, принцип действия которых основывается на сложении полей двух электромагнитных волн. Регистрируемая интенсивность результата их интерференции зависит от разности фаз. В связи с тем, что длина оптических волн чрезвычайно мала, то, измеряя малые фазовые сдвиги специальным оборудованием, можно получить чувствительность к изменению разности хода лучей интерферометра, недостижимую любыми другими методами. В интерферометрических датчиках изменение измеряемой физической величины необходимо преобразовать в разность хода интерферометрических лучей, что осуществляется в чувствительном элементе устройства.

Волоконные интерферометрические датчики подразделяются на два класса: традиционные (двухлучевые) и поляриметрические. В датчиках первого класса регистрируется результат интерференции двух коллинеарных оптических волн, распространяющихся по разным волокнам, при этом одно волокно является опорным, другое, на которое оказывается воздействие, сигнальным. Такой тип датчиков наиболее широко распространён. Он может быть реализован на основе известных интерферометрических схем, например, Майкельсона, Маха-Цендера, Фабри-Перо (низкодобротного), Саньяка и проч.

Конструкция волоконных поляриметров отличается простотой оптической схемы. В них интерферирующие волны совмещены в пространстве и ортогональны по поляризации. В результате воздействия измеряемой физической величины изменяется разность фаз ортогональных поляризационных волн (за счёт изменения суммарного двулучепреломле-

ния и/или длины волокна), что приводит к изменению состояния поляризации света на выходе волокна. Обычно поляриметры изготавливают на основе линейно двулучепреломляющих волокон, поэтому их собственные состояния поляризации линейны. Тогда результат их интерференции можно регистрировать, используя линейный анализатор и преобразуя изменение состояния поляризации света в изменение его интенсивности. Надо заметить, что чувствительность волоконных поляриметров, как правило, ниже на 2 порядка, чем чувствительность традиционных интерферометрических датчиков, что связано с близостью постоянных распространения мод, обусловленной двулучепреломлением, и одинаковостью оптических путей. Именно с относительно низкой чувствительностью волоконных поляриметров связано то обстоятельство, что они не нашли такое широкое распространение, как традиционные лучевые волоконные датчики.

Все волоконные интерферометры подвержены одному недостатку: явлению фединга (замирания) полезного сигнала. Фединг вызван неконтролируемым сдвигом рабочей точки на передаточной характеристике интерферометра в связи со случайными внешними воздействиями окружающей среды, вызванными, большей частью, случайным изменением температуры. Против этого нежелательного эффекта часто применяются методы автоподстройки рабочей точки с помощью петли обратной связи, но поскольку температурные уходы разности фаз могут быть очень велики, то приходится мириться с неизбежными срывами обратной связи. Кроме методов автоподстройки нашли применение гетеродинные методы: когда сигнальная разность фаз оптических волн переносится на радиочастоту и далее регистрируется с помощью фазового детектора. После детектирования мультипликативная помеха (фединг) становится аддитивной и легко может быть отфильтрована. Тем не менее, в чистом виде гетеродинные методы приёма на практике практически не применяются в связи с тем, что для них требуется организовать две взаимно когерентные световые волны с мало отличающимися частотами. Это возможно, например, с помощью так называемого зеемановского лазера (расщепление линии излучения на две в магнитном поле), сигнал интерференции тогда будет иметь опорную частоту, равную разности частот зеемановских компонент. Данный способ организации гетеродина требует наличия сложных оптических устройств и нелегко настраивается. Кроме того, разность частот двух зеемановских компонент излучения имеет достаточно высокую дисперсию. В связи с этим нашли широкое применение разнообразные псевдогетеродинные схемы, в которых гетеродинный сигнал формируется путём сложной электронной обработки принятого оптического сигнала.

Однако, в дистанционных двухлучевых датчиках при измерениях в псевдогетеродинном режиме наблюдается сильное влияние частотных шумов оптического источника,

которое устраняется только при балансировке плечей интерферометра с точностью ~ 1 мм (в случае использования в качестве источника одночастотных полупроводниковых лазеров). Кроме того, для некоторых псевдогетеродинных схем разбаланс плечей является обязательным условием работы. Частотные шумы источника могут существенно снизить разрешающую способность датчика, несмотря на высокую чувствительность.

С другой стороны, в середине 1980-х годов появились работы, в которых отмечается потенциально высокая разрешающая способность волоконных поляриметров. Это связано с низким влиянием уровня шумов источника, одноволоконным вариантом измерительной схемы и возможностью полной балансировки волоконной трассы поляриметров.

Следует заметить, что в литературе слабо освещён ряд вопросов относительно поляриметров: описанные способы организации псевдогетеродинного режима приёма сигналов применительно к поляриметрам слишком дороги, либо не предполагают дистанционности измерений в связи с обязательным разбалансом; также неизученными остаются вопросы эффективного создания поляризационной модуляции в волокне, требуемой для работы псевдогетеродинных схем, вопросы повышения чувствительности элементов поляриметров к внешним воздействиям и методики согласования двулучепреломляющих волокон, использующихся в поляриметрах.

Для многих приложений требуется волоконно-оптический датчик, позволяющий осуществить дистанционные измерения (удалённым от основной оптоэлектронной части чувствительным элементом), с высоким разрешением и динамическим диапазоном, низкой чувствительностью к паразитным воздействиям и отсутствием фидинга сигнала, а также обладающий достаточно низкой стоимостью. Как показал анализ литературы, наиболее удовлетворяющим этим требованиям является волоконный поляриметрический датчик с псевдогетеродинным режимом работы на основе сильнодвулучепреломляющих волоконных световодов, отличающийся простотой оптической схемы. Однако, для его создания необходимо решение ряда проблем:

- разработать эффективные модуляторы разности фаз поляризационных мод (без изменения их амплитуд), для осуществления модуляции выявить наилучший метод модуляции двулучепреломления для преобразования в чувствительном элементе датчика;
- определить наиболее подходящий метод псевдогетеродинного приёма для поляриметрических измерений;
- предложить методику обнаружения направления собственных осей линейно двулучепреломляющих волокон.

Цель работы

Необходимо исследовать составные элементы волоконных поляриметрических датчиков, работающих на основе упругооптического эффекта, реализовать работающую схему с псевдогетеродинным приёмом сигнала для поляриметров, и добиться разрешающей способности поляриметров, сравнимой с соответствующей величиной традиционных (двухлучевых) интерферометрических датчиков.

Научная новизна

Диссертационная работа содержит большой объём экспериментального материала, имеющего научную новизну. Также впервые:

1. На основе предложенных критериев эффективности выполнен сравнительный анализ механизмов модуляции линейного двулучепреломления одномодового волокна с помощью упругооптического эффекта. Выявлен наиболее эффективный способ модуляции разности фаз поляризационных мод при поперечном сдавливании стеклянного световода, решена упругооптическая задача определения его эффективности.
2. Экспериментально и теоретически исследованы поляризационные модуляторы и чувствительные элементы поляриметрических датчиков, использующих эффективные способы создания поляризационной модуляции. Созданы модуляторы с эффективностью более чем в 10^2 раз превышающие известные из литературы аналоги. Продемонстрированы чувствительные элементы виброметрических и акустических поляриметрических датчиков с параметрами, близкими к двухлучевым интерферометрам.
3. Реализована и исследована дистанционная схема поляриметрического датчика с псевдогетеродинным приёмом сигналов, обладающая низким уровнем шумов, высокой устойчивостью к паразитным внешним воздействиям, простотой оптоэлектронных устройств.
4. Разработана и исследована методика определения поляризационных свойств двулучепреломляющих волокон с применением когерентных источников света, отличающаяся простотой реализации и высокой точностью.

Достоверность результатов

Достоверность результатов, полученных теоретически, основывается на согласии с многочисленными экспериментальными данными. При нахождении аналитического выражения для эффективности поляризационного модулятора, работающего за счёт поперечного сдавливания волокна, было получено согласие результатов теоретических (строгими методами теории упругости), экспериментальных (проведены необходимые эксперименты, точность которых вполне удовлетворительна) и расчётных (численное решение

задачи методом конечных элементов с помощью специального программного обеспечения). Достоверность некоторых результатов подтверждается согласием с результатами других работ, посвящённых данной тематике.

Научная и практическая ценность

Практическая ценность данной работы состоит в непосредственной применимости её результатов для конструирования и расчёта характеристик волоконных поляризационных модуляторов и чувствительных элементов поляриметров. Особенно ценным в научном плане является подробный теоретический расчёт упругооптического эффекта, связанного с поперечным сдавливанием волокна, полученные результаты могут применяться для создания новых типов модуляторов двулучепреломления и чувствительных элементов поляриметров.

Важным результатом работы является демонстрация дистанционного поляриметрического датчика с псевдогетеродинным приёмом сигналов, обладающего низким уровнем шумов. Датчик может применяться для регистрации различных физических величин.

В диссертации предложена оригинальная методика определения поляризационных свойств двулучепреломляющих волокон с хорошей точностью, основанная на интерференции поляризационных мод. Новая методика может иметь широкий спектр применений.

Личное участие автора

Все экспериментальные результаты были лично получены автором. Все предложенные конструкции элементов датчика и методики измерений также разработаны автором лично. Основные теоретические результаты получены в соавторстве с руководителем лаборатории волоконной оптики проф. О.И. Котовым. Все расчётные данные в работе в проведённых численных экспериментах получены лично.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В классе волоконных поляриметрических датчиков наибольшей эффективностью (чувствительностью, разрешением, стабильностью, дистанционностью измерений) обладают волоконно-оптические поляриметрические датчики с псевдогетеродинным режимом приема сигналов и модуляцией разности фаз поляризационных мод.
2. Для характеристики модуляции разности фаз поляризационных мод наибольшую информативность имеет коэффициент эффективности, представляющий отношение наве-

денной разности фаз поляризационных мод к длине световода и величине геометрического перемещения элемента воздействия размерностью [радиан/мкм·м].

3. Максимальной эффективностью обладает волоконно-оптический модулятор двулучепреломления на основе поперечного сдавливания световода, превосходящий другие известные волоконно-оптические модуляторы более чем на два порядка.

4. На основе эффекта поляризационной модуляции при поперечном сдавливании волокна возможно создание высокочувствительных одноволоконных датчиков с параметрами близкими к параметрам двулучевых интерферометрических преобразователей.

5. В когерентных волоконно-оптических устройствах с двулучепреломляющими световодами для точного поляризационного согласования элементов целесообразно применять интерференционный метод с использованием модуляционных сигналов.

Апробация работы

Основные результаты и положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах:

1. «Лазеры. Измерения. Информация». Международная научная конференция, Санкт-Петербург, июнь 2003.

2. «Лазеры. Измерения. Информация». Международная научная конференция, Санкт-Петербург, июнь 2004.

3. «Молодые учёные – промышленности Северо-Запада». Научно-технический симпозиум, Санкт-Петербург, декабрь 2002.

4. «Неделя науки СПбГПУ», межвузовская научная конференция, Санкт-Петербург, октябрь 2002.

По материалам диссертационной работы опубликовано 8 статей в сборниках тезисов конференций и научно-технических журналах.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа изложена на 215 страницах, состоит из введения, обзора литературы и 7-и глав, содержащих результаты, заключения, приложения и списка используемой литературы из 130 наименований, иллюстрируется 112 рисунками и графиками и содержит 6 таблиц.

Содержание диссертации

В данной работе изучаются элементы волоконных поляризационных датчиков физических величин, упругооптические эффекты в волокне, методы создания поляризационной модуляции с помощью этих способов и изготовления чувствительных элементов, создающих сигнальную разность фаз поляризационных мод. Исследуется возможность создания псевдогетеродинного режима применительно к волоконному поляриметру и определяются оптимальные параметры его настройки.

Во введении обсуждается актуальность темы исследований, приводятся цели, задачи, научная новизна. Приводятся основные защищаемые положения работы.

В первой главе (обзор литературы) приведены данные из различных источников по физике двулучепреломляющих волоконных световодов и параметров для описания их свойств, упругооптическом эффекте в волокнах, описание чувствительных элементов поляризационных и эквивалентных двухлучевых интерферометрических волоконных датчиков. Обзор литературы призван дать основные понятия и закономерности в данных областях, которые затем активно используются в диссертационной работе, продемонстрировать основные результаты, полученные на данный момент различными исследователями по изучению эффектов двулучепреломления, продемонстрировать известные конструкции преобразователей различных физических величин в изменение состояния поляризации света в волокне и выявить недостаточность исследований в области создания поляризационного датчика с высокой разрешающей способностью.

Обзор разделён на три части.

Раздел 1.1. посвящён оптике анизотропных сред, описанию различных типов оптически анизотропных волокон и рассмотрению физических величин, характеризующих их свойства. Также кратко приведены методы анализа состояния поляризации в оптическом волокне.

В разделе 1.2 даётся феноменологическое описание упругооптического эффекта, рассматриваются упругооптические эффекты в волоконных световодах, проявляющиеся в изменении величины двулучепреломления в результате механических напряжений, прикладываемых к волокну.

Раздел 1.3. посвящён чувствительным элементам волоконных интерферометрических датчиков. Там, где это возможно, и при наличии доступной информации, сравниваются чувствительности элементов поляриметров и эквивалентного датчика на основе интерферометра Маха-Цендера. Вводятся величины, описывающие чувствительность обоих типов чувствительных элементов, а также разрешающая способность волоконного интерферометрического датчика. Описываются чувствительные элементы для волоконных тер-

мометров, тензометров, виброметров, акселерометров, магнитометров, амперметров, датчиков перемещения, акустического давления. Также описаны методы снижения влияния на выходной сигнал температуры и давления.

Во второй главе подробно рассматриваются упругооптические эффекты, с помощью которых можно создать модуляцию разности фаз поляризационных мод волокна. Все рассматриваемые эффекты приводят к изменению величины полного линейного двулучепреломления волокна, из них выбирается наиболее эффективный способ с точки зрения энергетических затрат на деформацию волокна.

Результаты расчётов производной двулучепреломления по удельной энергии деформации для каждого способа изменения двулучепреломления дают возможность выбрать для дальнейшего подробного изучения поперечное сдавливание волокна.

В третьей главе рассмотрены поляризационные модуляторы на базе пьезокерамик, изменяющие разность фаз поляризационных мод без изменения. Для сравнения этих модуляторов между собой вводится величина эффективности преобразования механических деформаций в разность фаз поляризационных мод.

В этой главе приведены результаты значительного объёма экспериментальных исследований и расчётов эффективности для модуляторов, использующих продольное растяжение волокна с собственным линейным двулучепреломлением, чистый изгиб изотропного волокна, изгиб с натяжением, поперечное давление.

В четвёртой главе подробно изучается самый эффективный способ создания модуляции разности фаз поляризационных мод из рассмотренных – поперечное сдавливание волокна без защитной оболочки.

Глава содержит решение упругооптической задачи о поперечном сжатии стеклянного круглого световода между двумя плоскопараллельными пластинами. Получено выражение для эффективности поляризационного модулятора, работа которого основана на этом эффекте. Пункт 4.3. посвящён численному расчёту искомой зависимости методом конечных элементов. Пункт 4.4. содержит экспериментально найденную величину эффективности модуляторов, работающих за счёт поперечного сдавливания волокон.

В пункте 4.5. рассматриваются вопросы об уменьшении эффективности модуляторов в связи с энергетическими ограничениями. Особенно актуален этот вопрос для модуляторов, использующих поперечное давление.

Пятая глава посвящена исследованию чувствительных элементов волоконных поляриметрических датчиков некоторых физических величин. Все рассмотренные в этой главе конструкции предлагаются для изучения впервые.

В пункте 5.1. поясняются принципы измерения вибраций и ускорений с помощью простейшей колебательной механической системы, называемой пружинным маятником. Эти результаты используются впоследствии для расчёта чувствительных элементов поляриметров для измерения вибраций и ускорений, работающих за счёт растяжения волокна и поперечного давления. Проведены соответствующие эксперименты, результаты которых удовлетворительно сходятся с оценками их чувствительности.

Также в главе содержится описание экспериментов с акустическими чувствительными элементами, использующими поперечное давление и продольное растяжение. Найдены теоретически оценки для их чувствительности в низкочастотном диапазоне, удовлетворительно описывающие экспериментально полученные данные.

Шестая глава посвящена исследованию волоконного поляриметрического датчика с псевдогетеродинным приёмом сигналов. Схема псевдогетеродина предполагает создание вспомогательной одночастотной модуляции разности фаз поляризационных мод, что может быть реализовано с помощью рассмотренных в работе поляризационных модуляторов. Чувствительный элемент в данной схеме может быть удалённым на достаточно большое расстояние от других элементов схемы.

Пункт 6.3. посвящён получению аналитического выражения выходного сигнала оптической части схемы датчика с помощью матричного метода Джонса. Предложена методика визуального определения с достаточно высокой точностью оптимального входного угла по осциллограммам выходного сигнала оптической части датчика.

Пункт 6.4. посвящён нахождению оптимального индекса вспомогательной модуляции, при котором отсутствуют искажения передаточной характеристики датчика. Приведены расчётные графики и векторные диаграммы, демонстрирующие искажения передаточной характеристики датчика при расстройке индекса.

В пункте 6.5. изучаются шумы на выходе фотоприёмника датчика, складывающиеся из фазовых шумов, связанных с частотными шумами источника, и аддитивных шумов оптического сигнала в области удвоенной частоты вспомогательной модуляции. Получена формула для полных фазовых шумов фотоприёмника схемы в полосе 1 Гц.

Седьмая глава посвящена новой методике определения поляризационных характеристик двулучепреломляющих волокон (направления осей двулучепреломления, степень возбуждения мод, коэффициента экстинкции) с помощью интерференции поляризационных мод волокна на анализаторе. Методика обладает рядом преимуществ по сравнению с ранее предлагавшимися.

В приложении приведён расчёт интеграла, входящего в формулу (4.8).

Заключение содержит основные результаты диссертационной работы.

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Двухлучепреломляющие оптические волокна

Изотропные одномодовые волокна, широко распространённые в современной технике оптической связи, не всегда годятся для волоконных интерферометрических датчиков. Это связано с тем, что в таких волокнах нет выделенного состояния поляризации распространяющегося света, все состояния допустимы. При этом состояние поляризации введённого света сохраняется лишь на протяжении нескольких метров. Это приводит к неконтролируемому изменению состояния поляризации света на выходе волокна вследствие различных случайных воздействий внешней среды, а также вследствие дефектов изготовления: искажений формы и существования остаточных механических напряжений. Однако, для множества волоконных применений, таких как интерферометрические датчики физических величин [1], когерентные линии связи с гетеродинированием или гомодинированием [2], различные поляризационные устройства для управления и измерения состояния поляризации в волокне: поляризационные модуляторы, спектральные фильтры, оптические ключи [3-5] и т.д., требуется определённый контроль состояния поляризации, поскольку случайные изменения поляризации для таких устройств приводят к ошибкам измерений (так называемый эффект поляризационного фединга в волоконных датчиках) либо к изменению (ухудшению) режима работы волоконного устройства.

Проблема поляризационного фединга в традиционных (т.е. двухлучевых) интерферометрических датчиках заключается в том, что проявления случайных изменений поляризации приводит к изменению результата интерференции двух световых волн вплоть до полного исчезновения полезного сигнала [6]. В волоконных поляризационных датчиках и поляризационных устройствах случайные изменения поляризации невозможно отличить от содержащих полезную информацию. Непредсказуемость состояния поляризации на выходе изотропных волокон не позволяет применять их для вышеперечисленных устройств, однако, такие волокна могут с успехом применяться там, где фаза и поляризация распространяющегося света не имеют значения, например, в амплитудных датчиках, принцип действия которых не является интерферометрическим: такие датчики регистрируют только интенсивность (т.е. квадрат амплитуды) электромагнитной волны.

Для удержания в оптическом волокне некоторого выделенного состояния поляризации света используются специально изготовленные анизотропные волокна. За счёт анизотропии среды, создаваемой различными способами, происходит снятие вырождения по поляризации двух ортогональных электромагнитных волн низшего типа HE_{11} , распро-

страняющихся в одномодовом волокне. В разделе 1.1 будут рассмотрены физические процессы распространения света в анизотропной среде; способы описания этих процессов; а также различные типы анизотропных волокон, приводящих к двулучепреломлению света.

1.1.1. Распространение света в анизотропной среде.

Плоская монохроматическая электромагнитная волна, описываемая вектором электрической напряжённости поля $\mathbf{E}(\vec{r}, t)$, в линейной среде полностью определяется следующими физическими величинами: длиной волны λ , амплитудой E , начальной фазой ϕ_0 и поляризацией, определяющейся в свою очередь двумя скалярными величинами, например, углом эллиптичности ψ и азимутом ϕ . Аналитически такая волна может быть представлена в виде комплексного вектора в трёхмерном пространстве:

$$\hat{\mathbf{E}}(\vec{r}, t) = \hat{\mathbf{E}}(\vec{r}) \cdot e^{j[\omega(t-z/c)+\phi_0]}, \quad (1.1)$$

где
$$\hat{\mathbf{E}}(\vec{r}) = \mathbf{E}_1 + j\mathbf{E}_2, \quad E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}, \quad \psi = \pm \arctan\left(\frac{E_1}{E_2}\right),$$

ω – оптическая частота, z – координата по оси, вдоль которой распространяется свет, c – скорость света в вакууме.

Такое аналитическое представление электромагнитной волны возникает при решении уравнений Максвелла в комплексной форме. Компоненты \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 этого вектора электрического поля являются вещественными гармоническими векторами, отношение их амплитуд определяет эллиптичность состояния поляризации волны $\hat{\mathbf{E}}(\vec{r}, t)$, а угол между наибольшей из компонент и осью Ox системы координат определяет азимут состояния по-

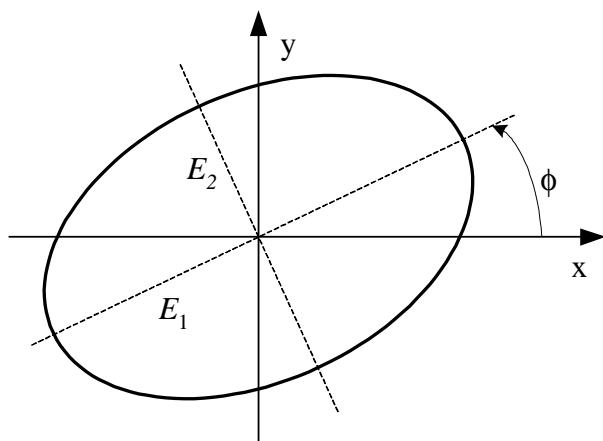


Рис. 1.1. Поляризационный эллипс.

ляризации. По мере распространения волны в пространстве гармонический вектор волны $\mathbf{E}(\vec{r}, t)$, соответствующий данному аналитическому вектору $\hat{\mathbf{E}}(\vec{r}, t)$, описывает эллипс [7] (рис. 1.1). Параметры эллипса поляризации ψ и ϕ однозначно описывают его форму и направление вращения с оптической частотой. Плоскость эллипса перпендикулярна направлению распространения света, что следует из свойства поперечности электромагнитных волн.

Характерной особенностью электромагнитного поля в анизотропной среде является расщепление волны на две составляющие с ортогональными поляризациями. Эти две составляющие распространяются с различными фазовыми скоростями, т.е. имеют различные показатели преломления n_1 и n_2 . Кроме того, фазовые скорости зависят от ориентации ортогональных составляющих относительно характерных направлений анизотропной среды. Эффект снятия вырождения фазовой скорости электромагнитной волны вследствие анизотропии среды, в которой она распространяется, называется двулучепреломлением.

Различают среды с линейным, циркулярным и эллиптическим двулучепреломлением в соответствии с тем, на какие ортогонально поляризованные составляющие расщепляется в них поле. Такие составляющие поля называют собственными поляризационными модами среды. Величина двулучепреломления среды β определяется разностью постоянных распространения собственных поляризационных мод:

$$\beta = \beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2). \quad (1.2)$$

Рассмотрим характеристики линейной анизотропной среды. Оптические свойства такой среды описываются теми же уравнениями Максвелла, которые лежат в основе оптики изотропных сред. Единственное, но существенное отличие состоит в том, что диэлектрическая проницаемость анизотропной среды ϵ не является обычной скалярной величиной, и уравнение $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$ для неё неприменимо. Связь между вектором электрической индукции \mathbf{D} и вектором электрического поля \mathbf{E} в анизотропной среде выражается более общей форме, которая может быть записана в матричном виде следующим образом:

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (1.3)$$

Как известно, в изотропной среде векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} параллельны друг другу; в анизотропной же среде, как следует из (1.3), эти векторы не параллельны. Совокупность девяти величин ϵ_{ij} ($i, j = x, y, z$) является полярным тензором второго ранга, который подчиняется определённым правилам преобразования при повороте координатных осей.

Матричная форма уравнения (1.3) позволяет рассматривать тензор диэлектрической проницаемости как величину, с помощью которой данный вектор \mathbf{E} преобразуется в вектор \mathbf{D} . Следовательно, тензор $\overset{=}{\epsilon}$ является алгебраической величиной, позволяющей количественно исследовать анизотропию физических свойств среды.

Исходя из закона сохранения энергии, можно показать [8], что тензор $\overset{=}{\epsilon}$ является симметричным, т.е. $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}$, $\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx}$, $\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy}$, поэтому из девяти компонент только шесть

являются независимыми. Любой симметричный полярный тензор второго ранга соответствующим выбором системы координат может быть приведён к диагональной форме (процедура диагонализации), когда матрица $\overset{=}{\epsilon}$ записывается в виде:

$$\begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

Таким образом, выражение (1.3) приобретает вид: $D_x = \epsilon_x E_x$, $D_y = \epsilon_y E_y$, $D_z = \epsilon_z E_z$. Выбранная подобным образом система координат называется системой главных диэлектрических осей, а величины ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z называются главными (или собственными) значениями диэлектрической проницаемости анизотропной среды. Из (1.4) следует, что при распространении световой волны в направлении главных диэлектрических осей вектор диэлектрической индукции \mathbf{D} оказывается параллельным вектору электрического поля \mathbf{E} .

Геометрически тензору $\overset{=}{\epsilon}$ можно сопоставить образ в виде эллипсоида (в общем случае трёхосного), называемого эллипсоидом поляризации [7]. Рассмотрим геометрический образ тензора диэлектрической проницаемости, приведённого к диагональному виду. В системе главных диэлектрических осей уравнение эллипсоида поляризации описывается уравнением:

$$\epsilon_x E_x^2 + \epsilon_y E_y^2 + \epsilon_z E_z^2 = 1 \quad (1.5)$$

Главными полуосями такого эллипсоида, называемого эллипсоидом Френеля, являются величины $1/\sqrt{\epsilon_x}$, $1/\sqrt{\epsilon_y}$, $1/\sqrt{\epsilon_z}$. Методами аналитической геометрии можно показать

[8], что геометрическим местом точек концов вектора \mathbf{D} также будет некоторый эллипсоид; в этом случае независимыми переменными будут являться компоненты электрической индукции, а не электрического поля:

$$D_x^2/\epsilon_x + D_y^2/\epsilon_y + D_z^2/\epsilon_z = 1, \quad (1.6)$$

при этом полуоси эллипса равны величинам показателей преломления, соответствующих главным диэлектрическим осям. Эллипсоид (1.6) называется оптической индикатрисой среды и так же, как и эллипсоид (1.5), полностью характеризует оптические свойства любой линейной анизотропной среды.

В трёхосном эллипсоиде имеются два направления, для которых центральное сечение оптической индикатрисы имеет форму круга. Это означает, что в этих направлениях фазовые скорости с ортогональными линейными поляризациями совпадают, т.е. в этих направлениях нет двулучепреломления. Такие направления называют оптическими осями среды. Оптические оси лежат в так называемой плоскости оптических осей, а острый или

прямой угол между ними называется углом оптических осей. Анизотропные среды, имеющие в качестве оптической индикатрисы трёхосный эллипсоид, являются двуосными, а двухосный – одноосными. В одноосных средах любое центральное сечение оптической индикатрисы, представляющее собой эллипс, имеет в качестве одной из полуосей радиус кругового сечения (рис. 1.2). Это означает, что по любому направлению, определяемому нормалью к плоскости оптических осей, распространяются две волны, и для одной из них, «необыкновенной», коэффициент преломления является переменным. Для другой волны, «обыкновенной», коэффициент преломления n_o не зависит от направления. Наибольший (или наименьший) показатель преломления «необыкновенной» волны обозначается n_e [8].

Рассмотрение нелокальности во времени связи векторов \mathbf{D} и \mathbf{E} позволяет исследовать эффект дисперсии [7]. Кроме того, в ряде случаев необходимо учитывать и пространственную нелокальность связи этих векторов. Это означает, что необходимо учитывать протяжённость молекул среды, т.е. изменение фазы волны в пределах молекулы. Наиболее распространённый эффект пространственной нелокальности в волоконной оптике – естественное вращение плоскости поляризации (оптическая активность).

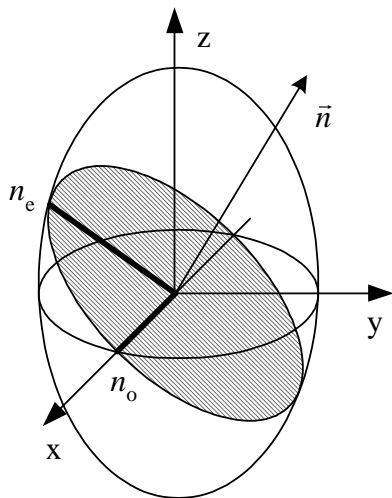


Рис. 1.2. Оптическая индикатриса одноосной среды.

Оптическая активность может быть связана как со строением молекул, так и с расположением молекул в кристаллической решётке. Это явление может объясняться тем, что колебания электронов, возбуждённых падающей волной в отдельных частях асимметричной молекулы, создают вторичные световые волны той же частоты, которые интерферируют друг с другом. В результате такой интерференции происходит поворот плоскости поляризации. Интерференционная природа оптической активности определяет высокую чувствительность этого явления к изменениям

структуры молекулы.

Оптически активная среда является частным случаем анизотропной, у которой тензор диэлектрической проницаемости может быть записан в виде:

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & -j\epsilon_{xy} & 0 \\ j\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (1.7)$$

Этот тензор является несимметричным, т.к. молекулы оптически активной среды не имеют центра или плоскости симметрии.

Явление естественной оптической активности среды, так же, как и эффект Фарадея (наведённая оптическая активность среды при воздействии магнитного поля), можно связать с циркулярным двулучепреломлением. Это означает, что в оптически активной среде линейно поляризованная электромагнитная волна расщепляется на две циркулярно поляризованные волны, распространяющиеся с различными фазовыми скоростями. Отличие среды с собственной оптической активностью от эффекта Фарадея только в том, что в случае магнитного вращения плоскости поляризации направление вращения зависит от знака магнитного поля, при этом тензор $\overset{=}{\epsilon}$ не меняется для прямой и обратной волн, в случае же среды с естественной активностью недиагональные компоненты тензора $\overset{=}{\epsilon}$ меняют знак.

1.1.2. Типы двулучепреломляющих волокон.

Оптическое волокно является волноведущей структурой, свет в которой распространяется только в одном направлении и может быть представлен суперпозицией поперечно поляризованных мод. Поэтому применение к волокну терминов оптики анизотропных кристаллов, в которой не предполагается единственно возможного направления распространения света, несколько условно, поскольку оптическая ось в данном случае может иметь направление только перпендикулярно направлению распространения света в волокне, в котором существует анизотропия (т.е. перпендикулярно оси z).

В настоящее время выпускаются множество типов одномодовых волокон, обладающих собственной анизотропией. Такие волокна являются в оптическом смысле, как уже было сказано, одноосными кристаллами [9] и приводят к расщеплению низшей моды на две ортогонально поляризованные компоненты, являющиеся «обыкновенной» и «необыкновенной» волнами среды (чаще в волоконной оптике употребляются термины «быстрая» и «медленная» волны, при этом «необыкновенной» может быть любая из них в зависимости от конкретного способа создания анизотропии).

Таким образом, анизотропные волокна приводят к эффекту двулучепреломления и часто называются двулучепреломляющими. Количественная зависимость двулучепреломления от анизотропии выражается формулой [10], полученной с помощью теории возмущений:

$$\beta = \frac{\omega}{2} \cdot \frac{\int \delta\overset{=}{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\vec{r}) \cdot \hat{\mathbf{E}}^*(\vec{r}) dS}{\int \text{Re}[\hat{\mathbf{E}}(\vec{r}) \cdot \hat{\mathbf{H}}(\vec{r})] \cdot \vec{z}_0 dS}. \quad (1.8)$$

Здесь интегралы берутся по всему поперечному сечению световода, $\hat{\mathbf{E}}^*(\vec{r})$ означает комплексно сопряжённый вектор электрического поля, $\hat{\mathbf{H}}$ – комплексный вектор магнитного поля. Возмущение диэлектрической проницаемости определяется $\overset{=}{\delta\epsilon} = \overset{=}{\epsilon} - \epsilon$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость изотропного волокна. В случае линейной анизотропии среды $\overset{=}{\delta\epsilon}$ определяется формулой:

$$\overset{=}{\delta\epsilon} = \begin{bmatrix} \delta\epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \delta\epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (1.9)$$

т.е. компоненты тензора $\overset{=}{\epsilon}$ равны соответственно $\epsilon_x = \epsilon + \delta\epsilon_x$, $\epsilon_y = \epsilon + \delta\epsilon_y$, $\epsilon_z = \epsilon$.

Анизотропные волокна можно классифицировать по типу собственного двулучепреломления (линейное, циркулярное или эллиптическое) и способу создания анизотропии при их изготовлении. Отмечу, что двулучепреломление может быть также наведённым, когда изначально изотропное волокно подвергается некоторому внешнему воздействию, приводящему к анизотропии. В общем случае, если существуют одновременно произвольные собственное и наведённое двулучепреломления, то волокно становится трёхосной средой (эквивалентно двуосному оптическому кристаллу); однако, такой случай можно не рассматривать на практике, поскольку в связи с наличием единственного выделенного направления распространения света (волокно – волноведущая структура) можно ограничиться рассмотрением явления двулучепреломления только в этом направлении.

а) Линейно двулучепреломляющие волокна.

Осями (осями двулучепреломления) анизотропного волокна с линейным двулучепреломлением будем называть такие направления в плоскости его поперечного сечения, что при вводе света, линейно поляризованного параллельно этим осям, состояние поляризации сохраняется по мере распространения света по волокну. То есть вектор электрического поля \mathbf{E} линейно поляризованной волны остаётся на выходе неизменным, если его направление параллельно осям двулучепреломления. Иначе состояние поляризации введённого света начинает периодически меняться по мере распространения света по волокну, т.е. не сохраняется, что объясняется возникновением связи собственных поляризационных мод [11]. Будем называть ось быстрой, если для соответствующего ей собственного состояния поляризации показатель преломления больше, чем для ортогонального состояния, которому, в свою очередь, соответствует медленная ось. Медленная и быстрая оси взаимно перпендикулярны, поскольку сопоставляемые им собственные состояния поляризации, которые являются линейными, ортогональны. Разность фаз поляризационных мод

на выходе волокна прямо пропорциональна величине двулучепреломления и длине волокна: $\varphi = \beta \cdot z$.

Линейно двулучепреломляющие волокна часто применяются в интерферометрических датчиках и других поляризационных устройствах. Широкое распространение линейно двулучепреломляющих волокон связано с тем, что на практике, как правило, используются источники линейно поляризованного излучения; кроме того, линейно двулучепреломляющие волокна наиболее просты в расчёте и изготовлении.

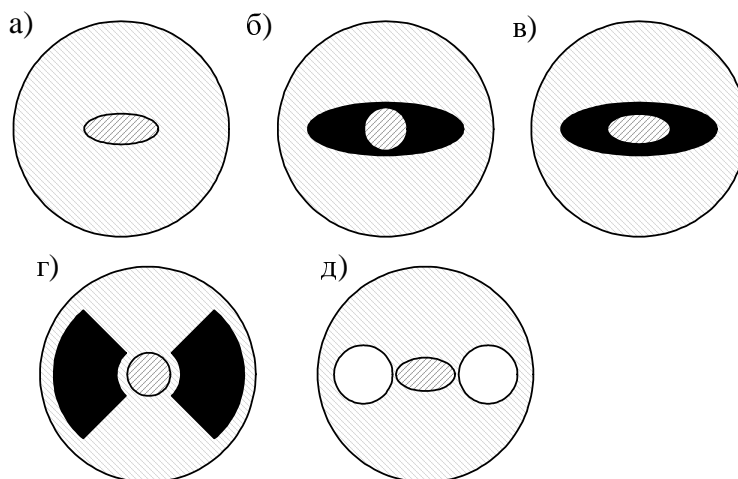


Рис. 1.3. Поперечные сечения волокон с собственным линейным двулучепреломлением. Штриховкой обозначены оптические сердцевина и оболочка, белым цветом – пустоты, чёрным – напрягающие области. а) волокно с эллиптической сердцевиной; б) с напрягающей эллиптической оболочкой; в) с эллиптической сердцевиной и напрягающей эллиптической оболочкой; г) “bow-tie”; д) PANDA.

Анизотропия среды волокна может быть создана может быть вызвана искажением геометрической формы (так называемая анизотропия формы), а также с помощью создания внутренних напряжений (анизотропия материала) [12]. Величина анизотропии формы ограничена условием максимально допустимых потерь и не может быть большой, поскольку при этом ухудшаются волноводные свойства волокна. При анизотропии материала механические напряжения вызывают неоднородные изменения показателя преломления в сердцевине волокна вследствие фотоупругого эффекта. На рис. 1.3 показаны наиболее распространённые типы промышленно выпускаемых волокон с линейным двулучепреломлением. Рисунок а) демонстрирует волокно с анизотропией формы, б) и г) – анизотропией материала, в) и д) – анизотропией формы и материала одновременно [13]. Величина двулучепреломления волокон с внутренней анизотропией прямо пропорциональна эллиптичности сердцевины (оболочки) или напрягающей оболочки [14, 15]. Отмечу, что затухание света, величина дисперсии и подверженность внешним температурным факто-

рам в волокнах с анизотропией материала весьма существенны по сравнению с волокнами с анизотропией формы.

Величина собственного двулучепреломления волокна в значительной степени зависит от конкретной технологии изготовления и может колебаться в большом диапазоне. Так, волокна с анизотропией формы являются слабодвулучепреломляющими с величиной двулучепреломления $\beta = 10 \div 100$ рад/м [16] для длины волны порядка 1 мкм. Волокна “bow-tie” (на рис. 1.3 под буквой г) с анизотропией материала имеют наибольшую величину двулучепреломления, достигающую 10^4 рад/м [15]. Волокна PANDA и с эллиптической напрягающей оболочкой имеют величину двулучепреломления, как правило, несколько ниже. Кроме того, надо иметь в виду, что величина двулучепреломления сильно зависит от рабочей длины волны (см. формулу (1.2)).

Различные напрягающие области волокна – это вспомогательный слой легированного примесью кварца, находящийся в пределах оптической оболочки. Напрягающие элементы и полости создают собственное двулучепреломление волокна следующим образом. Эти вспомогательные области имеют отличный коэффициент теплового расширения, чем оптическая оболочка (величина коэффициента теплового расширения определяется концентрацией примесей в материале волокна). Вытяжка волокна происходит при температуре порядка 1000 °С; поэтому при остывании до комнатной температуры в волокне создаются механические напряжения, называемые температурными, поскольку они вызваны неоднородным распределением в поперечном сечении коэффициента теплового расширения материала волокна [15]. Температурная природа собственной анизотропии сильнодвулучепреломляющих волокон приводит к достаточно сильной зависимости величины двулучепреломления от температуры.

б) Циркулярно двулучепреломляющие волокна.

Для ряда применений (волоконные гироскопы, связь) требуется, чтобы оптическое волокно сохраняло циркулярное состояние поляризации введённого света. Данный тип двулучепреломления может быть создан при использовании фотоупругого эффекта [20]. К изотропному волокну прикладывается скручивающая сила, направление которой изменяется по азимуту вдоль волокна, в результате чего появляются соответствующие механические напряжения. За счёт фотоупругого эффекта скрутка приводит к вращению плоскости поляризации, т.е. к возникновению оптической активности, величина которой пропорциональна степени скрутки. Обозначим степень скрутки как ξ (в рад/м), тогда угол поворота плоскости поляризации задаётся формулой (при отсутствии линейного двулучепреломления): $\varphi = g \cdot \xi \cdot z = \alpha \cdot z$, где z – длина волокна, а g – константа, зависящая от фотоупругих свойств материала и равная 0,073 для плавленного кварца, а α – удельный угол пово-

рота плоскости поляризации (величина циркулярного двулучепреломления) [21]. Отмечу, что циркулярное двулучепреломление в волокне можно также создать с помощью эффекта Фарадея, но надо иметь в виду, что этот эффект приводит к невзаимности волокна.

Волокна с сильной скруткой удерживают циркулярно поляризованный свет так же точно, как линейно двулучепреломляющие волокна удерживают линейно поляризованный: случайные внешние воздействия практически не влияют на собственное двулучепреломление. Циркулярно поляризованный свет с определённым направлением вращения поляризации, введённый в волокно, не будет связываться с ортогональным состоянием, направление вращения которого противоположно.

Преимущество циркулярно двулучепреломляющих волокон относительно линейно двулучепреломляющих в том, что при стыковке двух отрезков волокна в данном случае не надо принимать никаких специальных мер по согласованию состояния поляризации этих отрезков. Однако, величина циркулярного двулучепреломления не может быть достигнута на практике больше, чем 100 рад/м [11] в связи с одновременным достижением предела прочности материала.

в) Эллиптически двулучепреломляющие волокна.

Если в волокне присутствует как линейное, так и циркулярное двулучепреломление (например, в скрученном равномерно по длине волокне с эллиптической сердцевинной), то две собственные поляризационные моды являются эллиптически поляризованными в координатной системе, вращающейся вместе со скруткой [21]. В неподвижной координатной системе можно представить поляризационные свойства волокна как некоторую комбинацию функций, описывающих линейную часть двулучепреломления $R(z)$ и циркулярную $\Omega(z)$ [22]. Величины этих функций представляют собой разность фаз мод, связанную соответственно с линейным и циркулярным двулучепреломлением; они независимы и периодически изменяются вдоль длины волокна:

$$\begin{aligned} R(z) &= 2 \arcsin \left[\frac{1}{\sqrt{1+q^2}} \sin(\gamma z) \right], \\ \Omega(z) &= \arctan \left[-\frac{q}{\sqrt{1+q^2}} \tan(\gamma z) \right] \end{aligned} \quad (1.10)$$

где

$$q = \frac{-2\alpha}{\beta}, \quad \gamma = \frac{1}{2} \sqrt{\beta^2 + 4\alpha^2}. \quad (1.11)$$

Здесь обозначено: β – величина линейного двулучепреломления нескрученного волокна, α – величина циркулярного двулучепреломления волокна при отсутствии линейного. Суммарная разность фаз собственных эллиптически поляризованных мод не является просто

суммой компонент $R(z)$ и $\Omega(z)$. Величина полного двулучепреломления (эллиптического) определяется как: $\beta_{\Sigma} = (\beta^2 + \alpha^2)^{1/2}$.

При $\alpha \gg \beta$ величина разности фаз, связанная с линейным двулучепреломлением, становится пренебрежимо малой:

$$R(z) = \frac{\beta}{\alpha} \sin(\alpha z), \quad (1.12)$$

т.е. вклад линейного двулучепреломления может быть скомпенсирован сильной скруткой. Если такое волокно представить в виде участков с линейным двулучепреломлением длиной в четверть периода скрутки, каждый из которых повёрнут относительно предыдущего на угол 90° , то очевидно, что каждая последующая секция будет иметь противоположный знак двулучепреломления по сравнению с предыдущей. Поэтому величина $R(z)$ мала и периодически меняет знак. Точно так же, если $\beta \gg \alpha$, то вкладом циркулярного двулучепреломления можно пренебречь. $\Omega(z)$ в этом случае приближённо равна:

$$\Omega(z) = \frac{\alpha}{\beta} \arctan\left(\frac{\beta z}{2}\right). \quad (1.13)$$

г) Кручёные волокна (*spun fibers*).

Кручёные волокна изготавливаются следующим образом. Волокно с анизотропией формы и небольшой величиной двулучепреломления во время вытяжки скручивается. Вытяжка происходит при высокой температуре, когда материал волокна вязок, поэтому

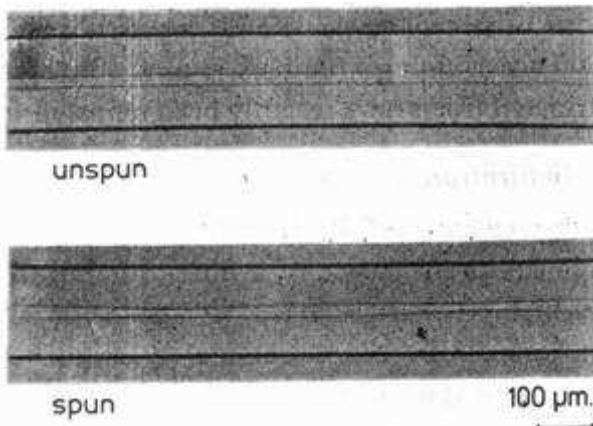


Рис. 1.6. Микрофотография волокна с эллиптической сердцевиной (unspun) и того же волокна после кручения (spun).

никаких механических напряжений скрутки не возникает. Следовательно, не существует и собственного циркулярного двулучепреломления (поскольку оно обусловлено фотоупругим эффектом), т.е. $\alpha = 0$. На рис. 1.6 [22] показана фотография кручёного волокна и соответствующего ему линейно двулучепреломляющего. Собственное линейное двулучепреломление также стремится к нулю, если величина кручения ζ гораздо больше β . Вклад линейного двулучепреломления описывается

формулой (1.12), где надо заменить α на ζ . Таким образом, кручёные волокна являются локально линейно двулучепреломляющими, а в целом они не имеют двулучепреломления (если не учитывать остаточные напряжения скрутки после вытяжки). Для уменьшения остаточных напряжений применяют скрутку в двух направлениях с небольшим шагом [20].

Отсутствие «интегрального» двулучепреломления существенно уменьшает дисперсию, поэтому кручёные волокна находят применение в технике волоконной связи.

Интересный эффект возникает, если кручёные волокна скручивать в противоположную сторону их кручения. Тогда при $\alpha = \zeta$ кручение полностью компенсируется скруткой и собственное линейное двулучепреломление, обусловленное анизотропией формы, полностью восстанавливается. При дальнейшей скрутке линейное вклад двулучепреломления снова начинает уменьшаться, а вклад циркулярного двулучепреломления становится отличным от 0 и начинает расти [22].

1.1.3. Параметры двулучепреломляющих волокон.

а) Длина биений.

Если ввести в волокно свет с состоянием поляризации, отличным от собственного, то данное состояние поляризации не будет удерживаться волокном, а будет эволюционировать периодически по мере распространения. Например, если ввести линейно поляризованный свет с вектором \mathbf{E} под углом 45° к собственным осям двулучепреломления линейно

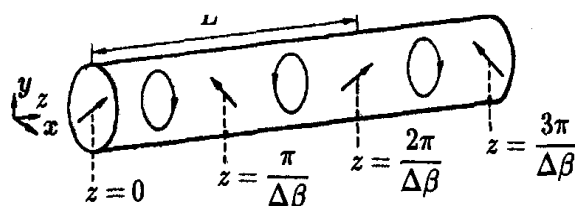


Рис. 1.7. Эволюция состояния поляризации излучения на длине биения мод двулучепреломляющего волокна.

но двулучепреломляющего волокна, то состояние поляризации будет изменяться от линейного до циркулярного, затем снова станет линейным, но направление вектора \mathbf{E} будет перпендикулярно первоначальному, после этого опять станет циркулярным, но с другим направлением вращения и в конце снова станет тем же, что и на входе (рис. 1.7) [23]. Длина таких биений состояния поляри-

зации света, распространяющегося по волокну, определяется достижением разности фаз мод 2π . Период биений определяется по формуле

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta}, \quad (1.14)$$

где β – величина двулучепреломления. Длина поляризационных биений является важнейшим параметром двулучепреломляющего волокна. Сильнодвулучепреломляющие волокна имеют Λ менее 1 см.

Длину биений можно наблюдать непосредственно в линейно двулучепреломляющем волокне благодаря эффекту обратного Рэлеевского рассеяния [12], если свет, введённый в волокно, наблюдается перпендикулярно волокну под углом 45° к осям.

б) h -параметр.

h -параметр (величина перекрестной помехи) характеризует качество изготовления двулучепреломляющего волокна [25]. Вследствие случайных неоднородностей формы и остаточных напряжений в материале часть энергии одной из собственных мод волокна перекачивается в ортогональную моду. h -параметр определяется как отношение мощности моды, ортогональной возбуждённой, к мощности излучения возбуждённой моды, отнесенное к единице длины волокна:

$$h = \frac{P_{12}}{P_{11}} \cdot \frac{1}{L}, \quad (1.15)$$

где $P_{12} = P_{21}$ – величина мощности, которой обмениваются моды 1 и 2, а L – длина волокна. h -параметр измеряется обычно статистическими методами для больших отрезков волокна. При этом волокно обычно смотано в бухту с большим радиусом изгиба и не подвергается никаким внешним воздействиям. О хорошем качестве изготовления двулучепреломляющего волокна свидетельствует h менее 10^{-4} м^{-1} .

Теоретический предел величины ($1,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$) перекрестной помехи определяется Рэлеевским рассеянием [18], а также отличием пространственного распределения поляризованных мод волокна в поперечном сечении от идеальной формы [19], что вызвано неидеальностью волокна.

в) Коэффициент экстинкции.

Данная величина применима не только к волокну, но и к любому оптическому устройству, изменяющему состояние поляризации света. Коэффициент экстинкции η так же, как и h -параметр для волокна, описывает качество оптического элемента в смысле величины возбуждения нежелательного состояния поляризации, однако он имеет несколько другой смысл. Во-первых, η измеряется для участка конкретного рабочего волокна, как правило, подверженного внешним воздействиям: изгиб, стыковка двух и более отрезков, возможные деформации формы и т.п. Во-вторых η является «интегральной», а не удельной характеристикой. Т.е. коэффициент экстинкции может быть вычислен для совокупности состыкованных волокон и других оптических элементов, каждый из которых имеет свою величину экстинкции. Экстинкция измеряется в децибелах по мощности в ортогональной моде относительно мощности возбуждённой моды:

$$\eta = -10 \log \left(\frac{P_{12}}{P_{11}} \right) \quad (1.16)$$

Последовательно состыкованные оптические элементы имеют полную экстинкцию:

$$\eta = -10 \cdot \lg \left[\sum_i 10^{\frac{-\eta_i}{10}} \right]. \quad (1.17)$$

С помощью коэффициента экстинкции удобно характеризовать поляризационные оптические устройства и их комбинации.

Надо заметить, что существует некоторая трудность в точном измерении коэффициента экстинкции для волоконных оптических компонентов, т.к. длина волокна может быть в них весьма ограничена, так что коэффициент экстинкции измеряемого компонента может быть меньше коэффициента экстинкции поляризатора, используемого для этих измерений. Обычно в таких случаях вычисляют η приближённо следующим образом: увеличивают длину волокна в оптическом компоненте до тех пор, пока его коэффициент экстинкции не превысит экстинкцию поляризатора, а затем измеренную величину η пересчи-

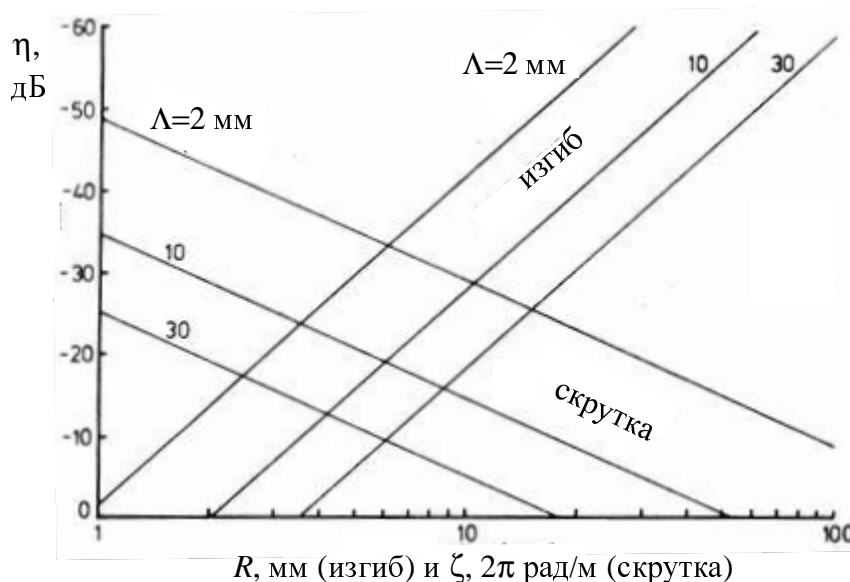


Рис. 1.8. Зависимость экстинкции от радиуса изгиба и величины скрутки волокна.

тывают к реальной длине волокна.

Экстинкция сильнодвулучепреломляющих волокон с линейным двулучепреломлением, изготовленных за счёт создания напрягающих внутренних элементов (PANDA, bow-tie), как оказалось [24], сильно зависит от радиуса из-

гиба (если направление изгиба не контролируется специально). Даже относительно небольшие изгибы и скрутки приводят к существенному ухудшению экстинкции таких волокон. В статьях [22, 24] показано, что коэффициент экстинкции в децибелах линейно зависит от радиуса изгиба или величины скрутки. В связи с этим защитную оболочку этих волокон делают такой, чтобы уменьшить влияние данных паразитных факторов (рис. 1.8).

Таким образом, экстинкция волокна уменьшается из-за любых внешних напряжений или микроизгибов в волоконных разъёмах, или внешними оптическими компонентами, которые плохо удерживают требуемое состояние поляризации. Для минимизации этих напряжений должны использоваться специальные процедуры оконцовки волокна, нена-

прягающие клеи и высококачественные линзы и оптика. Так поддерживается наинизший возможный коэффициент экстинкции.

г) *Дисперсия.*

С помощью взаимокompенсации волноводной и материальной частей дисперсии одномодовые волокна могут быть изготовлены с малой полной дисперсией, которая определяется только поляризационной дисперсией собственных мод. Следовательно, поляризационная дисперсия может оказаться фактором, ограничивающим пропускание волоконного канала связи. Поляризационная дисперсия двулучепреломляющего волокна обусловлена тем, что собственные моды имеют различную скорость распространения, что ведёт к расплыванию сигнала.

Величина дисперсии обычно важна для расчёта волоконных линий связи. В качестве трассы в этом случае обычно используется изотропное волокно, в котором собственные поляризационные моды вырождены по постоянной распространения. Это делается для минимизации поляризационной дисперсии. Однако, случайные неоднородности материала волокна и микроизгибы приводят к созданию некоторого случайного двулучепреломления величиной β , следовательно, поляризационная дисперсия будет проявляться и для изотропных волокон.

Временная задержка между модами на длине волокна L :

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk}, \quad (1.18)$$

где k – волновое число в вакууме. В случае, когда существует только линейное двулучепреломление, связанное с анизотропией формы и материала, то выражение для дисперсии будет выглядеть следующим образом [22]:

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \left[\frac{\beta_G}{k} + \frac{d\beta_G}{dk} + \beta_S \left(\frac{1}{k} + \frac{1}{C_S} \cdot \frac{dC_S}{dk} \right) \right], \quad (1.19)$$

где β_G – двулучепреломление, связанное с анизотропией формы; β_S – двулучепреломление, связанное с анизотропией материала; C_S – упругооптический коэффициент:

$$C_S = \frac{\pi}{\lambda} \cdot n_0^3 (p_{11} - p_{12})(1 + \mu), \quad (1.20)$$

где n_0 – средний показатель преломления волокна, p_{11} и p_{12} – компоненты упругооптического тензора Поккельса для материала волокна, μ – коэффициент Пуассона материала волокна. Для $\lambda = 0,633$ мкм C_S равен приблизительно $2,7 \cdot 10^6$ рад/м.

В выражении (1.19) последним слагаемым (т.е. дисперсией коэффициента C_S) можно пренебречь. Кроме того, вдали от отсечки второй моды можно пренебречь и сла-

гаемыми, связанными с анизотропией формы [12, 22]. В связи с с этим дисперсию можно с достаточной точностью определить по формуле:

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \cdot \frac{\beta_s}{k}. \quad (1.21)$$

Напрямую величину дисперсии несильнодвулучепреломляющего волокна измерить затруднительно вследствие её малости. Для этого применяют косвенный расчёт по зависимостям $\beta(\lambda)$, либо определяют дисперсию в частотной области (измерение функции когерентности), либо методом компенсации модовой задержки с помощью двухплечевого интерферометра [22].

Сильнодвулучепреломляющее волокно имеет дисперсию на уровне 1 нс/км, в этом случае дисперсию можно определить напрямую по дифференциальной задержке мод.

Если волокно является эллиптически двулучепреломляющим, то дисперсию надо определять не по (1.18), а по следующей формуле:

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \frac{d(2\gamma)}{dk}, \quad (1.22)$$

где величина γ включает в себя линейную и циркулярную части двулучепреломления (см. формулу (1.11)). Физический смысл 2γ – это разность постоянных распространения собственных мод волокна с произвольным двулучепреломлением. Таким образом, формула для дисперсии такого волокна, соответствующая формуле (1.22):

$$\Delta\tau = \frac{q}{\sqrt{1+q^2}} \left[\frac{\Delta\tau_0}{q} - \frac{2L}{c} \cdot \frac{\alpha n}{C_s} \cdot \frac{d(C_s/n)}{dk} \right], \quad (1.23)$$

где q определено в (1.11), $\Delta\tau_0$ – дисперсия для волокна без циркулярного двулучепреломления, определяемая по (1.19). Для кручёных волокон, у которых $\alpha = 0$ и $\zeta \gg \beta$, данное выражение становится следующим:

$$\Delta\tau = \frac{\beta}{2\zeta} \cdot \Delta\tau_0. \quad (1.24)$$

Таким образом, видно, что дисперсия таких волокон значительно меньше соответствующих им линейно двулучепреломляющих [22].

д) Коэффициент затухания.

Электромагнитные волны при распространении в среде испытывают затухание вследствие взаимодействия с веществом. Затухание особенно сильно в средах, содержащих атомы металла, вследствие высоких джоулевых потерь [8]. Для создания анизотропии при изготовлении кварц в оптических волокнах легируют различными примесями, что неизбежно приводит к росту потерь, т.к. свет испытывает поглощение и рассеяние на любых

неоднородностях среды и примесях. Потери в волокне, обусловленные примесями или дефектами кристаллической решётки кварца называют несобственными. Собственные потери волокна, обусловленные затуханием света при взаимодействии с молекулами материала волокна (плавленого кварца), несравнимо меньше несобственных.

Коэффициент затухания измеряется в децибелах на единицу длины волокна [23]:

$$\alpha = \frac{1}{L} \cdot 10 \log \frac{P'}{P}, \quad (1.25)$$

где P – мощность введённого в волокно света, P' – мощность на выходе волокна длиной L . Величина потерь α зависит от рабочей длины волны (минимальные потери на длине волны $\lambda = 1,33$ и $1,5$ мкм) и от свойств материала волокна. Изотропное волокно имеет потери порядка $0,1$ дБ/км, в то время как сильнодвулучепреломляющие волокна – порядка нескольких дБ/км.

Кроме того, возможны потери вследствие нарушения условий полного внутреннего отражения (например, связанных с различными изгибами световодов), когда часть энергии света, направляемого волокном, перекачивается в излучательные моды. Такой вид потерь надо рассчитывать отдельно в каждом конкретном случае. Также надо учесть потери в соединительных устройствах, если рассматривается составная волоконная трасса.

Для двулучепреломляющих волокон помимо коэффициента затухания важным параметром является коэффициент дихроизма, т.е. разность коэффициентов затухания собственных мод волокна [25]: $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$.

е) Зависимость двулучепреломляющих свойств от температуры среды.

Линейно двулучепреломляющие волокна, как было сказано выше, изготавливаются с помощью включений в материал оптической оболочки, которые имеют отличающийся коэффициент теплового расширения, что приводит к созданию внутренних механических напряжений. Следовательно, двулучепреломление таких волокон сильно зависит от температуры окружающей среды, поскольку его природа обусловлена температурными напряжениями.

Впервые аналитическое выражение для зависимости двулучепреломления от температуры было получено в статье [26], в которой волокно моделировалось упрощённой трёхслойной структурой, прямоугольной в поперечном сечении:

$$\beta = C_s \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot \Delta T, \quad (1.26)$$

где α_1 и α_2 – коэффициенты теплового расширения сердцевинки и напрягающей оболочки, распределение которых предполагается равномерным (их разность имеет порядок 10^{-6} $1/^\circ\text{C}$). ΔT – разница между температурой стеклования волокна (когда волокно начинает размягчаться, приблизительно равна 1000 $^\circ\text{C}$) и температурой окружающей среды.

Формула (1.26) не учитывает распределение электрического поля в поперечном сечении волокна. Более подробный метод расчёта двулучепреломления, учитывающий эллиптичность сердцевины волокна и распределение поля, приведён в [27]. Вычисленная поправка к (1.26) составляет 30 ÷ 50%, при этом зависимости от ΔT и $(\alpha_1 - \alpha_2)$ имеют также линейный характер.

В статье [15] был предложен метод расчёта двулучепреломления волокон произвольной внутренней структуры с собственным линейным двулучепреломлением, обусловленным температурными напряжениями. Авторы вводят функцию распределения коэффициента теплового расширения материала волокна в полярных координатах $\alpha(r, \theta)$. Поскольку анизотропные волокна имеют осевую симметрию в поперечном сечении, то, как оказалось, существенный вклад в двулучепреломление вносит только вторая гармоника функции $\alpha(r, \theta)$ по полярному углу θ , т.е. $\alpha_2(r)$. В связи с этим, предложена простая формула для расчёта величины двулучепреломления

$$\beta = C_S \int_b^a \alpha_2(r) \cdot \Delta T (r^{-1} - 3r^3) dr, \quad (1.27)$$

где

$$\alpha_2(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \alpha(r, \theta) \cos 2\theta d\theta, \quad (1.28)$$

а величины a и b определяют расстояние от центра вдоль радиуса поперечного сечения, на котором находится ассиметрично легированная область. Предполагается, что в области $r > a$ и $r < b$ все гармоники функции $\alpha(r, \theta)$ равны 0 кроме второй гармоники.

Также в статье [15] проведён численный анализ двулучепреломляющих свойств волокон, имеющих различную структуру (см. рис. 1.3), в результате которого выявлено, что наибольшей величиной двулучепреломления обладают волокна типа “bow-tie” по сравнению с другими типами. Данная тема была впоследствии подробно изучена в статье [28], где получены точные формулы двулучепреломления для каждого конкретного типа волокна (они не сильно отличаются от (1.27)). Обращаю внимание, что по обобщённым формулам (1.26) и (1.27) величина двулучепреломления прямо пропорциональна температуре среды T . Величина $\partial\beta/\partial T$, как следует из вышеприведённых формул, имеет порядок для сильнодвулучепреломляющих волокон 1 ÷ 10 рад/(м·°C).

Следует заметить, что формула (1.27) и другие получены в линейном приближении теории упругости. Как показал эксперимент [29], поправкой второго порядка $(\partial^2\beta/\partial T^2) \cdot \Delta T^2$ можно пренебречь, если рассматривается влияние на β температуры в диапа-

зоне ~ 50 °С и меньше. При больших изменениях температуры среднеквадратичная ошибка при аппроксимации линейной зависимостью $\beta(T)$ может составить 1-2%.

При выводе формулы (1.27) предполагалось, что упругие свойства волокна постоянны в поперечном сечении. Однако, внесение легирующих примесей для создания напрягающих областей приводит к заметному изменению модуля Юнга (на величину до 30% в зависимости от концентрации). В статье [30] предложен упрощённый метод аналитического расчёта двулучепреломления, учитывающий тот факт, что модуль Юнга сердцевинки и оптической оболочки E_1 может существенно отличаться от модуля Юнга E_2 напрягающих областей. Автор ввёл в формулу (1.27) безразмерный поправочный коэффициент

$$q = \frac{2E_2(1 + \mu_2)(1 - \mu_1)}{E_1(1 + \mu_2)(1 - 2\mu_1) + E_2(1 + \mu_1)}, \quad (1.29)$$

где μ_1 – коэффициент Пуассона сердцевинки и оболочки, μ_2 – коэффициент Пуассона напрягающих областей. Величина собственного двулучепреломления анизотропных волокон тогда определяется по формуле $\beta = q \cdot \beta_0$, где β_0 вычисляется по (1.27). Также в [30] показано, что q очень слабо зависит от конкретной конфигурации напрягающих областей. Для достижения максимального q надо иметь как можно меньшую величину E_2 и как можно большую величину μ_2 .

1.1.4. Методы анализа состояния поляризации света в оптическом волокне.

а) Метод Джонса.

Расчёт изменений состояния поляризации в поляризационной системе можно осуществить различными способами. Наиболее простым и популярным является метод Джонса. В этом методе для расчёта используются матрицы размерностью 2×2 .

Сначала разложим вектор $\hat{\mathbf{E}}$ электрического поля монохроматической однородной плоской волны по ортогональным направлениям декартовой системы координат \vec{x} и \vec{y} :

$$\hat{\mathbf{E}} = \vec{x}\hat{E}_x + \vec{y}\hat{E}_y, \quad (1.30)$$

где

$$\begin{bmatrix} \hat{E}_x \\ \hat{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x e^{j\varphi_x} \\ E_y e^{j\varphi_y} \end{bmatrix} \cdot e^{j[\omega(t-z/cn)]}. \quad (1.31)$$

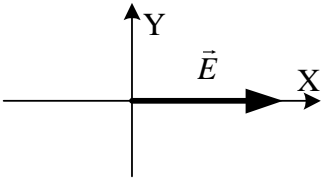
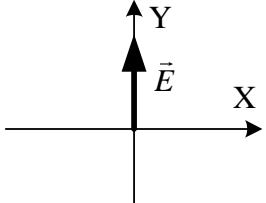
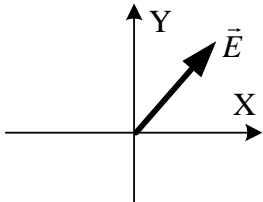
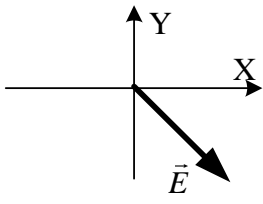
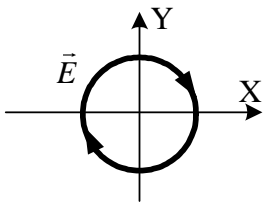
При рассмотрении поляризации поля во временной области можно упростить представление комплексного вектора электрического поля, не рассматривая экспоненциальные множители, связанные с зависимостями от координаты z и времени t . Такая форма записи называется фазорной [31] (т.е. в представлении комплексных амплитуд):

$$\hat{\mathbf{E}} = \vec{x}E_x e^{j\varphi_x} + \vec{y}E_y e^{j\varphi_y} \quad (1.32)$$

Для рассмотрения только состояния поляризации света можно для упрощения нормировать модуль вектора $\hat{\mathbf{E}}$ на единицу: $E_x^2 + E_y^2 = 1$. Вместо двух параметров φ_x и φ_y можно рассматривать другие два угла: угол ϕ между осью \vec{x} и направлением большой полуоси эллипса поляризации, а также угол $\varphi = \varphi_x - \varphi_y$. Тогда вектор Джонса может быть представлен в виде:

$$\begin{bmatrix} \cos \phi \cdot e^{i\varphi/2} \\ \sin \phi \cdot e^{-i\varphi/2} \end{bmatrix}. \quad (1.33)$$

Ниже приведены векторные диаграммы эволюции Джонса для некоторых типичных состояний поляризации.

Поляризация	Состояние поляризации	Вектор Джонса
Линейная горизонтальная ($\phi = 0^\circ, \varphi = 0^\circ$)		$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Линейная вертикальная ($\phi = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$)		$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Линейная, $\phi = +45^\circ$ по направлению к оси \vec{x} , $\varphi = 0^\circ$		$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$
Линейная, $\phi = -45^\circ$ по направлению к оси \vec{x} , $\varphi = 0^\circ$		$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$
Правозакрученная ($\phi = 45^\circ, \varphi = -90^\circ$)		$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$

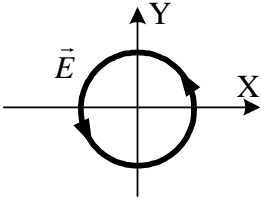
Левоциркулярная $(\phi = 45^\circ, \varphi = 90^\circ)$		$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$
--	--	--

Таблица 1.1. Векторные диаграммы состояний поляризации и соответствующие им вектора Джонса.

Возможность использования метода Джонса обуславливается следующими допущениями. Если поляризационная система линейна, то можно считать, что входящий в неё вектор электромагнитного поля $\hat{\mathbf{E}}$ преобразуется линейно, т.е.:

$$\begin{bmatrix} E_{x,1} e^{j\varphi_{x,1}} \\ E_{y,1} e^{j\varphi_{y,1}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{J}_{11} & \hat{J}_{12} \\ \hat{J}_{21} & \hat{J}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{x,0} e^{j\varphi_{x,0}} \\ E_{y,0} e^{j\varphi_{y,0}} \end{bmatrix} \quad (1.34)$$

Четыре элемента квадратной матрицы являются комплексными числами и зависят только от характеристик поляризационной системы. Матрица $\hat{\mathbf{J}}$ в (1.34) называется матрицей Джонса соответствующей поляризационной системы. Матричное уравнение (1.34) можно кратко записать в виде $\hat{\mathbf{E}}_1 = \hat{\mathbf{J}}\hat{\mathbf{E}}_0$. Если свет проходит последовательно несколько поляризационных подсистем, имеющих матрицы Джонса $\hat{\mathbf{J}}_a, \hat{\mathbf{J}}_b$, то связь векторов электромагнитного поля на входе и выходе описывается следующим образом:

$$\hat{\mathbf{E}}_1 = \hat{\mathbf{J}}_b \hat{\mathbf{J}}_a \hat{\mathbf{E}}_0, \quad (1.35)$$

здесь использовано свойство ассоциативности умножения матриц [7].

В расчётах состояния поляризации матрицы Джонса используются в тех случаях, когда свет полностью поляризован (для частично поляризованного света метод неприменим). В применяемых в этом методе матрицах не имеется никаких лишних элементов, и любая матрица, которая может быть написана, соответствует физически реализуемой системе. В отсутствии потерь в поляризационных системах соответствующие матрицы Джонса являются унитарными.

Простейшей матрицей Джонса является матрица, описывающая распространение плоской световой волны в среде с показателем n на расстояние z (здесь и далее [32]). Матричное преобразование Джонса (1.34) в этом случае будет:

$$\begin{bmatrix} E_{x,1} e^{j\varphi_{x,1}} \\ E_{y,1} e^{j\varphi_{y,1}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\gamma} & 0 \\ 0 & e^{j\gamma} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{x,0} e^{j\varphi_{x,0}} \\ E_{y,0} e^{j\varphi_{y,0}} \end{bmatrix}. \quad (1.36)$$

Здесь $\gamma = (2\pi/\lambda)n_z$. Данное выражение отображает факт, что фаза волны изменяется на величину γ .

Если среда является линейно анизотропной, то фазовый сдвиг по оси x и y будет различным.

$$\begin{bmatrix} E_{x,1}e^{j\varphi_{x,1}} \\ E_{y,1}e^{j\varphi_{y,1}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\gamma_x} & 0 \\ 0 & e^{j\gamma_y} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{x,0}e^{j\varphi_{x,0}} \\ E_{y,0}e^{j\varphi_{y,0}} \end{bmatrix}, \quad (1.37)$$

где $\gamma_x = (2\pi/\lambda)n_{xz}$, $\gamma_y = (2\pi/\lambda)n_{yz}$. Данное выражение можно записать также следующим образом:

$$\begin{bmatrix} E_{x,1}e^{j\varphi_{x,1}} \\ E_{y,1}e^{j\varphi_{y,1}} \end{bmatrix} = e^{j\gamma_x} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{j\delta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{x,0}e^{j\varphi_{x,0}} \\ E_{y,0}e^{j\varphi_{y,0}} \end{bmatrix}, \quad (1.38)$$

где $\delta = (2\pi/\lambda) \cdot (n_y - n_x) z$ – относительное запаздывание по фазе.

Физической реализацией поляризационной системы, описываемой матрицей Джонса в (1.37), является линейно двулучепреломляющая фазовая пластинка, оси двулучепреломления которой направлены вдоль осей x и y . Действие такой пластинки, записанное в другой декартовой системе координат $X'Y'$, повернутой на угол ρ относительно XY , определяется выражением:

$$\begin{bmatrix} E_{x,1}e^{j\varphi_{x,1}} \\ E_{y,1}e^{j\varphi_{y,1}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\gamma_{x'}} & 0 \\ 0 & e^{j\gamma_{y'}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos\rho & -\sin\rho \\ \sin\rho & \cos\rho \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{x',0}e^{j\varphi_{x',0}} \\ E_{y',0}e^{j\varphi_{y',0}} \end{bmatrix}. \quad (1.39)$$

В этом выражении векторы Джонса записаны в разных системах координат. При записи выходного вектора Джонса также в системе $X'Y'$ выражение (1.39) будет иметь вид:

$$\begin{bmatrix} E_{x',1}e^{j\varphi_{x',1}} \\ E_{y',1}e^{j\varphi_{y',1}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\rho & \sin\rho \\ -\sin\rho & \cos\rho \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{j\gamma_{x'}} & 0 \\ 0 & e^{j\gamma_{y'}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos\rho & -\sin\rho \\ \sin\rho & \cos\rho \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{x',0}e^{j\varphi_{x',0}} \\ E_{y',0}e^{j\varphi_{y',0}} \end{bmatrix}. \quad (1.40)$$

Видно, что при повороте системы координат на входе и выходе на одинаковый угол матрица Джонса преобразуется по правилу:

$$\hat{\mathbf{J}}_{x',y'} = R(-\rho)\hat{\mathbf{J}}_{x,y}R(\rho), \quad (1.41)$$

где $R(\rho)$ – матрица поворота.

Аналогичные рассуждения позволяют получить матрицу для фазовой пластинки из оптически активной среды, вращающей плоскость поляризации на угол θ ($\theta = \alpha z$, где α – удельный угол поворота плоскости поляризации). Эта матрица оказывается прямо пропорциональной матрице поворота $R(\theta)$:

$$e^{j\gamma} \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}. \quad (1.42)$$

Рассмотрим матрицу Джонса для идеального линейного поляризатора, ось которого сонаправлена с осью \vec{x} декартовой системы координат. Этот прибор полностью подавляет компоненту вектора электрического поля, перпендикулярную его оси пропускания, и полностью пропускает параллельную компоненту. Его матрица Джонса:

$$e^{i\gamma} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (1.43)$$

где $\gamma = (2\pi/\lambda)nz$, n – показатель преломления среды поляризатора, z – его толщина. Если поляризатор развёрнут относительно оси \vec{x} на некоторый угол ρ , то его матрица Джонса определяется по правилу (1.41).

б) Сфера Пуанкаре.

Выше было показано, что состояние поляризации света характеризуется всего двумя скалярными величинами, которым можно сопоставить точку на комплексной плоскости. Удобнее вместо комплексной плоскости ввести другое пространство состояний поляризации – точки на сферической поверхности единичного радиуса, которые однозначно соответствуют различным состояниям поляризации. Это рассмотрение ввёл впервые Пуанкаре [32]. Сфера Пуанкаре так же широко используется для анализа волоконно-оптических устройств, как и метод Джонса.

Свойства сферы Пуанкаре могут быть коротко сформулированы так: поляризационное состояние с углом азимута ϕ и углом эллиптичности ψ изображаются на поверхности сферы точкой с долготой, равной удвоенному азимуту 2ϕ , и широтой, равной удвоенному углу эллиптичности 2ψ . Диаметрально противоположные точки на сфере представляют пары ортогональных состояний.

Полюсам сферы соответствуют право- и лево-циркулярные состояния (эти точки обозначены на рис. 1.9 буквами R и L). Линейные состояния поляризации находятся на экваторе; на рис. 1.9 буквами H и V обозначены точки, соответствующие горизонтальной и вертикальной линейным поляризациям в системе координат XU , связанной с волокном. В линейно двулучепреломляющем волокне при выборе направления осей декартовой системы координат XU вдоль осей двулучепреломления волокна эти точки соответствуют двум собственным модам волокна (медленной и быстрой). Точки на поверхности сферы Пуанкаре кроме полюсов и экватора соответствуют всевозможным эллиптическим состояниям поляризации.

Эволюцию состояния поляризации света по мере его распространения по линейно двулучепреломляющему волокну при равномерном возбуждении обеих собственных мод

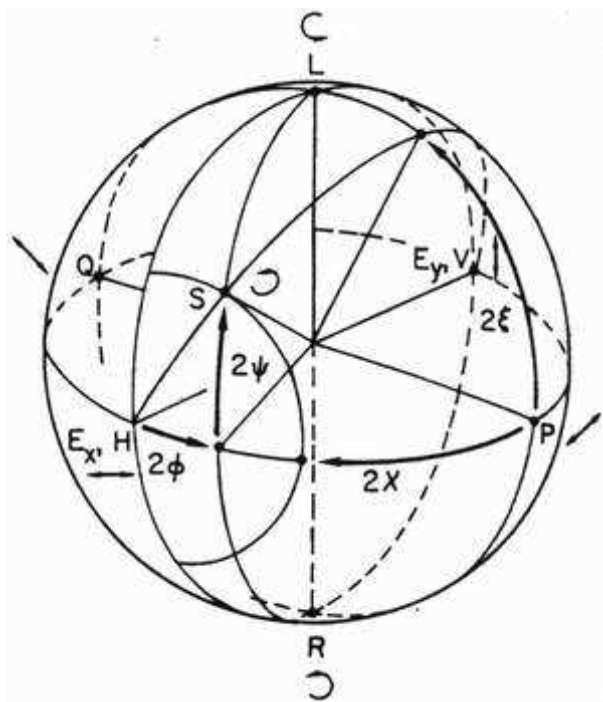


Рис. 1.9. Сфера Пуанкаре.

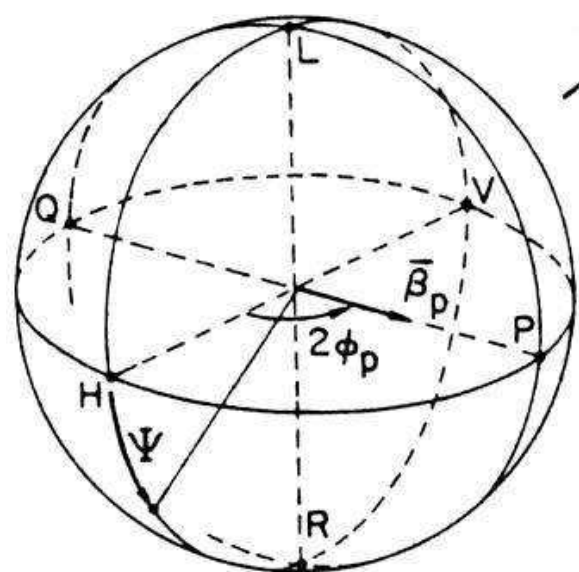


Рис. 1.10. Эволюция состояния поляризации при равномерном возбуждении собственных мод в линейно двулучепреломляющем волокне

можно описать на сфере Пуанкаре в виде замкнутой траектории, которая проходит по меридиану сферы (т.е. по долготе) через полюса, а экватор пересекает в точках P и Q , обозначенных на рис. 1.10. В точках P и Q состояние поляризации становится линейным, а азимут его направлен под углом $\pm 45^\circ$ к оси Ox системы координат, совмещённой с направлением осей двулучепреломления. Точка состояния поляризации описывает замкнутый круг при распространении света в волокне на длину биений.

Кроме наглядности отображения эволюций состояния поляризации на сфере Пуанкаре данный метод удобен для описания изменений состояния поляризации света в волокне вследствие одновременного существования нескольких различных видов двулучепреломления. Рассмотрим несколько типичных случаев.

При распространении света на длину l по линейно двулучепреломляющему волокну с величиной двулучепреломления β_p точка состояния поляризации на поверхности сферы будет описывать замкнутую окружность вокруг оси β_p , при этом угол поворота по этой окружности будет: $\Psi = \beta_p \cdot l$, как показано

венным состояниям поляризации двулучепреломления β_p , находятся на экваторе и имеют широту $2(\phi_p + \pi/2)$ и $2\phi_p$. Направление вектора β_p определяется направлением оптической оси, соответствующей данному двулучепреломлению.

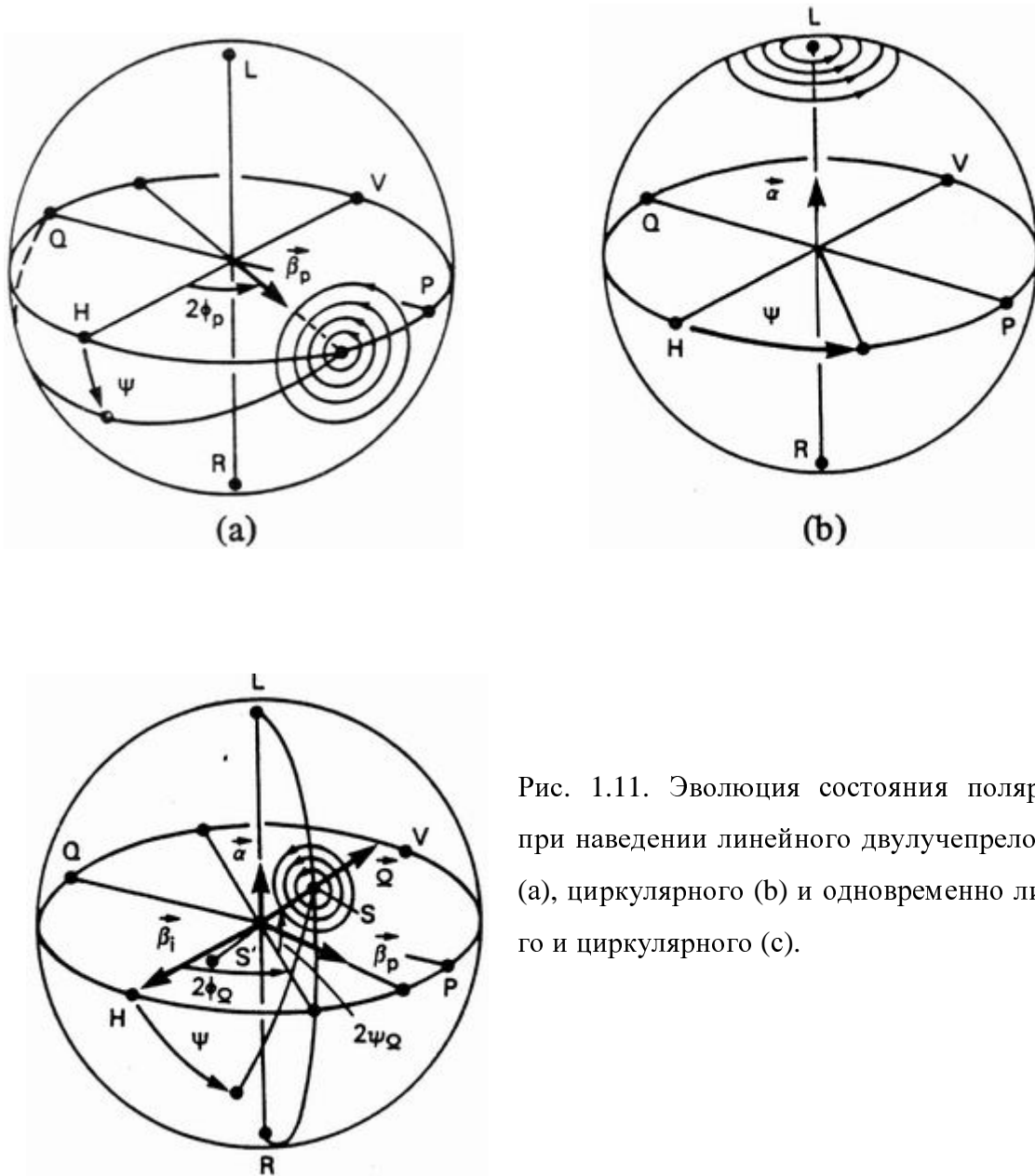


Рис. 1.11. Эволюция состояния поляризации при наведении линейного двулучепреломления (а), циркулярного (б) и одновременно линейного и циркулярного (с).

Аналогично можно представить эволюцию света при распространении по волокну с циркулярным двулучепреломлением величиной α (рис. 1.11 б). В этом случае состояние поляризации вращается вокруг вектора α , который сонаправлен с одной из полярных осей. Угол поворота вокруг оси α составит $\Psi = \alpha \cdot l$. Собственные состояния поляризации являются точками лево- и право-циркулярного состояний (полюса сферы).

Допустим, в волокне одновременно присутствуют два вида линейного двулучепреломления – собственное β_i и наведённое извне β_p , – а также циркулярное α , созданное

скруткой волокна. Направление вектора β_i , соответствующего собственному двулучепреломлению, выберем совпадающим с одной из осей координат (X или Y оси). Пусть оси наведённого двулучепреломления β_p рассогласованы с осями собственного на угол ϕ_p . Тогда вектор суммарного двулучепреломления в волокне определяется векторной суммой: $\Omega = \beta_i + \beta_p + \alpha$, а его величина [11]:

$$\Omega = \sqrt{(\beta_i + \beta_p \cos 2\phi_p)^2 + (\beta_i \sin 2\phi_p)^2 + \alpha^2}. \quad (1.44)$$

Угол поворота состояния поляризации вокруг оси Ω на сфере равен соответственно $\Psi = \Omega \cdot l$, где l – расстояние, которое свет прошёл по волокну. Двулучепреломление Ω является эллиптическим, а его собственные состояния поляризации находятся в точках на сфере, имеющих широту

$$2\phi_{\Omega_1} = \arctan \left[\frac{\beta_p \sin 2\phi_p}{\beta_i + \beta_p \cos 2\phi_p} \right], \quad 2\phi_{\Omega_2} = 2 \left(\phi_{\Omega_1} + \frac{\pi}{4} \right), \quad (1.45)$$

и долготу

$$2\psi_{\Omega_{1,2}} = \pm \arctan \left[\frac{\alpha}{\sqrt{(\beta_i + \beta_p \cos 2\phi_p)^2 + (\beta_p \sin 2\phi_p)^2}} \right]. \quad (1.46)$$

Свет, имеющий состояния поляризации, соответствующие этим величинам, будет сохранять своё состояние по мере распространения по волокну. Иными словами, в данном случае собственные состояния поляризации являются эллиптическими (рис. 1.11 с).

в) Теория связанных волн.

Ещё одним подходом к рассмотрению эволюций состояния поляризации и влияний со стороны различных механизмов создания двулучепреломления, эквивалентным сфере Пуанкаре, является метод теории связанных волн применительно к оптическим волокнам. Он заключается в том, что некоторое двулучепреломление в оптическом волокне рассматривается с точки зрения связи собственных поляризационных мод, при этом связь проявляется в виде изменения состояния поляризации. Любое двулучепреломление приводит к связи собственных мод, если соответствующие ему оси не совпадают с собственными осями. При этом величина связи зависит от угла рассогласования собственного и наведённого двулучепреломлений, а также от отношения их величин. Если оси собственного и наведённого двулучепреломлений совпадают, то связь мод не возникнет, а суммарное двулучепреломление будет иметь величину, равную скалярной сумме двулучепреломлений.

В качестве примера подхода, основанного на теории связи волн, можно рассмотреть случай, изложенный выше для сферы Пуанкаре, соответствующий рис. 1.10. С пози-

ции рассмотрения на основе сферы мы имели равномерное возбуждение собственных мод, связанных с линейным двулучепреломлением, в результате чего состояние поляризации эволюционирует по меридиану сферы. Ниже описан тот же случай в терминах связанных волн.

Пусть до того, как было создано линейное двулучепреломление, волокно было идеально изотропным. Примем за собственные оси волокна направление поляризации введённого линейно поляризованного света и направление, перпендикулярное данному (в связи с изотропией волокна любое состояние поляризации сохраняется и может быть выбрано за собственное), т.е. эти направления совместим с декартовой системой координат XU , связанной с волокном. Тогда появление наведённого двулучепреломления β_p , величина которого бесконечно больше собственного (двулучепреломление изотропного волокна равно 0), приведёт к связи этих поляризационных мод. Если направление осей наведённого линейного двулучепреломления имеет угол $\phi_p = 45^\circ$ к собственным осям (т.е. к направлению поляризации света на входе), то собственные моды испытывают полную связь: энергия одной моды периодически полностью перекачивается в другую и наоборот, при этом период равен длине биений мод. Этот случай на сфере Пуанкаре описывается следующим образом: точка текущего состояния поляризации описывает замкнутый круг, пересекая экватор сферы на долготе $2\phi_p = \pm 90^\circ$ и полюса. Относительная энергия связи собственных мод H и V при этом равна [11]

$$\frac{P_H}{(P_H + P_V)} = \sin^2 \Psi / 2, \quad (1.47)$$

где $\Psi = \beta_p \cdot l$ (β_p – величина наведённого двулучепреломления). При $\Psi = 0$ наблюдается полная перекачка всей энергии в моду V , а при $\Psi = \pi$ – в моду H .

Метод теории связанных волн предпочтителен при рассмотрении множества случайных воздействий на волокно, вызывающих наведённое двулучепреломление, а также в случае, если величина двулучепреломления меняется по длине волокна. Уравнение связи поляризационных мод в представлении комплексных амплитуд имеет следующий вид [33]:

$$\begin{aligned} d\hat{E}_x / dz &= jk_x \hat{E}_x + jk \hat{E}_y \\ d\hat{E}_y / dz &= jk^* \hat{E}_x + jk_y \hat{E}_y \end{aligned} \quad (1.48)$$

где k – коэффициент перекрёстной связи мод (комплексная величина). В предположении слабой связи, когда $k \ll k_{x,y}$, и представляя комплексные амплитуды в виде $\hat{E}_{x,y} = c_{x,y}(z) \cdot \exp(jk_{x,y}x)$, данное выражение сводится к следующему:

$$\begin{aligned} dc_x(z)/dz &= jkc_y(z) \cdot \exp(j\beta z) \\ dc_y(z)/dz &= jk^*c_x(z) \cdot \exp(-j\beta z) \end{aligned} \quad (1.49)$$

где $\beta = k_x - k_y$ – величина двулучепреломления волокна, оси которого сонаправлены с осями декартовой системы координат XY. В случае, когда коэффициент связи является постоянным, решением системы (1.49) являются функции [33]:

$$\begin{aligned} c_x(z) &= e^{j\beta z/2} \left[\cos\left(\frac{1}{2}z\sqrt{4k^2 + \beta^2}\right) - j\frac{\beta}{\sqrt{4k^2 + \beta^2}} \sin\left(\frac{1}{2}z\sqrt{4k^2 + \beta^2}\right) \right], \\ c_y(z) &= e^{-j\beta z/2} \cdot \frac{2k}{\sqrt{4k^2 + \beta^2}} \sin^2\left(\frac{1}{2}z\sqrt{4k^2 + \beta^2}\right) \end{aligned} \quad (1.50)$$

а относительная энергия связи:

$$\frac{P_y}{P_x + P_y} = \frac{4k^2}{4k^2 + \beta^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}z\sqrt{4k^2 + \beta^2}\right). \quad (1.51)$$

Здесь приняты начальные условия $c_x(0) = 1$, $c_y(0) = 0$.

В предположении малости связи относительная энергия связи мала по сравнению с 1. Система (1.50) даёт полное описание состояния поляризации электрического поля при распространении света по волокну вдоль оси z . Амплитуда и фаза комплексного отношения $c_x(z)/c_y(z)$ определяют координаты точек на сфере Пуанкаре, соответствующие текущему состоянию поляризации [11].

Для анализа состояния поляризации по мере распространения света по волокну полезно знать величину β , описывающую относительную задержку мод, и величину k , описывающую связь мод. Любые механизмы двулучепреломления в волокне можно отнести либо к линейному β_p , либо к циркулярному α_p типу, для которых β и k определяются различным образом.

Если существует наведённое линейное двулучепреломление β_p , оси которого расогласованы с собственными осями волокна на угол ϕ_p , то величины β и k равны соответственно

$$\beta = \beta_p \cos 2\phi_p, \quad 2k = \beta_p \sin 2\phi_p \quad (1.52)$$

В случае циркулярного двулучепреломления α_p эти величины определяются как

$$\beta = 0, \quad 2k = -j\alpha_p. \quad (1.53)$$

Если кроме наведённого волокно обладает собственным линейным двулучепреломлением β_p , то коэффициент β , определяемый формулами (1.52) и (1.53), скалярно складывается с β_p . Т.е. соответствующие коэффициенты β и k складываются алгебраически при сущест-

вовании различных типов двулучепреломления, это справедливо и для тех случаев, когда величины двулучепреломлений являются переменными функциями от z .

Выше, при рассмотрении формализма сферы Пуанкаре, был введён вектор суммарного двулучепреломления Ω , в общем случае эллиптического, имеющего ориентацию на сфере с долготой $2\phi_\Omega$ и широтой $2\psi_\Omega$. Его величина может быть выражена в терминах теории связанных волн через коэффициенты β и k следующим образом:

$$\Omega = \sqrt{\beta + 4kk^*}, \quad (1.54)$$

а координаты на сфере:

$$2\phi_\Omega = \arctan[\operatorname{Re}(k)/\beta], \quad 2\psi_\Omega = \arctan[\operatorname{arg}(k)/\beta]. \quad (1.55)$$

1.2. Фотоупругие эффекты в оптических волокнах

В этом разделе будут рассмотрены способы создания линейного двулучепреломления (переменного во времени) с помощью фотоупругого эффекта. Модуляция двулучепреломления ведёт как к модуляции амплитуд вследствие изменения коэффициента связи k , так и разности фаз поляризационных мод, вызванной изменением коэффициента β – в терминах теории связанных волн. Однако, для ряда приложений (управление добротностью оптических резонаторов, волоконно-оптические модуляторы интенсивности, поляриметрические датчики и т.д. [3, 106-108]) требуется модуляция только разности фаз поляризационных мод без изменения их амплитуд. В этом случае оси переменного во времени наведённого двулучепреломления должны совпадать с собственными осями волокна (либо должны быть повернуты на угол $\pi/2$), что накладывает существенные ограничения на способы создания модуляции суммарного двулучепреломления волокна β_Σ . Далее будем иногда для краткости называть модуляцию разности фаз поляризационных мод без изменения амплитуд просто поляризационной модуляцией.

Суммарное двулучепреломление является линейным, если линейны собственное β_i и наведённое β_p . Кроме того, если оси наведённого и собственного двулучепреломления совпадают (или рассогласованы ровно на азимут $\pi/2$), то соответствующие векторы β_p и β_i на сфере Пуанкаре коллинеарны. Поэтому величина суммарного двулучепреломления равна сумме (разности) величин собственного и наведённого двулучепреломления: $\beta_\Sigma = |\beta_p \pm \beta_i|$, где знак «+» соответствует случаю, когда быстрая ось собственного двулучепреломления совпадает с медленной осью наведённого.

Изменение разности фаз ϕ поляризационных мод возможно как за счёт изменения величины суммарного линейного двулучепреломления β_{Σ} , так и за счёт изменения длины волокна L , т.к. $\phi = \beta_{\Sigma} \cdot L$:

$$\delta\phi = \delta\beta_{\Sigma} \cdot L + \beta_{\Sigma} \cdot \delta L. \quad (1.56)$$

Как правило, вклад в $\delta\phi$ от изменения δL длины волокна намного меньше, чем можно создать изменением $\delta\beta_{\Sigma}$ двулучепреломления волокна.

Из всех способов создания модуляции двулучепреломления (электрооптический, магнитооптический, упругооптический, акустооптический) ограничимся рассмотрением только упругооптического, называемого также фотоупругим эффектом. Данный способ отличается от остальных меньшими затратами и простотой оборудования, меньшим энергопотреблением, однако, не свободен и от недостатков (меньшая стабильность индекса поляризационной модуляции $\delta\phi$ и сравнительно невысокие частоты модуляции – до 100 кГц ÷ 1 МГц). Поляризационная модуляция создаётся в этом случае за счёт изменения двулучепреломления и иногда ещё за счёт изменения длины волокна. Для этого используют пьезокерамические резонаторы, между поверхностью которых и волокном существует механический контакт. При подаче переменного напряжения к обкладкам пьезокерамики последняя периодически изменяет свои геометрические размеры за счёт пьезоэлектрического эффекта [34]. Это вызывает переменные механические напряжения в сердцевине оптического волокна и, вследствие упругооптического эффекта, приводит к модуляции двулучепреломления.

1.2.1. Упругооптический эффект.

Упругооптический эффект возникает во всех оптически прозрачных телах, даже изначально изотропных. Данное явление выражается в изменении оптической индикатрисы материала под действием внешних статических или переменных механических напряжений, т.е. в изменении показателя преломления. Анизотропия материала, возникающая при этом, называется наведённой или искусственной.

В рамках феноменологической теории явление упругооптического эффекта описывается тензором четвёртого ранга [7], число компонент тензора равно 36. Связь между напряжениями σ и деформациями u выражается обобщённым законом Гука

$$u_i = \sum_q s_{iq} \sigma_q, \quad i = 1, 2, 3 \dots 6; \quad q = 1, 2, 3 \dots 6. \quad (1.57)$$

Возникающее при этом изменение коэффициентов оптической индикатрисы с учётом только членов первого порядка малости может быть представлено как

$$\Delta a_k = a_k - a_k^0 = \pi_{kq} \sigma_q = p_{kq} u_q, \quad k, q = 1, 2, \dots 6, \quad (1.58)$$

где a_k и a_k^0 – компоненты тензора диэлектрической непроницаемости (они обратны соответствующим компонентам тензора диэлектрической проницаемости [8]) деформированного и недеформированного материала. Коэффициенты p_{kq} называются упругооптическими коэффициентами Поккельса, а π_{kq} – пьезооптическими. Они являются компонентами соответствующих тензоров четвёртого ранга. Поскольку деформации и напряжения связаны законом Гука, то между коэффициентами π_{kq} и p_{kq} также существует связь, выражаемая соотношением

$$p_{kq} = \pi_{ks} c_{sq}, \quad q = 1, 2, 3 \dots 6, \quad (1.59)$$

где c_{sq} – упругие коэффициенты. Коэффициенты p_{kq} являются безразмерными.

Рассмотрим, как изменяется оптическая индикатриса изотропной среды, какой является плавленый кварц волокна, под действием механических напряжений. В этом случае отличны от 0 только следующие упругооптические коэффициенты: $p_{11} = p_{22} = p_{33}$; $p_{12} = p_{21} = p_{13} = p_{31} = p_{23} = p_{32}$; $p_{44} = p_{55} = p_{66} = p_{11} - p_{12}$. Матрица коэффициентов имеет следующий вид

$$\begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{66} \end{bmatrix} \quad (1.60)$$

Матрица пьезооптических постоянных для изотропной среды выглядит аналогично (1.60). Как следует из вышеизложенного, для характеристики упругооптического эффекта в изотропной среде достаточно двух упругооптических постоянных: p_{11} и p_{12} , или двух пьезооптических постоянных: π_{11} и π_{12} . Оптическая индикатриса изотропной среды описывается уравнением сферы

$$a_0(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) = 1. \quad (1.61)$$

При наличии деформации u_q она преобразуется к виду

$$a_1 x_1^2 + a_2 x_2^2 + a_3 x_3^2 + 2a_4 x_1 x_3 + 2a_5 x_2 x_3 + 2a_6 x_1 x_2 = 1. \quad (1.62)$$

Коэффициенты матрица a_k могут быть найдены путём перемножения матрицы (1.60) на компоненты тензора деформаций u_q .

Если в среде создана одномерная деформация, например, в направлении оси x_1 (отлична от 0 только компонента u_1), то можно показать, что уравнение индикатрисы приводится к виду [7]

$$(a_0 + p_{11}u_1)x_1^2 + (a_0 + p_{12}u_1)(x_2^2 + x_3^2) = 1. \quad (1.63)$$

Из уравнения (1.63) следует, что изотропная среда под влиянием деформаций становится одноосной с оптической осью, ориентированной по направлению деформации. При этом значения главных показателей преломления равны

$$n_1 = \frac{1}{\sqrt{a_1}} = n_0 - n_0^3 \pi_{11} \sigma / 2, \quad n_2 = n_3 = n_0 - n_0^3 \pi_{12} \sigma / 2, \quad (1.64)$$

где n_0 – показатель преломления материала до создания механического напряжения σ . Тогда при распространении света в направлении, перпендикулярном к наведённой оптической оси, возникает двулучепреломление, величина которого равна

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 - n_1) = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 (\pi_{11} - \pi_{12}) \sigma. \quad (1.65)$$

Если в среде существуют механические напряжения по осям X и Y, то в формуле (1.65) для величины линейного двулучепреломления необходимо заменить σ на разность ($\sigma_x - \sigma_y$).

Выражение (1.65) известно, как закон Вертгейма, а постоянную C называют упругооптическим коэффициентом Вертгейма

$$C = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 (\pi_{11} - \pi_{12}). \quad (1.66)$$

Коэффициент C довольно просто определить экспериментально. В [35] для $\lambda = 0,6328$ мкм получено $C = 3,34 \cdot 10^{-5}$ мм²/кг методом поперечного давления.

Однако, в литературе [11, 36] по волоконной оптике более распространена другая величина, называемая упругооптическим коэффициентом линейно двулучепреломляющего волокна, которая выражается через компоненты упругооптического тензора Поккельса (см. формулу (1.20)). Она связывает величину линейного двулучепреломления с механической деформацией

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 (p_{11} - p_{12})(1 + \mu) \cdot (\epsilon_x - \epsilon_y) = C_S \cdot (\epsilon_x - \epsilon_y). \quad (1.67)$$

Связь C и C_S выглядит так же, как связь механических напряжений с деформациями ($\epsilon = \sigma \cdot (1 + \mu) / E$)

$$C_S = \frac{EC}{1 + \mu}, \quad (1.68)$$

где E – модуль Юнга материала.

Ниже будут рассмотрены подробно различные способы создания двулучепреломления в оптическом волокне при использовании упругооптического эффекта.

1.2.2. Чистый изгиб.

Здесь и далее подразумеваем, что если речь ведётся о некоторой «чистой» деформации, то это означает, что все другие виды деформации отсутствуют. Это термин теории упругости [37].

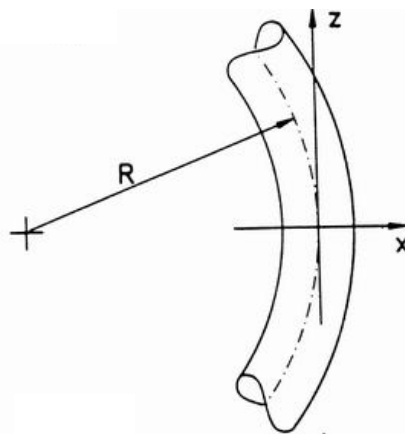


Рис. 1.12. Чистый изгиб

Чистый изгиб волокна приводит к возникновению двулучепреломления, величина которого обратна пропорциональна квадрату радиуса изгиба R ; т.е. это эффект второго порядка малости. Впервые приближённая формула для величины двулучепреломления получена в статье [36].

В этой статье получены компоненты тензора напряжений в предположении отсутствия сдвиговых деформаций. Сориентируем оси декартовой системы координат следующим образом: ось z направлена вдоль волокна по направлению распространения света, плоскость изгиба совпадает с плоскостью XY , при этом ось y параллельна оси изгиба, а ось x – перпендикулярна (см. рис. 1.12).

Обозначим r – радиус волокна (здесь и далее имеется в виду, что в этот радиус не входит толщина защитной оболочки). Оптическая ось волокна направлена вдоль оси x , а оси двулучепреломления совпадают с осями координат: быстрая – с x , медленная – с y . Компоненты тензора напряжений приближённо равны [38]

$$\sigma_z = \frac{Ex}{R} - \frac{E}{R^2} \left(x^2 - \frac{r^2}{3} \right), \quad \sigma_x = \frac{E}{2R^2} (x^2 - r^2), \quad \sigma_y = 0, \quad (1.69)$$

где E – модуль Юнга материала волокна.

Формула (1.69) получена с точностью второго порядка малости. Причина того, что величина двулучепреломления имеет второй порядок малости относительно $(1/R)$ в том, что компонента тензора напряжений вдоль оси волокна z σ_z , величина которой значительно больше компонент σ_x и σ_y , не входит в формулу для двулучепреломления, т.к. является нечётной функцией от x , в то время как распределение поля низшей моды является чётной функцией от x . Поэтому вклад возмущения первого порядка равен 0 (см. интеграл в формуле (1.8)).

Пользуясь формулами (1.65)-(1.68) можно найти [36], что

$$\beta = \frac{C_s r^2}{2R^2}. \quad (1.70)$$

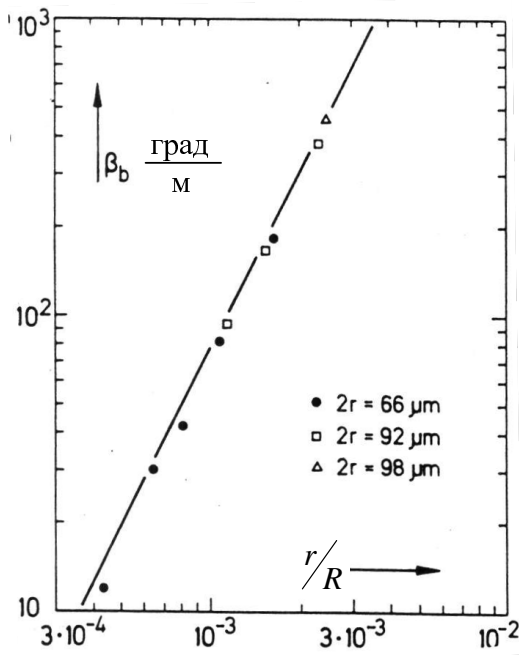


Рис. 1.13. Зависимость величины двулучепреломления от (r/R) при чистом изгибе.

Зависимость $\beta(r/R)$ была подтверждена экспериментально в той же статье [36] (рис. 1.13). Из квадратичного характера зависимости $\beta(r/R)$ следует, что величина двулучепреломления, наведённого чистым изгибом, достигает сколь угодно существенных значений только при очень малых радиусах изгиба (менее 2 см). Замечу, что в формуле (1.70) не учитывался конкретный вид функции распределения поля.

В статье [38] приведён точный расчёт данного вида двулучепреломления с учётом распределения электрического поля в поперечном сечении волокна и с большим числом членов ряда в разложении. Однако, погрешность формулы (1.70) относительно полученной в [38],

составляет примерно $a^2/6r^2$, где a – радиус сердцевины, и пренебрежимо мала для типичного волокна.

1.2.3. Изгиб с натяжением.

При намотке волокна с некоторым продольным натяжением на поверхность цилиндра возникает, помимо двулучепреломления вследствие изгиба, дополнительная составляющая линейного двулучепреломления. Оси двулучепреломления от чистого изгиба совпадают с соответствующими осями данного дополнительного двулучепреломления,

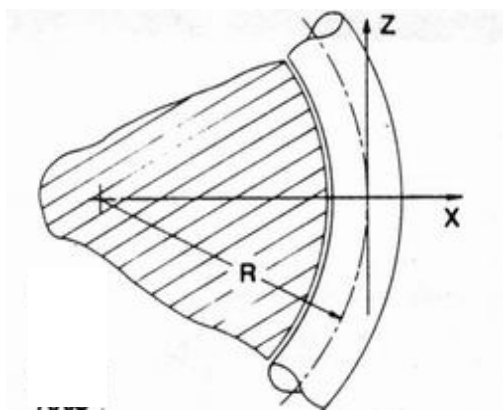


Рис. 1.14. Изгиб с натяжением.

поэтому величина суммарного линейного двулучепреломления равна сумме их величин. При отсутствии натяжения при намотке дополнительное слагаемое отсутствует. Впервые приближённая формула для величины двулучепреломления данного дополнительного двулучепреломления, связанного с изгибом с натяжением, получена в статье [39].

Обозначим R – радиус цилиндрической поверхности, на которую наматывается волокно,

ε – продольная деформация волокна. Оси декартовой системы координат ориентируем так же, как в предыдущем случае для деформации чистого изгиба. Сдвиговые напряжения отсутствуют. Тогда, оставляя только первые слагаемые ряда Тейлора, можно получить компоненты тензора деформации в виде

$$\sigma_z = \varepsilon E + \frac{E x}{R}, \quad \sigma_x = -\mu \varepsilon E + \frac{\varepsilon E (x - r)}{R}, \quad \sigma_y = -\mu \varepsilon E. \quad (1.71)$$

Здесь также использовано условие $r \ll R$, поэтому распределение компонент тензора на-

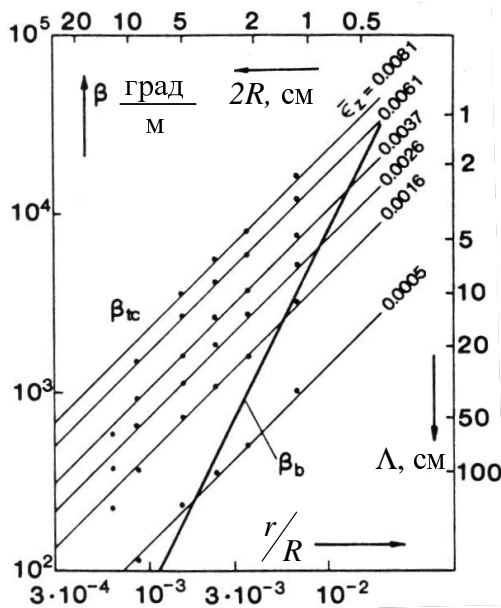


Рис 1.15. Здесь β_{tc} – наведённое двулучепреломление от изгиба, β_b – от изгиба с натяжением.

пряжений можно считать постоянным в пределах сердцевины волокна. Формулы (1.71) получены для модельной плоской задачи теории упругости. Величина дополнительного линейного двулучепреломления, создаваемого изгибом с натяжением, приближённо равна

$$\beta = C_s \frac{2 - 3\mu}{1 - \mu} \frac{r}{R} \varepsilon. \quad (1.72)$$

Как видно из этой формулы, здесь, в отличие от предыдущего случая, мы имеем дело с упругооптическим эффектом первого порядка малости относительно $(1/R)$. Это связано с тем, что, в отличие от чистого изгиба, здесь нарушена симметрия распределения механических напряжений относительно центра волокна, эта асимметрия зависит от величины первого по-

рядка малости относительно (r/R) . Обращаю внимание на то, что при чистом растяжении двулучепреломление в изотропном волокне не возникает также вследствие симметрии напряжений в поперечном сечении.

В статье [4] получена более точная формула, аналогичная (1.72), с помощью строгих методов теории упругости

$$\beta = 2C_s \frac{r}{R} \varepsilon. \quad (1.73)$$

Формулы (1.72) и (1.73) различаются примерно на 10%, если подставить в них типичные параметры кварцевого волокна.

В связи с тем, что данный эффект имеет первый порядок малости относительно кривизны изгиба и, кроме того, линейно зависит от величины продольного натяжения, то с помощью данного метода создания линейного двулучепреломления можно получить

весьма высокую величину двулучепреломления, которой соответствует длина биений $\sim 1 \div 10$ см при не слишком больших радиусах изгиба (см рис. 1.15 из [39]).

1.2.4. Поперечное давление.

Поперечное давление на волокно приводит к линейному двулучепреломлению, при этом наведённая оптическая ось совпадает по направлению с приложенной силой, бы-

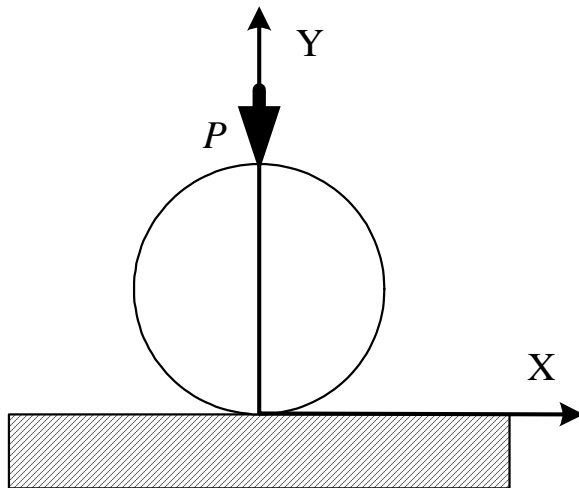


Рис. 1.16. Поперечное давление волокна.

страя ось двулучепреломления также параллельна этой силе (медленная – перпендикулярна). Обычно данный упругооптический эффект рассматривается для волокна, зажатого между двумя плоскопараллельными пластинами, одна из которых неподвижна, а другая давит на волокно с удельной силой P (в ньютонах на единицу длины волокна).

Впервые приближённая формула для величины линейного двулучепреломления, наведённого таким образом, была

представлена в статье [41]. Для её вывода можно воспользоваться известной в плоской теории упругости задачей о двустороннем сжатии диска [37].

Ось z декартовой системы координат направим вдоль длины волокна, ось y – по направлению действия сжимающей силы, ось x – перпендикулярно оси y в плоскости поперечного сечения волокна. В отсутствии сдвиговых деформаций главные компоненты тензора напряжений равны [37]

$$\sigma_x = \frac{P}{\pi r} \left[1 - \frac{4r^2 x^2}{(r^2 + x^2)^2} \right], \quad \sigma_y = -\frac{P}{\pi r} \left[\frac{4r^4}{(r^2 + x^2)^2} - 1 \right]. \quad (1.74)$$

В окрестности сердцевин, где только и существует электромагнитное поле, можно положить $x \ll r$ в формуле (1.74). Тогда

$$\sigma_x - \sigma_y = \frac{4P}{\pi r}, \quad (1.75)$$

отсюда по формулам (1.65)-(1.68) получаем

$$\beta \approx \frac{4C_s P}{\pi r E}. \quad (1.76)$$

Несмотря на то, что здесь не учитывалось распределение поля, а также несмотря на приближённость выражений для компонентов тензора напряжений, формула (1.76) обладает высокой точностью. В статье [42] был проведён численный расчёт данного способа

создания двулучепреломления методом конечных элементов, в результате чего расхождение формулы (1.76) по сравнению с расчётными данными составило величину, сравнимую с погрешностью расчёта. Кроме того, в статье [43] приведён точный аналитический расчёт поперечного давления на волокно, показавший (при отсутствии эллиптичности сердцевинны), что поправка к формуле (1.76) пренебрежимо мала.

1.2.5. Чистое растяжение анизотропного волокна.

Здесь подразумевается, что волокно обладает собственным линейным двулучепреломлением, созданным при вытяжке с помощью включений, которые имеют коэффициент теплового расширения, отличающийся от материала волокна [15]. Такие волокна называются упруго неоднородными.

Эффект изменения собственного двулучепреломления волокна при его растяжении был впервые отмечен в статье [44], а удовлетворительное объяснение было дано в [45]. Авторы этой статьи основывались на теории, развитой в [15].

Как было сказано выше (п. 1.1.3), величина двулучепреломления волокон с собственной анизотропией определяется распределением коэффициента теплового расширения α в поперечном сечении волокна (формулы (1.27), (1.28)). В [45] предложено полагать распределение коэффициента Пуассона $\mu(r, \theta)$ пропорциональным $\alpha(r, \theta)$. Данное предположение основано на том, что обе эти величины напрямую зависят от концентрации легирующих примесей. Тогда можно получить формулы, аналогичные (1.27) и (1.28), где величина двулучепреломления, вызванное чистым растяжением, определяется через $\mu(r, \theta)$

$$\Delta\beta = C_s \int_b^a \Delta T (r^{-1} - 3r^3) \cdot \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \mu(r, \theta) \cos 2\theta d\theta \right] dr. \quad (1.77)$$

Величина полного двулучепреломления β равна сумме собственного двулучепреломления и добавки $\Delta\beta$ из формулы (1.77). Т.е. $\Delta\beta$ имеет смысл величины, на которую изменяется собственное двулучепреломления анизотропного волокна при чистом растяжении.

В большинстве случаев в оптической оболочке анизотропных волокон можно выделить две области с разными параметрами α_1, μ_1 и α_2, μ_2 , механические напряжения в которых и определяют собственное двулучепреломление. Тогда выражение (1.77) можно существенно упростить. В этом случае при продольном растяжении волокна длиной L на малую величину ΔL собственное двулучепреломление β волокна изменяется приближённо на величину

$$\Delta\beta = Q \cdot \beta \frac{\Delta L}{L}, \quad (1.78)$$

где безразмерный коэффициент Q показывает, насколько разность фаз собственных мод, связанная с изменением собственного двулучепреломления, больше, чем разность фаз, вызванная изменением геометрической длины волокна

$$Q = \frac{\Delta\beta \cdot L}{\Delta L \cdot \beta}. \quad (1.79)$$

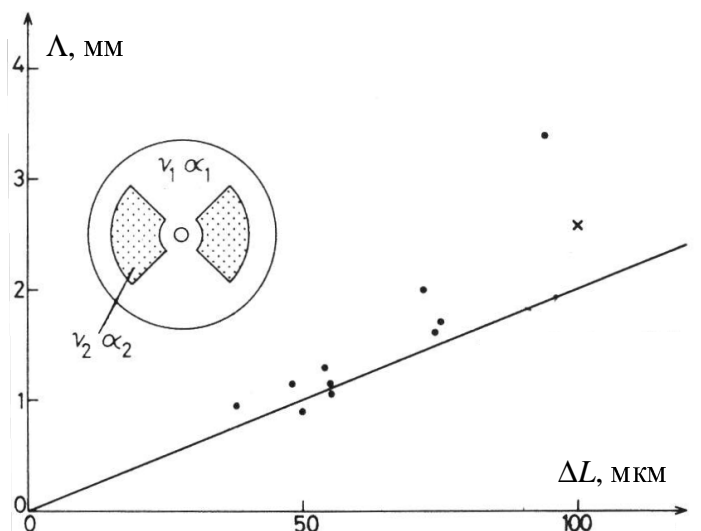


Рис. 1.17. Зависимость $\Lambda(\Delta L)$, полученная экспериментально и теоретически.

Величину Q можно легко определить экспериментально. Она зависит от конкретного типа анизотропного волокна и максимальна для волокон “bow-tie”, достигая значения $20 \div 25$.

На рис. 1.17 показан график зависимости длины биений Λ от величины растяжения ΔL (при этом ΔL соответствует разности фаз мод 2π рад), экспериментальные точки

соответствуют экспериментам с различными волокнами типа “bow-tie”. Наклон зависимости $\Lambda(\Delta L)$, как легко показать, равен Q . Таким способом можно экспериментально определить Q , ничего не зная о типе двулучепреломляющего волокна и распределении $\mu(r, \theta)$. Величина Q также позволяет учесть вклад в изменение двулучепреломления, связанный с неоднородностью распределения модуля Юнга $E(r, \theta)$ в поперечном сечении волокна [30].

1.3. Чувствительные элементы волоконных поляриметров

Поляриметрические датчики относятся к классу интерферометрических. Однако, в отличие от «традиционных» (двухлучевых) интерферометрических датчиков, построенных, например, по схеме Майкельсона или Маха-Цендера, где выходной сигнал зависит от разности фаз световых волн, распространяющихся в двух плечах интерферометра, в поляриметрических датчиках выходной сигнал зависит от состояния поляризации света.

Часто волоконному поляриметру можно прямо сопоставить некоторый эквивалентный двухплечевой интерферометр Маха-Цендера. Тогда два плеча распространения света в интерферометре Маха-Цендера соответствуют двум собственным поляризационным модам волокна поляриметра (в поляриметре два плеча совмещены в пространстве, а в

интерферометре Маха-Цендера одно волоконное плечо является опорным, а другое входит в состав чувствительного элемента). Как в двухлучевом, так и поляриметрическом волоконных датчиках используется линейно двулучепреломляющее волокно; при этом в двухлучевом датчике возбуждается только одна собственная поляризация волокон (требуется сохранить состояние поляризации), а в поляриметрическом – обе собственные моды возбуждаются равномерно. Принцип действия традиционного и поляриметрического датчиков несколько различается: в интерферометре Маха-Цендера выходной сигнал определяется разностью хода света в его плечах, а в поляриметрическом – не столько за счёт разности хода, сколько за счёт изменения двулучепреломления волокна. Если бы чувствительные элементы поляриметрического и соответствующего ему двухлучевого датчика работали только за счёт продольного растяжения волокна (без изменения двулучепреломления), то при одинаковых внешних воздействиях первый имел бы чувствительность во столько раз больше, во сколько длина биений Λ волокна поляриметра больше длины волны света λ/n в волокне традиционного датчика (т.е. порядка в 1000 раз). В самом деле, интенсивность интерференции световых волн полностью изменяется от максимума до минимума при разности длин опорного и чувствительного волокон на $\lambda/2n$, а состояние поляризации в двулучепреломляющем волокне меняется на противоположное при изменении длины волокна на $\Lambda/2$.

Поэтому, если в чувствительных элементах традиционных интерферометрических датчиков стремятся влияние измеряемых величин преобразовать в растяжение одного из волокон, то в чувствительных элементах поляриметров необходимы такие конструкции, в которых в результате внешних воздействий происходило бы эффективное изменение двулучепреломления волокна датчика. Однако на практике, судя по опубликованным данным, приблизиться к чувствительности традиционных датчиков всё же не удаётся.

Для характеристики чувствительности рабочих элементов волоконных интерферометрических датчиков введём следующие величины: S_0 и S_1 . Для традиционных интерферометрических датчиков будем определять чувствительность S_0 по формуле

$$S_0 = \frac{\delta\varphi}{\delta A \cdot L}, \quad (1.78)$$

где $\delta\varphi$ – изменение разности фаз световых волн в двух плечах интерферометра за счёт изменения разности длин плеч, которому соответствует изменение δA измеряемого параметра A , L – длина волокна, используемая в чувствительном элементе. Изменение разности фаз, обусловленное упругооптическим эффектом, можно не учитывать, т.к. этот эффект в традиционных интерферометрах проявляется слабо (добавка к полной разности фаз около 20 %). Для поляриметрических датчиков будем определять чувствительность S_1 по этой же

формуле, где $\delta\varphi$ – изменение разности фаз собственных поляризационных мод волокна поляриметра, которому соответствует изменение δA измеряемого параметра A . Замечу, что в последнем случае $\delta\varphi$ определяется не столько продольным растяжением волокна, сколько изменением его полного двулучепреломления (формула (1.54)). Знак величины $\delta\varphi/\delta A$ не учитывается, т.е. чувствительность всегда положительна.

Если чувствительность является характеристикой только чувствительного элемента, то величина, называемая разрешающей способностью, является характеристикой всего датчика в целом. Она включает кроме чувствительности ещё информацию об уровне фазовых шумов датчика $\delta\varphi_{ш}$ и определяется как

$$\delta A_{\min} = \frac{\delta\varphi_{ш}}{S_1 \cdot L}, \quad (1.79)$$

где δA_{\min} – минимально обнаружимое изменение измеряемой физической величины A . Разрешающая способность (разрешение) волоконного датчика напрямую зависит от длины волокна в чувствительном элементе и его чувствительности. Она также пропорциональна среднеквадратичному уровню шумов, величина которого определяется источником излучения, схемой приёма и собственными шумами фотоприёмника, фазового детектора и других электронных приборов. Различные чувствительные элементы сравниваются по их чувствительности, а конкретные датчики – по их разрешающей способности.

Ниже будут описаны способы создания чувствительных элементов поляриметрических датчиков для измерения различных физических величин, где используются эффекты изменения собственного двулучепреломления или наведения внешнего двулучепреломления. Также будут для сравнения приведены данные для чувствительных элементов эквивалентного интерферометра Маха-Цендера.

1.3.1. Измерение температуры.

Как было сказано выше, собственное двулучепреломление линейно двулучепреломляющего волокна обусловлено температурными напряжениями, и поэтому довольно сильно зависит от температуры. Типичная чувствительность $S_1 = \delta\varphi/(\delta T \cdot L)$ рабочих элементов поляриметров, измеряющих температуру T , изготовленных на основе типичного сильнодвулучепреломляющего волокна без специальных покрытий, приведена в таблице 1.2. Результаты приведены для $\lambda = 0,633$ мкм.

Тип двулучепреломляющего волокна	Эллиптическая напрягающая оболочка	PANDA	“bow-tie”	Эквивалентный интерферометр Маха-Цендера
----------------------------------	------------------------------------	-------	-----------	--

Чувствительность, рад/(°С·м)	0,5 ÷ 3	0,5 ÷ 3	3 ÷ 6	100
Литература	[47]	[46, 48, 49]	[46, 47]	[50]

Таблица 1.2. Чувствительность волоконных поляриметрических термометров, волокно без специальных покрытий.

Чувствительность поляриметров можно существенно увеличить, если волокно по-

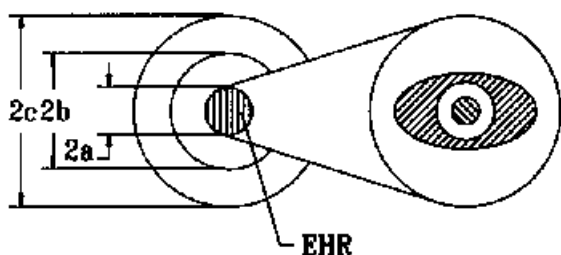


Рис. 1.18 Слои волокна. Аппроксимация стеклянной части волокна эффективным однородным стержнем (EHR).

крыть дополнительными слоями, материал которых имеет особые упруго-механические свойства. Данная задача была рассмотрена в [51].

Эффект увеличения чувствительности здесь связан с тем, что при нагревании такой многослойной конструкции волокно подвергается дополнительно некоторому гидростатическому давлению и

продольному растяжению со стороны специальных покрытий. Обозначим радиус стеклянной части волокна a , радиус первого слоя b , радиус второго специального слоя c (см. рис. 1.18). Пусть каждый слой имеет различные упруго-механические параметры (α , E , μ) – коэффициент теплового расширения, модуль Юнга и коэффициент Пуассона. Для расчёта чувствительности многослойной структуры на рис. 1.18 в [51] достаточно знать поведения волокна без покрытий при изменении температуры, продольного натяжения и гидростатического давления.

Для однослойного специального покрытия в предположении того, что $b/a \gg 1$, были получены следующие результаты. Чувствительность к температуре быстро увеличивается при увеличении модуля Юнга покрытия, а при уменьшении – уменьшается вплоть до 0 (при $E \approx 2,7 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$). К сожалению, покрытие волокна нельзя делать слишком жёстким в связи с хрупкостью стеклянной части и ростом потерь мощности на микроизгибах.

Увеличение коэффициента Пуассона покрытия приводит к уменьшению чувствительности S_1 , а увеличение коэффициента α приводит к увеличению S_1 . Однако, уменьшением α или увеличением μ нельзя достичь $S_1 = 0$ вследствие довольно слабой зависимости S_1 от этих величин.

При изучении двухслойного защитного покрытия первый слой с радиусом b был выбран силиконовым. Этот мягкий материал часто используется для первичного покрытия

волокна после вытяжки; его параметры: $E = 3,5 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$, $\alpha = 151,3 \cdot 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$, $\mu = 0,499$, $b = 120 \text{ мкм}$. Второе покрытие с радиусом c , $c/b = 3$, изготовлено из жёсткого материала, влияние его параметров на S_1 исследовались численными методами. Было обнаружено, что S_1 от μ не зависит. Оказалось, что S_1 сильно зависит от E при $E < 10^{10} \text{ Н/м}^2$ и от α , причём с помощью подбора E ($4,7 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$) или α ($230 \cdot 10^{-7} (\text{°C})^{-1}$) чувствительность может быть сделана равной 0. Показано также, что S_1 может быть увеличена в несколько раз, если в качестве второго слоя используется жёсткий материал с $E \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$. В этом случае силиконовый слой, имеющий высокий коэффициент α , оказывается заключённым в пространство между двумя жёсткими поверхностями с меньшими α . При нагреве буферный силиконовый слой стремится расшириться, что даёт большой вклад в изменение двулучепреломления в связи с сильным гидростатическим давлением стеклянной части волокна.

Подбором коэффициента α третьего слоя можно увеличить S_1 дополнительно в 2 раза. В итоге с помощью двухслойного покрытия можно добиться увеличения S_1 примерно в 10 раз по сравнению с волокном без покрытия.

Часто чувствительные элементы волоконных датчиков стремятся сконструировать так, чтобы как можно лучше устранить влияние температуры на выходной сигнал (если датчик не предназначен для измерения температуры). Эта задача, обратная рассмотренной выше, для волоконных поляриметров может быть решена несколькими методами. Самый простой и распространённый – предложен в [52] – заключается в следующем. Ли-

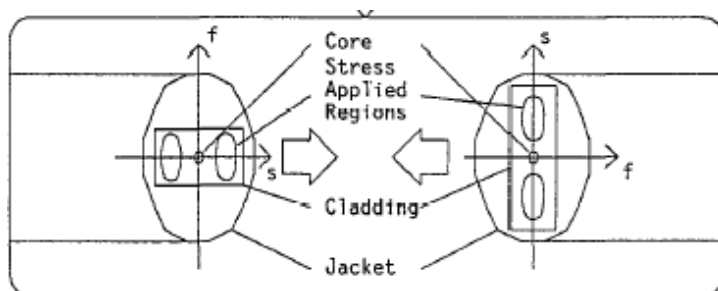


Рис. 1.19. Стыковка двух одинаковых отрезков волокна для уменьшения чувствительности к температуре.

нейно двулучепреломляющее волокно в чувствительном элементе разрезается так, чтобы образовалось два участка одинаковой длины. Затем эти участки снова свариваются вместе, при этом быстрая ось двулучепреломления одного участка должна точно совпасть с медленной

осью другого (рис. 1.19). Тогда, если предположить, что чувствительный элемент является сосредоточенным объектом, т.е. изменением температуры в его пределах можно пренебречь, то обе поляризационные моды волокна при изменении температуры получают одинаковые приращения фазы (в точке сварки медленная мода становится быстрой, а быстрая – медленной), вследствие чего разность их фаз, зависящая от температуры, будет равна 0.

Этот метод в иностранной литературе называется “common mode rejection”, что можно перевести как «ослабление помехи, связанное с равной задержкой мод».

Второй способ уменьшения влияния температуры – покрытие волокна дополнительными слоями со специально подобранными упруго-механическими параметрами (E , α , μ). Этот способ исследован экспериментально в [53], теоретически в [54]. Идея метода – та же, что и рассмотренного выше по увеличению чувствительности к температуре, но параметры материала покрытия подбираются так, что разность фаз поляризационных мод становится нечувствительной к изменению температуры за счёт компенсации внутренних напряжений в сердцевине внешними, созданными специальным покрытием. В статье [53] с помощью трёхслойного дополнительного покрытия удалось почти полностью устранить чувствительность волокна PANDA к температуре.

Если волокно, используемое в поляриметрическом датчике, имеет только анизотропию формы (например, волокно с эллиптической сердцевиной, при этом напрягающие элементы отсутствуют), то и в этом случае существует способ уменьшения чувствительности к температуре. Этот способ подробно рассмотрен в [55], – уменьшение чувствительности к температуре достигается не за счёт дополнительных покрытий, а за счёт подбора параметров волокна: эллиптичности сердцевины и оболочки, разности показателей преломления оптических сердцевины и оболочки, их радиусов и коэффициентов теплового расширения. При этом возникающие в результате изменения температуры напряжения в сердцевине волокна компенсируются напряжениями в оболочке.

В статье [46] предложен интересный способ одновременного измерения температуры и давления с помощью поляриметрического датчика, составленного из волокон разных типов: PANDA и “bow-tie”. Волокно PANDA имеет высокую чувствительность к давлению по сравнению с “bow-tie”, но примерно в 2 раза худшую чувствительность к температуре. Кроме того, разность фаз мод, вызванная гидростатическим давлением, имеет различный знак для этих волокон. Если два участка разных типов волокна последовательно сварены так, что их оси двулучепреломления согласованы и выполнено условие постоянства чувствительности волокон к температуре и давлению, то можно отдельно определять фазовый сдвиг от давления и от температуры, составив систему двух линейных уравнений. Например, в статье [46]

$$\begin{cases} \delta\varphi_1 = -0.51C_1 \cdot \delta T - 3.4C_2 \cdot \delta P \\ \delta\varphi_2 = -4.9C_1 \cdot \delta T + 1.1C_2 \cdot \delta P \end{cases} \quad (1.79)$$

где C_1 и C_2 – размерные константы. В результате решения данной системы, составленной при калибровке датчика, можно определять отдельно изменение температуры δT и дав-

ления δP . Для извлечения и разделения информации о разности фаз света на участках PANDA и “bow-tie” на выходе датчика установлен интерферометр Майкельсона.

1.3.2. Измерение механических деформаций, перемещения, вибрации и ускорения.

Достаточно сильная зависимость собственного линейного двулучепреломления волокон от продольного растяжения, впервые описанная в статье [44], даёт возможность изготавливать на основе таких волокон чувствительные элементы датчиков для измерения растяжения или продольных деформаций (тензометры), перемещения, вибрации (виброметры) и т.д. Природа эффекта зависимости собственного двулучепреломления от растяжения была описана выше в п. 1.2.5.

Величину чувствительности волоконных тензометров вводят по отношению к относительному растяжению, т.е. к продольной деформации $\epsilon = \delta L/L$ [13, 56-58].

$$S_1 = \frac{\delta\phi}{\epsilon \cdot L} = \frac{\delta\phi}{\delta L}, \quad (1.82)$$

т.к. разность фаз поляризационных мод не зависит от длины растягиваемого участка волокна и определяется величиной растяжения δL . S_1 оказывается не зависящей ни от L , ни от δL , и определяется свойствами волокна.

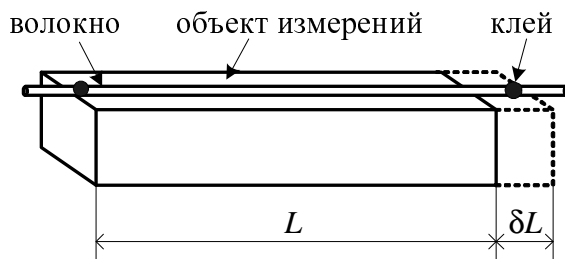


Рис. 1.20. Простейший тензометр на основе анизотропного волокна.

Очень часто чувствительные элементы поляризационных датчиков конструируют таким образом, чтобы влияние некоторой физической величины на чувствительный элемент преобразовать в растяжение волокна, при этом чувствительные элементы имеют такую же конструкцию, как и для традиционных интерферометров. Такие датчики широко используются в качестве встроенных (embedded) для наблюдения деформаций мостов, дамб, туннелей, рельс и других протяжённых объектов. Конструкция волоконных тензометров может быть сильно упрощена, т.к. в качестве чувствительного элемента для них можно использовать просто участок анизотропного волокна с собственным линейным двулучепреломлением. При этом волокно закрепляется на подвергающемся продольной деформации объекте, деформация закреплённого участка волокна длиной L будет равна измеряемой деформации объекта. Примеры таких чувствительных элементов датчиков деформации можно найти в [56, 59] (рис. 1.20). Их чувствительность определяется по формуле

$$S_1 = (Q + 1) \cdot \beta, \quad (1.83)$$

где Q – коэффициент, введённый для волокон с собственным линейным двулучепреломлением. Для волокон типа PANDA в связи с тем, что фазовые сдвиги, вызванные изменением длины и изменением двулучепреломления, противоположны по знаку [28], формула (1.83) выглядит так: $S_1 = (Q-1) \cdot \beta$.

Экспериментальные данные из литературы по чувствительности поляризметрических тензометров на основе двулучепреломляющих волокон различных типов для волны света $\lambda = 0,633$ мкм приведены в табл. 1.3. Там же для сравнения приведена расчётная чувствительность соответствующего эквивалентного датчика на основе интерферометра Маха-Цендера. Она равна [60, 61] $S_0 \approx 11$ рад/мкм для $\lambda = 0,633$ мкм; экспериментальное значение из [62]: $S_0 = 9,27$ рад/мкм для $\lambda = 0,786$ мкм; S_0 вычисляется по формуле

$$S_0 = 2\pi n \cdot \{1 - 0,5 \cdot n^2 [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})]\} / \lambda. \quad (1.84)$$

Тип двулучепреломляющего волокна	Эллиптическая напрягающая оболочка	PANDA	“bow-tie”	Эквивалентный интерферометр Маха-Цендера
Чувствительность, рад/мкм	0,01 ÷ 0,05	0,01 ÷ 0,02	0,085 ÷ 0,125	11
Литература	[47]	[13]	[47, 58, 56]	[60, 61]

Таблица 1.3. Чувствительность волоконных тензометров.

С помощью вышеописанной конструкции чувствительного элемента можно измерять также абсолютное перемещение и вибрации протяжённого механического объекта (вибрация – амплитуда периодических перемещений объекта). Кроме того, этот простейший чувствительный элемент позволяет создавать на его основе весьма высокочувствительные акселерометры (для эквивалентного интерферометра Маха-Цендера разрешающая способность, заявленная в [63], равна 10^{-6} g на частоте 600 Гц) с хорошей линейностью амплитудной характеристики.

Однако, данный метод измерения перемещений и вибраций плохо применим для небольших объектов, поскольку длина активного участка волокна в этом случае будет мала, что отрицательно скажется на разрешающей способности поляриметра. Поэтому для измерения перемещений или вибраций малогабаритных объектов используют так называемую «мандрельную» конструкцию [64] (рис. 1.21). Участок волокна значительной длины (десятки или сотни метров) наматывается без перехлёстываний на цилиндрический стержень, механические свойства материала которого (μ_0, E_0) определяются конкретной

задачей. Обычно это резиноподобный материал. В процессе измерения деформаций (перемещений, вибраций) цилиндр подвергается осевой деформации $\epsilon_0 = \delta l/l$, которая частично передаётся волокну, вызывая растяжение последнего. Такие чувствительные элементы весьма компактны, и за счёт большой длины используемого волокна обладают более высокой разрешающей способностью по сравнению с показанным на рис. 1.20, где измеряемые перемещения или вибрация напрямую передаются волокну (при условии того, что в обоих случаях используются одинаковые схемы приёма).

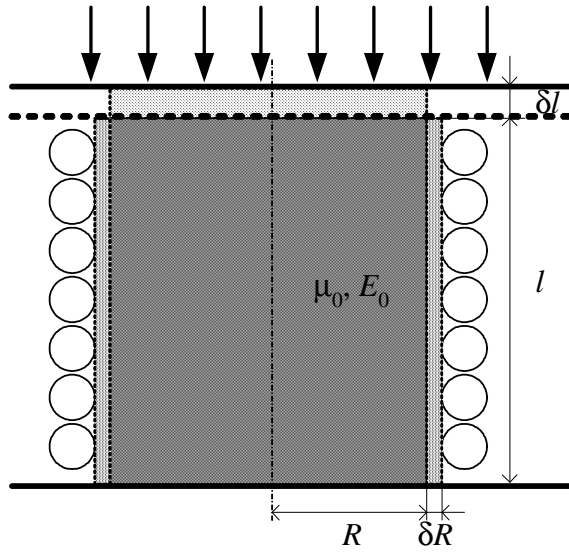


Рис. 1.21. Мандрельная конструкция чувствительного элемента (поперечное сечение цилиндра).

Чувствительность мандрельного элемента к величине перемещения (или вибрации) δl , отнесённая к единице длины волокна, определяется следующим образом

$$S_1 = \frac{\delta\varphi}{\delta l \cdot L}, \quad (1.85)$$

где L – длина намотанного на цилиндр волокна ($L = 2\pi RN$, R – радиус цилиндра, N – число витков). Величина чувствительности зависит в общем случае от геометрических параметров мандреллы (l , R) и её упруго-механических свойств (μ_0 , E_0), а также от параметров волокна (Q , β). Суммарная разность фаз $\delta\varphi$ прямо пропорциональна числу витков волокна.

В [64] приведён упрощённый расчёт чувствительности данного элемента, в котором, используя условие сохранения объёма при перемещении, получено соотношение

$$\delta l = 2 \frac{l \cdot \delta R}{R} = 2 \frac{l \cdot \delta L}{L}. \quad (1.86)$$

Чувствительность элемента к вибрации для эквивалентного интерферометра Маха-Цендера по данным [64] составляет

$$S_0 = \frac{2\pi^2 \cdot n \cdot RN}{\lambda \cdot l}, \quad (1.87)$$

n – показатель преломления волокна; при этом предполагалось, что потенциальная энергия, запасённая цилиндром при сжатии, полностью передаётся волокну. Это условие вполне применимо, поскольку модуль Юнга материала цилиндра намного меньше модуля

Юнга волокна. Обращаю внимание, что чувствительность не зависит от величины инерционной массы и длины волокна.

Формула для чувствительности справедлива только тогда, когда намотка волокна полностью покрывает поверхность цилиндра. Иначе деформация непокрытой волокном части непропорционально велика по отношению к покрытой, что вызывает нарушение соотношения изменений радиальных и аксиальных размеров цилиндра. Наличие участков цилиндра, свободных от волоконной намотки, приводит к снижению чувствительности.

Кроме того, следует отметить, что жёсткость данной конструкции в продольном направлении существенно растёт при увеличении числа намотанных витков волокна. Так, изначально жёсткость мандреллы определяется модулем Юнга материала цилиндра, когда намотка отсутствует. При практически полностью покрытом цилиндре жёсткость конструкции возрастает более чем в 30 раз. Это приводит к тому, что энергия, необходимая для сжатия мандреллы с волоконной намоткой на ту же величину, что и без намотки, возрастает в $30^2 = 900$ раз.

Также в статье [64] рассматривается возможность использования данного мандрельного чувствительного элемента в качестве виброметра и акселерометра (измерителя ускорений), проведён упрощённый расчёт АЧХ. Для анализа частотных свойств авторы воспользовались результатами известной упруго-механической задачей о механическом гармоническом осцилляторе (груз на пружине с амортизатором) с собственной круговой частотой ω_0 . Используя эти результаты, авторы [64] нашли выражение для резонансной частоты мандрельного чувствительного элемента; для эквивалентного интерферометра Маха-Цендера оно равно

$$\omega_0 = \frac{\pi r}{l} \sqrt{\frac{NRE}{2M}}, \quad (1.88)$$

где M – инерционная масса, используемая в чувствительном элементе (обычно жёстко крепится сверху), E – модуль Юнга стеклянной части волокна, r – его радиус, R – радиус мандреллы, l – её высота, N – число витков волокна.

В статье [64] описывается датчик на основе традиционной интерферометрической схемы, а не поляриметрической (акселерометрические поляриметрические датчики в литературе не встречаются). Поэтому ниже приводится только чувствительность данного элемента эквивалентного интерферометрического датчика к ускорению

$$S_0 = \frac{\delta\varphi}{a \cdot L} = \frac{4\pi n \cdot M \cdot l}{L \cdot \lambda \cdot \pi r^2 E}. \quad (1.89)$$

Замечу, что в статье [64] использовался интерферометр Майкельсона с двумя одинаковыми мандреллами, имеющий чувствительность в 4 раза выше, чем по данной формуле, при-

ведённой для одномандрельного интерферометра Маха-Цендера. Из (1.89) видно, что разрешающая способность в данном случае не зависит от длины намотанного на мандреллу волокна, а чувствительность обратно пропорциональна его длине. Отмечу также, что увеличение инерционной массы приводит к увеличению чувствительности, но также и к уменьшению частотного диапазона датчика в соответствии с формулой (1.88), определяющей верхнюю частоту акселерометрического режима.

В той же статье получено экспериментальное значение чувствительности датчика в виброметрическом режиме порядка $S_0 \approx 850$ рад/(мкм·м), а теоретическое $S_0 = 1200$ рад/(мкм·м). Результаты приведены для случая интерферометра Майкельсона и использования в чувствительном элементе двух мандрелл. Экспериментальное значение для режима акселерометра этого датчика было получено $S_0 \approx 1000$ рад/(м·g), при этом теоретическое значение $S_0 = 1300$ рад/(м·g), длина волокна составляла $L = 10$ м. Эти результаты для эквивалентного одномандрельного интерферометра Маха-Цендера будут в 4 раза ниже.

В [65] предложена конструкция чувствительного элемента акселерометра с существенно увеличенным рабочим диапазоном частот по сравнению с [64] – до 20 кГц. Инерционная масса здесь отсутствует, вместо мандреллы используется плоский круглый диск, заделанный в стенки кожуха прибора, так, что его ось совпадает с направлением измеряемых колебаний. Возникающие при динамических перемещениях деформации диска вызывают растяжение волокна, витки которого находятся на его верхней и нижней поверхности диска. Получена экспериментально чувствительность интерферометра Маха-Цендера с таким чувствительным элементом 100 рад/(м·g) (алюминиевый диск толщиной 3,7 мм). Граничная частота акселерометрического режима для круглого диска равна

$$\omega_0 = \frac{2\pi l}{R^2} \sqrt{\frac{10E}{3\rho(1-\mu^2)}}. \quad (1.90)$$

где обозначено: толщина диска l , ρ – его плотность, μ_0 – коэффициент Пуассона, E_0 – модуль Юнга и R – радиус. Похожий чувствительный элемент использовался теми же авторами [66] для измерения вибраций; при этом для увеличения рабочего диапазона частот на края диска устанавливалась инерционная масса.

Принцип создания датчиков физических величин требует того, что при измерениях параметров некоторого физического объекта датчик влиял на него как можно меньше. Это справедливо в том случае, если энергия объекта (потенциальная либо кинетическая) намного больше энергии, отнимаемой датчиком для измерения. Часто вышеописанные способы измерения перемещений и вибраций не подходят для измерения этих величин у механических систем, обладающих сравнительно малой энергией. Энергия, требуемая для

работы датчиков на рис. 1.20 и 1.21 может быть сопоставима по величине с энергией измеряемых перемещений объекта, т.к. их работа основана на продольном растяжении волокна, являющегося весьма жёстким материалом.

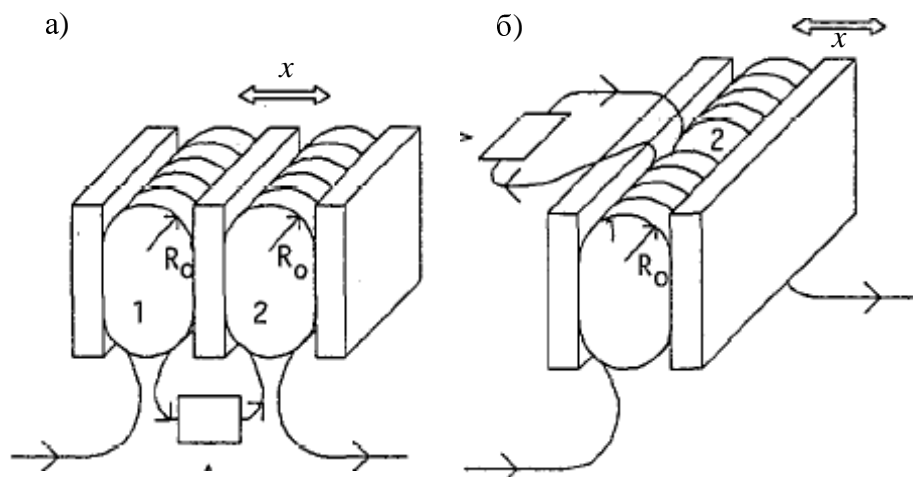


Рис. 1.22. Датчики перемещений с использованием чистого изгиба.

Для случаев, где неприменимы датчики таких типов, предлагается использовать волоконный поляриметрический датчик перемещений, принцип действия которого основан на чистом изгибе волокна [67]. Для работы датчика требуется несравнимо меньшая энергия, чем для рассмотренных выше (но чувствительность также на несколько порядков хуже). Две разновидности схемы этого датчика, используемого для измерения перемещений поршня датчика давления (в самолёте – высоты), показаны на рис. 1.22. В обоих случаях используются два одинаковых отрезка двулучепреломляющего волокна, спаянных так, что медленная ось ось одного совпадает с быстрой осью другого. Каждый отрезок навит на гибкий полый цилиндр с тонкими стенками, число витков $N = 30$. При этом оси наведённого от изгиба двулучепреломления должны быть согласованы с собственными осями волокна. Для выполнения этого условия авторы применили волокно типа PANDA с прямоугольной оболочкой, поэтому при намотке такого волокна легко не допустить случайных скруток, кроме того, оси наведённого двулучепреломления согласуются с осями собственного автоматически.

В схеме а) цилиндры находятся между тремя плоскопараллельными стенками, крайние стенки неподвижны. Измеряется перемещение x средней стенки относительно её среднего положения x_0 . В схеме б) оба цилиндра помещаются между двумя стенками, одна из которых неподвижна, а смещения второй измеряются. В обоих случаях радиус изгиба волокна, соответствующий начальному положению x_0 , обозначен R_0 ; он одинаков для обоих цилиндров. Радиус R_0 в эксперименте был равен 7,5 мм, радиус стеклянной части волокна $r = 40$ мкм.

Используя выражение для зависимости двулучепреломления, вызванного изгибом, и учитывая изменение разности фаз собственных мод как от изменения длины волокна, так и его двулучепреломления, можно найти формулу для чувствительности таких элементов поляриметра

$$S_{1a} = \frac{\delta\varphi}{|x| \cdot L} = \frac{C_s}{4} \cdot \frac{r^2}{R} \cdot \frac{\left[R_0^2 + \left(\frac{x}{2} \right)^2 \right]}{\left[R_0^2 - \left(\frac{x}{2} \right)^2 \right]^2}, \quad S_{1b} = \frac{C_s}{4} \cdot \frac{r^2}{R} \cdot \frac{1}{\left[R_0^2 - \left(\frac{x}{2} \right)^2 \right]^2}. \quad (1.91)$$

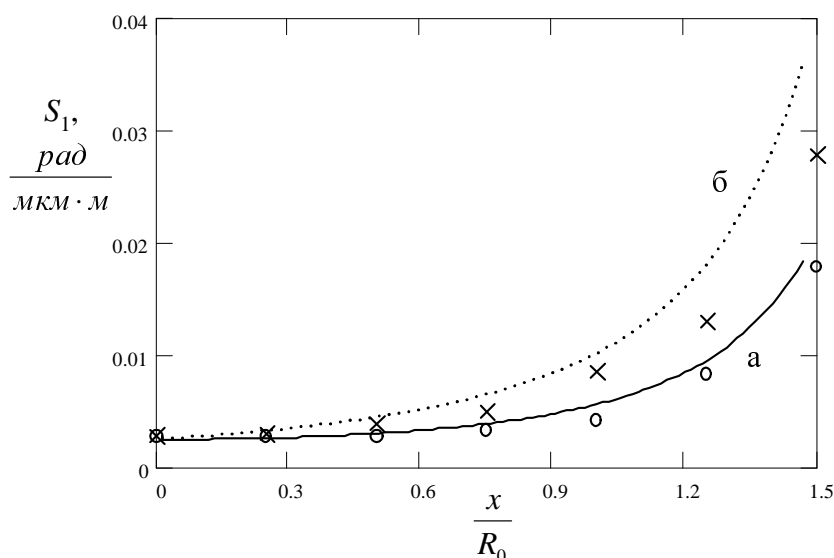


Рис. 1.23. Сплошная линия – теоретическая чувствительность схемы а), пунктирная линия – чувствительность схемы б); кружочками обозначены экспериментальные значения схемы а), крестиками – схемы б).

Как видно из формул (1.91), чувствительность сильно зависит от смещения x от начального положения, причём чем смещение больше, тем чувствительность выше. На рис. 1.23 приведены графики зависимости чувствительности от отношения (x/R_0) для схем а) и б), теоретические и экспериментальные значения. Минимальная чувствительность обеих конструкций оказалось равной $S_1 = 2,23 \cdot 10^{-3}$ рад/(мкм·м) в точке $x = x_0$.

Замечу, что 1) поскольку в чувствительных элементах на рис. 1.22 отсутствует растяжение волокна, им нельзя сопоставить эквивалентный чувствительный элемент интерферометра Маха-Цендера; 2) рассмотренный элемент затруднительно использовать для измерения быстрых вибрации в виду большой инерционности конструкции.

1.3.3. Измерение гидростатического и гидродинамического давления.

Влияние внешнего давления на параметры излучения, распространяющегося по оптическому волокну в некотором чувствительном элементе датчика, проявляется различ-

ным образом в зависимости от частоты, определяющей режим взаимодействия. Различают три случая [68]:

а) Если регистрируемая акустическая волна, создающая локальные динамические изменения давления, имеет длину λ_a , превышающую характерный размер D чувствительного элемента, то можно считать, что этот элемент подвергается гидростатическому давлению. При этом волокно подвергается всестороннему равномерному сжатию.

б) При сравнимых величинах λ_a и D при определении характеристик работы необходимо учитывать градиент давления в пределах датчика. В этом случае проявляется сильная зависимость чувствительности от геометрии элемента, а также от направления распространения и длины акустической волны. Как правило, этот режим работы соответствует частотам $1 \div 10$ кГц. Такие гидродинамические датчики (акустический диапазон) часто изготавливают на основе полых резонаторов, стенки которых механически взаимодействуют с волокном.

в) Третий возможный режим работы (ультразвуковой диапазон) – когда длина акустической волны λ_a становится меньше диаметра волокна. При этом акустическая волна создаёт в поперечном сечении волокна неоднородные деформации, что приводит к созданию акустически наведённого двулучепреломления. Существенное значение имеет распределение акустической и оптической волны в волокне. Конструкция чувствительного элемента в этом случае должна способствовать эффективному акустооптическому взаимодействию. В обзоре этот класс элементов не будет рассмотрен.

Волоконные датчики давления часто используют как гидрофоны в водной среде или микрофоны в воздушной среде. При этом принципы их построения очень похожи.

Рассмотрим чувствительные элементы датчиков первого частотного диапазона ($0 \div 1$ кГц), измеряющие гидростатическое давление. Изотропное волокно в данном случае испытывает одинаковые радиальные и продольные деформации. При этом в связи с симметрией распределения напряжений в поперечном сечении изменение двулучепреломления не происходит [38]. Поскольку изначально двулучепреломление в изотропных волокнах отсутствует, то и изменение длины не приводит к изменению разности фаз собственных мод (их задержка будет одинаковой).

В волокнах, обладающих собственным линейным двулучепреломлением, продольная деформация приводит к изменению величины собственного двулучепреломления. Это, как было сказано ранее, связано с тем, что в оболочке таких волокон существуют области с отличающимся коэффициентом теплового расширения α и коэффициентом Пуассона μ , поэтому кроме продольного напряжения в данных случаях возникает изменение внутренних неоднородных напряжений в поперечном сечении. Для увеличения этих на-

пряжений, зависящих от внешнего давления, часто применяется одно- или многослойное специальное покрытие волокна, материал которого имеет определённые механические свойства.

В [69] приведён вывод формулы, аналогичной (1.75) для температуры, но для случая гидростатического давления (при гидростатическом давлении волокно сдавливается равномерно со всех сторон). Автор основывается на том, что при гидростатическом давлении напрягающие области в оболочке и оболочка испытывают различные поперечные напряжения в связи с тем, что они имеют различные упругие параметры (E , μ). Величины поперечных напряжений получены в виде

$$\sigma_x = \sigma_y = -(1 - \mu - 2\mu^2) \cdot \frac{P}{E_1} - \mu\sigma_z, \quad (1.92)$$

где

$$\sigma_z = -\frac{1 - 2f\mu - 2(1-f)\mu_p}{fE_1 + (1-f)E_p} P.$$

Здесь индексы 1 относятся к оптической оболочке, 2 – к напрягающим областям, p – к внешнему покрытию (специальному). Коэффициент Пуассона μ в оптической оболочке равен μ_1 , а в напрягающих областях μ_2 . Величина f равна квадрату отношения радиуса стеклянной части волокна к внешнему радиусу (с учётом покрытия) – см. рис. 1.24, $f = (a/b)^2$. P – величина гидростатического давления на единицу длины волокна. Формула (1.92) получена при условии, что E_1 не сильно отличается от E_2 . Изменение собственного двулучепреломления от гидростатического давления рассчитывается по формуле

$$\Delta\beta = C_s \int_b^a (r^{-1} - 3r^3) \cdot \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \sigma_x(r, \theta) \cos 2\theta d\theta \right] dr. \quad (1.93)$$

Аналогично интегралу в формуле (1.75) данное выражение может быть получено в явном виде

$$\Delta\beta = \beta \cdot \frac{(\mu_2 - \mu_1) \cdot \left[(1 - 2\mu_p) + f(1 + 2\mu_2 + 2\mu_p) + (1 - f)(1 + 2\mu_1 + 2\mu_2) \cdot \frac{E_p}{E_1} \right] P}{\Delta T(\alpha_2 - \alpha_1) \cdot [fE_1 + (1 - f)E_p]}. \quad (1.94)$$

Для волокна с дополнительным покрытием оболочки формула сводится к

$$\Delta\beta = F \cdot \Delta\beta_0, \quad \text{где} \quad (1.95)$$

$$F = \frac{(1 - 2\mu_p) + f(1 + 2\mu_2 + 2\mu_p) + (1 - f)(1 + 2\mu_1 + 2\mu_2) \cdot E_p / E_1}{2(1 + \mu_2) \cdot [f + (1 - f)E_p / E_1]} \quad (1.96)$$

– коэффициент увеличения для изменения двулучепреломления ($\Delta\beta$) относительно случая волокна без покрытия ($\Delta\beta_0$). Данные формулы справедливы для всех типов линейно дву-

лучепреломляющего волокна с собственной анизотропией, созданной температурными напряжениями; величина F крайне слабо зависит от конкретной структуры волокна в поперечном сечении.

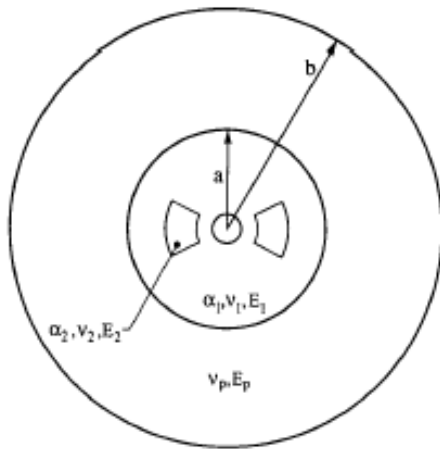


Рис. 1.24. Поперечное сечение двулучепреломляющего волокна с покрытием.

нительно большую величину E_p (напр., кальций-алюминатное стекло или металл [70]), F может составлять 0,1, т.е. покрытие ухудшает чувствительность к давлению. Такие покрытия можно применять для датчиков, где изменение давления является паразитным эффектом.

Отмечу, что вклад в чувствительность, связанный с изменением длины волокна

$$S_L = \beta \frac{1 - 2\mu_1}{E_1} \quad (1.97)$$

имеет величину на 2 порядка меньше, чем вклад от изменения двулучепреломления, поэтому им можно пренебречь. Формула для расчёта чувствительности к давлению волокна с покрытием выглядит следующим образом

$$S_1 = \frac{\delta\varphi}{P \cdot L} = F \cdot \frac{2\beta(\mu_2 - \mu_1)(1 + \mu_2)}{E_1 \cdot \Delta T \cdot (\alpha_2 - \alpha_1)}. \quad (1.98)$$

Ниже для сравнения приведены чувствительности поляризметрических чувствительных элементов с разными типами двулучепреломляющих волокон. Все данные в таблице – для волокон без специального покрытия.

Тип двулучепреломляющего волокна	Эллиптическая напрягающая оболочка	PANDA	“bow-tie”	Эквивалентный интерферометр Маха-Цендера
Чувствительность, $\cdot 10^{-5}$, рад/(Па·м)	0,07 ÷ 0,1	3 ÷ 12	1 ÷ 1,3	3 ÷ 5
Литература	[47, 71, 72]	[46]	[46, 47, 73]	[50]

Таблица 1.4. Чувствительность поляриметров к гидростатическому давлению.

Большой разброс величины S_1 для волокна типа PANDA объясняется различными параметрами изготавливаемых волокон этого типа, в основном отношением диаметра волокна к диаметру внутренних полостей. Высокое значение чувствительности к гидростатическому давлению волокна PANDA объясняется тем, что внешнее изотропное давление эффективно преобразуется в них во внутреннее анизотропное напряжение в области сердцевины. Следовательно, с помощью специального покрытия такого волокна можно создать поляризметрический датчик гидростатического давления, обладающего чувствительностью заметно более высокой, чем эквивалентного интерферометра Маха-Цендера с волокном без покрытия. Однако, отмечу, что применение специальных покрытий может существенно увеличить и чувствительность традиционных двухлучевых интерферометрических датчиков [68, 70].

Ещё один важный результат, полученный в [69], – это обнаружение эффекта исчезновения собственного двулучепреломления волокна при некотором критическом давлении

$$P_C = -\frac{E_1 T (\alpha_2 - \alpha_1)}{2(\mu_2 - \mu_1)(1 + \mu_2)F}. \quad (1.99)$$

Для типичных волокон без покрытия P_C составляет порядка 10^9 Па, применение же покрытия уменьшает эту величину. При достижении P_C собственное двулучепреломление уменьшается настолько, что его вклад в разность фаз становится равным вкладу от растяжения волокна (с обратным знаком). Данный эффект ранее был обнаружен экспериментально [74].

Чувствительность двулучепреломляющего волокна к гидростатическому давлению можно повысить ещё в несколько раз, если использовать не однослойное, а двухслойное покрытие, о чём свидетельствует анализ влияния покрытий на характеристики изотропного волокна [70, 75]. Внешний слой покрытия должен быть толстым (сотни микрон) и жёстким (напр., тефлон или Nyltel) по отношению к первичному слою (силикон). В [75] предложено волокно с таким многослойным покрытием, смотанное в плоскую спи-

раль, внедрять в тонкий слой (1 ÷ 6 мм) полиуретана. Это делается для согласования импеданса для акустических колебаний во внешней среде и в чувствительном элементе, в результате чувствительность может быть ещё увеличена.

Рассмотрим чувствительные элементы для работы в диапазоне 100 Гц ÷ 10 кГц. Наиболее широко распространены здесь различные мандрельные чувствительные элементы, обладающие высокой чувствительностью и простотой изготовления. Мандрелла представляет собой замкнутый тонкостенный цилиндр либо сплошной стержень радиуса R , высотой l с плотно намотанным волокном, длина которого L . Изготавливается она обычно из пластика (поликарбонат, нейлон, тефлон) или металла с возможными включениями или полостями [76]. При расчётах чувствительности предполагается, что изменение радиуса мандреллы на δR под действием акустической волны полностью сообщается волокну, в результате чего оно удлиняется на δL . Мандрельные чувствительные элементы используются и для измерения гидростатического давления, причём часто они обладают большей чувствительностью, чем просто волокно со специальным покрытием.

В [77] впервые проделан расчёт удельной радиальной деформации $\epsilon_{rr} = \delta R / (R \cdot \delta P)$ мандреллы в виде сплошного стержня, у которого $R \ll l$.

$$\epsilon_{rr} = \frac{-2\mu_0}{E_0} \cdot \left\{ \left(\frac{\cos k_a l / 2}{\cos k_e l / 2} \right) \cos k_e z + i \left(\frac{\sin k_a l / 2}{\sin k_e l / 2} \right) \sin k_e z \right\}, \quad (1.100)$$

где μ_0 , E_0 – коэффициент Пуассона и модуль Юнга материала мандреллы, z – направление вдоль её оси, k_a – волновое число акустической волны, k_e – волновое число упругих колебаний, распространяющихся по мандрелле. Из (1.100) можно определить зависимость чувствительности от частоты акустической волны и от геометрии элемента как для эквивалентного интерферометрического датчика Маха-Цендера, так и для поляриметрического, в котором используется эффект продольного растяжения волокна. Формула чувствительности S_0 приведена в [70] для случая чувствительного элемента двухлучевого датчика, где учитывается и влияние краевых эффектов. Соответствующее выражение для поляриметра S_1 можно получить, умножив на коэффициент $\lambda \cdot (Q+1) / (\Lambda n)$, где Q – коэффициент, введённый нами для волокон с собственным линейным двулучепреломлением, Λ – длина биений (это справедливо в области частот порядка 1 кГц и выше, т.к. отклик на гидростатическое давление чувствительных элементов для поляриметра и двухлучевого интерферометра различен). В том же источнике приведены результаты экспериментов с силиконовой и тефлоновой мандреллами, в целом подтверждающие расчёт. АЧХ имеет резонансный характер, частоты резонансов определяются геометрией мандреллы; кроме того, в низкочастотном пределе расчётная чувствительность постепенно приближается к величии-

не, рассчитанной по гидростатической модели (здесь: для изотропного волокна, используемого в интерферометре Маха-Цендера).

В [78] приведён расчёт отклика на гидростатическое давление мандреллы в виде цилиндра, имеющего полость небольшой ширины вблизи поверхности (см. рис. 1.25). Поверхность цилиндра полностью покрыта волоконной намоткой.

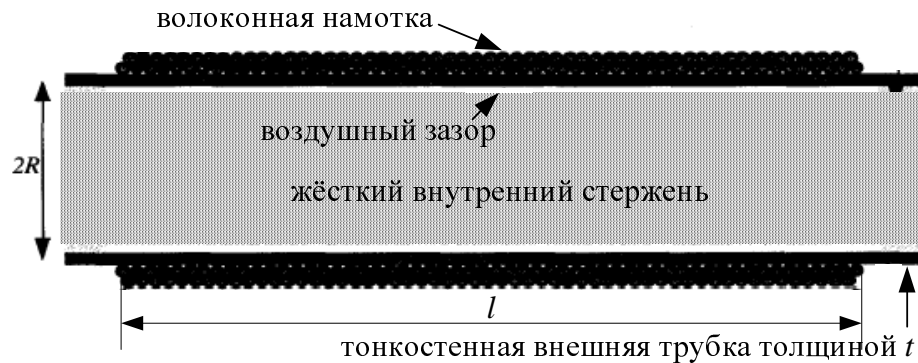


Рис. 1.25. Поперечное сечение цилиндрической мандреллы с тонкой стенкой.

Показано, что на низких частотах чувствительность определяется в основном влиянием цилиндра, изменение радиуса которого вызывает растяжение волокна. Для чувствительного элемента двухлучевого интерферометра чувствительность равна

$$S_0 = \frac{\delta\varphi}{L \cdot \delta P} \approx \frac{2\pi n}{\lambda} \cdot \frac{1}{E} \left\{ \frac{C_0}{R^2} (1 + \mu) + \frac{(r + R)^2}{C_0} \cdot (1 - \mu) \right\}, \quad (1.101)$$

где коэффициент C_0 определяется модулями Юнга волокна и стенок мандреллы (E и E_0), их коэффициентами Пуассона (μ и μ_0) и радиусами волокна и мандреллы (r и R). Если волокно имеет защитную оболочку, то надо вместо его параметров подставить соответствующие эквивалентные параметры композитной структуры. Моделью для расчёта служил полый цилиндр с двухслойной стенкой (т.е. волоконная намотка рассматривалась в качестве дополнительного слоя). При расчёте данной формулы не учитывались краевые эффекты, т.е. считалось, что длина мандреллы l значительно превышает R . В [78] приведена также поправка для учёта краевых эффектов. Результаты эксперимента хорошо совпали с расчётом ($S_0 = 2,13 \cdot 10^{-3}$ рад/(Па·м)).

Поскольку здесь расчёт S_0 определяется только чистым растяжением волокна, то его можно применять и для поляриметра, где $S_1 = S_0 \cdot \lambda \cdot (Q+1) / (\Lambda n)$. Следует также заметить, что выражение для чувствительности в вышеприведённом случае имеет практически такой же вид, как и для волокна с некоторым эквивалентным покрытием, т.е. влияние мандреллы на низких частотах сходно с влиянием специального покрытия, параметры которого определяются материалом и геометрией цилиндра и волокна.

В статье [79] продолжено изучение данного чувствительного элемента. Проведён расчёт АЧХ (зависимость чувствительности от частоты) в диапазоне до 20 кГц. В предположении тонких стенок ($t \ll R$) и без учёта краевых эффектов получена удельная радиальная деформация $\varepsilon_{rr} = \delta R / (R \cdot \delta P)$ мандреллы в зависимости от частоты в виде

$$\varepsilon_{rr} = \frac{R(1-\mu_0^2)}{E_0 \cdot t} \cdot \left\{ \left(\frac{\rho_0(1-\mu_0)R^2\omega^2}{E_0} \right) \cdot \left(1 + \frac{\rho_1 \cdot K_0(\gamma R)}{t\rho_0 \cdot K_1(\gamma R)} \right) - 1 - \frac{\pi^4 t^2 R^2}{12l^4} \right\}^{-1}, \quad (1.102)$$

где ρ_0 – плотность внешних стенок цилиндра, ρ_1 – плотность внешней среды, K_0 и K_1 – модифицированные функции Бесселя, γ – коэффициент акусто-механического взаимодействия: $\gamma^2 = k_e^2 - k_a^2$ (k_e – волновое число волн продольного растяжения мандреллы, k_a – волновое число акустических волн). Это выражение может использоваться не только для расчёта чувствительности элемента двухлучевого интерферометрического датчика, но и поляриметрического (в обоих случаях предполагается, что изменение радиуса цилиндра δR полностью сообщается растяжению волокна $\delta L = 2\pi N\delta R$; учесть изменение общей жёсткости мандреллы в связи с волоконной намоткой можно введением поправочного множителя).

В [80] предложено волоконную намотку встраивать прямо в стенку мандреллы, имеющей вид полого цилиндра. Для этого авторы предлагают расплавлять под действием температуры толстую оболочку волокна для образования верхнего слоя цилиндра. При этом отмечается некоторое ухудшение чувствительности, однако АЧХ становится более равномерной, чем в рассмотренном выше случае.

Акустическое давление можно успешно измерять поляриметром, используя изменение наведённого двулучепреломления в изотропном волокне под действием изгиба с натяжением [81]. Для этого изначально изотропное волокно с сильным натяжением наматывается на тонкостенный металлический цилиндр-мандреллу. При этом в волокне оси наведённого двулучепреломления ориентированы перпендикулярно образующей цилиндра (быстрая) и вдоль оси цилиндра (медленная). Под действием акустического давления с амплитудой δP радиальные размеры мандреллы изменяются на [37]

$$\delta R = \frac{R^3}{R^2 - R_0^2} \cdot \frac{\delta P}{E_0} \left[(1 - 2\mu_0) + (1 + \mu_0) \frac{R_0^2}{R^2} \right], \quad (1.103)$$

здесь R , R_0 – внешний и внутренний радиус мандреллы (если цилиндр сплошной, то $R_0 = 0$), E_0 и μ_0 – модуль Юнга и коэффициент Пуассона мандреллы. Данная формула справедлива только для низкочастотного режима и не учитывает резонансных свойств мандреллы. Увеличение радиуса цилиндра приводит к дополнительному динамическому натяжению

волокна. Зная, как зависит наведённое двулучепреломление β от продольной деформации ϵ (формула (1.73)), по (1.103) можно определить чувствительность такого элемента

$$S_1 = \frac{\delta\phi}{\delta P \cdot L} \approx 2C_s \frac{r}{R^2} \cdot \frac{\delta R}{\delta P}. \quad (1.104)$$

В [81] получены следующие экспериментальные результаты: а) для сплошного цилиндра с $R = 0,5$ см $S_1 = 1,1 \cdot 10^{-4}$ рад/(Па·м); б) для полого цилиндра из полиэтилена с $R = 0,5$ см, $R_0 = 0,46$ см $S_1 = 2,3 \cdot 10^{-3}$ рад/(Па·м). Радиус волокна при этом составлял 40 мкм, длина волны 0,633 мкм. Эти результаты, как и следовало ожидать, примерно на 2 порядка хуже, чем S_0 соответствующих чувствительных элементов эквивалентного интерферометра Маха-Цендера.

В заключение раздела хотелось бы отметить существование некоторой разницы в отклике волокна на акустическое давление в воздушной и водной среде. Распространение акустических волн невысокой частоты представляет собой адиабатический процесс, поэтому необходимо также учитывать локальное изменение температуры, не только давления. В воде эффектом изменения температуры можно пренебречь [70] даже на инфранизких частотах. Для волокна с собственным двулучепреломлением в воздушной среде изменение разности фаз, связанное с температурой, на низких частотах сопоставимо с изменением разности фаз от давления. Особенно сильно температурный эффект проявляется для волокна без покрытия и может быть преобладающим. Для такого волокна температурным эффектом в воздухе можно пренебречь только на частотах выше 1 кГц, а для волокна с покрытием – уже выше 10 ÷ 50 Гц.

Следует упомянуть также, что чувствительность элементов воздушных датчиков акустического давления в среднем частотном диапазоне при повышении частоты может снижаться в связи с рассогласованием импеданса воздуха и материала чувствительного элемента для акустической волны. Для гидрофонов этот эффект практически не играет роли. Однако, данный вопрос до сих пор подробно не исследован [70].

1.3.4. Измерение магнитного поля и электрического тока.

Для измерения магнитного поля с помощью волоконно-оптических датчиков применяется два подхода: первый основан на эффекте Фарадея (вращение плоскости поляризации света в волокне), второй – на эффекте магнитоупругости (механический контакт волокна с телом, обладающим магнитоупругими свойствами). Оба подхода могут быть использованы как для традиционных, так и поляриметрических датчиковых интерферометров.

Рассмотрим метод измерения напряжённости магнитного поля с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. С помощью данного метода также осуществляется изме-

рение силы тока в проводнике, т.к. протекание тока вызывает магнитное поле вне проводника. Для того, чтобы волокно было ориентировано вдоль силовых линий магнитного поля, изотропное волокно наматывается вокруг проводника, поворот плоскости поляризации света тогда будет пропорционален количеству витков N . Угол поворота поляризации ρ определяется по формуле [82]

$$\rho = VN \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}, \quad (1.105)$$

где V – постоянная Верде. Ток в проводнике можно определить из закона полного тока

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I. \quad (1.106)$$

Как видно из этих формул, угол поворота поляризации не зависит от формы и величины витков волокна и от позиции проводника внутри витков. Кроме того, ясно, что чем выше постоянная Верде, тем сильнее проявляется эффект. Однако, для обычного кварцевого волокна V очень мало ($4,5 \cdot 10^{-6}$ рад/А = $3,6 \cdot 10^{-4}$ рад/(Гс·м) при длине волны $\lambda = 0,633$ мкм), поэтому магнитооптическим методом можно измерять только большие токи либо магнитные поля. Для увеличения постоянной Верде можно осуществлять легирование волокна ионами парамагнитных или редкоземельных элементов [68], но это приводит к росту оптических потерь и усложнению изготовления датчика. Предельно достижимая разрешающая способность величины магнитной индукции на единицу длины такого специального волокна составляет 10^{-4} Гс/м в полосе 1 Гц при детектировании разности фаз поляризационных мод с точностью 10^{-6} рад [68].

К преимуществам магнитооптических датчиков можно отнести низкую инерционность, большой диапазон рабочих частот, а также то, что они идеально подходят для одноволоконных поляриметров. Волокно для этих целей берётся не изотропное (поскольку в нём при изгибе всё равно возникнет двулучепреломление), а слабодвулучепреломляющее с линейной анизотропией; линейно поляризованный свет лазера вводится в одну из его собственных осей. Воздействие магнитного поля приводит к наведению циркулярного двулучепреломления и является причиной связи собственных мод. На выходе волокна измеряют интенсивность света в его осях и по этой информации определяют угол поворота поляризации ρ . Если длина волокна в одном витке чувствительного элемента кратна длине поляризационных биений, то эффект поворота плоскости поляризации будет накапливаться от витка к витку [68, 83] (иначе, в связи с периодической эволюцией суммарного эллиптического состояния в таком волокне эффект Фарадея не будет накапливаться, а величина его будет не больше, чем для одновитковой катушки). Часто линейное двулучепреломление создают в изотропном волокне от его изгиба в чувствительной катушке, добиваясь выполнения этого условия [83].

Для достижения наибольшей чувствительности линейное двулучепреломление,

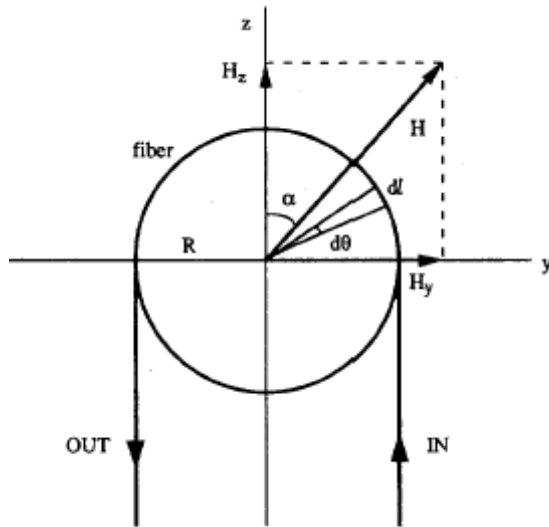


Рис. 1.26. Геометрия чувствительного элемента в виде витков волокна в однородном магнитном поле.

играющее вспомогательную роль, должно быть как можно меньше (поскольку его наличие уменьшает величину детектируемого циркулярного двулучепреломления). Его уменьшение осуществляется дополнительной скруткой. Для этих целей можно также с успехом использовать кручёные волокна, в которых линейное двулучепреломление практически равно 0 (тем не менее, локально его оси присутствуют).

В статье [83] предложен оригинальный способ с помощью вышеописанного чувствительного элемента измерять две компоненты магнитного поля H_y и H_z одновременно. В качестве чувствительного элемента используется совокупность N витков изотропного волокна, в котором наведённое от изгиба двулучепреломление приводит к длине биений мод равной периметру витка $\Lambda = 2\pi R$. Витки находятся в плоскости ZOY (рис. 1.26). При $\mathbf{H} = H_z \cdot \vec{z}$ изменение двулучепреломления волокна проявляется только в виде

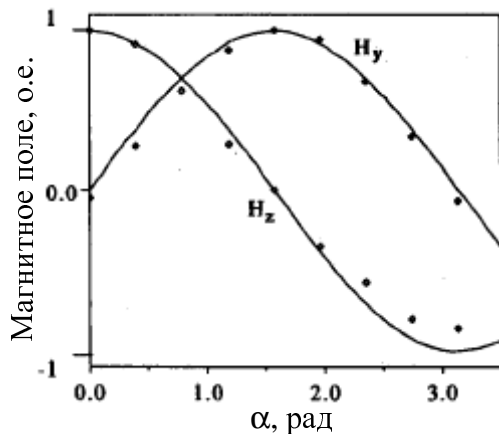


Рис. 1.27. Компоненты магнитного поля в зависимости от угла ориентации α поля \mathbf{H} .

вращения поляризации на угол $\Phi_z = VH_z R \pi N$ (т.е. добавляется циркулярное двулучепреломление). При $\mathbf{H} = H_y \cdot \vec{y}$ витки волокна преобразуют поляризацию как линейно двулучепреломляющая пластинка, создающая разность фаз $\Phi_y = VH_y R \pi N$, её оси двулучепреломления ориентированы под углом $\pm 45^\circ$ к оси XOY . Поскольку вращение поляризации и линейное двулучепреломление на сфере Пуанкаре ортогональны, то для малых углов Φ_z и Φ_y суммарное двулучепреломление представляет собой их линейную суперпозицию, что позволяет одновременно регистрировать эти два вида двулучепреломления.

На рис. 1.27 показаны две экспериментально снятые в линейном режиме работы компоненты H_x и H_z однородного поля \mathbf{H} в зависимости от его ориентации, что демонст-

рирует возможность одновременного измерения независимых составляющих поля. Разрешающая способность датчика в полосе 1 Гц при $N = 100$ составила $1,3 \cdot 10^{-4}$ Гс.

Альтернативным подходом измерения магнитного поля и тока с помощью традиционных или поляриметрических волоконных интерферометров является использование магнитострикционных материалов. Принцип работы заключается в том, что волокно, контактирующее с таким материалом, подвергается деформации вследствие изменения размеров последнего в присутствии магнитного поля. Для этих целей применяется покрытие волокна магнитострикционным материалом, намотка волокна на тонкостенный цилиндр или приклеивание к тонкой плёнке из магнитострикционных материалов (никель, кобальт, железо и их сплавы и металлическое стекло).

Магнитострикционный эффект характеризуется коэффициентом магнитострикции λ_S , который определяется как отношение величины изменения размеров к начальным размерам магнитострикционного материала ($\lambda_S = \Delta l/l$). К сожалению, λ_S существенно зависит от величины постоянного магнитного поля (поле смещения H_0) и от частоты переменного магнитного поля H_1 , которое является измеряемым. Поэтому перед началом измерения необходимо подобрать H_0 так, чтобы чувствительность к H_1 была наибольшей.

Чувствительность магнитострикционных датчиков не поддаётся точному расчёту в связи со сложным характером зависимости λ_S от (H_0, f) . В [68] обобщены результаты экспериментальных исследований, в результате которых выяснилось следующие факты. Наилучшим магнитострикционным материалом является металлическое стекло. Амплитудная характеристика датчиков является высоко линейной при постоянных (H_0, f) в диапазоне 120 дБ и выше. Динамический диапазон снизу ограничивается только схемой приёма, используемой в датчике, а сверху – потерями, связанными с вихревыми токами, возникающими в магнитострикционном материале (обычно до 10 кГц). Наилучшая экспериментально зафиксированная разрешающая способность в полосе 1 Гц на единицу длины волокна составила $5 \cdot 10^{-9}$ Гс/м для традиционного датчика (регистрация фазы происходила с точностью 10^{-6} рад) с чувствительным элементом на основе тонкостенного цилиндра из металлического стекла. Для сравнения: самые точные на сей день датчики магнитного поля на основе эффекта сверхпроводимости позволяют детектировать магнитное поле с точностью до 10^{-12} Гс; видно, что волоконные датчики вплотную приближаются к этой величине при длине волокна в чувствительном элементе более 100 м.

Поляриметрический магнитометер был впервые описан в [84]. Чувствительный элемент представлял собой никелевый цилиндр с тонкими стенками, на который наматывалось 12,3 см изначально изотропного волокна. В результате изгиба с натяжением в волокне создавалось линейное двулучепреломление. Колебания радиуса цилиндра вследст-

вие влияния переменного магнитного поля приводили к изменению наведённого двулучепреломления и длины волокна, в результате изменялась регистрируемая разность фаз мод. При длине волны света 0,633 мкм, мощности источника 1,5 мВт получена разрешающая способность этого датчика $3,56 \cdot 10^{-5}$ Гс в полосе 1 Гц, что примерно в 100 раз хуже эквивалентного интерферометра Маха-Цендера.

В статье [85] исследован поляриметрический датчик, чувствительный элемент которого представлял собой композитный тонкостенный цилиндр из акрила, покрытого слоем магнитоотрицательного металла. На цилиндр было намотано 20 м волокна 'bow-tie', обладающего собственным линейным двулучепреломлением. Изменение разности фаз собственных мод при растяжении обусловлено, как сообщалось в предыдущих разделах, изменением собственного двулучепреломления. Длина волны источника равнялась 0,83 мкм, мощность света на выходе 20 мкВт. В результате автор добился разрешающей способности $2,6 \cdot 10^{-6}$ Гс в полосе 1 Гц, точность фазометра датчика составляла $0,6 \cdot 10^{-6}$ рад (в полосе 1 Гц).

Тот же автор в статье [86] обозначил факторы, ограничивающие теоретическую предельно достижимую разрешающую способность волоконных датчиков, использующих магнитоотрицательный эффект. Этими факторами являются: а) механические напряжения в магнитоотрицательном материале, вызванные температурой внешней среды и имеющие широкий спектр, их спектральная плотность прямо пропорциональна температуре и обратно пропорциональна частоте и объёму; б) потери, связанные с вихревыми токами, растущие с повышением частоты поля, при этом поле проникает в материал на меньшую глубину (эти потери также определяются электрическим сопротивлением, магнитной проницаемостью и толщиной магнитоотрицательного компонента датчика). В результате теоретически возможная разрешающая способность магнитоотрицательных волоконных интерферометрических датчиков к переменному магнитному полю составляет примерно $3 \cdot 10^{-11}$ Гс в полосе 1 Гц.

В конце данного раздела отмечу, что величину электрического тока можно измерять косвенно – измеряя температуру проводника, который нагревается вследствие омических потерь (принципы измерения температуры с помощью поляриметров рассмотрены выше). Иногда для этих целей пропускают ток прямо через металлическое покрытие волокна. При этом температура нагревания прямо пропорциональна величине тока. Частотный диапазон таких датчиков ограничен частотой 100 Гц, что связано с конечным термическим сопротивлением волокна. Работа [87] свидетельствует о возможности создания таких волоконных амперметров с разрешающей способностью до 1 мкА в полосе 1 Гц.

1.4. Выводы по главе 1

Обзор литературы показал, что в настоящее время развита теория эффектов двулучепреломления в волокнах, разработаны удобные способы описания процессов распространения света в таких волокнах, а также ряд датчиков поляризметрического типа. Тем не менее, остались неизученными некоторые разделы, которые могли бы использоваться для оптимизации конструкций составных элементов поляриметров и разработки принципиально новых.

1. Анализ литературных данных показал, что известные способы создания двулучепреломления в волокне не были сравнены между собой по какому-либо общему критерию с целью определения наиболее выгодного. То же касается волоконных модуляторов разности фаз поляризационных мод, работающих за счёт упругооптического эффекта.
2. Недостаточно изучен способ наведения двулучепреломления с помощью поперечного давления: в соответствующую формулу входит не величина абсолютной поперечной деформации l , а гораздо менее используемая в интерферометрических датчиках величина поперечного давления P . По-видимому, это связано со сложностью установления связи между l и P , поскольку для её нахождения необходимо прибегнуть к методам контактной теории упругости. Поэтому до сих пор не создано чувствительных элементов поляриметров, использующих поперечное давление, для измерения вибраций, ускорений, акустического давления, магнитного поля и других физических величин.
3. Недостаточно раскрыты возможности изменения двулучепреломления с помощью поперечного сдавливания для создания высокоэффективных поляризационных модуляторов (до сих пор используются только модуляторы, работающие за счёт продольного растяжения волокна или изгиба с натяжением).
4. В литературе недостаточно полно освещён вопрос создания удобной и простой схемы приёма оптического сигнала поляриметров с удалённым чувствительным элементом. До настоящего времени не предложено простой и недорогой схемы псевдогетеродинного приёма для поляриметров, которая бы предполагала удалённость измерений и возможность балансировки трассы поляризметрического датчика.
5. Кроме того, для создания поляризметрических датчиков (а также любых устройств на базе двулучепреломляющих волокон) необходима высокоточная методика определения направления осей двулучепреломления волокна. Как будет показано в седьмой главе, известные методики недостаточно просты и универсальны.

2. ЭНЕРГИЯ ДЕФОРМАЦИИ

Первая проблема, нуждающаяся в исследовании, заключается в выборе наиболее энергетически выгодного способа создания линейного двулучепреломления в волокне с помощью упругооптического эффекта. Эта информация крайне полезна для создания эффективных модуляторов разности фаз собственных мод, а также для чувствительных элементов поляриметрических датчиков, в которых измеряемая физическая величина преобразуется в изменение разности фаз поляризационных мод волокна.

Однако, для таких применений необходимо выбрать только те способы создания или изменения двулучепреломления, при которых не происходит изменения направления собственных или наведённых осей двулучепреломления в волокне (если существуют одновременно и собственные, и наведённые оси, то необходимо, чтобы они были сонаправлены). Невыполнение данного условия приведёт к связи собственных мод, что отрицательно скажется на работе схемы регистрации сигнала поляриметрического датчика.

Как показал предварительный анализ литературы, посвящённой упругооптическим эффектам в волокнах, этому условию могут удовлетворять только четыре механизма модуляции двулучепреломления с помощью эффекта фотоупругости: чистое растяжение (анизотропного волокна), чистый изгиб, изгиб с натяжением и поперечное давление.

Далее найдём величину производной двулучепреломления по работе, затраченной на деформацию единицы длины волокна, для каждого из этих способов. Это выражение имеет размерность радиан/джоуль и зависит от различных начальных условий.

2.1. Чистое продольное растяжение.

Пусть волокно длиной L , обладающее собственным линейным двулучепреломлением β_0 , растянуто на величину ΔL . Сила, требуемая для этого, равна

$$F = \pi r^2 E \frac{\Delta L}{L} = \pi r^2 E \varepsilon, \quad (2.1)$$

где r – радиус волокна, E – его модуль Юнга, $\varepsilon = \Delta L/L$ – начальная деформация. Работа, требующаяся для такой деформации, равна $\Pi = F \cdot \Delta L$. Обозначим V – удельная энергия деформации на метр длины волокна (измеряется в джоулях на метр), тогда $V = F \cdot \varepsilon$.

В то же время собственное двулучепреломления в результате растяжения может быть выражено следующим образом (см. формулу (1.78))

$$\beta = \beta_0 \cdot (Q \cdot \varepsilon + 1). \quad (2.2)$$

Найдём производную $d\beta/dV$ из (2.2). Легко убедиться, что она равна следующему выражению

$$\frac{d\beta}{dV} = \frac{d\beta}{d\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{dV} = \frac{\beta_0 Q}{2\pi r^2 E \varepsilon}. \quad (2.3)$$

Здесь использовано, что

$$\frac{dV}{d\varepsilon} = 2\pi r^2 E \varepsilon. \quad (2.4)$$

Выражение (2.3) описывает изменение собственного двулучепреломления анизотропного волокна при изменении энергии на его деформацию путём продольного растяжения. Данная формула справедлива для не очень малых начальных деформаций ε (ε должно быть намного больше, чем изменение деформации $d\varepsilon$), т.к. при $\varepsilon \rightarrow 0$ (2.3) обращается в бесконечность. Для рассмотрения случая $\varepsilon \rightarrow 0$ надо учесть второй порядок малости в вариации энергии деформации

$$\delta V = (F + \delta F) \cdot (\varepsilon + \delta\varepsilon) - F \cdot \varepsilon = \delta F \cdot \varepsilon + \delta\varepsilon \cdot F + \delta\varepsilon \cdot \delta F = \pi r^2 E \cdot [2\varepsilon \cdot \delta\varepsilon + (\delta\varepsilon)^2]. \quad (2.5)$$

На практике при намотке волокна на пьезокерамический цилиндр со слабым натяжением ($\varepsilon \rightarrow 0$) модулятор может перейти в нелинейный режим работы [117], поэтому такой случай реализовывать не рекомендуется.

2.2. Изгиб с натяжением.

Двулучепреломление при изгибе с натяжением определяется формулой

$$\beta = 2C_s \frac{r}{R} \varepsilon + C_s \frac{r^2}{2R^2}, \quad (2.6)$$

т.е. складывается из двулучепреломления чистого изгиба (радиус изгиба R) и добавки, связанной с натяжением (продольная деформация начального растяжения $\varepsilon = \Delta L/L = \Delta R/R$). Такой способ создания двулучепреломления возможен при намотке волокна на поверхность цилиндрического тела.

Как правило, величина изгиба волокна такова, что $R \gg r$. Кроме того, продольная деформация начального растяжения $\varepsilon = \Delta L/L = \Delta R/R$ также намного меньше 1. Отсюда следует, что изменение наведённого двулучепреломления (по формуле (1.73)) составит

$$d\beta = \left| 2C_s \left[-\frac{r}{R^2} \varepsilon + \frac{r}{R^2} - \frac{r^2}{2R^3} \right] dR \right| \approx 2C_s \frac{r}{R^2} dR, \quad (2.7)$$

здесь учтено, что

$$\frac{d\varepsilon}{dR} = \lim_{\delta R \rightarrow 0} \frac{\varepsilon(R + \delta R) - \varepsilon(R)}{\delta R} = \lim_{\delta R \rightarrow 0} \frac{\varepsilon + \frac{\delta R}{R} - \varepsilon}{\delta R} = \frac{1}{R}, \quad (2.8)$$

поэтому

$$d\varepsilon = \frac{dR}{R} = \frac{dL}{L}. \quad (2.9)$$

Обращаю внимание, что изменение двулучепреломления при изгибе с натяжением не зависит от начального статического натяжения ε и определяется только динамической деформацией $d\varepsilon$.

При изгибе с натяжением и при $R \gg r$ можно пренебречь поперечными деформациями по сравнению с продольной. Тогда работа по деформации единицы длины волокна определяется точно так же, как в предыдущем случае: $V = \pi r^2 E \varepsilon^2$.

Следовательно,

$$dR = \frac{dV}{2\pi r^2 E \varepsilon}. \quad (2.10)$$

В результате производная двулучепреломления по энергии деформации определяется формулой

$$\frac{d\beta}{dV} = C_s \frac{r}{R} \cdot \frac{1}{\pi r^2 E \varepsilon}. \quad (2.11)$$

Здесь также ε больше, чем его вариация dR/R , иначе необходимо учитывать следующий порядок малости в представлении вариации энергии и двулучепреломления. Отмечу, что начальное натяжение необходимо не только для хорошего механического контакта волокна с поверхностью цилиндра, но и для улучшения наведения осей двулучепреломления в волокне по сравнению с просто изгибом без натяжения (см. формулу (2.6)). Поэтому случай $\varepsilon \rightarrow 0$ на практике, как правило, не реализуется.

2.3. Чистый изгиб.

Обозначим радиус изгиба R . Поперечные механические напряжения в этом случае являются величинами следующего порядка малости относительно продольного (см. (1.69)),

$$\sigma_z = \frac{Ex}{R} - \frac{E}{R^2} \left(x^2 - \frac{r^2}{3} \right), \quad \sigma_x = \frac{E}{2R^2} (x^2 - r^2), \quad \sigma_y = 0, \quad (2.12)$$

поэтому при $R \gg r$ можно учитывать только вклад продольного напряжения в виде

$$\sigma_z \approx \frac{Ex}{R} \quad (2.13)$$

Найдём энергию деформации при изгибе по формуле из [37]

$$A \approx \frac{L}{2E} \int_{-r}^r \int_{-\sqrt{r^2-x^2}}^{\sqrt{r^2-x^2}} [\sigma_z(x)]^2 dy dx = \frac{\pi E r^4}{8R^2} \cdot L \quad (2.14)$$

Тогда выражение для удельной энергии V как функция радиуса изгиба R имеет вид

$$V = \frac{\pi E r^4}{8R^2}. \quad (2.15)$$

Величина двулучепреломления при чистом изгибе имеет следующий вид

$$\beta = \frac{C_s r^2}{2R^2} = \frac{4C_s}{\pi r^2 E} \cdot V. \quad (2.16)$$

Отсюда производная $d\beta/dV$ выражается следующим образом

$$\frac{d\beta}{dV} = \frac{4C_s}{\pi r^2 E}. \quad (2.17)$$

Напоминаю, что это выражение получено при условии $R \gg r$. Обращаю внимание, что $d\beta/dV$ не зависит от радиуса изгиба R в этом приближении.

2.4. Поперечное давление.

Для расчёта производной $d\beta/dV$ нельзя напрямую применять известную из литературы формулу (1.76), связывающую приложенное поперечное давление и наведённое двулучепреломление. Дело в том, что для нахождения $d\beta/dV$ в данном случае необходимо знать зависимость полной абсолютной деформации волокна вдоль оси действия силы (т.е. смещение крайних точек волокна) от величины поперечного давления. Данная задача теории упругости будет подробно рассмотрена в следующих разделах, где будет получена в явном виде зависимость перемещения точек контакта пластин и волокна l от приложенной удельной силы P

$$l \approx \frac{2P}{\pi E} \cdot B(P), \quad (2.18)$$

$$B(P) \approx \ln\left(\frac{\pi r E}{P}\right) \quad (2.19)$$

Здесь не учитываются упруго-механические свойства пластин (предполагается, что они абсолютно жёсткие), кроме того, не вошли слагаемые с множителем μ и μ^2 в предположении, что коэффициент Пуассона волокна (0,17) гораздо меньше 1. Полное выражение будет приведено в разделе, посвящённом данной задаче.

При изменении сдавливающей силы на малую величину δP волокно сожмётся на

$$\delta l = \frac{2\delta P}{\pi E} \cdot A(P), \quad (2.20)$$

$$A(P) \approx \left[\ln \left(\frac{\pi E r}{4P} \right) - 1 \right] \approx B(P).$$

Точное выражение для безразмерного коэффициента A будет приведено в следующих разделах. Удельная энергия деформации связана с величиной давления выражением

$$V = P \cdot l = \frac{2P^2}{\pi E} \cdot B. \quad (2.21)$$

Отсюда,

$$dP = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi E}{2A \cdot P} \cdot dV. \quad (2.22)$$

Как было показано в обзоре литературы, наведённое двулучепреломление при поперечном давлении P определяется формулой (1.76)

$$\beta \approx \frac{4C_s P}{\pi r E}, \quad (2.23)$$

поэтому производная наведённого двулучепреломления по энергии деформации равна

$$\frac{d\beta}{dV} = \frac{d\beta}{dP} \cdot \frac{dP}{dV} = \frac{4C_s}{\pi r E} \cdot \frac{dP}{dV} = \frac{C_s}{rA(P) \cdot P}. \quad (2.24)$$

Зависимость данного выражения от начального давления определяется безразмерным коэффициентом $A(P)$. Подразумевается, что величина статического начального давления P заметно больше динамической составляющей δP .

2.5. Сравнение энергетической эффективности.

Сравним эффективность различных механизмов изменения двулучепреломления с помощью деформации волокна. Для этого выберем типичные параметры волокна: $C_s = 2,7 \cdot 10^6$ рад/м (для $\lambda = 0,633$ мкм), $E = 7,6 \cdot 10^{10}$ Н/м², $r = 50$ мкм.

Для расчёта величины производной двулучепреломления по удельной энергии деформации примем $Q = 15$, $\Lambda = 2$ мм ($\beta = 6,3 \cdot 10^3$ рад/м). Начальная продольная деформация достаточно мала, $\varepsilon = 10^{-5}$, что соответствует продольной силе натяжения $F = 6 \cdot 10^{-3}$ Н.

В случае изгиба с натяжением примем начальный радиус изгиба $R = 1$ см. Начальную продольную деформацию также примем $\varepsilon = 10^{-5}$. Величина переменной составляющей деформации $\delta\varepsilon$ предполагается гораздо меньше, чем ε .

Для расчёта величины $d\beta/dV$ при чистом изгибе примем радиус изгиба таким, чтобы было справедливо принятое приближение, т.е. $R > 0,5$ см.

Для поперечного давления примем статическое начальное давление с силой $P = 5$ Н/м, что вызывает деформацию волокна ε в поперечном направлении примерно 10^{-5} .

Вычислим величины $d\beta/dV$ для каждого случая и сравним. Деформации ϵ волокна в каждом случае приняты одинаковыми.

$d\beta/dV$	Продольное растяжение	Изгиб с натяжением	Чистый изгиб	Поперечное давление
формулы	$\frac{\beta_0 Q}{2\pi r^2 E \epsilon}$	$C_s \frac{r}{R} \cdot \frac{1}{\pi r^2 E \epsilon}$	$\frac{4C_s}{\pi r^2 E}$	$\frac{C_s}{rA(P) \cdot P}$
Расчётная величина, [рад/Дж]	$3,95 \cdot 10^6$	$2,26 \cdot 10^5$	$1,81 \cdot 10^4$	$4,43 \cdot 10^8$

Таблица 2.1. Расчётные величины $d\beta/dV$ для четырёх способов изменения двулучепреломления волокна с помощью фотоупругого эффекта.

Из данной таблицы можно сделать следующие выводы. Энергетическая эффективность для изгиба с натяжением сравнима по величине со случаем чистого растяжения анизотропного волокна. Производная $d\beta/dV$ имеет похожие выражения для этих двух механизмов и одинаковый характер поведения от начальной продольной деформации ϵ . Механические напряжения в поперечном сечении волокна, приводящие к изменению двулучепреломления, для обоих механизмов имеют первый порядок малости относительно напряжений в продольном направлении. Величина энергетической эффективности $d\beta/dV$ для чистого растяжения выше, чем для изгиба с натяжением, на множитель $\beta_0 QR / (2C_s \cdot r)$, т.е. в несколько раз, в зависимости от конкретных параметров.

Создание модуляции двулучепреломления с помощью чистого изгиба показало наименьшую энергетическую эффективность, что объясняется тем, что природа двулучепреломления здесь связана с поперечной деформацией, имеющей второй порядок малости относительно продольной; т.е. работа, совершаемая при изгибной деформации, приводит к незначительному изменению двулучепреломления. Замечу, что величина изменения двулучепреломления при малых радиусах чистого изгиба на практике не может превысить величину для изгиба с натяжением (с тем же радиусом), т.к. для чистого изгиба необходимо будет учитывать поперечные деформации. В рассматриваемом приближении эффективности двух механизмов сравниваются при очень малых радиусах изгиба, при которых волокно разрушается.

Наибольшую эффективность показал механизм поперечного давления. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, поперечные деформации в данном случае напрямую приводят к изменению двулучепреломления и не имеют порядка малости (это ос-

новые деформации), т.е. прямо пропорциональны двулучепреломлению. Во-вторых, это связано с тем, что поперечные размеры волокна неизмеримо меньше продольных (радиус волокна от 30 до 62,5 мкм), т.е. для достижения больших значений относительной деформации в поперечном сечении требуется небольшая работа. Следовательно, поперечные деформации очень сильно сказываются на изменении наведённого таким образом двулучепреломления. Остальные способы модуляции двулучепреломления основаны на преобразовании создаваемой продольной деформации в поперечную (поскольку двулучепреломление зависит именно от поперечных деформаций), и такой опосредованный вклад в изменение двулучепреломления ведёт к снижению эффективности.

Исследование энергетической эффективности создания модуляции двулучепреломления методами поперечного сжатия, чистого растяжения и изгиба с натяжением показало, что наибольшая величина $d\beta/dV$ достигается при отсутствии начальной деформации (в случае поперечного сдавливания – отсутствии начального давления), либо когда начальная статическая деформация меньше динамически создаваемой.

Вышеизложенные выводы позволяют сделать прогноз, что использование поперечного давления при изготовлении поляризационных модуляторов и чувствительных элементов даст наилучшие результаты.

3. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ МОДУЛЯТОРЫ

Модуляция разности фаз поляризационных мод в световоде может быть создана с помощью изменения его геометрической длины и двулучепреломления. Изменение двулучепреломления волокна возможно за счёт магнитооптического эффекта (эффект Фарадея), электрооптического эффекта (эффект Погкельса), а также упругооптического эффекта (эффект фотоупругости). Проявление первых двух эффектов в кварцевом волокне слишком слабо [105] для их практического использования в волоконных модуляторах, способных создать фазовую модуляцию с большим индексом (порядка π радиан).

В этом разделе будут рассмотрены модуляторы разности фаз поляризационных мод, называемые в дальнейшем модуляторами поляризации, работа которых основана на эффекте фотоупругости. Механические напряжения в волокне создаются с помощью пьезокерамических элементов, которые при подаче к их обкладкам электрического напряжения U изменяют свои размеры пропорционально величине напряжения вследствие пьезоэффекта. Использование пьезокерамик в качестве активного элемента волоконных поляризационных модуляторов наиболее выгодно по следующим причинам:

- а) рабочий частотный диапазон волоконных фазовых модуляторов на базе пьезокерамических резонаторов начинается вблизи 0 и достигает 100 кГц и выше;
- б) пьезокерамики хорошо согласованы по жёсткости с кварцевым волокном (т.е. имеют величину модуля Юнга близкую к модулю Юнга плавленого кварца);
- в) пьезокерамики могут сообщать волокну большую механическую энергию, обладая при этом высоким КПД;
- г) пьезокерамики имеют линейный отклик в большом диапазоне амплитуды электрического напряжения, прикладываемого к их обкладкам;
- д) низкая стоимость по сравнению с другими модуляторами;
- е) возможность безразъёмной установки на волоконный тракт.

В качестве основного недостатка пьезокерамик можно выделить ярко выраженный резонансный характер их АЧХ, т.е. они подходят для создания только узкополосной модуляции разности фаз мод.

Эффективность волоконных модуляторов-преобразователей электрического напряжения в изменение состояния поляризации или фазы света обычно характеризуют отношением индекса фазовой модуляции $\delta\phi$ к амплитуде приложенного напряжения U и длине взаимодействия L волокна и керамики [3]

$$K_0 = \frac{\delta\phi}{U \cdot L}, \quad \left[\frac{\text{рад}}{\text{В} \cdot \text{м}} \right]. \quad (3.1)$$

Однако K_0 сильно зависит от частоты подаваемого напряжения, что связано с резонансными свойствами конкретного пьезокерамического или какого-либо другого электромеханического преобразователя. Для рассмотрения и сравнения эффективности волоконных поляризационных модуляторов, использующих различные способы создания деформации волокна, представляется целесообразным ввести коэффициент эффективности как отношение индекса создаваемой модуляции к амплитуде колебаний пьезокерамического цилиндра (или бруска) δR , нормированное на длину взаимодействия L

$$K = \frac{\delta\varphi}{\delta R \cdot L}, \quad \left[\frac{рад}{мкм \cdot м} \right]. \quad (3.2)$$

Возможны и другие способы введения оценки эффективности, например, на основе затрат энергии или относительной деформации волокна при работе модулятора, однако, предлагаемый способ удобнее для расчётов, нагляднее при трактовке результатов, энергетически независим и больше подходит в качестве объективного параметра классификации модуляторов, принцип действия которых основан на упругооптическом эффекте. Предположение о несущественности затрат энергии подразумевает, что модулятор незначительно нагружается волокном или волоконной намоткой, т.е. его характеристики при этом изменяются мало. Это вполне правомерно для достаточно больших («мощных») пьезокерамических преобразователей.

Ниже будут рассчитаны коэффициенты эффективности (3.2) для модуляторов, в которых используется четыре ранее рассмотренных способа деформации волокна. Такие модуляторы не изменяют амплитудных соотношений поляризационных мод, изменяя только их разность фаз. Этот вид модуляторов может применяться для управления добротностью оптических резонаторов, для создания амплитудных модуляторов света в волокне и оптических ключей [3], устройств контроля состояния поляризации [106, 107] для устранения поляризационного фединга интерферометров, а также в некоторых схемах регистрации [108] в качестве вспомогательных модуляторов поляриметрических датчиков (именно это применение наиболее интересно в рамках диссертационной работы).

Кроме того, эффективность K предлагаемых модуляторов будет исследована экспериментально, на основании чего будет выявлена наилучшая конструкция.

3.1. Экспериментальная установка.

Схема экспериментальной установки по изучению поляризационных модуляторов показана на рис. 3.1.



Рис. 3.1. Экспериментальная установка по определению эффективности поляризационных модуляторов. $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, П – анализатор (линейный поляризатор), ФПУ – фотоприёмное устройство, Осц. – осциллограф.

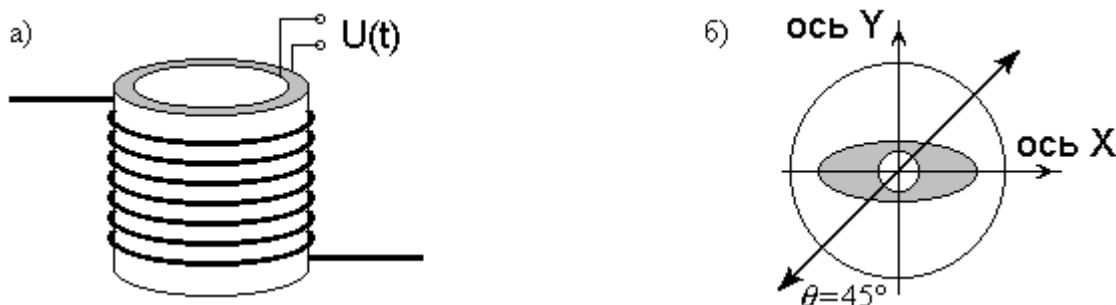


Рис. 3.2. а) Поляризационный модулятор на основе цилиндрической пьезокерамики; б) Направление входной линейной поляризации к собственным осям волокна.

Свет He-Ne лазера вводился с помощью полуволновой пластинки так, что обе собственные моды волокна возбуждались равномерно, при этом направление линейной

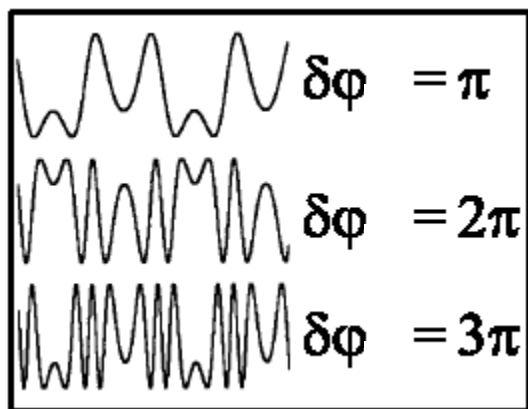


Рис. 3.3. Осциллограммы сигнала с ФПУ при индексе $\delta\varphi$, кратном π .

поляризации на входе составляло угол $\theta = \pi/4$ рад к осям (рис. 3.2. б). На волоконный модулятор разности фаз поляризационных мод подавалось гармоническое напряжение $U(t)$. Типичный цилиндрический модулятор показан на рис. 3.2. а. Поляризационная модуляция света на выходе преобразовывалась в модуляцию интенсивности с помощью анализатора, представляющего собой плёночный поляризатор, ось которого направлена под углом $\pi/4$ рад к осям волокна. Далее свет поступал на

фотоприёмник, сигнал которого можно было наблюдать на осциллографе.

Индекс поляризационной модуляции измерялся по осциллографу следующим образом. Если удавалось добиться на некоторой частоте индекса модуляции, кратного $\pi/2$ при линейном режиме работы модулятора (т.е. без искажений амплитудной характеристики), то амплитуда напряжения подбиралась такой, чтобы индекс модуляции $\delta\varphi$ был равен

точно $n \cdot \pi/2$, $n \in \mathbf{N}$, поскольку этот момент можно было точно зарегистрировать по осциллографу. На рис. 3.3 показаны возможные случаи индекса поляризационной модуляции, кратного $\pi/2$. Если же эффективность модулятора оказывалась настолько малой, что $\delta\varphi < \pi/2$ даже при больших U , то приходилось поступать следующим образом. Рабочая точка состояния поляризации с помощью подогрева волокна или другого внешнего возмущения выводилась на полюс сферы Пуанкаре (соответствует случаю, когда выходное состояние поляризации циркулярно, линейный участок передаточной характеристики, где форму сигнала можно считать синусоидальной; см. рис. 3.4, 4.5). Если амплитуда сигнала по осциллографу составляет δ дел., а постоянная составляющая Δ дел., то индекс модуляции находится как

$$\delta\varphi = \arcsin \frac{\delta}{\Delta} . \quad (3.3)$$

Этот случай поясняется рис. 3.5.

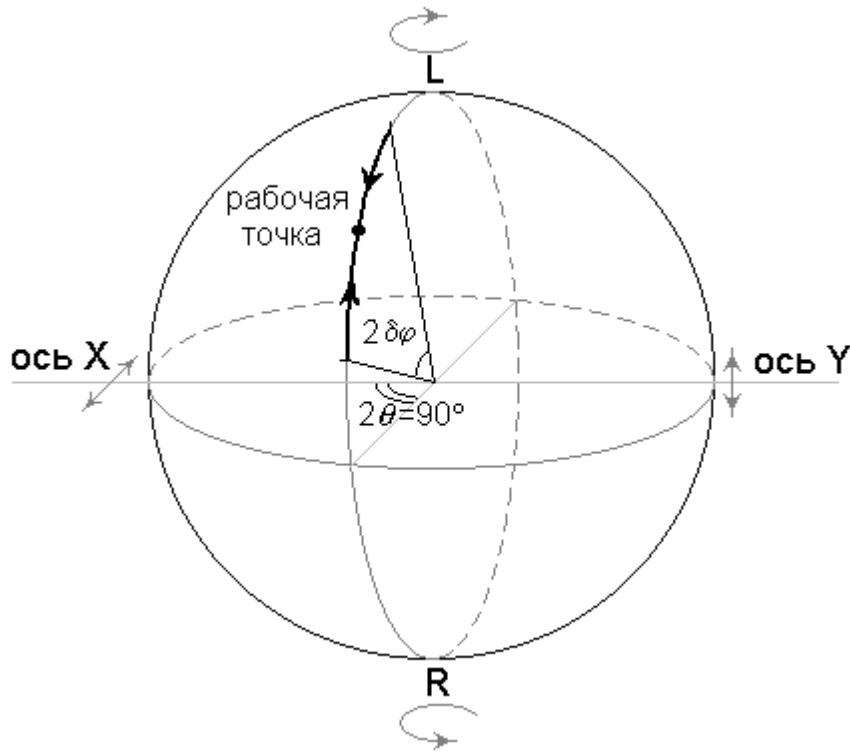


Рис. 3.4. Эволюция состояния поляризации на выходе волокна при создании поляризационной модуляции. Рабочая точка в некотором случайном положении на меридиане сферы Пуанкаре.

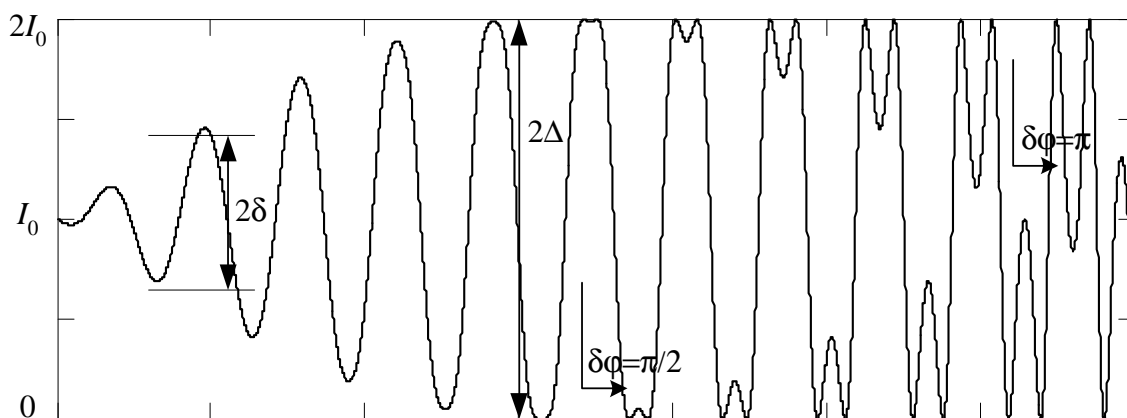


Рис. 3.5. Показан сигнал осциллографа при установке рабочей точки в полюс сферы Пуанкаре и линейном увеличении амплитуды напряжения, подаваемого на пьезокерамику. При малых индексах модуляции – линейный режим (форма сигнала мало отличается от синусоиды). На рисунке обозначены моменты, когда $\delta\phi$ достигает $\pi/2$ и π рад. I_0 – постоянная составляющая, соответствует постоянной величине интенсивности света, $2I_0$ – максимальное значение сигнала по осциллографу.

Величину растяжения волокна δL , также входящую в выражение для коэффициента эффективности, можно было узнать с помощью волоконного интерферометра Фабри-Перо, образованного торцами волокна. Легко показать, что геометрическое растяжение волокна длиной L на δL связано с разностью фаз $\delta\phi_0$ интерферирующих лучей в низкодобротном волоконном интерферометре Фабри-Перо следующим выражением

$$\delta L = \frac{\lambda}{4\pi n \cdot \eta} \cdot \delta\phi_0,$$

где
$$\eta = 1 - \frac{1}{2} n^2 [p_{12} - \mu \cdot (p_{11} + p_{12})]$$

- поправка, связанная с упругооптическим эффектом в волокне при растяжении. Для $\lambda = 0,633$ мкм $\eta \approx 0,78$. n – средний показатель преломления сердцевины. В некоторых случаях δL измерялась напрямую с помощью открытого интерферометра Майкельсона, в одно из плеч которого устанавливалась исследуемая пьезокерамика с зеркалом на торце. Зная δL , а также число витков (или петель) N волокна в модуляторе, легко определить амплитуду колебаний керамики δR .

3.2. Продольное растяжение.

Пусть волокно, обладающее собственным линейным двулучепреломлением, испытывает продольную деформацию в составе модулятора, включающего также пьезоке-

рамический цилиндр радиуса R (на который намотано волокно длиной $L = 2\pi R \cdot N$, N – число витков), либо пьезокерамический брусок длиной R (вдоль которого приклеено волокно длиной $L = R \cdot N$, N – число петель).

Изменение радиальных размеров цилиндра (или продольных размеров бруска) $R \rightarrow R + \delta R$ вызывает растяжение волокна на δL . Индекс поляризационной модуляции определяется как

$$\delta\varphi = \delta\beta \cdot L + \delta L \cdot \beta, \quad (3.4)$$

в данном случае он равен

$$\delta\varphi = (1 + Q) \cdot \beta \cdot \delta L, \quad (3.5)$$

где β – величина собственного (статического) двулучепреломления, $\beta = 2\pi/\Lambda$, Λ – длина биений. В случае волокна типа PANDA в скобках приведённого выражения должно стоять $(1 - Q)$, т.к. в этом случае фазовые сдвиги, связанные с изменением двулучепреломления и изменения длины волокна противоположны.

Коэффициент эффективности такого модулятора равен

$$K = \frac{(1 + Q) \cdot \beta \cdot \delta L}{\delta R \cdot L} = \frac{(1 + Q) \cdot \beta}{R} \quad (3.6)$$

в обоих рассматриваемых случаях (пьезокерамический брусок либо цилиндр), поскольку деформация волокна при работе модулятора равна $\delta L/L = \delta R/R$. Видно, что эффективность определяется размерами пьезокерамики и двулучепреломляющими свойствами волокна.

Экспериментально были исследованы цилиндрические модуляторы с радиусами $R = 1,6$ см и $R = 0,95$ см, в первом случае число витков составляло $N = 67$, во втором $N = 41$. Кроме того, исследовался модулятор с пьезокерамикой в виде плоского бруска длиной $R = 10$ см, число петель волокна составляло $N = 8$. В экспериментах использовалось сильно-двулучепреломляющее волокно ДСК с напрягающей оболочкой, имеющее длину биений $\Lambda = 3$ мм и $Q = 20,6$ (величина Q найдена экспериментально из сравнения индексов фазовой модуляции интерферометра Фабри-Перо и поляриметра, соответствующих одинаковой амплитуде колебаний пьезокерамики). Кроме того, было исследовано двулучепреломляющее спец. волокно с длиной биений $\Lambda = 1,8$ мм и также с $Q = 20,6$.

Покажем, как определить величину Q экспериментально на примере. Ниже, на рис. 3.6, приведён график с зависимостями $\delta\varphi/U$ для волоконного интерферометра Фабри-Перо и поляриметра (U – амплитуда напряжения, подаваемого на керамику). Определив, во сколько раз сдвиг фаз для интерферометра Фабри-Перо больше индекса поляризационной модуляции (эту величину обозначим за X), можно вычислить Q по формуле

$$Q = \frac{\Lambda}{\frac{\lambda}{2m\eta} \cdot X} - 1. \quad (3.7)$$

Обе величины сдвига фаз должны при этом измеряться на одинаковом временном интервале, например, на одном периоде колебаний пьезокерамики.

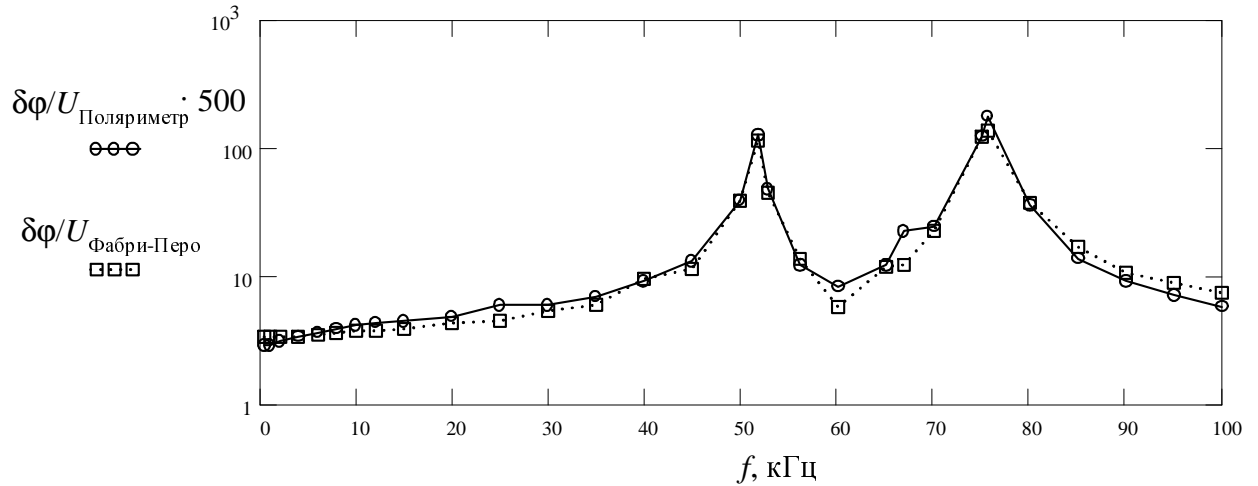


Рис. 3.6. Сравнение индексов поляризационной модуляции (для поляриметра) и фазовой (для интерферометра Фабри-Перо) на единицу напряжения, подаваемого на цилиндрическую керамику. Здесь $R = 0,95$ см, волокно ДСК.

Как видно из рис. 3.6, величина X равна 500, откуда находим $Q = 20,6$.

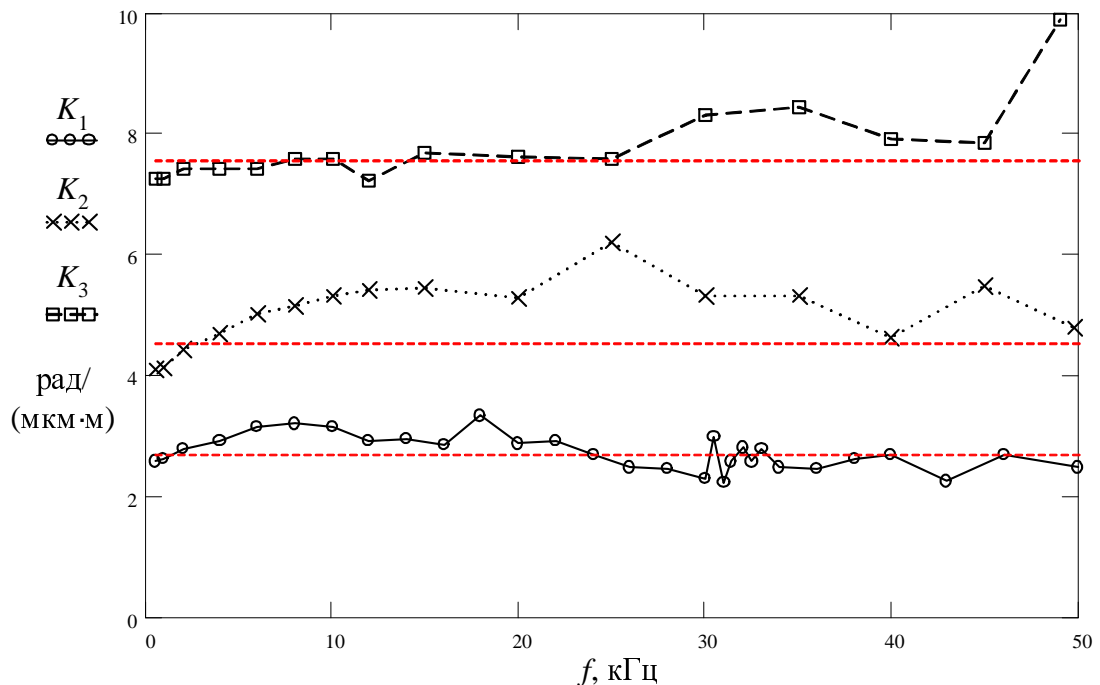


Рис. 3.7. Экспериментально снятые зависимости эффективности цилиндрических модуляторов от частоты. K_1 – соответствует волокну ДСК, намотанному на цилиндр радиуса $R = 1,6$ см, $N = 67$ (расположена ниже остальных кривых); K_2 – соответствует волокну ДСК с

$\Lambda = 3$ мм, намотанному на цилиндр радиуса $R = 0,95$ см, $N = 41$ (находится посередине); K_3 – соответствует спец. волокну с $\Lambda = 1,8$ мм, намотанному на цилиндр радиуса $R = 0,95$ см, $N = 85$ (проходит выше остальных). Также на рисунке горизонтальными линиями обозначены расчётные значения коэффициента эффективности.

Результаты экспериментов, показанные на рис. 3.7, хорошо согласуются с расчётом.

Отметим, что соблюдение ориентации собственных осей волокна при намотке на цилиндр необязательно. Наведённое двулучепреломление β_H от изгиба с натяжением имеет случайное направление относительно собственного β_0 (обозначим этот угол α). Угол α имеет равномерное распределение в интервале периодичности $[0, 2\pi]$, поэтому средняя величина вклада наведённого двулучепреломления по отношению к суммарному линейному двулучепреломлению стремится к нулю как $1/\sqrt{N}$, где N – число витков волокна вокруг цилиндра.

$$\beta = \beta_0 + \beta_H \cdot \cos \alpha, \quad \alpha \in [0, 2\pi]$$

$$M[\cos \alpha] = 0 \tag{3.8}$$

$$M[\beta] = M[\beta_0] + M[\beta_H \cdot \cos \alpha] = \beta_0 + \beta_H \cdot M[\cos \alpha] = \beta_0.$$

На рис. 3.8 показан результат эксперимента по измерению индекса $\delta\phi$ по мере

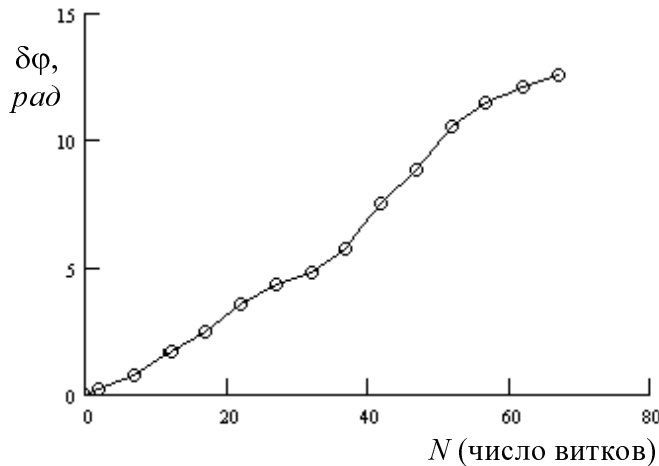


Рис. 3.8. Зависимость индекса поляризационной модуляции от числа витков анизотропного волокна на пьезокерамическом модуляторе ($R = 1,6$ см, $\delta R = 7,3 \cdot 10^{-8}$ м, $\Lambda = 3$ мм).

смотки волокна с цилиндрической пьезокерамики, т.е. $\delta\phi(N)$. Видно, что в среднем $\delta\phi$ линейно зависит от N , а случайные отклонения обусловлены вкладом неконтролируемого двулучепреломления, наведённого от изгиба с натяжением. Отсюда следует, что для уменьшения влияния этого наведённого двулучепреломления, которое может привести к некоторой связи собственных мод (и, как следствие, к уменьшению коэффициента экстинкции), необходимо использовать цилиндрические модуляторы с большим радиусом.

Также был исследован модулятор в виде бруска 100x20x10 мм, вдоль которого было наклеено 8 петель волокна с $\Lambda = 1,8$ мм. Результаты показаны на рис. 3.9.

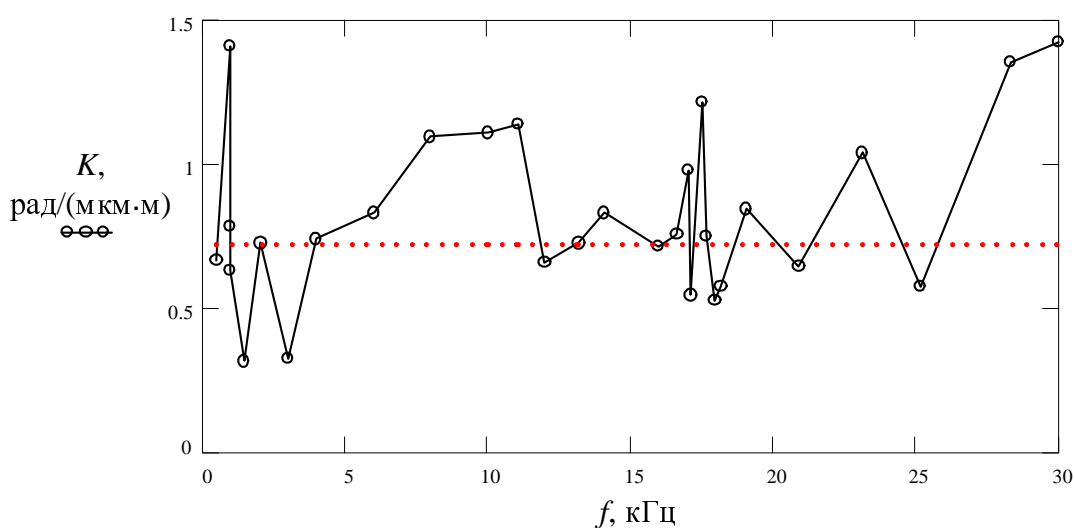


Рис. 3.9. Экспериментально снятая зависимость эффективности плоского модулятора от частоты, анизотропное волокно с $\Lambda = 1,8$ мм, число петель $N = 8$. Длина пьезокерамического бруска $R = 10$ см. Расчётное значение K показано пунктирной линией.

Сильный разброс экспериментальных значений вокруг расчётных связан с дополнительным акустооптическим взаимодействием в незакреплённых концах волокна. Данный паразитный эффект вносит заметный вклад в общий индекс поляризационной модуляции, в зависимости от частоты увеличивая или уменьшая полное изменение разности фаз. В целом, как видно из рис. 3.9, среднее значение эффективности согласуется с расчётом.

3.3. Чистый изгиб.

Чистый изгиб отличается тем, что двулучепреломление в данном случае связано с упругооптическим эффектом второго порядка малости. Поэтому для его изучения необходимо полностью устранить все остальные механизмы создания модуляции двулучепреломления. Для этого исследовалось волокно, смотанное в бескаркасную катушку с числом витков N (либо каркас катушки должен быть настолько мягким, что изменение его радиуса не приводит к растяжению волокна), т.е. таким образом исключается чистое продольное растяжение. Длина волокна в катушке $L = 2\pi RN$, R – радиус катушки.

Участок волокна, имеющего радиус стеклянной части r , изогнутый с радиусом изгиба R , приобретает наведённое двулучепреломление

$$\beta = \frac{1}{2} C_s \frac{r^2}{R^2}. \quad (3.9)$$

Величина модуляции двулучепреломления при изменении радиуса изгиба на δR приведена в формуле (2.16). Рассчитанный согласно (3.9) индекс поляризационной модуляции равен

$$\delta\phi = \delta\beta \cdot L + \delta L \cdot \beta = \frac{1}{2} C_s \frac{r^2}{R^2} \delta R. \quad (3.10)$$

Отмечу, что в данном случае вклад в изменение разности фаз поляризационных мод, связанный с удлинением δL , меньше вклада, связанного с изменением двулучепреломления $\delta\beta$, всего в 2 раза и имеет противоположный знак (т.е. удлинение уменьшает поляризационную модуляцию вдвое). Коэффициент эффективности легко рассчитать:

$$K = \frac{1}{2} C_s \frac{r^2}{R^3} \quad (3.11)$$

Зависимость $K(R)$ как $1/R^3$ свидетельствует о низкой эффективности такого способа создания поляризационной модуляции.

Для экспериментального изучения поляризационной модуляции использовался не пьезокерамический, а электродинамический преобразователь (т.к. в данном случае с помощью первого нельзя было получить большие δR , которые требуются для достижения сколько-нибудь заметного индекса модуляции). Электродинамический преобразователь представлял собой динамическую головку (динамик), создающий изменение радиуса изгиба $\delta R = 1,5$ мм на частоте до 10 Гц (рис. 3.10).

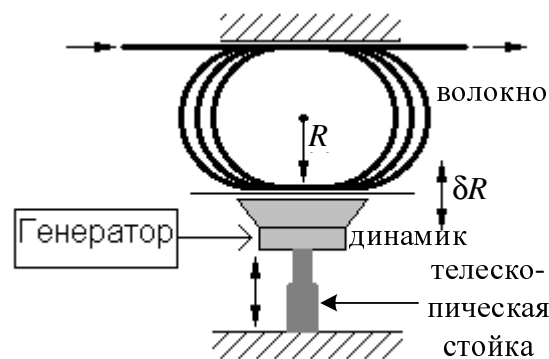


Рис. 3.10. Установка для исследования поляризационной модуляции и наведённого двулучепреломления, создаваемых чистым изгибом.

Конструкция экспериментальной установки похожа показанную на рис. 1.22. $N = 10$ витков изотропного волокна Fujikura с $r = 62,5$ мкм закреплялось на бумажном каркасе в виде кольца. Эта намотка устанавливалась между двумя плоскопараллельными плоскостями. Радиус изгиба изменялся с помощью телескопической стойки, на которой находился динамик, работающий с постоянной амплитудой. Обращаю внимание, что здесь при изменении радиуса изгиба изменяется и длина деформированного участка волокна. С по-

мощью данной установки были экспериментально найдены зависимости $\Delta\varphi(R)$ и $K(R)$; здесь за $\Delta\varphi$ обозначена статическая разность фаз поляризационных мод, $\Delta\varphi = \beta \cdot L$.

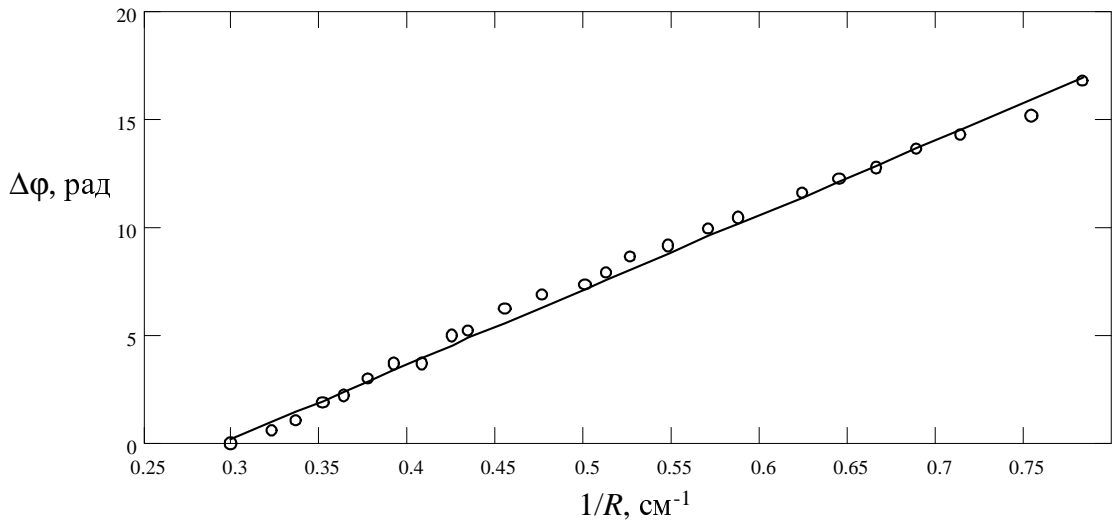


Рис. 3.11. Экспериментальная зависимость $\Delta\varphi = \beta \cdot L$ от кривизны изгиба ($1/R$); R в см.

По графику 4.11 из величины наклона зависимости $\Delta\varphi(R)$ можно экспериментально определить C_S для волокна Fujikura при длине волны света $\lambda = 0,633$ мкм.

$$C_S = \Delta\varphi \cdot \left[\pi N r^2 \cdot \left(\frac{1}{R} \right) \right]^{-1} \quad (3.12)$$

Получаем, подставляя в эту формулу известные данные, что $C_S = 2,8 \cdot 10^6$ рад/м, что очень близко к ожидаемому значению $2,7 \cdot 10^6$ рад/м по расчётной формуле (1.20).

Ниже показан график с экспериментальной и расчётной зависимостью коэффициента эффективности от радиуса изгиба.

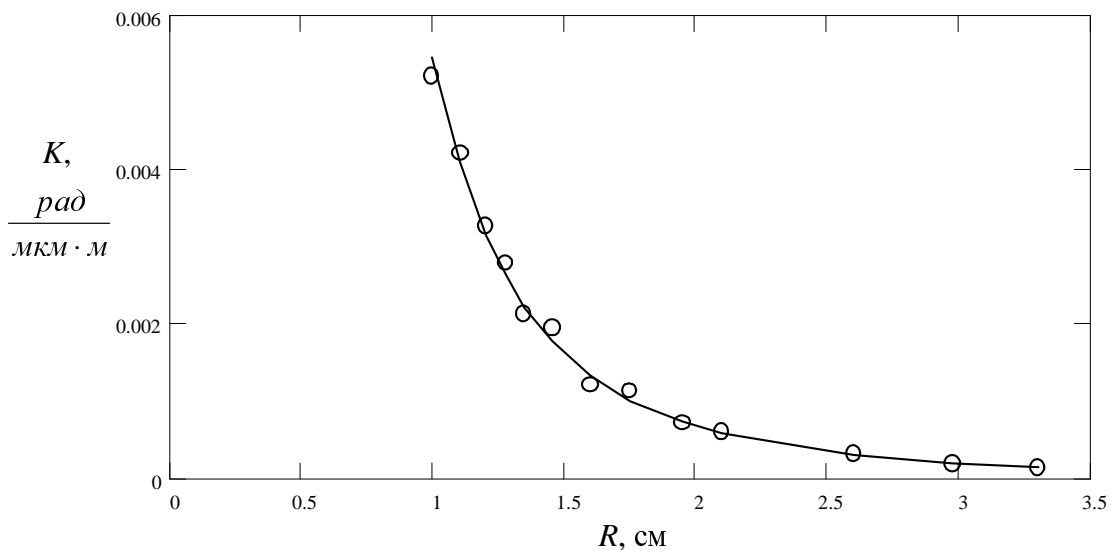


Рис. 3.12. Точками отмечены экспериментальные значения эффективности поляризационной модуляции, сплошной линией – расчёт по формуле (3.11).

Видно, что экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с расчётом. Отклонения от расчётной зависимости связаны с несовершенством конструкции модулятора.

Отметим следующие особенности. Волокна, обладающие собственным линейным двулучепреломлением, плохо подходят для модуляторов такого рода, поскольку в этом случае требуется точное согласование осей собственного двулучепреломления и наведённого. Если это условие не соблюдается, то при увеличении числа витков волокна в таком модуляторе не происходит пропорционального увеличения индекса модуляции разности фаз собственных мод по тем же причинам, которые были рассмотрены в предыдущем пункте: поскольку наведённое двулучепреломление имеет случайное направление относительно собственного, то суммарный вклад изменения разности фаз для N витков будет тем же, как для одного витка. Замечу ещё, что рассмотренный способ создания поляризационной модуляции допускает использование волокна прямо в его защитной оболочке, точно так же, как и для случая, рассмотренного в предыдущем параграфе.

3.4. Изгиб с натяжением.

Рассмотрим модуляцию разности фаз поляризационных мод с помощью изгиба с натяжением: волокно наматывается вокруг цилиндрической пьезокерамики без скруток и перехлёстываний. При этом наведённое линейное двулучепреломление определяется суммой выражений (1.73) и (3.9). Если к обкладкам пьезокерамики подведено гармоническое напряжение, вызывающее изменение её радиуса R на максимальную величину δR , то амплитуда модуляции двулучепреломления будет определяться по формуле (2.6); замечу, что в данное выражение не входит начальная продольная деформация. Этот факт был проверен нами экспериментально и согласуется с экспериментами в работе [3]. Из упомянутых формул нетрудно получить выражение для индекса модуляции разности фаз в виде

$$\delta\varphi = 2C_s \cdot \frac{r}{R^2} \left(1 - \varepsilon - \frac{1}{4} \frac{r}{R} \right) \cdot L \cdot \delta R \approx 2C_s \cdot \frac{r}{R^2} \cdot L \cdot \delta R. \quad (3.13)$$

Слагаемые в круглых скобках, кроме 1, связаны с вкладом от изменения длины волокна δL ; очевидно, что ими можно пренебречь, т.к. $\varepsilon \ll 1$ и $r/R \ll 1$. Таким образом, поляризационная модуляция при изгибе с натяжением определяется главным образом только модуляцией двулучепреломления. Коэффициент эффективности для модуляторов такого типа равен

$$K = 2C_s \cdot \frac{r}{R^2}. \quad (3.14)$$

Для экспериментальной проверки использовалось изотропное волокно Fujikura с $r = 62,5$ мкм в силиконовой защитной оболочке и пьезокерамические цилиндры с $R = 0,95$ см и $R = 1,6$ см. Для первого модулятора расчётная эффективность равна $3,88$ рад/(мкм·м), для второго $K = 1,37$ рад/(мкм·м).

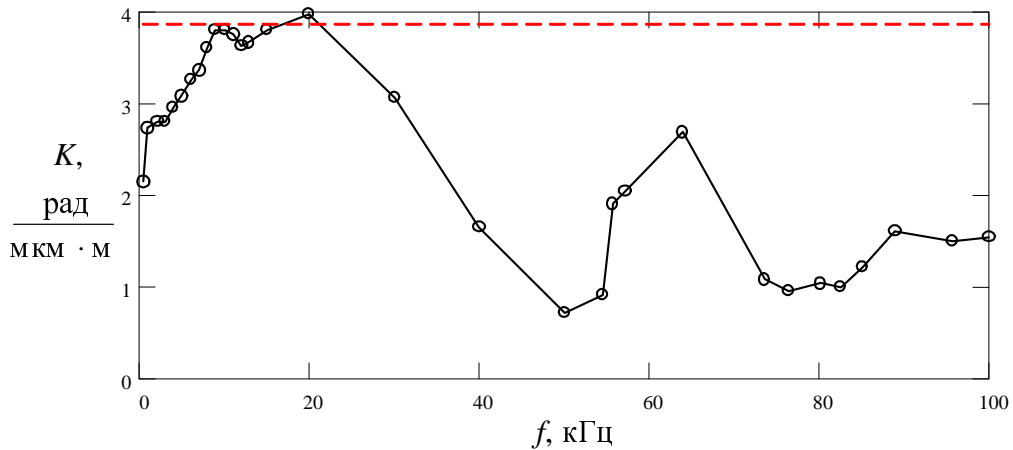


Рис. 3.13. Зависимость эффективности модулятора с пьезокерамикой, имеющей $R = 0,95$ см. Пунктирной линией обозначено расчётное значение по формуле (3.14).

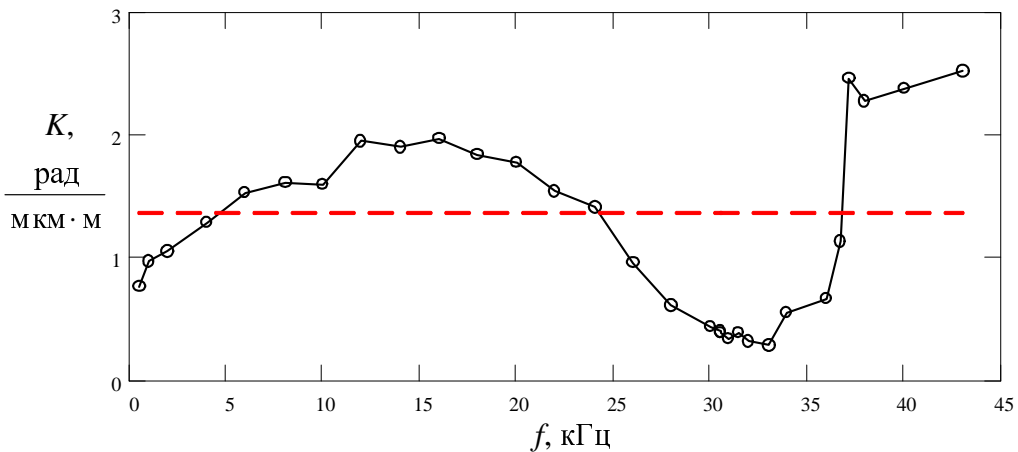


Рис. 3.14. Зависимость эффективности модулятора с пьезокерамикой, имеющей $R = 1,6$ см. Пунктирной линией обозначено расчётное значение по формуле (3.14).

Как видно из приведённых экспериментальных данных, для изгиба с натяжением наблюдается сильная зависимость эффективности модулятора от частоты. На то, что это не погрешность снятия показаний с осциллографа или частотомера, указывает коррелированность ближайших точек в обеих зависимостях. Можно также заметить, что неравномерность коэффициента эффективности связана с радиальными размерами керамики. Я полагаю, что характер функции $K(f)$ может быть связан с неучтённым влиянием защитной оболочки волокна.

При использовании в модуляторе рассмотренного типа анизотропного волокна с линейным двулучепреломлением необходимо принять меры для согласования собственных осей волокна с осями наведённого двулучепреломления, которые в данном случае однозначно связаны с осью цилиндра и нормалью к его поверхности. Для данной процедуры лучше подходит волокно с эллиптической или прямоугольной защитной оболочкой, форма которой такова, что волокно при намотке не нуждается в специальном контроле над случайными скрутками. Такие волокна выпускаются промышленностью [109]. Если оси собственного и наведённого двулучепреломления согласованы, то можно получить дополнительное увеличение эффективности за счёт скалярного сложения двух видов двулучепреломления.

3.5. Поперечное давление.

Можно дополнительно увеличить индекс поляризационной модуляции, задействуя поперечное давление на волокно одновременно с изгибом с натяжением. Для того, чтобы оси этих видов двулучепреломления совпадали (медленная с медленной, быстрая с быстрой), необходимо направить сдавливающую силу по нормали к образующей цилиндра, на который намотано волокно.

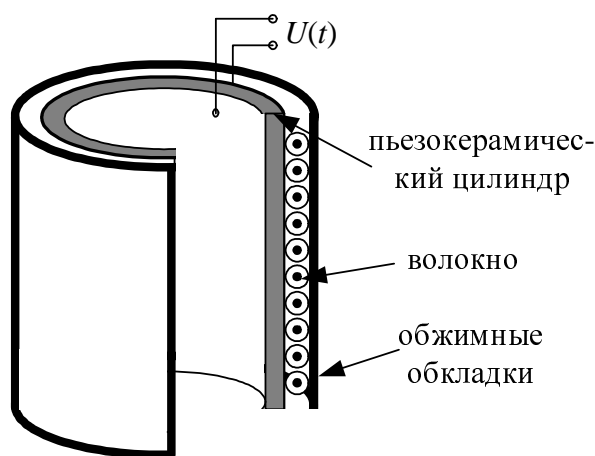


Рис. 3.15. Разрез схемы модулятора, использующего поперечное давление на волокно.

В экспериментах по исследованию увеличения эффективности при поперечном давлении были использованы металлические обжимающие обкладки, кольцом охватывающие цилиндрическую пьезокерамику с волоконной намоткой. Начальная сила сдавливания регулировалась крепёжными винтами. Волокно при этом было в защитной силиконовой оболочке. Также был испытан образец модулятора, где использовалась температурная посадка металлического кольца на волоконную намотку.

Оба модулятора проявили одинаковое поведение при исследовании.

Проведены эксперименты по измерению эффективности таких модуляторов разности фаз поляризационных мод для изотропного волокна Fujikura и пьезокерамических цилиндров с радиусами $R = 0,95$ и $1,6$ см. На рис. (3.16) показаны полученные зависимости коэффициента эффективности от частоты.

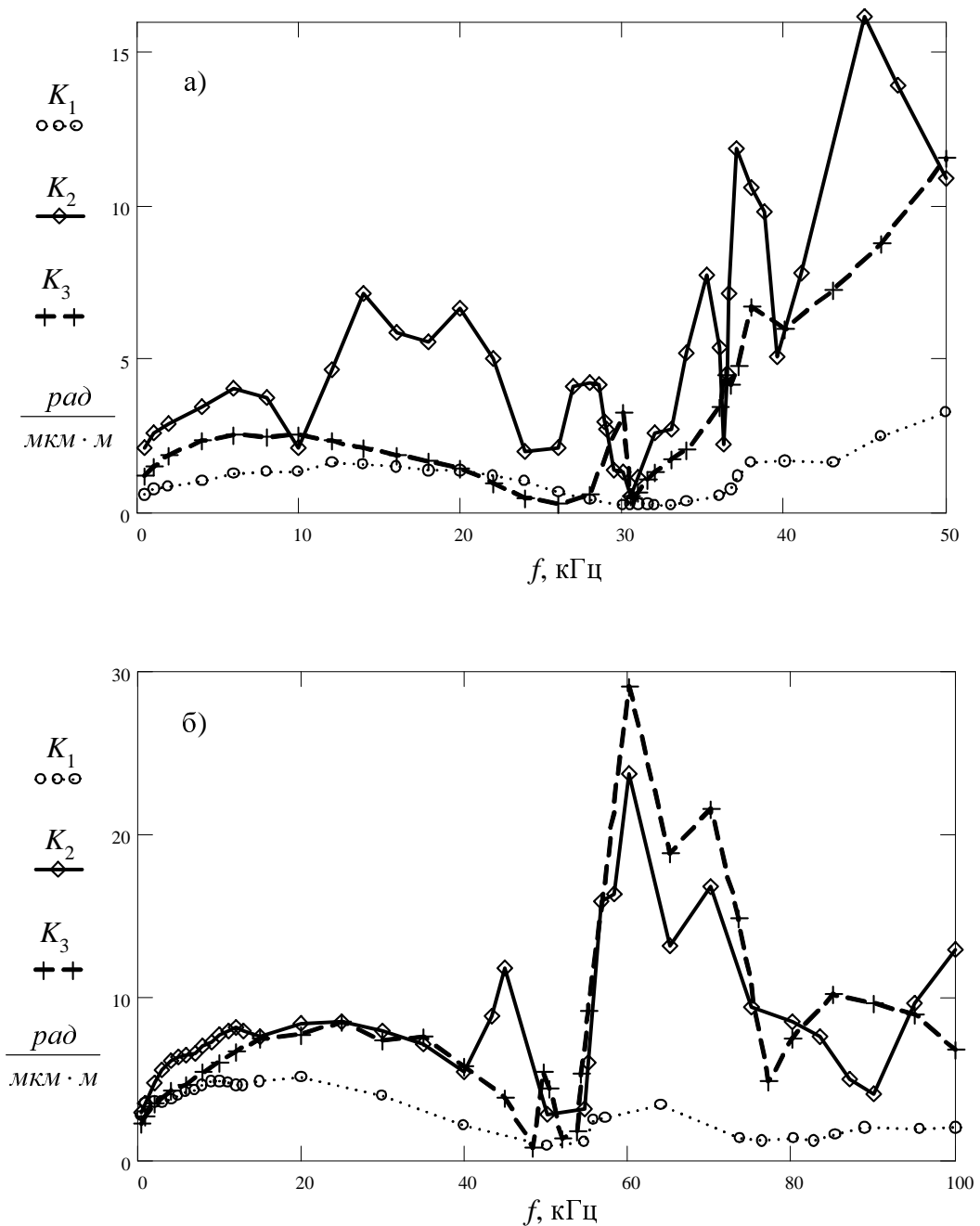


Рис. 3.16. Результаты экспериментов с модуляторами, использующими поперечное давление. На рис а) радиус керамики $R = 1,6 \text{ см}$, на рис б) $R = 0,95 \text{ см}$. Эффективности K_1 соответствует изгиб с натяжением (без поперечного давления, приведено для сравнения), K_2 соответствует модулятор с обкладками, K_3 – намотка залита воском.

Дополнительно было получено, что величина начального сдавливания слабо влияет на характеристики модулятора. Однако при очень сильном сдавливании намотки, вследствие существенной нагрузки на пьезокерамику, начинает изменяться АЧХ модулятора, а при слабом сдавливании, когда ухудшается механический контакт волокна с обжимающими обкладками, уменьшается и эффективность. Тем не менее, в целом величина сдавливания обжимными обкладками слабо влияла на эффективность. Впоследствии это-

му было найдено объяснение (см. след. главу): эффективность логарифмически зависит от удельного давления, т.е. очень слабо.

Аналитическое выражение в общем виде получить для такого модулятора весьма затруднительно, поскольку большое влияние здесь оказывает защитная оболочка волокна, имеющая жёсткость в 100-1000 раз меньше, чем пьезокерамика, кварцевое волокно или металлические обкладки. Именно влиянием этого буферного слоя и обусловлена сильная неравномерность АЧХ. К сожалению, попытки изготовить модулятор с волокном без защитной оболочки окончились неудачей (кварцевая часть волокна слишком хрупкая и часто ломается при изгибе с натяжением). Поперечная деформация мягкой защитной оболочки значительно больше деформации кварцевого волокна, вследствие чего действие поперечного сжатия на поляризационную модуляцию ослаблено в сотни раз (примерно пропорционально отношению модулей Юнга этих материалов).

Из графиков на рис. 3.16 видно, что на всём исследованном диапазоне частот эффективность после применения сжимающих обкладок возросла по сравнению с вариантом изгиба с натяжением. На некоторых частотах достигнуто увеличение в 10 раз. Следовательно, данный способ повышения эффективности волоконно-оптических модуляторов поляризации можно успешно применять на практике.

Кроме того, был опробован вариант, когда вместо сжимающих металлических обкладок используется покрытие воском. Волоконная намотка на пьезокерамическом цилиндре покрывается расплавленным воском, который, застывая, действует в качестве обкладок. Оказалось, что воск на частотах выше 30 кГц является достаточно жёстким материалом, чтобы задействовать механизм поперечного давления. Зависимость коэффициента от частоты при $f > 30$ кГц при использовании воска практически полностью совпадает с зависимостью при использовании металлических обкладок. Замечу, что покрытие, например, лаком не даёт такого эффекта, поскольку лак имеет малую жёсткость.

Что касается применения в модуляторах данного типа анизотропного волокна с собственным линейным двулучепреломлением, то здесь, как и в предыдущем случае (п. 3.4) необходимо соблюдать при намотке условие согласования осей собственного и наведённого двулучепреломлений. Если это условие не соблюдается, то увеличение эффективности получить нельзя по тем же причинам, указанным в предыдущих пунктах. Для подтверждения этого был проведён эксперимент с двулучепреломляющим волокном ДСК в модуляторах с обкладками и воском, при этом ориентация осей наведённого двулучепреломления относительно осей собственного была случайной. Полученные результаты при этом не отличаются от результатов эксперимента по растяжению анизотропного во-

локна, т.е. поперечное давление и одновременный изгиб с натяжением не дают вклад в суммарное изменение разности фаз мод на всей длине волокна.

В следующей главе будет продемонстрирован вывод формулы для коэффициента эффективности для модулятора, в котором круглое волокно без защитного покрытия подвергается только деформации поперечного сжатия.

3.6. Выводы.

В заключение главы 4 о пьезокерамических модуляторах разности фаз поляризационных мод в волокне (поляризационных модуляторах) приведём экспериментально снятые зависимости для эффективности K_0 по формуле (3.1) для различных видов модуляторов.

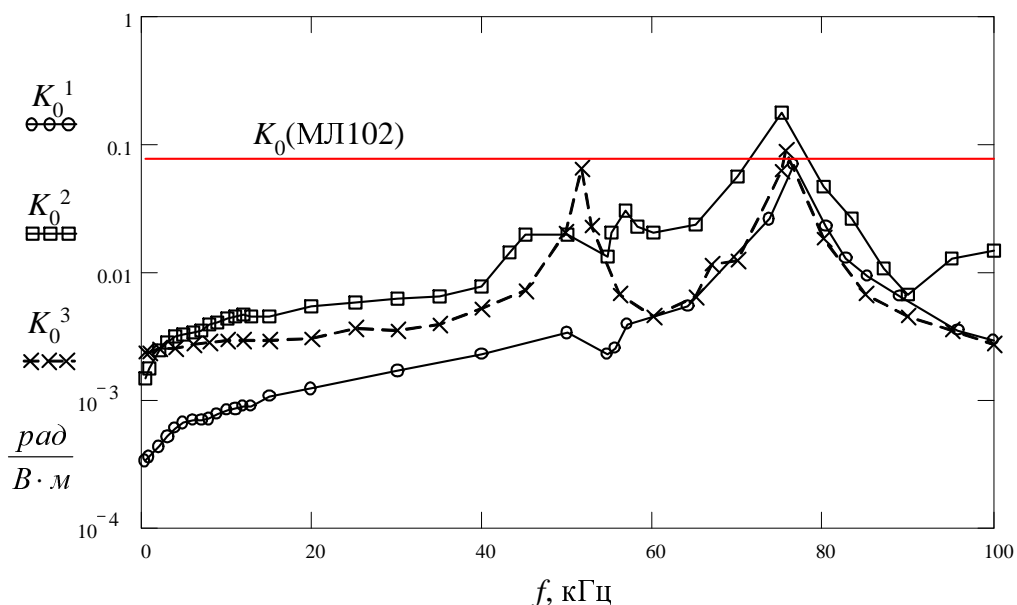


Рис. 3.17. Эффективность K_0 различных поляризационных модуляторов, изготовленных на базе пьезокерамики радиусом $R = 0,95$ см. K_0^1 (кружочки) – изгиб с натяжением волокна Fujikura; K_0^2 (квадратики) – поперечное давление с помощью металлических обкладок (волокно Fujikura); K_0^3 (крестики) – продольное растяжение анизотропного волокна ДСК. Также отмечена эффективность электрооптического модулятора МЛ102.

Как видно из рис. 3.17, коэффициент эффективности K_0 всех исследованных модуляторов сильно неравномерен по частоте вследствие резонансных свойств пьезокерамики, поэтому эту величину нельзя применять для сравнения различных модуляторов на разных пьезокерамиках. Кроме того, в связи с зависимостью импеданса пьезокерамики от частоты, коэффициент энергетической эффективности, определяемый отношением изменения разности фаз к потребляемой мощности на единицу длины волокна, также будет

неравномерен по частоте и определяться свойствами конкретной используемой пьезокерамики. Поэтому для сравнения пьезокерамических модуляторов различных типов предлагается пользоваться величиной K , которая в гораздо меньшей степени определяется частотными свойствами керамики.

Замечу, что на рис. 3.17 эффективность по напряжению K_0 на резонансных частотах превысила эффективность электрооптического модулятора МЛ102 (не волоконного). При этом надо иметь в виду, что пьезокерамические модуляторы дешевле примерно на 2-3 порядка. Кроме того, пьезокерамические модуляторы допускают взаимодействие с протяжёнными отрезками волокна – десятки метров и более (длина электрооптических модуляторов обычно составляет десятки сантиметров). Это обстоятельство существенно для достижения большого индекса поляризационной модуляции. Эксперименты показали, что модуляторы, работающие за счёт поперечного давления и продольного растяжения, способны создавать поляризационную модуляцию с индексом несколько π на небольшой длине волокна (до 10 м – продольное растяжение, до 10 см – поперечное давление).

Таким образом, волоконно-оптические пьезокерамические поляризационные модуляторы могут успешно применяться на фиксированных частотах до 1 МГц; их динамический диапазон ограничивается пределом прочности волокна. Они легко устанавливаются на волоконную трассу (возможна даже безразъёмная установка), компактны, имеют небольшое энергопотребление, допускают протяжённые участки «активного» волокна, просты в изготовлении и имеют низкую стоимость. Приведённые в главе формулы расчёта эффективности модуляторов, изменяющих двулучепреломление волокна, позволяют достаточно точно оценить индекс поляризационной модуляции света, создаваемой ими, при известной величине деформаций.

При использовании рассмотренных поляризационных модуляторов следует иметь в виду следующие особенности, присущие всем модуляторам, активным элементом в которых являются пьезокерамики. Во-первых, при подаче высокого напряжения пьезокерамики могут нагреваться, что приводит к медленному изменению параметров модулятора, проявляющемуся в слабом изменении АЧХ. Поэтому для поддержания заданного индекса модуляции необходима термостабилизация или автоподстройка подаваемого на пьезокерамику напряжения. Во-вторых, неправильная намотка волокна (намотка без натяжения или под углом, перехлёсты волокна, толстая защитная оболочка) может привести на высоких частотах к переходу модулятора в режим хаоса или дробления частот [117].

4. ПОПЕРЕЧНОЕ СЖАТИЕ ВОЛОКНА

4.1. Введение

В данной главе будет подробно рассмотрена задача о поперечном сдавливании волокна, поскольку этот способ изменения двулучепреломления показывает наибольшую эффективность как по затратам механической энергии на деформацию волокна, так и по преобразованию деформации в изменение разности фаз поляризационных мод.

В работах [41, 38] на основе решения задачи о деформации в сердцевине волокна (в центре стеклянного цилиндра) получена теоретически зависимость β от приложенной погонной силы P (в ньютонах на метр длины волокна) [41]

$$\beta = \frac{2C_s \cdot P}{\pi E \cdot r}, \quad (4.1)$$

где C_s – константа, зависящая от свойств волокна и рабочей длины волны λ (для кварцевого волокна и $\lambda = 0,633$ мкм $C_s = 2,7 \cdot 10^6$ радиан/м), E – модуль Юнга материала волокна (для кварца $E = 7,6 \cdot 10^{10}$ Н/м²), r – радиус волокна без защитных покрытий.

Зависимость (4.1) была проверена нами экспериментально (см. рис. 4.1). Для этого участок изотропного волокна длиной $L = 8$ см и радиусом $r = 62,5$ мкм без защитной оболочки сдавливался грузом известной массы, измерялись сдвиг разности фаз поляризационных мод и величина сдавливания. Эксперимент подтвердил правильность (4.1).

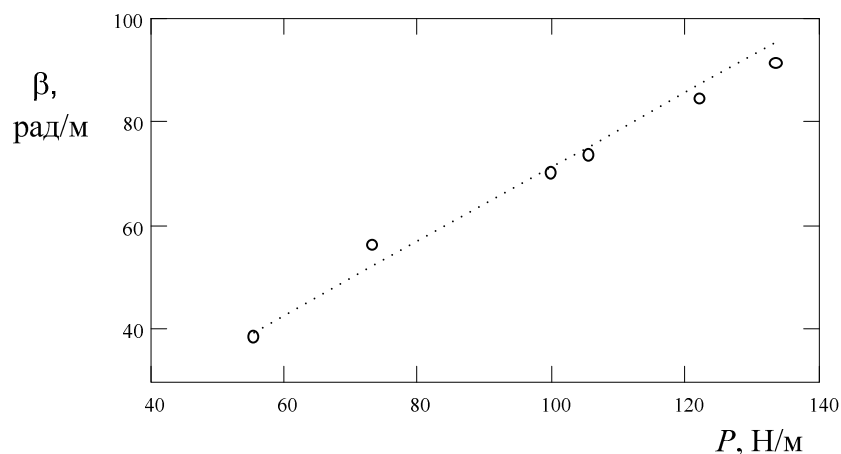


Рис. 4.1. Расчётная зависимость $\beta(P)$ по формуле (4.1) обозначена пунктирной линией, экспериментально полученные значения – точками.

Несмотря на то, что в некоторых волоконных датчиках используется линейная связь между приложенной поперечной силой и двулучепреломлением [105, 110-112],

формула (4.1) ни разу не была подтверждена экспериментально, поскольку в чувствительных элементах таких датчиков волокно имело защитную оболочку, ослабляющую эффект.

Тем не менее, такое представление $\beta(P)$ по формуле (4.1) трудно применять к практическим конструкциям с поперечным сжатием волокна, поскольку создаваемую воздействиями погонную силу на границе световода трудно рассчитывать и измерять. В чувствительных элементах и поляризационных модуляторах, в работе которых используется упругооптический эффект, обычно требуется знать, как преобразуются именно деформации волокна в сдвиг фаз поляризационных мод. Поэтому при разработке реальных устройств на основе поперечного сдавливания волокна необходимо контролировать геометрическое смещение l сжимающих пластин в результате воздействия, которое связано с так называемыми [88] перемещениями l_1 границы световода и l_2 границы пластины в области контакта, рис. 4.2, *a*, *b*. Если найти связь между смещением пластин $l = 2(l_1 + l_2)$ и величиной силы P , то можно получить необходимую зависимость $\beta = f(l)$. На основе такой зависимости можно оценивать эффективность поляризационных модуляторов и чувствительность поляриметрических датчиков, в которых используется механизм поперечного сжатия волокна. В работах [41, 38], где было получено выражение (4.1), зависимость $l(P)$ не могла быть найдена вследствие пренебрежения упругими эффектами в точках контакта тел, играющих здесь существенную роль.

Ниже будет представлено решение данной задачи, найденное двумя способами: получение приближенного аналитического выражения с помощью контактной теории упругости и расчёт с помощью метода конечных элементов. Также будут приведены результаты экспериментов, подтверждающие основные выводы теоретического анализа.

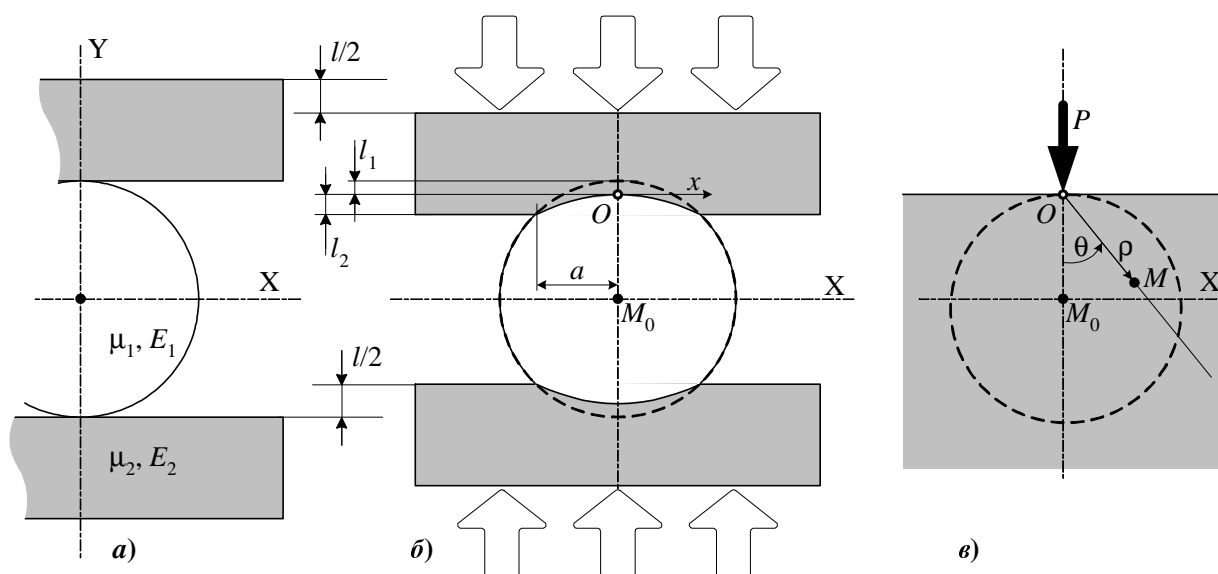


Рис. 4.2. Поперечное сечение системы световод – сжимающие пластины. *a*) до сжатия; *б*) после сжатия; *в*) плоскость, нагруженная сосредоточенной силой.

4.2. Упругооптическая задача о поперечном сжатии световода

Рассмотрим плоскую задачу о сжатии стеклянного цилиндра (световода), нагруженного распределённой вдоль его оси погонной силой P . За основу берётся решение известной задачи теории упругости об «упругой полуплоскости, нагруженной сосредоточенной силой, перпендикулярной границе». В данном решении координаты точки M поперечного сечения системы задаются в полярной системе координат (ρ, θ) , начало координат O находится в точке приложения силы (рис. 4.2, *c*). Если полагать, что сжатая полуплоскость не смещается по горизонтали, не вращается, и перемещение точки M_0 (соответствующей оси цилиндра) равно 0, то вызванные сжатием перемещения точек упругой полуплоскости u по направлению радиуса и v перпендикулярно радиусу ρ имеют вид [88]

$$u = -\frac{2(1-\mu_1^2)}{\pi E_1} P \cdot \left[\ln\left(\frac{\rho}{r}\right) \cdot \cos(\theta) - \frac{(1-2\mu_1)}{2(1-\mu_1)} \theta \sin(\theta) \right], \quad (4.2)$$

$$v = -\frac{2(1-\mu_1^2)}{\pi E_1} P \cdot \left[\ln\left(\frac{\rho}{r}\right) \cdot \sin(\theta) + \frac{1}{2(1-\mu_1)} \sin(\theta) - \frac{(1-2\mu_1)}{2(1-\mu_1)} \theta \cos(\theta) \right], \quad (4.3)$$

где r – радиус волокна, E_1 – его модуль Юнга, μ_1 – коэффициент Пуассона.

На основе (4.2) и (4.3) можно рассмотреть деформации в области оси сжатого цилиндра (сердцевины волокна) и получить соотношения (4.1). При этом можно пренебрегать деформацией в области контакта и полагать, что волокно и пластина в поперечном сечении контактируют в точке, в которой и прилагается сила P .

Для задачи об определении l , решаемой в данной работе, необходимо рассмотреть деформации именно в области контакта волокна и сжимающей пластины. Согласно (4.3), вертикальные перемещения точек границы вблизи точки приложения силы, т.е. при $\theta = \pm \pi/2$, даются выражением

$$v \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2}} = -v \Big|_{\theta=-\frac{\pi}{2}} = -\frac{2(1-\mu_1^2)}{\pi E_1} P \cdot \ln\left(\frac{\rho}{r}\right) - \frac{1+\mu_1}{\pi E_1} P. \quad (4.4)$$

В указанном виде функция (4.4) имеет особенность $v \rightarrow \infty$ в точке $\rho = 0$, где приложена сила. Для корректного рассмотрения данной области надо учесть, что сила P распределена по пятну контакта сжимающей пластины и цилиндра, имеющего некоторую ширину $2a$, рис. 4.2, *b*. Поскольку $a \ll r$, границу цилиндра вблизи центра области контакта (точки O) можно рассматривать как прямую линию, параллельную оси X , а точки на границе характеризовать координатой x вдоль этой прямой (для точки O $x = 0$). Плотность распределения нагрузки на границе цилиндра аппроксимируют окружностью [88]

$$p(x) = \frac{P_{\max}}{a} \sqrt{a^2 - x^2}, \quad (4.5)$$

условие нормировки

$$\int_{-a}^a p(x) dx = P, \quad p_{\max} = \frac{2P}{\pi a}. \quad (4.6)$$

Величина p имеет физический смысл давления в точке x . Зависимость $p(x)$ показана на рис. 4.3.

Сила $p(x)dx$ от каждого участка пятна контакта с шириной dx и координатой x дает вклад dv в вертикальное перемещение некоторой точки M_1 на границе цилиндра. Если положить, что перемещения dv направлены вниз, то из (4.4) получим

$$dv(x) = \frac{2(1-\mu_2^2)}{\pi E_1} \cdot p(x) dx \cdot \ln\left(\frac{|x_1 - x|}{r}\right) + \frac{1+\mu_1}{\pi E_1} \cdot p(x) dx, \quad (4.7)$$

где x_1 – координата точки M_1 , $|x_1 - x|$ – расстояние от M_1 до участка приложения силы $p(x)dx$ (рис. 4.3). Точка M_1 может находиться как внутри, так и вне пятна контакта, в области, где можно полагать $\theta \approx \pm \pi/2$, $\rho \ll r$.

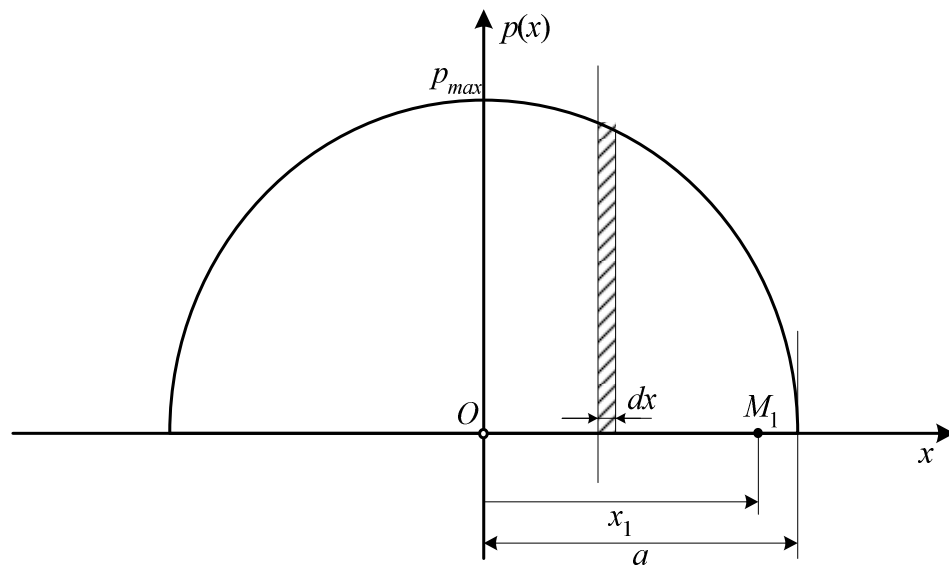


Рис. 4.3. Распределение давления $p(x)$ и точка M_1 на границе световода вблизи области контакта.

Для нахождения полного перемещения точки необходимо проинтегрировать (4.7) по области контакта. В частности, для определения l_1 необходимо найти такой интеграл для точки $x_1 = 0$

$$l_1 = \int dv|_{x_1=0} = -\frac{2(1-\mu_1^2)}{\pi E_1} \left[\int_{-a}^a p(x) \ln|x| dx + P \cdot \left(\frac{1}{2(1-\mu_1)} - \ln r \right) \right]. \quad (4.8)$$

Взяв интеграл в (4.8), окончательно получим

$$l_1 = -\frac{2(1-\mu_1^2)}{\pi E_1} P \left[\ln\left(\frac{a}{2r}\right) + \frac{\mu_1}{2(1-\mu_1)} \right]. \quad (4.9)$$

Подробное вычисление интеграла в (4.8) приведено в Приложении.

Таким образом, мы получили выражение, связывающее перемещение границы световода и величину приложенной силы P . Кроме того, необходимо учесть, что полуширина пятна контакта a зависит от P и может быть представлена в виде [37]

$$a = \sqrt{\frac{4P \cdot r}{\pi} \cdot \left(\frac{1-\mu_1^2}{E_1} + \frac{1-\mu_2^2}{E_2} \right)}, \quad (4.10)$$

где E_2 и μ_2 – модуль Юнга и коэффициент Пуассона сжимающих пластин. В результате зависимость l_1 от P имеет слабо нелинейный характер.

Аналогичные вычисления можно проделать и для перемещения l_2 границы сжимающей пластины. С учётом малости ширины пятна контакта по сравнению с r будем предполагать, что эти перемещения имеют вид уже найденных функций для области цилиндра, но со своими упругими параметрами E_2 и μ_2 . В конечном счёте, полученные выражения позволяют записать полный сдвиг l как функцию от P следующим образом

$$l(P) = \frac{2P}{\pi} \cdot \left\{ \ln \left[\frac{\pi r E_1 E_2}{P \cdot (E_1 + E_2 - \mu_1^2 E_1 - \mu_2^2 E_2)} \right] + 1 \right\} \cdot \left(\frac{1-\mu_1^2}{E_1} + \frac{1-\mu_2^2}{E_2} \right) - \frac{E_1 + E_2 + \mu_1 E_2 + \mu_2 E_1}{E_1 E_2} \quad (4.11)$$

В практических схемах волоконно-оптических измерителей малых перемещений, как правило, присутствуют относительно слабые переменные воздействия при возможном значительном статическом сжатии, задаваемом конструкцией. Поэтому практический интерес представляет связь малых приращений P и l , которая находится дифференцированием зависимости $l(P)$. Для приращения смещения пластин δl , вызванного приращением силы δP получим

$$\delta l = \left(\frac{2}{\pi E_1} \cdot A(P) \right) \cdot \delta P, \quad (4.12)$$

где $A(P)$ – безразмерный коэффициент, зависящий от начального статического усилия P

$$A(P) = \left(1 - \mu_1^2 + \frac{E_1}{E_2} (1 - \mu_2^2) \right) \ln \left[\frac{\pi r E_1 E_2}{P(E_1 + E_2 - \mu_1^2 E_1 - \mu_2^2 E_2)} \right] - \left[1 + \mu_1 + \frac{E_1}{E_2} (1 + \mu_2) \right]. \quad (4.13)$$

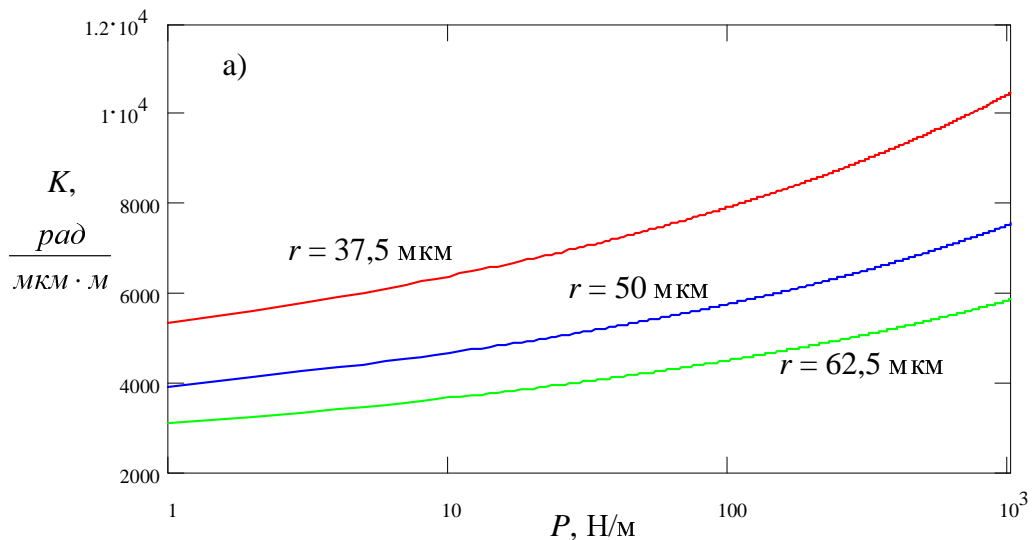
Выражение (4.12) и (4.13) дают зависимость приращения δl от исходной силы P и от параметров волокна и сдавливающих пластин. Как видно из данных формул, величина сдавливания δl уменьшается при увеличении жёсткости волокна и пластин. Кроме того, δl слабо (логарифмически) зависит от начального давления P .

На основе (4.12) и (4.2) можно записать приращение $\delta\beta$ наведенной разности постоянных распространения поляризационных мод световода, а также приращение разности фаз $\delta\phi$ поляризационных мод вызванные сдвигом δl при длине L участка волокна, подвергнутого сжатию

$$\delta\phi = \delta\beta \cdot L = \frac{2C_s}{r} \cdot \frac{1}{A(P)} \cdot L \cdot \delta l. \quad (4.14)$$

В предыдущей главе показано, что для оценки и сравнения эффективности модуляторов (а также чувствительности виброметрических чувствительных элементов), в которых разность фаз ϕ изменяется при поперечном сдавливании волокна, удобен погонный коэффициент эффективности (чувствительности) K преобразования механических перемещений в изменение разности фаз поляризационных мод на единицу длины волокна

$$K = \frac{\delta\phi}{\delta l \cdot L} = \frac{2C_s}{r} \cdot \frac{1}{A(P)}. \quad (4.15)$$



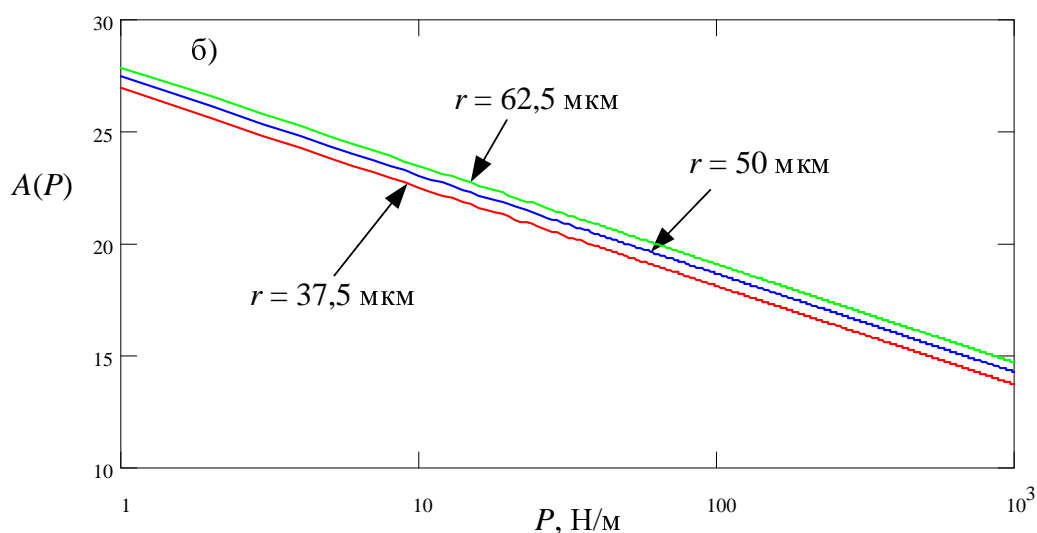


Рис. 4.4. Зависимости $K(P)$ и $A(P)$ для трёх различных радиусов волокна. Остальные параметры приняты следующими: $E_1 = E_2 = 7,7 \cdot 10^{10}$ Н/м², $C_S = 2,7 \cdot 10^6$ рад/м, $\mu_1 = 0,17$, $\mu_2 = 0,25$.

Зависимость K от параметров волокна и сдавливающих пластин определяется поведением безразмерного коэффициента A (коэффициент A обычно составляет величину $10 \div 25$). На рис. 4.4 приведены графики зависимости эффективности K модулятора от величины статического давления P для трёх различных радиусов волокна r и соответствующие зависимости для коэффициента $A(P)$.

4.3. Расчёт методом конечных элементов

Для проверки формулы (4.11) был проведён численный модельный эксперимент методом конечных элементов. Основой данного метода является представление рассматриваемой механической структуры в качестве совокупности отдельных малых элементов (имеющих конечный размер), поведение каждого из которых описывается отдельным набором функциональных зависимостей для механических напряжений или смещений. Для составления полного набора отношений сил и перемещений используется принцип минимума потенциальной энергии структуры. Этот принцип заключается в следующем: при любых смещениях, при которых тело имеет допустимую форму, тело находится в состоянии внутреннего равновесия, когда его потенциальная энергия стационарна (т.е. имеет наименьшую величину) [42]. Потенциальная энергия представляет собой сумму энергии механических напряжений и потенциальной энергии приложенных сил. Полная энергия

напряжений всей структуры является суммой механической энергии всех конечных элементов.

Методами конечно-элементного моделирования было исследовано поперечное сжатие упругого стеклянного цилиндра между двумя стеклянными пластинами. Радиус цилиндра соответствовал радиусу стеклянной части волоконного световода (62,5 мкм). Толщина стеклянных пластин принята равной 0,25 мм, ширина 0,5 мм. Для определённости мы приняли в расчётах, что пластины и цилиндр имеют одинаковые упругие постоянные: модуль Юнга $E = 7,6 \cdot 10^{10}$ Н/м², коэффициент Пуассона $\mu = 0,17$. Вычисления проводились в рамках линейной теории упругости, т.е. не рассматривались эффекты, возникающие при приближении к пределу прочности материала. Количество конечных элементов при расчёте составляло 21814, число степеней свободы 132544. Результаты получены с помощью программного пакета Solid Works.

Были рассчитаны зависимости компонент тензора напряжений σ_x и σ_y и тензора деформаций ϵ_x и ϵ_y от поперечных координат для разных величин приложенной силы P . На рис. 4.5 представлены зависимости ϵ_x и ϵ_y от вертикальной координаты y (по оси действия силы). Видно, что в области контакта ($y = r$) деформации значительно увеличиваются по сравнению с их величинами в сердцевине волокна ($y \approx 0$).

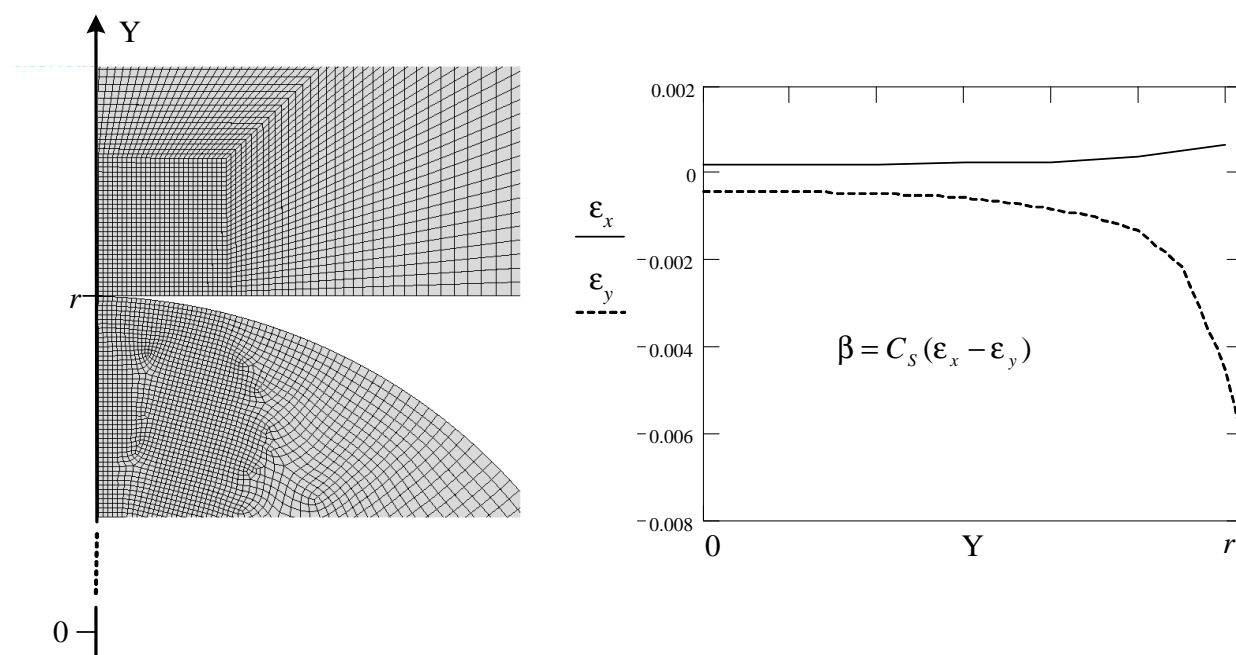


Рис. 4.5. Слева – увеличенная область контакта в конечно элементной модели; справа – распределение деформаций ϵ_x и ϵ_y вдоль координаты Y , мкм

На рис. 4.6 показаны распределения компонент тензора напряжений σ_x и σ_y в поперечном сечении волокна. Как и следовало ожидать, их величина в области контакта во много раз больше, чем в центральных областях.

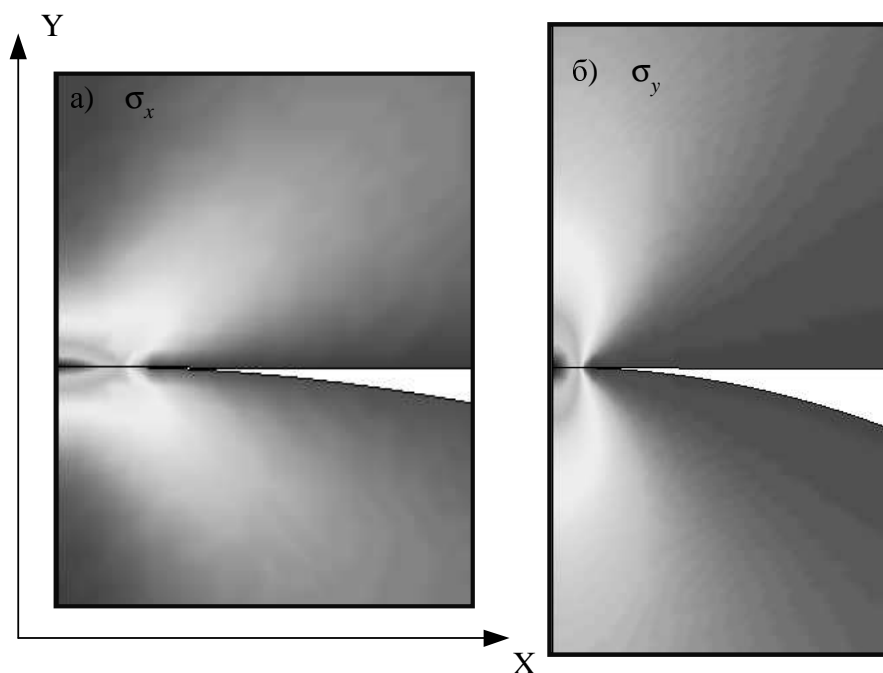


Рис. 4.6. Распределение величин σ_x и σ_y в поперечном сечении волокна. Сдавливающая сила направлена по оси Y .

Основная задача заключалась в получении зависимости перемещения крайних точек цилиндра (и пластин) вдоль оси действия силы, т.е. расчёт сжатия волокна $l(P)$ и перемещения пластин. На рис. 4.7 приведён полученный методом конечных элементов результат для сжатия цилиндра, а также для сравнения приведена теоретическая зависимость по формуле (4.11). Здесь не учитывались нелинейные эффекты при сдавливании (порог прочности кварцевого волокна достигается при $P \sim 10^4$ Н/м).

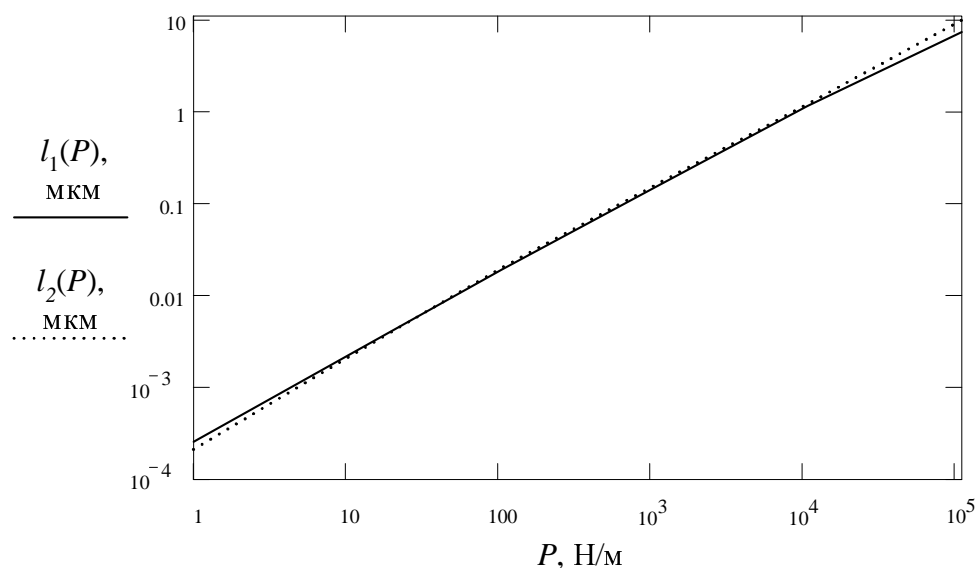


Рис. 4.7. Расчёт зависимости $l(P)$ методом конечных элементов обозначен сплошной линией, расчёт по теоретической формуле (4.11) обозначен пунктирной линией.

Расчёты показали слабую (логарифмическую) нелинейность искомой зависимости. Кроме того, методом конечных элементов подтверждается ранее сделанное предположение об одинаковом характере смещения крайних точек в цилиндре и пластинах вследствие малости размеров площади контакта. Сравнение зависимостей этих суммарных смещений пластин и цилиндра, полученных методом конечных элементов и на основании аналитических выражений, представленных выше, показывает их хорошее согласие (см. рис. 4.7).

4.4. Эксперименты

Рассмотренный механизм поперечного сжатия волокна для создания поляризационной модуляции можно применить в волоконных поляризационных модуляторах [89], а также в чувствительных элементах различных волоконно-оптических датчиков. В этом разделе представлены экспериментальные результаты поляризационным с модулятором, работа которого основана на поперечном сдавливании волокна. Эти результаты в целом подтверждают найденные в предыдущих разделах зависимости.

Процедура экспериментального нахождения эффективности K (4.15) была двухэтапной: последовательно измерялись величины $\delta\varphi/U$ и $\delta l/U$ при одних и тех же частотах, где $\delta\varphi$ и δl входят в соответственно в числитель и знаменатель K , U – амплитуда напряжения, подаваемого на модулятор. При этом предполагается линейная зависимость $\delta\varphi$ и δl от U .

Для определения индекса поляризационной модуляции $\delta\varphi$ использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 4.8. Излучение *He-Ne* лазера с длиной волны $\lambda = 0,633$ мкм через полуволновую пластинку вводилось в оптическое волокно, направление поляризации при этом составляло 45° к осям двулучепреломления волокна. В наших экспериментах исследовались изотропное и анизотропное (длина биений $\Lambda = 4$ мм) волокна.

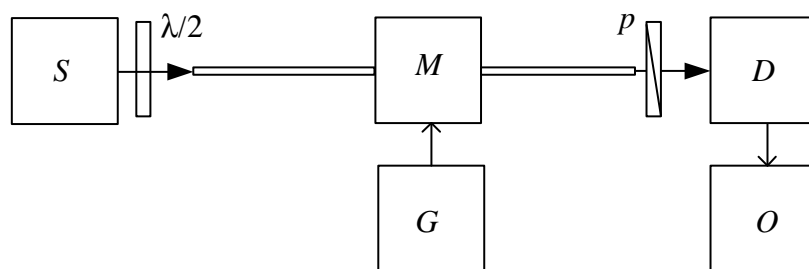


Рис. 4.8. Схема экспериментальной установки по измерению $\delta\varphi$. S – источник света ($He-Ne$ лазер), $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, M – поляризационный модулятор, G – генератор, p – поляризатор, D – фотоприёмник, O – осциллограф.

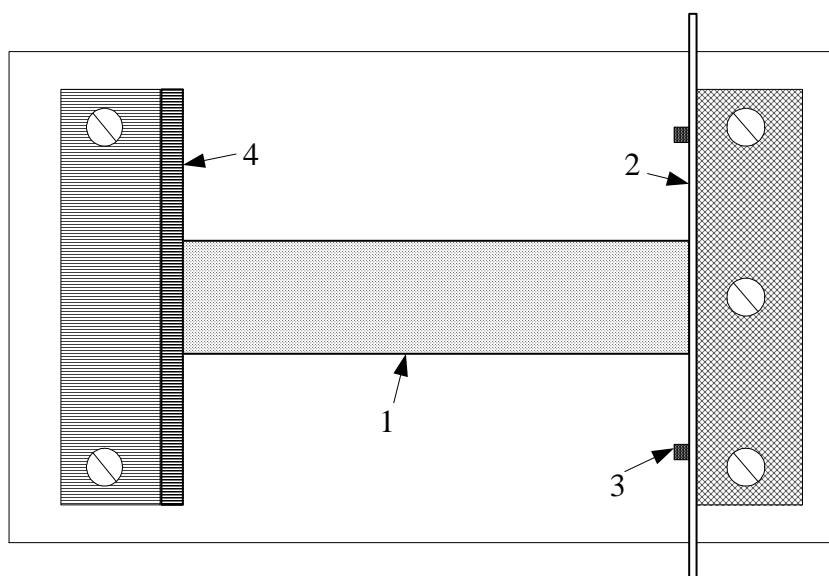


Рис. 4.9. Схема поляризационного модулятора. Цифрами обозначено: 1 – пьезокерамический брусок, 2 – оптоволокну, 3 – крепление волокна к металлической плоскости, 4 – поджимающая металлическая пластина.

Поляризационный модулятор представлял собой несложную механическую конструкцию (рис. 4.9): волокно, освобождённое на небольшом участке от оптической оболочки, сжималось между торцом плоской пьезокерамической пластины и закреплённым металлическим бруском, длина контакта составляла $L = 1,7$ см. Было испробовано несколько конструкций модулятора, в результате чего выбрана самая удачная, показанная на рис. 4.9. Такая конструкция позволяет легко устанавливать волокно, регулировать степень начального поджима, проста в изготовлении и эксплуатации.

Модулятор состоял из металлической плитки, на которой жёстко закреплена одна из металлических пластин (толстая). На поверхность этой пластины укладывается волокно, очищенное от защитной оболочки. Вторая пластина тонкая (толщина 1 мм), и закреплена по краям; она обеспечивала начальный поджим волокна пьезокерамикой. Жёсткость

поджима была выбрана примерно равной жёсткости эквивалентной пружины, которую представлял активный участок волокна. Пьезокерамика имела форму бруска. При работе модулятора энергия колебаний пьезокерамики примерно поровну распределялась на прогиб поджимающей скобы и сдавливание волокна.

Начальное статическое давление P на волокно создавалось с помощью пружинящей пластины и в экспериментах составляло около 500 Н/м. При этом в изотропном волокне (радиус $r = 62,5$ мкм) возникает двулучепреломление с оптической осью, направление которой определяется направлением приложенной внешней силы. В случае использования анизотропного волокна требуется согласовать направления собственных и наведённых осей двулучепреломления, иначе поляризационные моды обмениваются энергией, что ведёт к появлению паразитной амплитудной модуляции сигнала. Поэтому мы использовали волокно с эллиптическим поперечным сечением (малый радиус $r_1 = 37,5$ мкм, большой $r_2 = 62,5$ мкм). Такое волокно «самопроизвольно» ориентируется при сдавливании так, что малая ось эллипса разворачивается параллельно внешней силе, и направление собственного двулучепреломления, определяемое малой осью, совпадает с направлением наведённого двулучепреломления. В этом случае ширина пятна контакта определяется большим радиусом (под логарифмом), а малый радиус входит в выражение для зависимости двулучепреломления от давления.

Выходящее из волокна поляризационно-модулированное излучение направляется через поляризатор, повернутый под углом 45° к осям волокна, на фотоприёмник. Электрический сигнал фотоприёмника поступает на осциллограф, с помощью которого измеряется индекс $\delta\phi$ поляризационной модуляции. На практике в области резонанса керамики ($f \approx 18$ кГц) мог быть достигнут индекс 10π рад, при этом подаваемое напряжение было таково, что модулятор работал в линейном режиме (по амплитудной характеристике), т.е. менее 40 В. Напомню, что активная длина волокна составляла всего 1,7 см.

Для определения эффективности K необходимо кроме $\delta\phi$ знать величину перемещения δl сжимающих поверхностей в модуляторе. Её оценка была найдена с помощью открытого интерферометра Майкельсона, в одно плечо которого была установлена пьезокерамика, входящая в состав модулятора, с зеркалом на торце. Схема установки для измерения δl показана на рис. 4.10, а её фотография приведена на рис. 4.11.

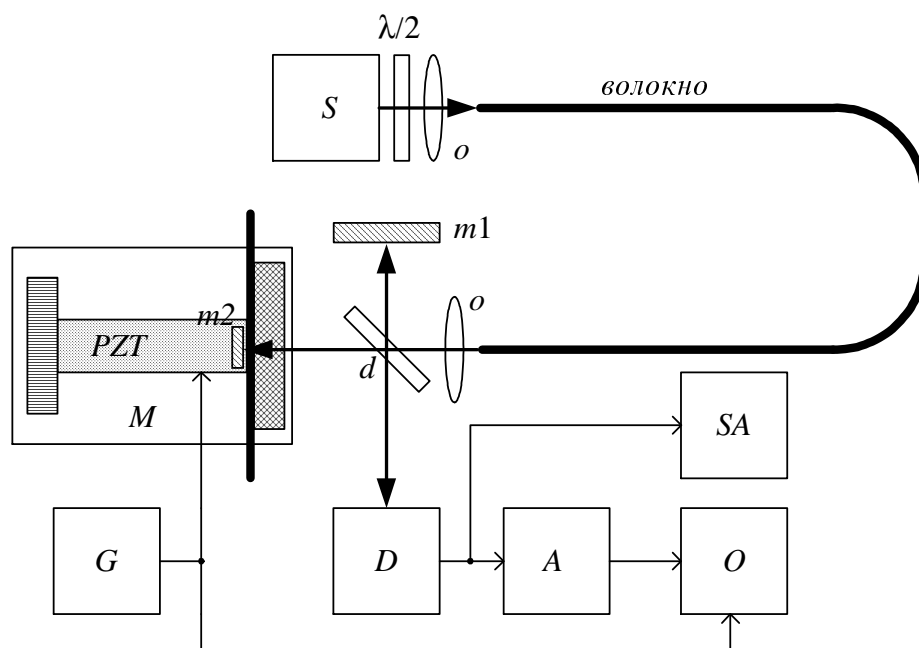


Рис. 4.10. Схема установки по измерению $\delta I/U$. S – лазер; $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; o – объектив; $m1$ – неподвижное зеркало; $m2$ – зеркало на пьезокерамике; d – делительное зеркало; M – поляризационный модулятор; PZT – пьезокерамика модулятора; G – генератор; D – фотоприёмник; A – широкополосный усилитель; O – осциллограф; SA – спектроанализатор.

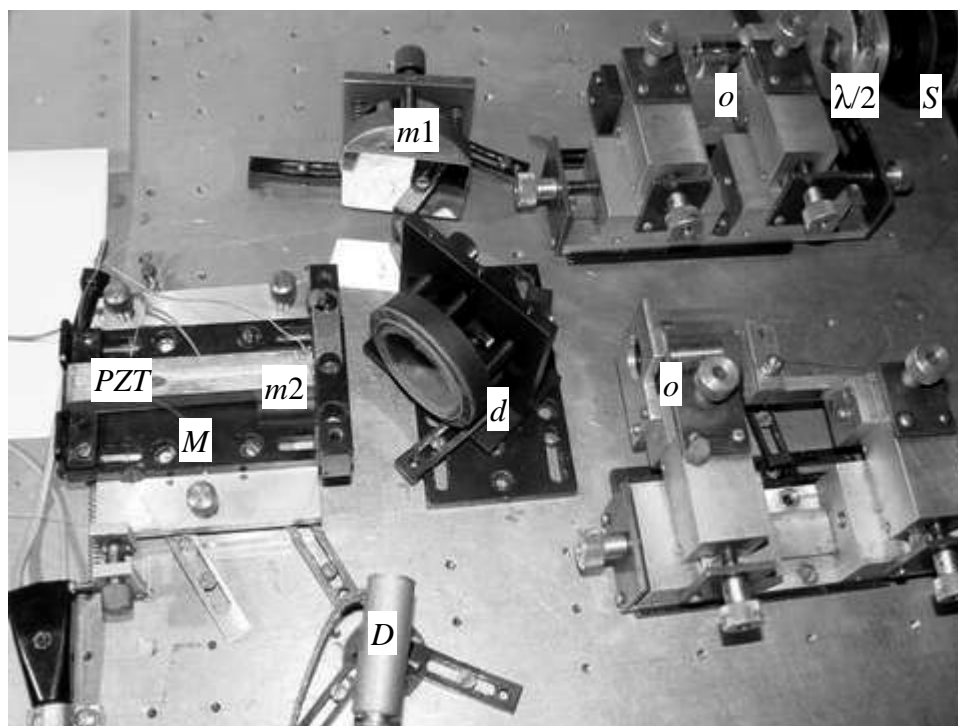


Рис. 4.11. Фотография экспериментальной установки по измерению $\delta I/U$ модулятора. Обозначения те же, что и на рис. 4.10 .

Линейно поляризованный свет лазера с помощью пластинки $\lambda/2$ вводится в одну из собственных осей двулучепреломляющего волокна (для предотвращения поляризационного фединга). С помощью волокна свет подводится к открытому интерферометру Майкельсона, в одно из плеч которого установлен модулятор с подвижной пьезокерамикой. Результат интерференции двух лучей регистрируется фотоприёмником. Далее сигнал фотоприёмника поступает на спектроанализатор и осциллограф для измерения индекса фазовой модуляции интерферометра. Напомню, что индексу модуляции 2π в интерферометре Майкельсона соответствует изменение разности хода с амплитудой $\lambda/2$, таким образом может быть вычислено смещение сдавливающих волокно пластин. Зная амплитуду напряжения, подаваемого на модулятор, можно найти искомую величину $\delta l/U$.

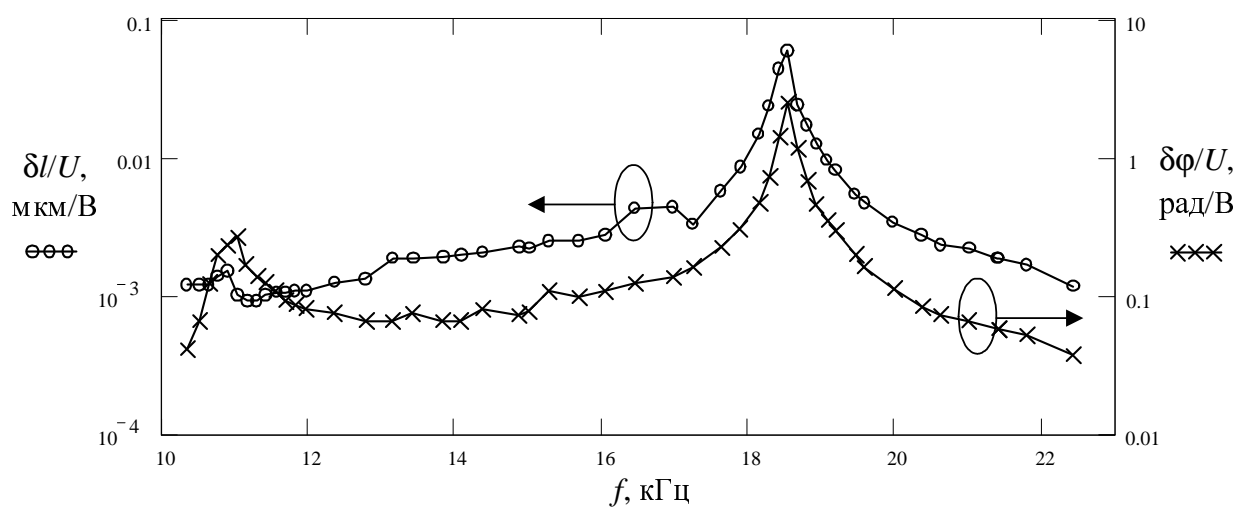


Рис. 4.12. Пример экспериментальных зависимостей $\delta\varphi/U$ (крестики) и $\delta l/U$ (кружочки).

На рис. 4.13 построены графики эффективности K для изотропного волокна и двулучепреломляющего с плоским профилем поперечного сечения. Пунктиром отмечено вычисленное по формуле (4.15) значение. Для изотропного волокна расхождение теории и эксперимента составило ровно в 2 раза. Для двулучепреломляющего – в 4,3 раза. Такое большое расхождение в последнем случае вызвано тем, что при зачистке активного участка волокна с помощью обжига защитной оболочки на кварцевой жиле волокна образовывался неустраняемый механическим путём слой накипи толщиной порядка 1-0,1 мкм. Эта накипь, по-видимому, уменьшает эффект сдавливания волокна, поскольку она гораздо мягче кварца. Защитная же оболочка изотропного волокна при сгорании не оставляла никаких следов, после обжига не было заметно никаких шероховатостей или накипи. Расхождение результатов теории и эксперимента для изотропного волокна обосновать пока затруднительно. Возможно, это проявление вклада неупругой деформации или нелинейного упругооптического эффекта.

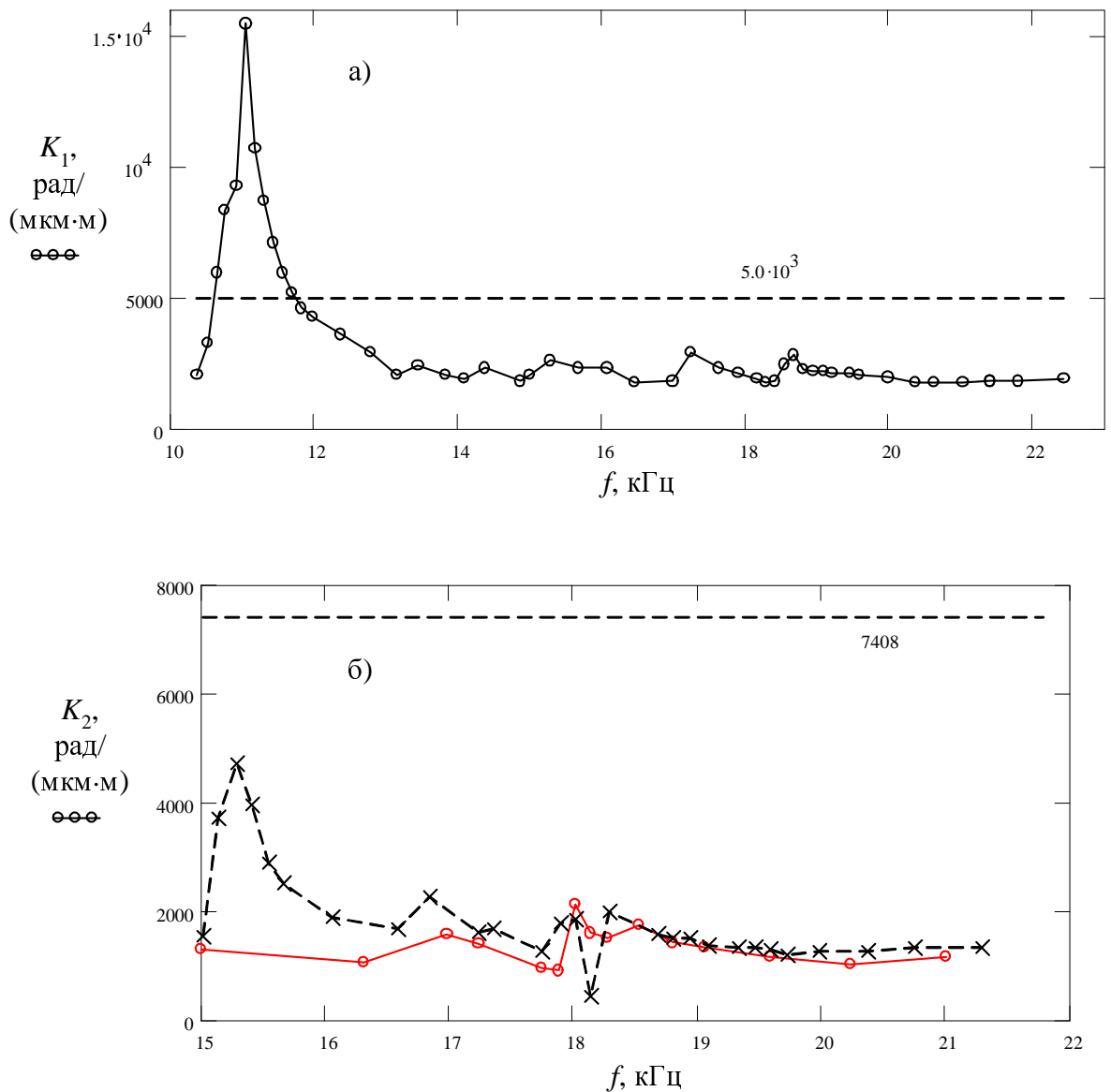


Рис. 4.13. Эффективность модуляции разности фаз поляризационных мод в зависимости от частоты в радианах на микрон на метр. а) Волокно круглое изотропное (радиус $r = 62,5$ мкм); б) двулучепреломляющее волокно с эллиптическим поперечным сечением (малый радиус $r = 37,5$ мкм), две разные экспериментальные реализации. Горизонтальной линией обозначены расчётные значения (по формуле (4.15)).

Обращаю особое внимание на то, что в целом нашло экспериментальное подтверждение предположение о прямой пропорциональности наведённой разности фаз мод волокна и величиной его сдавливания. Это проявляется в том, что введённый коэффициент эффективности представляет собой (практически) постоянную величину в исследованном диапазоне частот. Диапазон частот определялся здесь удобством проведения эксперимента, в данной полосе достигался значительный индекс поляризационной модуляции, что существенно увеличивало точность измерений.

Кроме того, были измерены зависимости $\delta\phi$ относительно потребляемой модулятором мощности и подаваемого напряжения на единицу длины волокна (рис. 4.14 и 4.15). Измерения проводились для круглого изотропного волокна и двулучепреломляющего волокна с ориентированной формой профиля. Измеренные величины превышают аналогичные для любых типов поляризационных волоконных модуляторов [3, 44, 119-121] и для некоторых фазовых волоконных модуляторов [122, 123] на базе пьезокерамик. Данное обстоятельство и высокая эффективность позволяют с успехом применять на практике модулятор на основе поперечного давления для различных диапазонов частот поляризационной модуляции; его малое энергопотребление не приводит к заметному нагреву модулятора и гарантирует стабильность его характеристик.

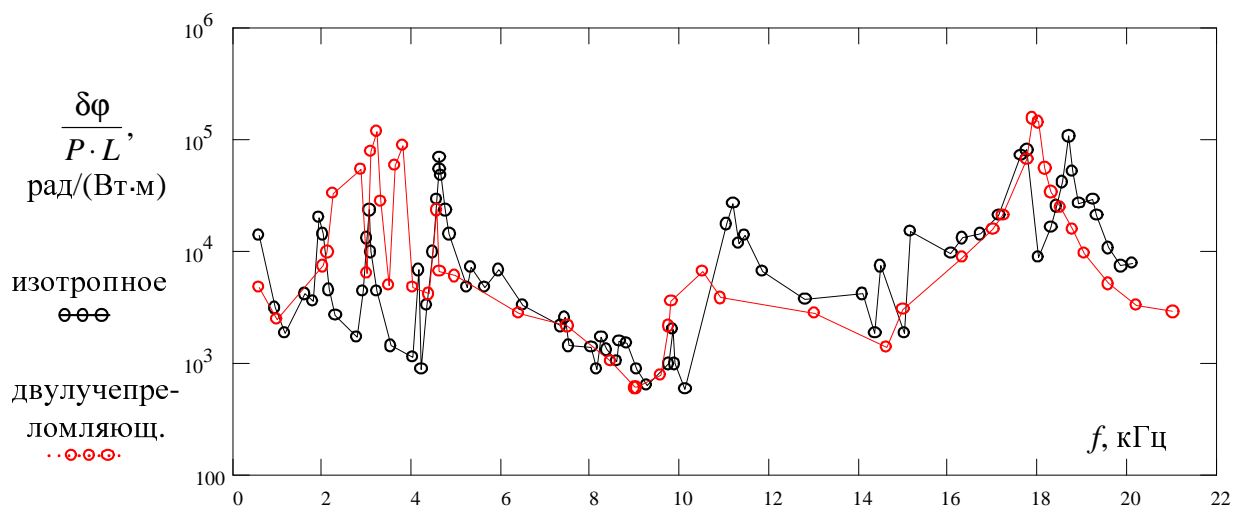


Рис. 4.14. Зависимости для удельной эффективности модулятора относительно потребляемой мощности P для двух типов исследованных волокон.

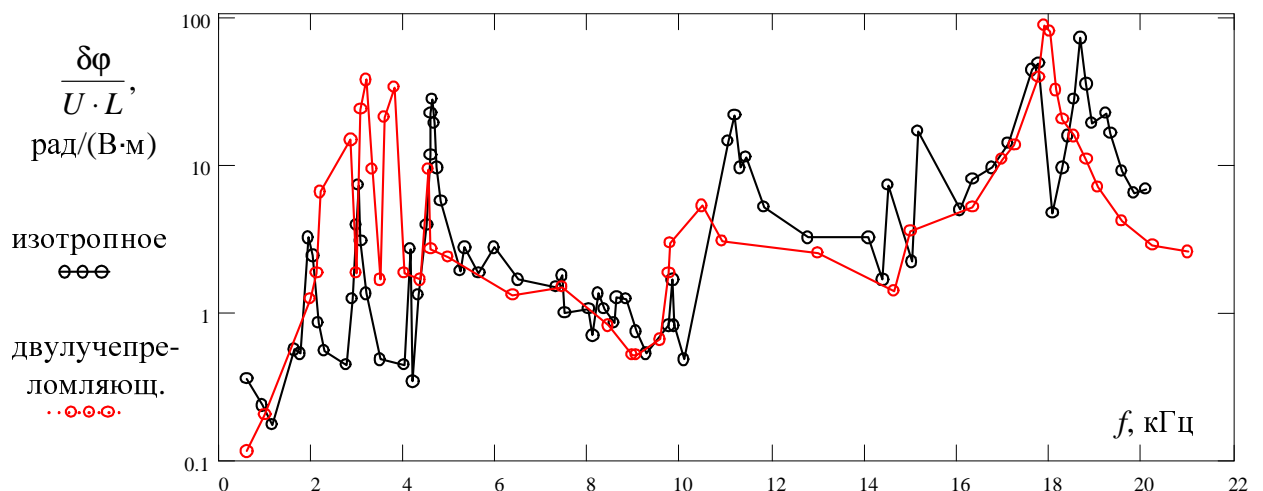


Рис. 4.15. Зависимости для удельной эффективности модулятора относительно подаваемого напряжения U для двух типов исследованных волокон.

Замечу, что для того, чтобы модулятор, использующий поперечное сдавливание, не переходил в нелинейный режим работы (при этом появляется генерация субгармоник) необходимо наличие некоторого начального давления P .

Далее приведена амплитудная характеристика модулятора с двулучепреломляющим волокном эллиптического сечения для различной начальной силы сдавливания. Характеристика снята в области продольного резонанса пьезокерамики модулятора ($f \approx 18$ кГц). Обращаю внимание на линейность амплитудной характеристики практически вплоть до предела прочности волокна (при $P = 1000$ Н/м и U выше 30 В произошло разрушение волокна). Кроме того, отмечу, что наклон амплитудной характеристики $\delta\varphi(U)$ логарифмически зависит от начального давления P , что соответствует найденным теоретически закономерностям.

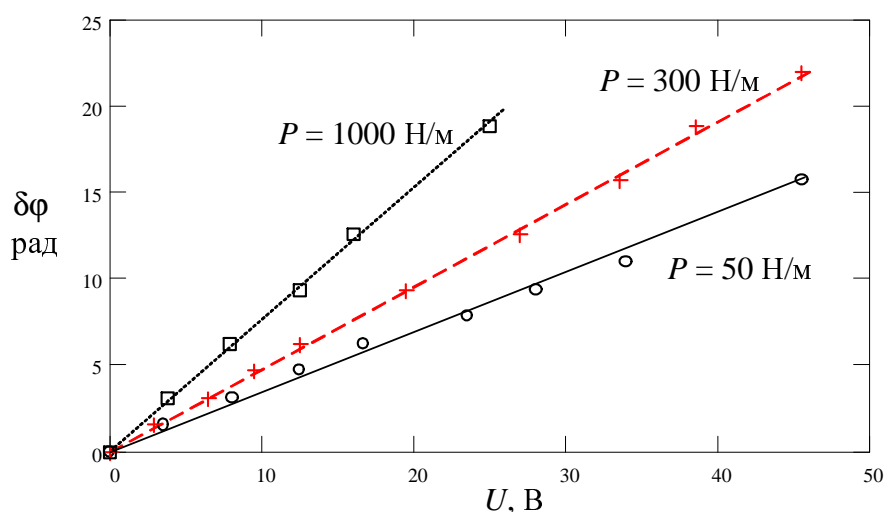


Рис. 4.16. Амплитудная характеристика $\delta\varphi(U)$ модулятора при $f \approx 18$ кГц. Отклонения от прямой вызваны погрешностью измерения индекса поляризационной модуляции.

Таким образом, поляризационный модулятор с любым из исследованных типов волокна продемонстрировал высокую эффективность как по преобразованию величины смещения в модуляцию разности фаз мод, так и по энергопотреблению. Величина эффективности K близка к расчётной, что свидетельствует о правильности выбранной механической модели.

4.5. Требование к мощности модуляторов (bonus)

Следует заметить, что рассмотренный тип модулятора для достижения расчётной эффективности должен иметь большой запас по мощности, т.е. работа в единицу времени по сжатию пьезокерамикой участка волокна длиной L должна быть значительно меньше потребляемой пьезокерамикой мощности. В противоположном случае падение эффектив-

ности будет обусловлено тем, что при некотором L и заданной мощности пьезокерамики расчётное значение сплющивания δl будет недостижимо на практике вследствие недостаточной для этого энергии.

Найдём выражение для мощности, потребляемой пьезокерамикой, минимально необходимой на осуществление модуляции согласно расчёту (4.11), (4.12), при условии, что вся механическая энергия тратится на сдавливание волокна. Энергия деформации участка сдавливаемого волокна длиной L на величину δl обозначим как Π ,

$$\Pi = L \cdot \delta V = L \cdot (\delta l \cdot P + \delta P \cdot l + \delta l \cdot \delta P), \quad (4.16)$$

$$\Pi \approx L \cdot \delta l \cdot (2P + \delta P). \quad (4.17)$$

Минимальная мощность, потребляемая пьезокерамикой для осуществления такой работы за половину периода колебаний, равна

$$W = \Pi \cdot \pi f, \quad (4.18)$$

f – частота колебаний. В итоге

$$W = L \cdot \delta l \cdot \left(2P + \delta l \cdot \frac{\pi E}{2A(P)} \right) \cdot \pi f. \quad (4.19)$$

Необходимая для осуществления успешной модуляции мощность линейно растёт с увеличением частоты модуляции, длины сдавливаемого участка волокна и жёсткости материала волокна. Кроме того, W практически линейно зависит от величины начального давления P . Если предположить, что вся потребляемая мощность тратится на механическую деформацию волокна, то можно получить условие на длину L_0 волокна в модуляторе.

$$L_0 = \frac{W}{\delta l \cdot \left(2P + \delta l \cdot \frac{\pi E}{2A(P)} \right) \cdot \pi f} \quad (4.20)$$

Длину больше, чем L_0 , не имеет смысла делать, поскольку пьезокерамика не сможет сдавить волокно на расчётную величину в связи с недостаточной мощностью. Т.е. простым увеличением длины сдавливаемого участка волокна уже нельзя будет достичь увеличения индекса поляризационной модуляции. Оценим величину L_0 для следующих параметров (близких к экспериментальным): $P = 500$ Н/м, $\delta l = 0,1$ мкм, $f = 20$ кГц, $W = 0,1$ Вт. Для данных параметров получаем, что $L_0 = 8$ мм. Таким образом, в экспериментальной установке было бы достаточно подвергать сдавливанию не 1,7 см, а 0,8 см волокна. Кроме того, данное обстоятельство, возможно, объясняет тот факт, что на частотах выше $f \sim 20$ кГц не было достигнуто расчётное значение коэффициента эффективности K .

Можно получить формулу для L_0 , выразив δl через $\delta\phi/(K \cdot L_0)$, где $\delta\phi$ – индекс поляризационной модуляции, который необходимо достигнуть для заданной мощности W .

$$L_0 = \frac{\pi E \cdot \delta\phi}{2A(P) \cdot K \cdot \left(\frac{W \cdot K}{\delta\phi \cdot \pi f} - 2P \right)}. \quad (4.21)$$

Подставив в эту формулу $W = 0,1$ Вт, $P = 500$ Н/м, $f = 20$ кГц, $\delta\phi = 10$ рад, получаем $L_0 = 1,7$ см (соответствует эксперименту). Если же мы хотим получить индекс модуляции 15 рад для тех же параметров, то активная длина волокна должна составлять уже 25 см. При этом величина сжатия δl будет, естественно, намного меньше, чем в первом случае. Для заданной величины мощности максимально достижимый индекс поляризационной модуляции, при котором L_0 обращается в бесконечность, определяется по формуле

$$\delta\phi_{\max} = \frac{W \cdot K}{2P \cdot \pi f}. \quad (4.22)$$

При $W = 0,1$ Вт, $P = 500$ Н/м, $f = 20$ кГц, $K = 10^4$ рад/(м·мкм) получаем, что $\delta\phi_{\max} = 16$ рад.

Кроме того, можно из (4.21) получить формулу для индекса модуляции $\delta\phi$, достигаемого для заданной мощности и заданной активной длины волокна L_0 .

$$\delta\phi = \sqrt{\left(\frac{2P \cdot L_0 \cdot A(P) \cdot K}{\pi E} \right)^2 + \frac{2W \cdot K^2 \cdot L_0 \cdot A}{\pi^2 E \cdot f} - \frac{2P \cdot L_0 \cdot A(P) \cdot K}{\pi E}} \quad (4.23)$$

Ниже показан график зависимости $\delta\phi(L_0)$, значения остальных параметров фиксированы.

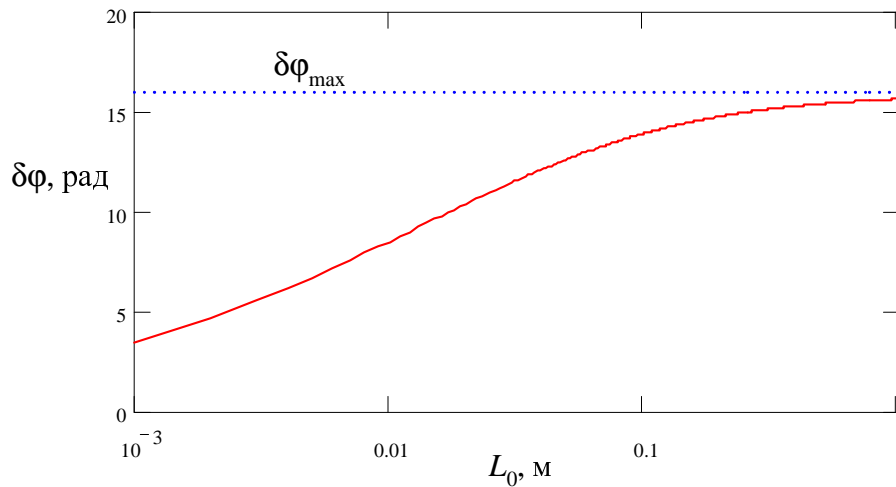


Рис. 4.17. Зависимость индекса модуляции $\delta\phi$ от длины активного участка волокна L_0 при постоянной мощности. $W = 0,1$ Вт, $P = 500$ Н/м, $f = 20$ кГц, $K = 10^4$ рад/(м·мкм), $\delta\phi_{\max} = 16$ рад.

Зависимость индекса модуляции от потребляемой мощности имеет характер $(x)^{1/2}$, это продемонстрировано на рис. 4.18.

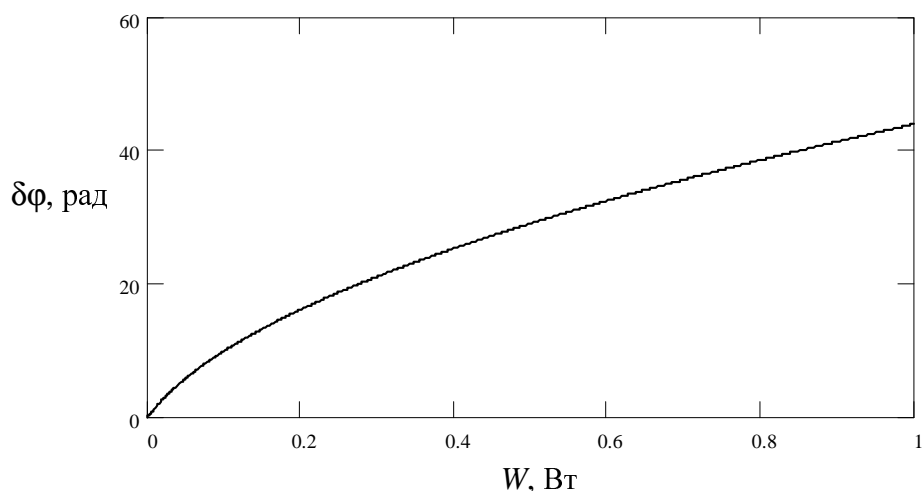


Рис. 4.18. Зависимость индекса поляризационной модуляции $\delta\phi$ от потребляемой модулятором мощности W . $P = 500$ Н/м, $f = 20$ кГц, $K = 10^4$ рад/(м·мкм), $L_0 = 1,7$ см.

Следует заметить, что энергетические ограничения могут существенно ухудшить чувствительность элементов поляризационных датчиков, использующих данный механизм создания модуляции разности фаз мод, в связи с тем, что измеряемые сигналы обычно имеют очень малую мощность. Поэтому же не имеет смысла делать большую длину сдавливаемого участка волокна в модуляторе или чувствительном элементе, если мощности недостаточно. В чувствительных элементах, использующих механизм поперечного сжатия, следовательно, правильным будет делать длину активного участка волокна порядка 1 мм.

Всё сказанное выше относительно энергетической зависимости индекса поляризационной модуляции, ограниченного на практике подводимой мощностью, справедливо, естественно, и для других способов создания модуляции с помощью эффекта фотоупругости. Однако, при ограничении мощности поляризационного модулятора, использующего механизмы чистого растяжения или изгиба с натяжением, данный эффект начинает проявляться, когда длина волокна в намотке на пьезокерамическом цилиндре имеет порядок 10 м, поэтому его проявление не столь заметно. Максимально достижимый индекс поляризационной модуляции также ограничивается подводимой мощностью W и начальным натяжением ϵ . Например, для модулятора, использующего чистое растяжение анизотропного волокна, максимальный индекс определяется по формуле

$$\delta\phi_{\max} = \frac{W \cdot \beta \cdot (Q + 1)}{2\pi^2 r^2 E \cdot f \cdot \epsilon}, \quad (4.24)$$

а для модулятора, использующего изгиб с натяжением,

$$\delta\varphi_{\max} = \frac{W \cdot C_S}{\pi^2 r \cdot E \cdot f \cdot \varepsilon \cdot R}. \quad (4.25)$$

При этом индекс поляризационной модуляции зависит от L_0 при фиксированной W следующим образом: для чистого растяжения

$$\delta\varphi(L) = \frac{2C_S \cdot r}{R} \cdot L_0 \cdot \left(\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{W}{\pi^2 r^2 E \cdot f \cdot L_0}} - \varepsilon \right), \quad (4.26)$$

а для изгиба с натяжением

$$\delta\varphi(L) = \beta \cdot (Q + 1) \cdot L_0 \cdot \left(\sqrt{\varepsilon^2 + \frac{W}{\pi^2 r^2 E \cdot f \cdot L_0}} - \varepsilon \right). \quad (4.27)$$

Соответствующие графики показаны ниже.

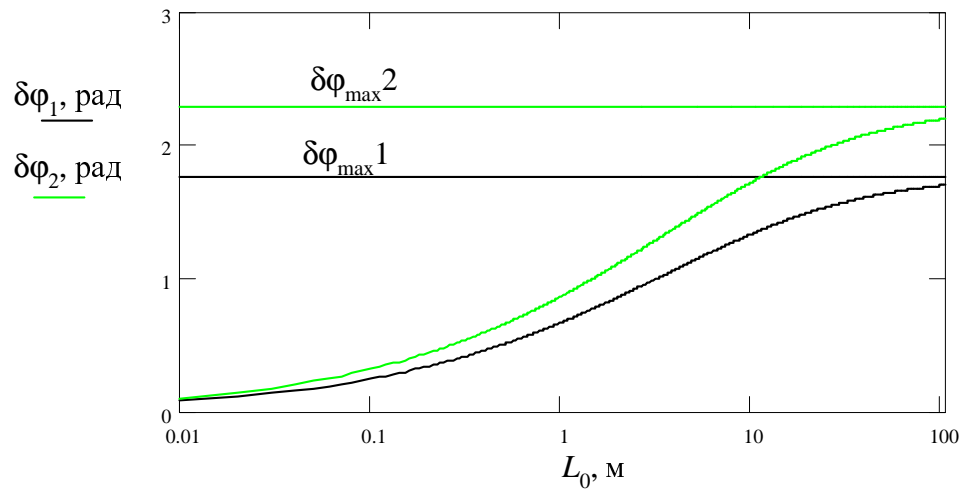


Рис. 4.19. Зависимость разности фаз поляризационных мод от активной длины волокна в модуляторе, а также их максимальные значения при ограниченной мощности пьезокерамики. Индексами «1» обозначены величины, относящиеся к изгибу с натяжением, «2» – к чистому растяжению. Приняты следующие значения параметров: $W = 0,1$ Вт, $\varepsilon = 10^{-5}$, $Q = 20,6$, $f = 20$ кГц, $R = 1,6$ см, $\Lambda = 3$ мм, $r = 62,5$ мкм, $C_S = 2,7 \cdot 10^6$ рад/м.

5. ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛОКОННЫХ ПОЛЯРИМЕТРОВ

Благодаря достаточно высокой чувствительности волоконных поляриметров к внешним механическим воздействиям появляется возможность создания на их основе чувствительных элементов для измерения некоторых физических величин с высокой точностью. При этом воздействие измеряемой величины должно быть сначала преобразовано в механическое. В таких чувствительных элементах воздействие измеряемой физической величины приводит к созданию разности фаз поляризационных мод на участке волокна внутри элемента (на активной длине волокна) вследствие упругооптического эффекта. Эффективность такого преобразования определяется конструкцией чувствительного элемента и способом создания разности фаз поляризационных мод волокна. Впоследствии информация о механических воздействиях на волокно может быть извлечена различными оптоэлектронными методами с высокой точностью, обусловленной присущим поляриметрам низким уровнем шумов.

Ниже будут изложены результаты экспериментов с чувствительными элементами поляриметрических датчиков, использующих фотоупругий эффект для создания сигнальной разности фаз поляризационных мод: поперечное давление и чистое растяжение. Эти чувствительные элементы могут быть использованы для измерения вибраций, ускорений и акустического давления. Механизмы изменения разности фаз с помощью чистого изгиба или изгиба с натяжением менее привлекательны вследствие низкой эффективности, поэтому рассмотрены не будут.

Для оценки чувствительности некоторого элемента введём величину S_1 (чувствительность) как отношение создаваемой в элементе разности фаз мод $\delta\varphi$ к изменению измеряемой физической величины δA , отнесённое к единице длины L волокна в элементе

$$S_1 = \frac{\delta\varphi}{L \cdot \delta A}. \quad (5.1)$$

Это удельная чувствительность (на метр волокна в рабочем элементе поляриметра). Чувствительность интерферометрических датчиков вводится иногда относительно объёма чувствительного элемента [118] или другого геометрического параметра. По удельной чувствительности удобно сравнивать различные чувствительные элементы, имеющие разную конструкцию и преобразующие различными способами внешнее воздействие в разность фаз интерферирующих лучей.

Кроме того, будем пользоваться величиной, называемой разрешающей способностью датчика. Это минимально обнаружимое изменение измеряемой физической величины δA данным чувствительным элементом, оно является характеристикой всего датчика, а не только элемента. В данную величину входит среднеквадратичный уровень фазового шума $\delta\varphi_\sigma$, включающий не только влияние внешней среды на трассу, но и шумы фазового детектора, источника света, фотоприёмного устройства

$$\delta A_{\min} = \frac{\delta\varphi_\sigma}{L \cdot S_1}. \quad (5.2)$$

АЧХ чувствительного элемента имеет, если не принимать специальных мер, неравномерный характер и определяется конкретной конструкцией элемента.

Все конструкции чувствительных элементов поляриметров, представленные в данном разделе, описываются и исследуются впервые.

5.1. Принципы измерения вибраций и ускорений с помощью механических систем.

Рассмотрим общие принципы построения виброметров-акселерометров, использующих механическую колебательную систему для преобразования её колебаний в дальнейшем либо в электрический сигнал (электромеханический [90] или пьезоэлектрический [93] преобразователь), либо, например, в изменение разности фаз поляризационных мод волокна (волоконный упругооптический преобразователь). Возможны также чувствительные элементы датчиков, сконструированные для преобразования механических колебаний в интенсивность света, проходящего по волокну [91], или в изменение разности фаз света в волокне [63-66, 124]. Во всех этих случаях механическая колебательная система является общей частью чувствительных элементов (при некоторых конструктивных отличиях) и может быть рассмотрена отдельно.

Рассмотрим простейшую колебательную систему, представляющую собой обобщённую систему «пружинный маятник», вынужденные колебания которой впоследствии преобразуются в полезный сигнал датчика. Её схема приведена на рис. 5.1.

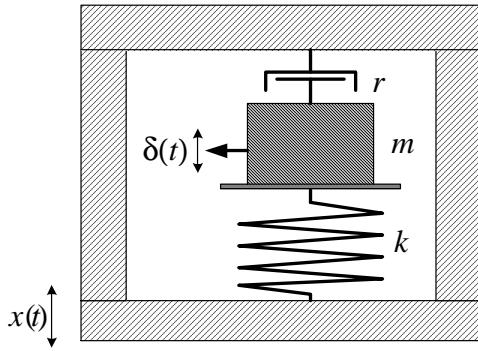


Рис. 5.1. Схема обобщённой колебательной системы «пружинный маятник».

Рассматриваемый пружинный маятник является системой с одной степенью свободы и сосредоточенными параметрами: жёсткость пружины k , инерционная масса m , величина демпфирования (коэффициент трения) r . Механические элементы расположены последовательно на одной оси и помещены в закрытый жёсткий кожух или жёстко закреплены на станине. Вся система в кожухе подвергается внешним колебаниям по гармоническому закону $x(t) = x_0 \cdot \sin(\omega t)$, где x_0 – амплитуда колебаний кожуха относительно лабораторной системы отсчёта, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота внешних колебаний. Обозначим вынужденные колебания инерционной массы как $\delta = \delta_0 \cdot \sin(\omega t)$, где δ_0 – их амплитуда. Величина δ измеряется в локальной системе координат, связанной с кожухом. Впоследствии именно δ будет преобразована в полезный сигнал с последующим извлечением информации о x_0 и ω .

Данная система является модификацией механического осциллятора и с помощью электромеханических аналогий может быть представлена в виде электрического колебательного контура (рис. 5.2).

В соответствии с правилами построения электрических эквивалентных схем контур является параллельным и также с сосредоточенными параметрами: массе m соответствует индуктивность, жёсткости k – величина, обратно пропорциональная ёмкости, коэффициенту трения r – сопротивление. Скорости колебаний инерционной массы в механической системе соответствует ток в эквивалентной электрической схеме. Вынуждающая сила колебаний F в механической системе описывается генератором напряжения. Эта сила соответствует электрическому напряжению генератора; она связана с перемещением x вторым законом Ньютона: $F =$

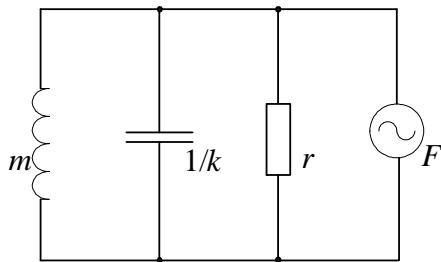


Рис. 5.2. Эквивалентная электрическая схема обобщённого пружинного маятника.

$m \cdot \ddot{x}$.

Уравнение колебаний механической системы

$$m \cdot \ddot{\delta} + r \cdot \dot{\delta} + k \cdot \delta = F \quad (5.3)$$

может быть решено методом комплексных амплитуд при гармоническом внешнем воздействии. Соответствующее выражение для комплексных амплитуд выглядит так

$$\delta_0 \cdot [-\omega^2 m + i \cdot \omega r + k] = -m\omega^2 x_0. \quad (5.4)$$

При делении на $i\omega$ данное выражение приводится к известному в электротехнике виду [92] – уравнение колебаний параллельного контура.

$$i\omega m + r + \frac{1}{i\omega \cdot 1/k} = i\omega m \cdot \frac{x_0}{\delta_0}. \quad (5.5)$$

Собственная частота системы ω_0 определяется из условия равенства 0 мнимых слагаемых в левой части уравнения (5.5), описывающих реактивные компоненты (массу и пружину).

Легко можно найти, что

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (5.6)$$

Решение уравнения вида (5.5) широко известно [92]. Легко можно показать, что для гармонической внешней силы установившиеся вынужденные колебания имеют частоту этой силы и амплитуду, определяющуюся выражением

$$\delta_0 = \frac{x_0 \cdot \omega^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{r}{m}\right)^2 \cdot \omega^2}} = x_0 \cdot \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + 4\xi^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}, \quad (5.7)$$

где $\xi = r/(2m)$, ξ – коэффициент затухания. Рассмотрим данное выражение с точки зрения измерения амплитуд гармонических вибраций x_0 и амплитуд ускорений $a_0 = \omega^2 \cdot x_0$.

А) При $\omega \ll \omega_0$ амплитуда колебаний инерционной массы в системе отсчёта, связанной с кожухом датчика, определяется приближённо выражением

$$\delta_0 \approx x_0 \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \frac{a_0}{\omega_0^2}. \quad (5.8)$$

Таким образом, амплитуда колебаний инерционной массы в данном случае пропорциональна амплитуде ускорений. Поэтому этот режим называется акселерометрическим. Полное выражение, связывающее амплитуду колебаний массы с амплитудой ускорений кожуха датчика получается напрямую из (5.7), его можно записать в виде

$$\delta_0 = \frac{a_0}{\omega_0^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + 4\xi^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}. \quad (5.9)$$

В) При $\omega \gg \omega_0$ амплитуда колебаний инерционной массы приближённо равна амплитуде перемещений всего кожуха датчика: $\delta_0 \approx x_0$. Данный режим используется для измерения амплитуд вибраций и называется виброметрическим.

Добротность механической колебательной системы определяется коэффициентом затухания. При небольшом ξ и при $\omega \approx \omega_0$ наблюдается явление резонанса: возрастание амплитуды вынужденных колебаний. Максимальная амплитуда колебаний определяется выражением

$$(\delta_0)_{\max} = \frac{x_0 \cdot \sqrt{\omega_0^2 - \xi^2}}{2\xi}. \quad (5.10)$$

Этой величины амплитуда колебаний достигает на частоте $\sqrt{\omega_0^2 - 2\xi^2}$. Увеличение коэффициента затухания приводит к ослаблению резонанса и сглаживанию резонансных кривых. При $\delta \geq \omega_0/\sqrt{2}$ резонанс полностью исчезает.

Ниже для иллюстрации вышесказанного показаны резонансные кривые для некоторой модельной системы, имеющей различный коэффициент затухания.

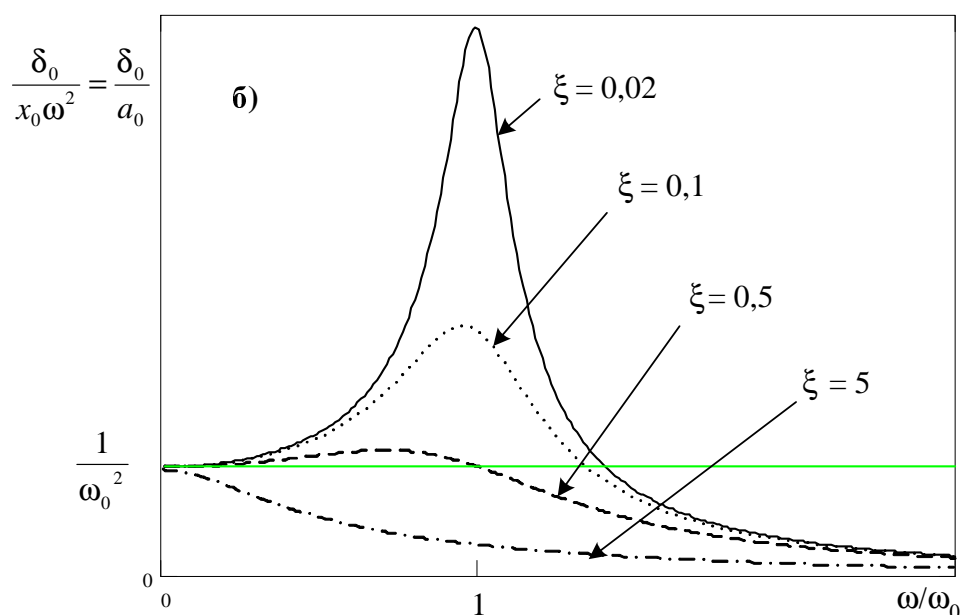
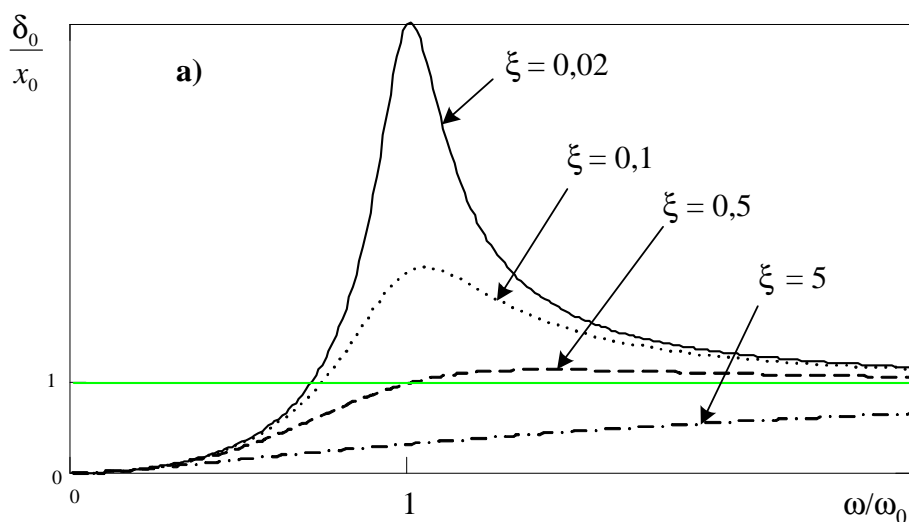


Рис. 5.3. Нормированные резонансные кривые для амплитуд вибраций (а) и ускорений (б) инерционной массы при различных коэффициентах затухания.

Первый график демонстрирует то обстоятельство, что в виброметрическом режиме отклик чувствительного элемента не зависит от коэффициента затухания. Кроме того, в этом режиме элемент не чувствителен к соотношению инерционной массы и жёсткости пружины. Данные величины определяют резонансные свойства данной механической системы и границу режима, но не влияют на чувствительность. На рисунке это иллюстрируется тем, что все резонансные кривые стремятся в пределе $\omega \rightarrow \infty$ к одному значению $\delta_0/x_0 = 1$, которое определяет расчётную чувствительность виброметрического варианта рассматриваемого элемента.

То же самое и для акселерометрического режима (см второй график): величины k , m , ξ определяют только его верхнюю границу, но не чувствительность в этом режиме. Видно, что все кривые выходят из одной точки $\delta_0/a_0 = 1/\omega_0$, это значение является расчётной чувствительностью акселерометрического варианта рассматриваемого элемента. Границей акселерометрического режима можно считать частоту, при которой резонансная кривая амплитуд ускорений заметно отклоняется от расчётного значения.

Для большей наглядности нормированные резонансные кривые в акселерометрии принято строить в логарифмическом масштабе по обеим осям.

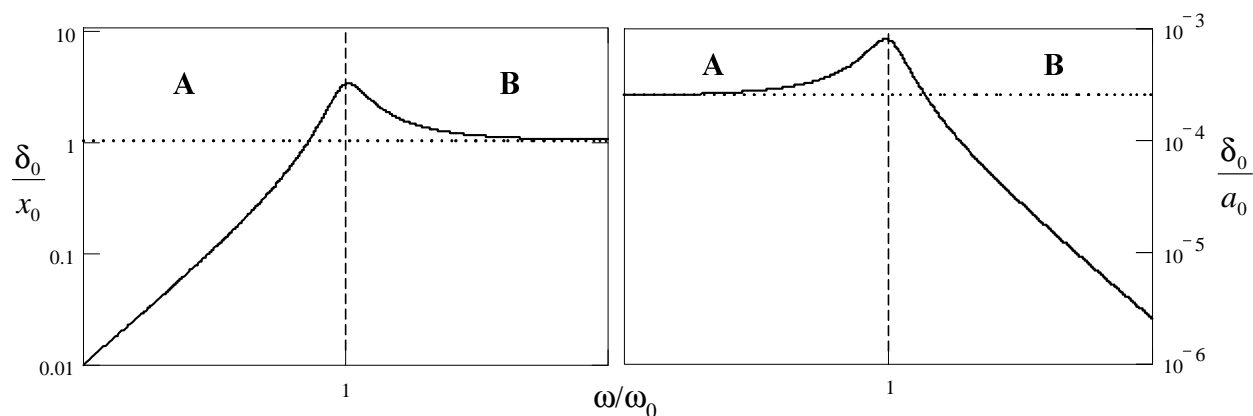


Рис. 5.4. Нормированные резонансные кривые для амплитуд ускорений и вибраций в логарифмическом масштабе при $\xi = 0,05$. Символ «А» соответствует акселерометрическому режиму, «В» – виброметрическому.

Из представленных графиков видно, что как в акселерометрическом, так и в виброметрическом режимах не является желательными сильный резонанс и сильное затухание, т.к. они являются причиной сужения границ режимов. Наилучший случай – когда резонанс подавлен почти полностью. На рисунках этому случаю соответствует $\xi = 0,05$. Оп-

тимальный вид резонансных характеристик достигается подбором коэффициента затухания ξ при введении дополнительного демпфера в систему. Для этих целей в электромеханических виброметрах-акселерометрах погружают пружинный маятник в вязкую среду, например, масло [90].

Таким образом, обобщая вышесказанное, отмечу, что собственная частота $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ определяет границы акселерометрического и виброметрического режимов, т.е. разделение режимов определяется соотношением жёсткости пружины и величины инерционной массы. Затухание ξ влияет на дополнительное сокращение частотных диапазонов этих режимов за счёт отличия резонансных характеристик от оптимальных.

Напомню, что всё вышесказанное справедливо только для механических систем с сосредоточенными параметрами. Для расчёта систем с распределёнными параметрами необходимо составлять уравнение колебаний в частных производных и решать методами математической физики. При этом возникает спектр собственных частот системы, а колебательные процессы будут сходны с поведением электромагнитных волн в замкнутых резонаторах. Механическая система является системой с распределёнными параметрами, если длина волны (произведение характерного времени колебательного процесса на скорость его распространения) значительно меньше характерного размера системы.

5.2. Поляриметрический виброметр-акселерометр, использующий продольное растяжение волокна.

Рассмотрим чувствительный элемент поляриметрического волоконного датчика для измерения вибраций и ускорений, использующий продольное растяжение. В простей-

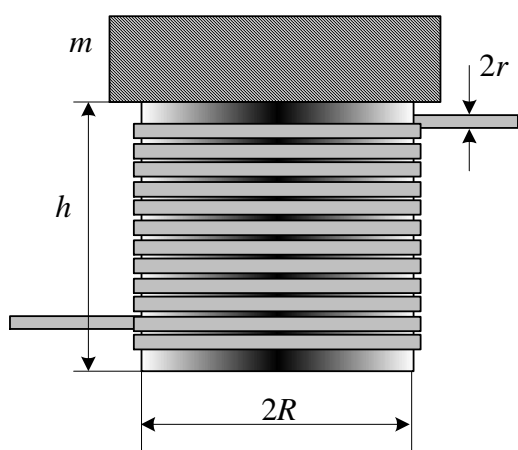


Рис. 5.5. Чувствительный элемент, использующий продольное растяжение волокна (вид сбоку).

шем случае он представляет собой цилиндр с толщиной стенок d , высотой h и радиусом R , на который намотано волокно, обладающее собственным линейным двулучепреломлением. Цилиндр помещается между вибрирующей с амплитудой δl_0 поверхностью и инерционной массой. Вибрации δl передаются цилиндру, в результате его продольный размер изменяется на δh .

Схема чувствительного элемента приведена на рис. 5.5. Данная система является модификацией пружинного маятника. В качестве

пружины жёсткостью k здесь выступает цилиндр с волоконной намоткой. Колебания станины, на которой установлен чувствительный элемент, являются вынуждающими, а колебания инерционной массы относительно станины являются вынужденными. Амплитуда вынуждающих колебаний, которую необходимо измерить, равна δl_0 , а амплитуда колебаний продольного размера пружины, т.е. амплитуда колебаний инерционной массы относительно станины, равна δh_0 . Изменения продольных размеров эквивалентной пружины (алюминиевого цилиндра), приводят к изменению его радиальных размеров по соотношениям закона Пуассона. Это, в свою очередь, приводит к продольному растяжению намотанного сильнодвулучепреломляющего волокна и вызывает изменение состояния поляризации распространяющегося по нему света. Наведённая таким образом разность фаз поляризационных мод содержит информацию о измеряемых колебаниях (или ускорениях) станины.

Рассмотрим сначала виброметрический режим работы чувствительного элемента. Продольные деформации цилиндра вызывают изменение его радиуса на δR , что приводит к продольному растяжению волокна на $\delta L = 2\pi \cdot \delta R \cdot N$, где N – число витков в намотке. Рассмотрим, как связаны δR и δh , пользуясь законом Пуассона [37].

Относительная деформация бруска по осям x и z , деформируемого вдоль оси y , равна

$$\epsilon_x = -\mu\epsilon_y, \quad \epsilon_z = -\mu\epsilon_y, \quad (5.11)$$

где $\epsilon_y = \delta y/y$, y – размер бруска по оси y , μ – коэффициент Пуассона материала бруска. Знак «минус» указывает на то, что при сдавливании тела вдоль оси y по осям x и z будет наблюдаться растяжение, и наоборот. В дальнейшем этот знак будем опускать, подразумевая модуль абсолютной деформации.

Цилиндр можно представить в виде бруска прямоугольного сечения, разрезав его вдоль оси и распрямив (рис. 5.6). Полученный брусок будет иметь размеры $(2\pi R) \times (d) \times (h)$.

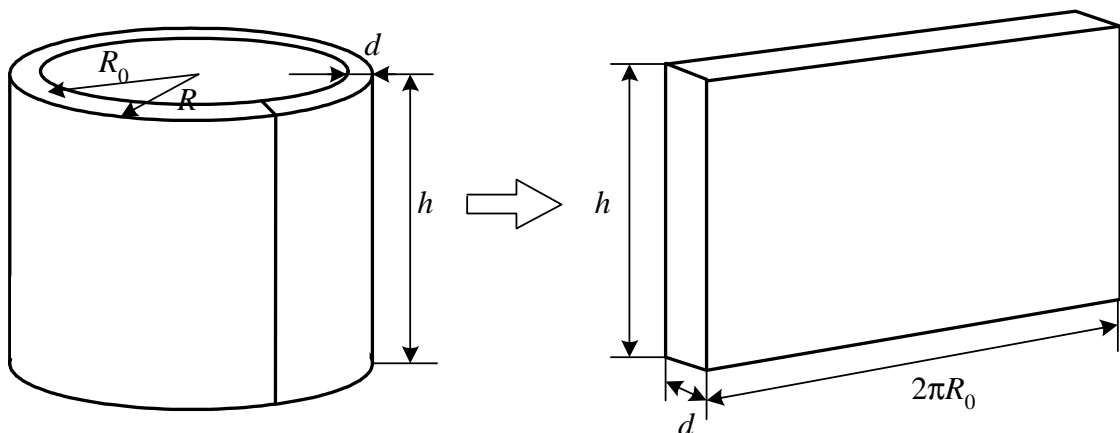


Рис. 5.6. Представление цилиндра в виде бруска прямоугольного сечения.

По закону Пуассона при сплющивании на величину δh средний радиус и толщина стенок изменяют свои размеры в соответствии с

$$R_0 \rightarrow R_0 \left(1 + \mu \frac{\delta h}{h} \right), \quad d \rightarrow d \left(1 + \mu \frac{\delta h}{h} \right). \quad (5.12)$$

Внешний радиус, равный $R = R_0 + d/2$, следовательно, также увеличится

$$R \rightarrow R \left(1 + \mu \frac{\delta h}{h} \right). \quad (5.13)$$

Таким образом, чем меньше высота цилиндра, тем больше увеличится внешний радиус. В результате волокно растягивается так, что его длина меняется следующим образом

$$L \rightarrow L \left(1 + \mu \frac{\delta h}{h} \right). \quad (5.14)$$

Изменение разности фаз поляризационных мод волокна составит при этом

$$\delta\varphi = (1 + Q) \cdot \beta \cdot \delta L = (1 + Q) \cdot \beta \cdot \mu \frac{\delta h}{h} \cdot L \quad (5.15)$$

и прямо пропорционально длине волокна в намотке, а также величине двулучепреломления и величине продольной деформации цилиндра. Коэффициент Пуассона алюминия равен $\mu = 0,3$. Обращаю внимание, что в данное выражение не вошла толщина стенок цилиндра, следовательно, их надо стремиться делать возможно более тонкими из энергетических соображений (удельная энергия деформации меньше при том же сдвиге разности фаз мод). Выражение (5.15) получено для виброметрического режима, поэтому отсутствие в нём зависимости от модуля Юнга цилиндра связано с предположением, что деформации имитирующей пьезокерамики полностью передаются чувствительному элементу. Если предполагается использовать данный чувствительный элемент только для измерения вибраций, то для расширения границ режима необходимо понизить собственную частоту колебаний эквивалентной механической системы, т.е. увеличить массу и уменьшить жёсткость эквивалентной пружины путём уменьшения толщины стенок цилиндра. Однако, надо иметь в виду, что поскольку модуль Юнга многих материалов изменяется от частоты, то собственная частота, определяющая границы режимов, может отличаться от расчётного значения.

Удельная чувствительность виброметра рассмотренного вида к вибрации определяется следующим выражением: это отношение индекса поляризационной модуляции к амплитуде измеряемых вибраций на единицу активной длины волокна

$$S_{iv} = \frac{\delta\varphi}{L \cdot \delta l_0} = \frac{(1 + Q) \cdot \beta \cdot \mu}{h}. \quad (5.16)$$

Поскольку рассматривается удельная чувствительность, то S_{1v} не зависит от длины волокна. Отмечу также, что данное выражение не имеет зависимости ни от массы, ни от жёсткости алюминиевого цилиндра, ни от коэффициента затухания колебаний в механической системе, поскольку рассматривается чистый виброметрический режим ($\omega \rightarrow \infty$). Однако, конструкция в виде цилиндра с волоконной намоткой имеет несколько меньший эффективный коэффициент Пуассона μ , чем ненагруженный цилиндр. Поправка к коэффициенту Пуассона [124] зависит от параметров волокна и цилиндра; но для рассмотренных в работе случаев она пренебрежимо мала (около 4 %).

Расчитаем жёсткость цилиндра в продольном направлении для определения собственной частоты колебаний. Известно, что жёсткость k – это коэффициент пропорциональности между силой и вызываемым ею абсолютным изменением размеров эквивалентной пружины; т.е. для бруска из однородного материала: $k = S \cdot E / h$, где S – площадь поперечного сечения бруска, E – его модуль Юнга, h – продольный размер бруска. Для цилиндра радиуса R с тонкими стенками толщиной d площадь S равна $2\pi R \cdot d$. Тогда

$$k = \frac{2\pi R d}{h} \cdot E. \quad (5.17)$$

Далее расчитаем чувствительность в режиме акселерометра, когда амплитуда изменения продольных размеров цилиндра пропорциональна амплитуде ускорению станины, на которой установлен чувствительный элемент: $\delta h_0 \approx a_0 / \omega_0^2$. Чувствительностью в этом случае является отношение индекса поляризационной модуляции к амплитуде измеряемых ускорений на единицу активной длины волокна

$$S_{1a} = \frac{\delta\varphi}{a_0 \cdot L}. \quad (5.18)$$

Для вычисления этого выражения можно воспользоваться связью $a_0 = \delta l_0 \cdot \omega^2$ и формулой (5.15), связывающей амплитуду измеряемых колебаний δl_0 с величиной поляризационной модуляции света в волокне $\delta\varphi$. В итоге получаем, что

$$S_{1a} = S_{1v} \cdot \frac{1}{\omega_0^2} = 9,8 \cdot \frac{(1+Q) \cdot \beta \cdot \mu \cdot m}{2\pi \cdot R \cdot d \cdot E}, \quad (5.19)$$

где E – модуль Юнга материала цилиндра, μ – его коэффициент Пуассона. Коэффициент 9,8 перед дробью введён для того, чтобы чувствительность к ускорению имела размерность рад/(g·м). Измерение ускорения в единицах g (ускорение свободного падения) принято в акселерометрии.

Рассмотрим ещё случай, когда волокно намотано не на полый цилиндр, а на сплошную цилиндрическую мандреллу. Тогда коэффициент жёсткости мандреллы (без учёта волоконной намотки) будет вычисляться по формуле

$$k = \frac{2\pi R^2}{h} \cdot E, \quad (5.20)$$

где R – её радиус, h – высота, E – модуль Юнга (для алюминия равен $7 \cdot 10^{10}$ Н/м², для резины $(2 \div 15) \cdot 10^6$ Н/м², для стекла $6 \cdot 10^{10}$ Н/м²). Чувствительность к ускорению тогда определяется по формуле

$$S_{1a} = 9,8 \cdot \frac{(1+Q) \cdot \beta \cdot \mu \cdot m}{2\pi \cdot R^2 \cdot E}. \quad (5.21)$$

Следует заметить, что и в этом случае расчётная формула чувствительности к ускорению получена при условии того, что волоконная намотка не изменяет жёсткости мандреллы. Однако, для мандрелл из мягких материалов намотка волокна может привести к увеличению жёсткости эквивалентной пружины в несколько раз, что наглядно продемонстрировано для резиновой мандреллы в [64]. На практике это влечёт уменьшение экспериментального значения чувствительности по сравнению с расчётным в несколько раз. Кроме того, резиноподобные материалы плохо согласованы по жёсткости с волокном, поэтому не вся величина деформации резиновой мандреллы будет сообщена волокну (формула (5.14) становится неверной). Для успешной работы такого чувствительного элемента надо соблюдать условие полной передачи энергии деформации от мандреллы к волокну, что выполняется в случае, когда волоконная намотка полностью покрывает цилиндр [64].

Ниже будут приведены результаты экспериментов с чувствительными элементами поляриметра, использующими продольное растяжение в акселерометрическом и виброметрическом режимах.

Зависимость амплитуды продольных вибраций имитационной керамики $\delta l_0(f)/U_0(f)$ на единицу подаваемого к её обкладкам напряжения в рабочем диапазоне частот была предварительно измерена с помощью эталонного виброметра-акселерометра фирмы Брюль и Кьер. Измерения чувствительности в виброметрическом и акселерометрическом режимах заключались в определении индекса поляризационной модуляции, также отнесённого к амплитуде напряжения на керамике: $\delta\varphi(f)/U_0(f)$. Индекс поляризационной модуляции измерялся осциллографом или по показаниям спектроанализатора, имеющим высококачественный встроенный усилитель слабых сигналов. При условии линейности амплитудной характеристики имитационной керамики можно определить чувствительность к вибрациям S_{1v} , как $[\delta\varphi(f)/U_0(f)]/\{L \cdot \delta l_0(f)/U_0(f)\}$. Чувствительность к ускорению экспериментально определялась как $S_{1a} = 9,8 \cdot S_{1v}/\omega^2$.

Первый исследованный чувствительный элемент представлял собой алюминиевый цилиндр радиусом $R = 1,25$ см, толщиной стенок $d = 0,5$ мм и высотой $h = 4,7$ см. На него намотано $N = 124$ витков волокна ДСК в защитной оболочке (длина волокна в чувст-

вительном элементе $L = 9,74$ м), имеющего длину биений $\Lambda = 3$ мм и $Q = 20,6$. В качестве источника вибраций использовалась цилиндрическая пьезокерамика радиусом 3,6 см. Значение инерционной массы в экспериментах можно было изменять. При таких параметрах расчётная чувствительность для виброметрического режима равна $S_{1v}^0 = 0,29$ рад/(мкм·м). Расчётная жёсткость эквивалентной пружины, вычисленная по формуле (5.20), равна $k^0 = 5,85 \cdot 10^7$ Н/м = 58,5 Н/мкм. Для акселерометрического режима S_{1a} зависит от величины инерционной массы: $S_{1a}^0 = 9,8 \cdot S_{1v}^0 \cdot m/k^0 = 0,048 \cdot m$ [рад/(г·м·кг)]. Результаты исследования данного чувствительного элемента приведены ниже.

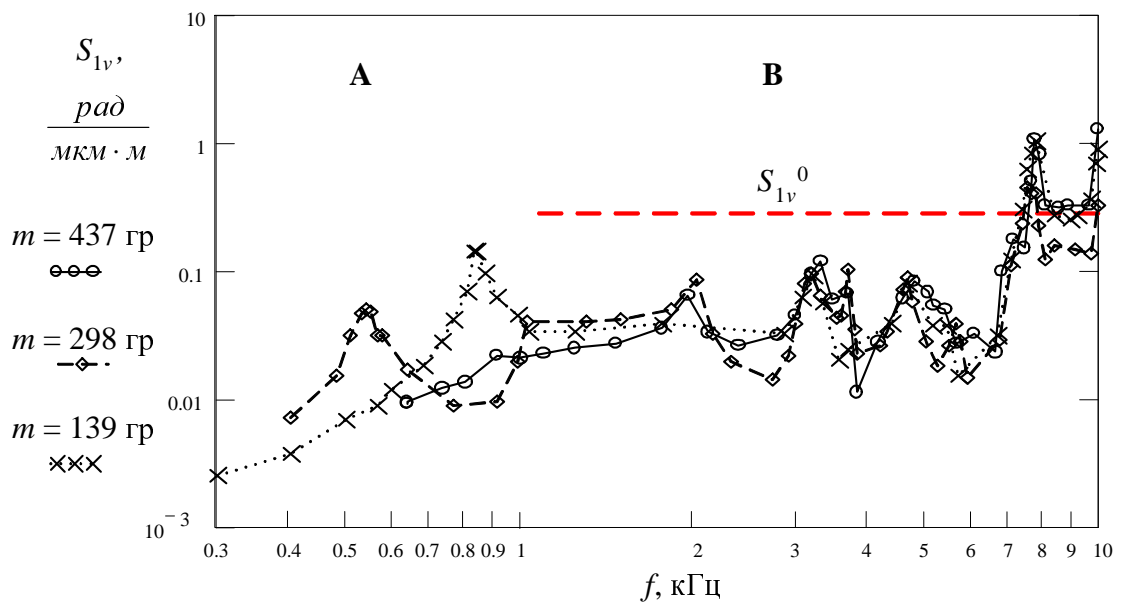


Рис. 5.7. Удельная чувствительность элемента в виброметрическом режиме. Инерционная масса равна $m = 437, 298$ и 139 грамм. Горизонтальной линией отмечено расчётное по формуле (5.16) значение $S_{1v}^0 = 0,17$ рад/(мкм·м).

Как видно из рис. 5.7, расчётная формула хорошо описывает полученный экспериментально результат. На частотах выше 1 кГц изменение величины инерционной массы не влияет на чувствительность, стремящуюся к расчётному значению. Неравномерность чувствительности от частоты определяется дополнительными резонансами механической колебательной системы и зависит также от способа крепления цилиндра к вибрирующей поверхности и крепления массы к цилиндру.

Пользуясь полученными результатами по чувствительности (рис. 5.7), можно найти разрешающую способность по вибрации для данного чувствительного элемента, предполагая среднеквадратичные фазовые шумы датчика равными $\delta\phi_{\sigma} = 1$ мкрад в полосе частот 1 Гц. Минимально обнаружимая амплитуда вибраций δl_{\min} для этого случая представлена на рис. 5.8

$$\delta l_{\min} = \frac{\delta\varphi_{\sigma}}{L \cdot S_1}, \quad (5.22)$$

Видно, что чем больше волокна используется в чувствительном элементе, тем лучшую разрешающую способность имеет датчик (т.к. при этом становится меньше минимально обнаружимое изменение регистрируемой величины).

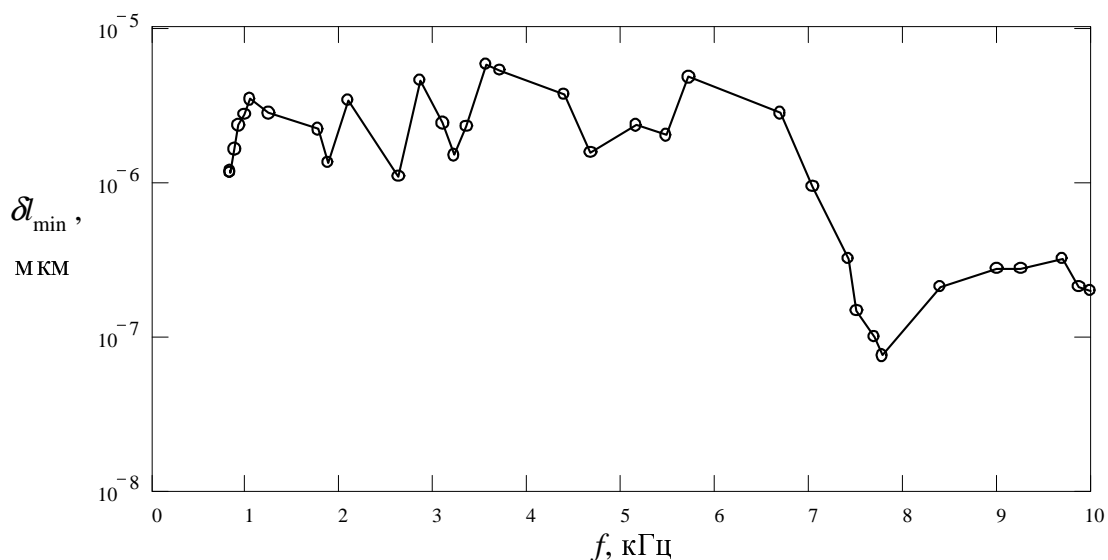


Рис. 5.8. Разрешающая способность δl_{\min} датчика с представленным чувствительным элементом и среднеквадратичным уровнем фазовых шумов $\delta\varphi_{\sigma} = 1$ мкрад. Приведён результат для $m = 139$ грамм.

Из рис. 5.8 видно, что разрешение датчика с данным чувствительным элементом и $\delta\varphi_{\sigma} = 1$ мкрад достигает $0,01 \pm 0,001 \text{ \AA}/\text{Гц}^{1/2}$ и лучше. В следующей главе будет показано, что такой уровень фазовых шумов легко достигается в поляриметрических волоконных датчиках при использовании псевдогетеродинного метода приёма сигналов.

Амплитудная характеристика чувствительного элемента, в данном случае это зависимость $\delta\varphi(\delta l_0)$, является линейной в рабочем диапазоне частот и в рабочем диапазоне амплитуд напряжения, подаваемого на имитационную керамику (до 43 В). При подаче на имитационную керамику достаточно высокого напряжения, эта керамика входит в нелинейный режим работы, при котором происходит генерация субгармоник, в результате чего появляются амплитудные искажения. Ниже приведена амплитудная характеристика в рабочем диапазоне амплитуд напряжения на имитационной керамике. Индекс поляризационной модуляции, возникающей в чувствительном элементе, измерялся с помощью фазового детектора. Отклонения от прямой на графике связаны с погрешностью измерений по осциллографу.

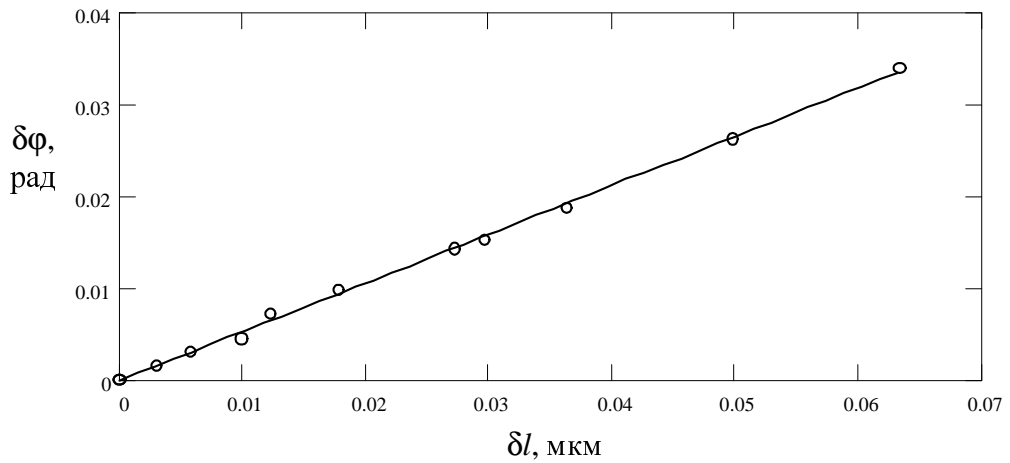


Рис. 5.9. Амплитудная характеристика чувствительного элемента на частоте $f = 1$ кГц. Приведён результат для $m = 139$ грамм.

В дальнейшем везде будет подразумеваться, что в диапазоне рабочих амплитуд и частот чувствительные элементы имеют линейную амплитудную характеристику.

Рассмотрим работу чувствительного элемента в нижнем диапазоне частот, где он работает в качестве акселерометра. Ниже приведены зависимости чувствительности к ускорению для двух различных инерционных масс.

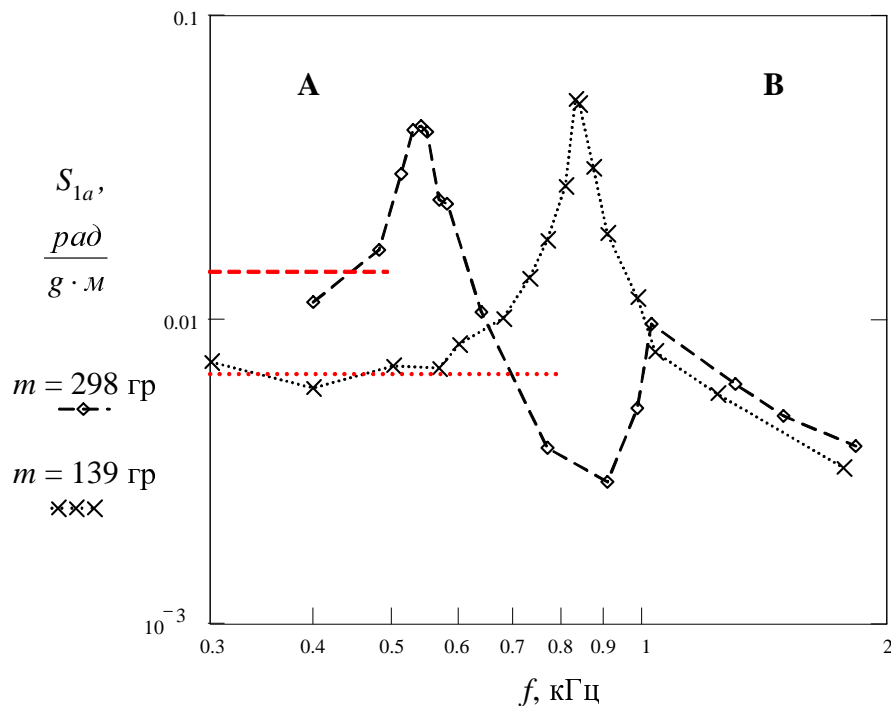


Рис. 5.10. Удельная чувствительность элемента по измерению амплитуд ускорений в акселерометрическом режиме. Инерционная масса равна $m = 298$ и 139 грамм. Горизонтальными линиями отмечены расчётные значения $S_{1a}^0(m = 298 \text{ гр}) = 0,014 \text{ рад}/(\text{г}\cdot\text{м})$, $S_{1a}^0(m = 139 \text{ гр}) = 6,67 \cdot 10^{-3} \text{ рад}/(\text{г}\cdot\text{м})$.

На частотах ниже 0,4 кГц снять экспериментальную зависимость было проблематично в связи с малым уровнем сигнала фотоприёмника и возрастанием помех, поэтому был снят только частотный диапазон вблизи резонанса. В целом можно отметить удовлетворительное согласие расчёта и экспериментальных данных. По изложенной выше теории все резонансные зависимости должны начинаться со значений, соответствующих расчётной чувствительности в акселерометрическом режиме. В связи с этим можно отметить, что экспериментальные результаты оказываются несколько ниже расчётных величин. Тем не менее, следует отметить, что, судя по виду полученных резонансных кривых, простейшая физическая модель «пружинный маятник» достаточно хорошо описывает поведение исследованного чувствительного элемента.

Как видно по снятым характеристикам, никаких специальных мер по подавлению резонанса принято не было. По значению резонансных частот на графике можно приблизительно определить экспериментальную жёсткость эквивалентной пружины. Она оказывается меньше расчётной величины и равна $k = 3,87$ Н/мкм.

На практике резонансные частоты довольно сильно отличались от расчётных (8 ÷ 14 кГц) в связи со значительным завышением жёсткости k^0 механической системы относительно реальной. Как впоследствии выяснилось, это было связано с тем, что жёсткость подставки, на которую устанавливался чувствительный элемент, была на порядок ниже жёсткости цилиндра с намотанным волокном. Эта «пружина» была соединена последовательно с исследуемой жёсткой «пружиной». По правилу перехода от механических элементов к их электрическим аналогам, последовательно соединённые пружины соответствуют параллельным ёмкостям (рис. 5.11). При этом их гибкости (т.е. величины $1/k$) складываются, поскольку данная величина соответствует ёмкости электрического аналога. В результате получаем, что $k = k_1 \cdot k_2 / (k_1 + k_2)$. Это означает, что общая жёсткость последовательных пружин меньше, чем жёсткость наиболее мягкой. Поэтому гибкая пружина «шунтирует» жёсткую и определяет частоту резонанса. Электрический аналог такого соединения пружин – последовательно включенные конденсаторы, общий заряд которой определяется конденсатором с наибольшей ёмкостью.

Таким образом, необходимо иметь в виду, что надёжность и прочность механического соединения акселерометра и объекта, ускорения которого необходимо измерить, является основным условием обеспечения точных результатов. При этом необходимо исключить так называемые паразитные контуры заземления [93]. Поверхность объекта должна быть как можно более ровной. Кроме того, для всех типов акселерометров должно выполняться правило: «собственная масса акселерометра должна быть по меньшей мере в

10 раз меньше массы объекта, на котором он закреплён». Однако, в экспериментах выполнить это правило было затруднительно.

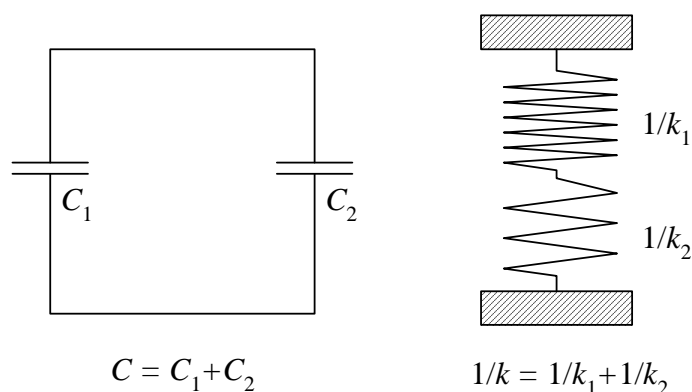


Рис. 5.11. Правило вычисления общей жёсткости последовательных пружин.

Следующий рисунок показывает зависимость резонансной частоты от величины инерционной массы. Как видно из графика, эта зависимость хорошо аппроксимируется выражением $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$, где k – полная жёсткость системы. Отмечу, что в расчётную формулу для чувствительности следует подставлять жёсткость цилиндра, а не полную, т.к. свет распространяется только в волокне, намотанном на цилиндр, и эффект изменения двулучепреломления также возможен только там.

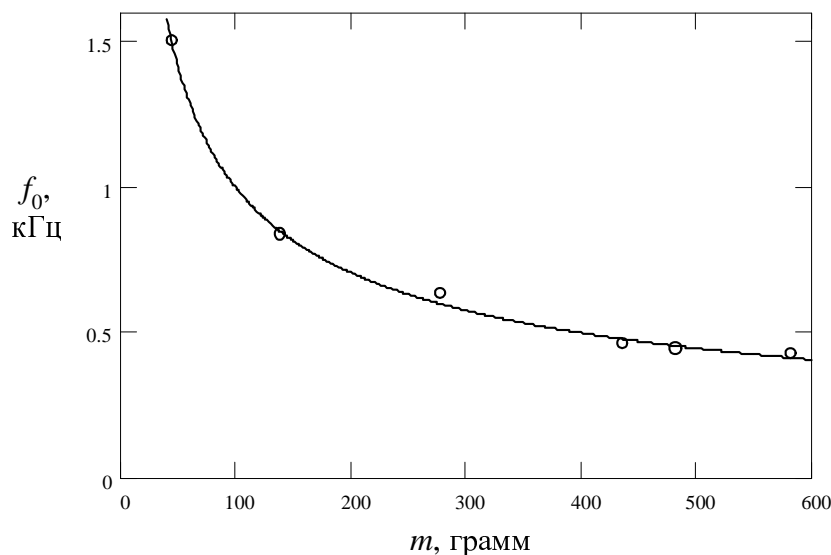


Рис. 5.12. Экспериментальная зависимость резонансной частоты от величины инерционной массы (кружочки).

Таким образом, для повышения частоты резонанса, т.е. расширения границ акселерометрического режима, полная жёсткость механической части элемента должна быть

как можно больше; последовательные соединения с гибкими «пружинами» необходимо устранить.

Пользуясь общей формулой (5.2) по определению разрешающей способности датчика, вычислим минимально обнаружимую величину ускорений для случая $m = 437$ грамм, предполагая среднеквадратичный уровень фазовых шумов датчика равным $\delta\varphi_{\sigma} = 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2}. Получаем, что в полосе 1 Гц датчик с данным чувствительным элементом в режиме акселерометра имеет разрешение $8 \cdot 10^{-6}$ г/Гц^{1/2}. Данный результат имеет тот же порядок точности, который обеспечивают промышленные электромеханические акселерометры, изготовленные по технологии MEMS [94].

Далее рассмотрим результаты экспериментов для мандрельного чувствительного элемента, представляющего собой сплошной цилиндр из резины. Параметры цилиндра: радиус $R = 3,2$ см, толщина $d = 0,9$ см, модуль Юнга лежит в диапазоне $E = (2 \div 15) \cdot 10^6$ Н/м², коэффициент Пуассона $\mu = 0,5$. На цилиндр намотано плотно с натяжением двулучепреломляющее волокно ДСК (то же самое, что и в предыдущем случае), длина $L = 4,83$ м, намотка практически полностью покрывает его поверхность. Точное значение резонансных частот определить не удалось в связи со значительным подавлением резонанса (механическая система оказалась низкодобротной), поэтому все измерения проводились только для виброметрического режима. Кроме того, вполне вероятно, что для такого чувствительного элемента в рабочий диапазон частот попало несколько резонансов. Дело в том, что длина волны механических колебаний в резине сопоставима на частотах порядка нескольких кГц с геометрическими размерами мандреллы. Поэтому частотам резонансов соответствуют случаи, когда характерный размер резинового цилиндра становится таким, что вдоль него укладывается нечётное число полуволн колебаний. Данная система оказывается распределённой и не может описываться линейным дифференциальным уравнением второго порядка, предложенным выше. Однако, интересно на практике рассмотреть, насколько может быть применима расчётная формула для чувствительности в этом случае, полученная для упрощённой линейной модели с сосредоточенными параметрами.

Ниже изображены графики зависимости чувствительности данного виброметрического элемента от частоты при двух значениях величины инерционной массы.

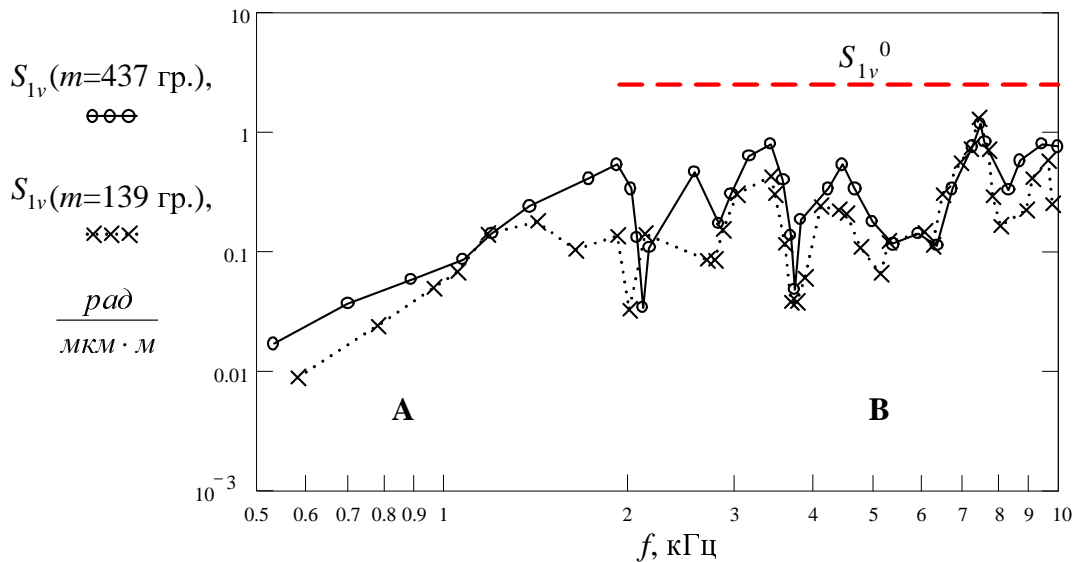


Рис. 5.13. Зависимость чувствительности виброметра от частоты при двух инерционных массах. Сплошной линией (кружочки) – случай $m = 437$ грамм, пунктирной линией (крестики) – случай $m = 139$ грамм. Горизонтальной линией отмечено расчётное значение $S_{1v}^0 = 1,47$ рад/(мкм·м).

Как видно из этого рисунка, и здесь в виброметрическом режиме величина инерционной массы практически не влияет на чувствительность (различие двух кривых близко к погрешности в экспериментальном определении индекса поляризационной модуляции). Расчётное значение чувствительности по формуле (5.16) $S_{1v}^0 = 1,47$ рад/(мкм·м) даёт достаточно хорошую практическую оценку. В предположении, что среднеквадратический уровень фазовых шумов датчика равен 10^{-6} рад/Гц^{1/2}, получаем оценочную удельную разрешающую способность к амплитуде вибраций $\delta l^0 = 1,36 \cdot 10^{-13}$ м/Гц^{1/2} = $1,36 \cdot 10^{-3}$ Å/Гц^{1/2}.

В связи с неопределённостью модуля Юнга резины, из которой изготовлена мандрелла, значение её жёсткости можно оценить по формуле (5.20) лишь приблизительно. Оно оказывается равным $k^0 = 1,4 \div 10$ Н/мкм, расчётная резонансная частота при величине массы $m = 437$ грамм равна $f_0^0 = 0,3 \div 0,8$ кГц. По формуле (5.21) можно оценить диапазон удельной чувствительности данного элемента в режиме акселерометра: $S_{1a}^0 = 0,6 \div 4,4$ рад/(г·м) для массы $m = 437$ грамм.

Обе разновидности чувствительных элементов, изготовленных на основе алюминиевого и резинового цилиндров, продемонстрировали, что свойства материала мандреллы достаточно слабо влияют на чувствительность в виброметрическом режиме (при условии, что энергия колебаний цилиндра по возможности полностью передавалась бы волокну). Поэтому, материал необходимо выбирать, исходя из конкретных условий применения чувствительного элемента: температура и агрессивность среды, значение собственной

частоты колебаний, коэффициент затухания колебаний, масса и габариты. Например, большинство резиноподобных (или пластиковых) мандрелл не могут применяться при температурах окружающей среды порядка 300 °С.

5.3. Поляриметрический виброметр-акселерометр, использующий поперечное сдавливание волокна.

Рассмотрим следующую конструкцию чувствительного элемента для поляриметрического датчика, в которой используется создание сигнальной разности фаз поляризационных мод волокна под действием поперечного сжатия. Данный элемент не имеет эквивалентного ему чувствительного элемента для двухлучевого интерферометрического аналога, поскольку в последнем случае абсолютного сдвига фазы света не происходит. После долгих поисков была найдена оптимальная, на мой взгляд, базовая конструкция чувствительного элемента для измерения вибраций и ускорений, использующая поперечное сжатие. Её схема приведена ниже (рис. 5.14).

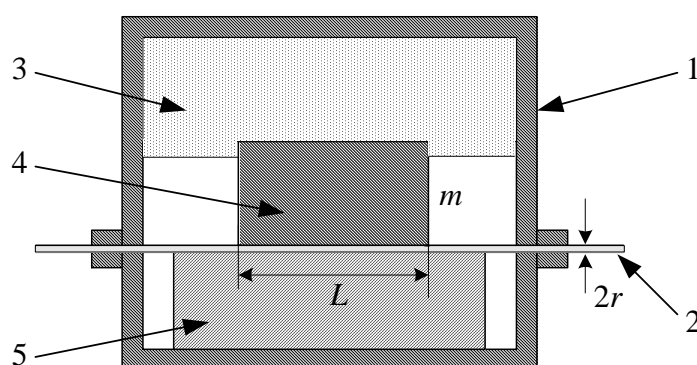


Рис. 5.14. Схема чувствительного элемента для измерения вибраций. Цифрами обозначены: 1 – металлический корпус; 2 – оптоволоконно; 3 – слой упругого материала для обеспечения начального поджатия волокна; 4 – инерционная масса; 5 – стеклянная пластина (основание).

Чувствительный элемент заключён в защитный металлический кожух, имеющий вид цилиндра диаметром 4 см и высотой 3,5 см. Использовалось двулучепреломляющее волокно с длиной биений $\Lambda = 4$ мм, имеющее «плоский» профиль поперечного сечения: сердцевина эллиптической формы, большой радиус равен 62,5 мкм, малый – 37,5 мкм. При укладке такое волокно самопроизвольно ориентируется так, что широкая часть соприкасается с поверхностью. Волокно было освобождено от защитной оболочки на участке длиной $L = 2$ см и сдавлено между двумя плоскопараллельными стеклянными пластинами. При этом направления осей навёрнутого двулучепреломления совпадают с направлениями соответствующих осей собственного двулучепреломления.

Величину инерционной массы можно было изменять до 500 грамм. Начальное поджатие волокна до величины $P = 100$ Н/м обеспечивалось за счёт резиновой прокладки. Прокладку можно было убрать, тогда начальное давление на активную длину волокна определялось величиной инерционной массы. Нижняя пластина (на рисунке под цифрой 5) была приклеена к корпусу элемента. Чувствительный элемент крепился на вибрирующую поверхность, при этом вибрации основания сообщались ему с некоторым ослаблением s . Ослабление колебаний от имитационной керамики зависит от жёсткости клеевых швов, упругости подставки, на которой находится элемент и от положения его на подставке.

При работе элемента инерционная масса воздействует на волокно, сдавливая его, в результате чего изменяется разность фаз поляризационных мод. В данной конструкции отпадает необходимость в использовании промежуточного звена в передаче механической энергии от инерционной массы волокну, т.е. отсутствует мандрелла. Это обстоятельство позволяет избежать неравномерности АЧХ, связанной с резонансными свойствами мандреллы, а также дополнительных потерь энергии. Однако, исследуемая механическая система оказывается слабо нелинейной в связи с тем, что жёсткость эквивалентной пружины является нелинейной функцией от величины амплитуды измеряемых вибраций.

Поскольку коэффициентом жёсткости механического тела является коэффициент пропорциональности между приложенной силой и вызываемым ею абсолютным изменением размеров тела в направлении действия силы, то для эквивалентной пружины, в роли которой выступает сдавливаемое волокно, можно из выражения (4.12) получить следующую формулу для жёсткости

$$k = \frac{\pi E}{2} \cdot \frac{1}{A(P)} \cdot L, \quad (5.23)$$

где E – модуль Юнга волокна, $A(P)$ – безразмерный коэффициент, введённый в главе 4. Из (5.23) видно, что увеличение L вызывает пропорциональное увеличение жёсткости пружины. Кроме того, жёсткость слабо (логарифмически) зависит от давления на волокно, и, следовательно, от величины его сжатия. Эта зависимость определяется коэффициентом A . Расчёт жёсткости для волокна длиной $L = 2,3$ см, модулем Юнга $E = 7,7 \cdot 10^{10}$ Н/м², коэффициентом Пуассона $\mu = 0,17$, радиусом $r = 37,5$ мкм даёт $k^0 = 136$ Н/мкм при $P = 100$ Н/м. Для $L = 0,7$ см и $P = 63$ Н/м получаем $k^0 = 39,6$ Н/мкм.

Зная жёсткость эквивалентной пружины и величину инерционной массы, можно рассчитать резонансную частоту модельной линейной задачи в предположении, что величина измеряемых колебаний заметно меньше величины статического сдавливания волокна. Для массы $m = 45$ грамм она оказывается равной 8,73 кГц при $L = 2,3$ см и $P = 100$ Н/м (с поджимающей прокладкой). Для $L = 0,7$ см и $P = 63$ Н/м получаем $f_0^0 = 4,7$ кГц. Здесь

так же, как и в пункте 5.2, резонансные свойства исследованной системы определялись не активным участком волокна, а сравнительно малой паразитной жёсткостью других элементов системы. Это проявлялось в том, что при изменении активной длины волокна с 2,3 см до 0,7 см основной резонанс не смещался по частоте (при этом $m = \text{const}$). Ниже приведён экспериментально снятый график зависимости резонансной частоты от величины инерционной массы, вид которого одинаков для $L = 2,3$ см и 0,7 см.

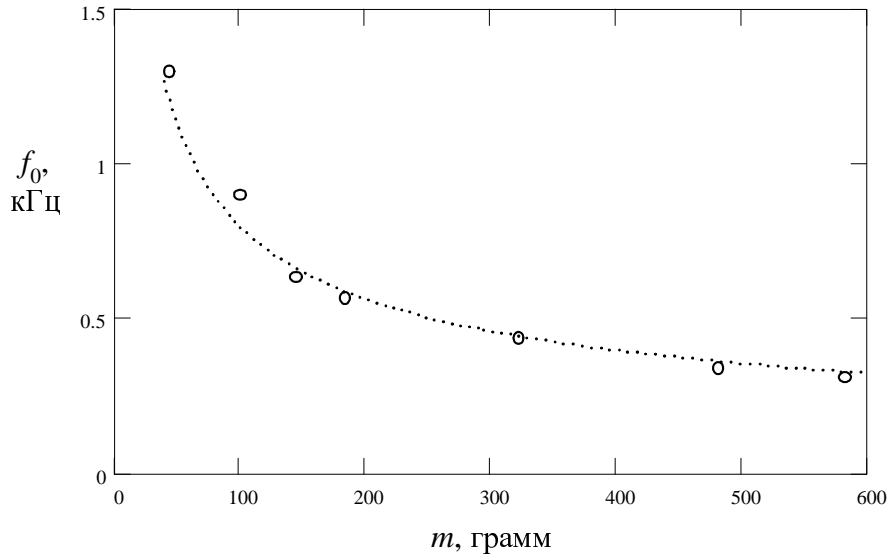


Рис. 5.15. Экспериментальная зависимость резонансной частоты от величины инерционной массы (кружочки). Пунктиром проведена аппроксимационная зависимость, определяемая формулой (5.6). Поджимающая прокладка отсутствует, длина волокна $L = 0,7$ см.

По этим экспериментальным данным можно определить жёсткость системы, которая оказывается значительно ниже жёсткости волокна: $k = 3$ Н/мкм.

Расчётное выражение для чувствительности в виброметрическом режиме работы элемента совпадает с формулой (4.15) для оценки эффективности поляризационных модуляторов, работающих за счёт сдавливания волокна (см. главу 5).

$$S_{iv} = \frac{\delta\varphi}{\delta l_0 \cdot L} = \frac{2C_s}{r} \cdot \frac{1}{A(P)}. \quad (5.24)$$

Таким образом, чувствительность определяется упругооптическими параметрами волокна и начальным давлением P (последнее входит логарифмически).

Далее будет рассмотрен виброметрический режим работы чувствительного элемента. Ниже приведены некоторые экспериментальные данные по измерению чувствительности S_{iv} .

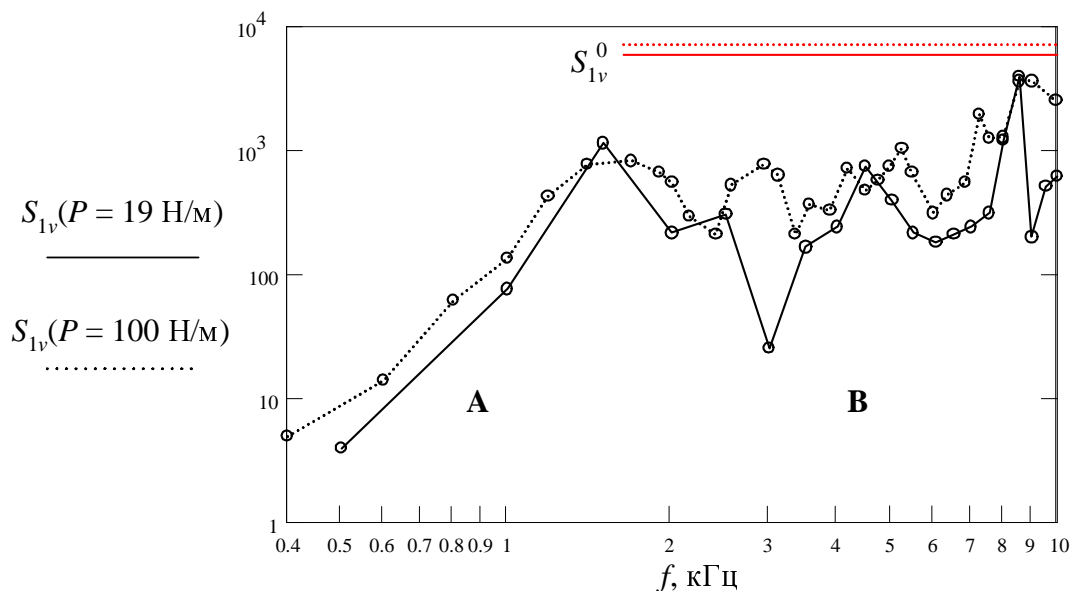


Рис. 5.16. Чувствительность в виброметрическом режиме при $L = 2,3$ см, $m = 45$ грамм. Сплошная линия соответствует начальному поджатию без упругой прокладки, только за счёт веса груза; пунктирная линия – с применением прокладки.

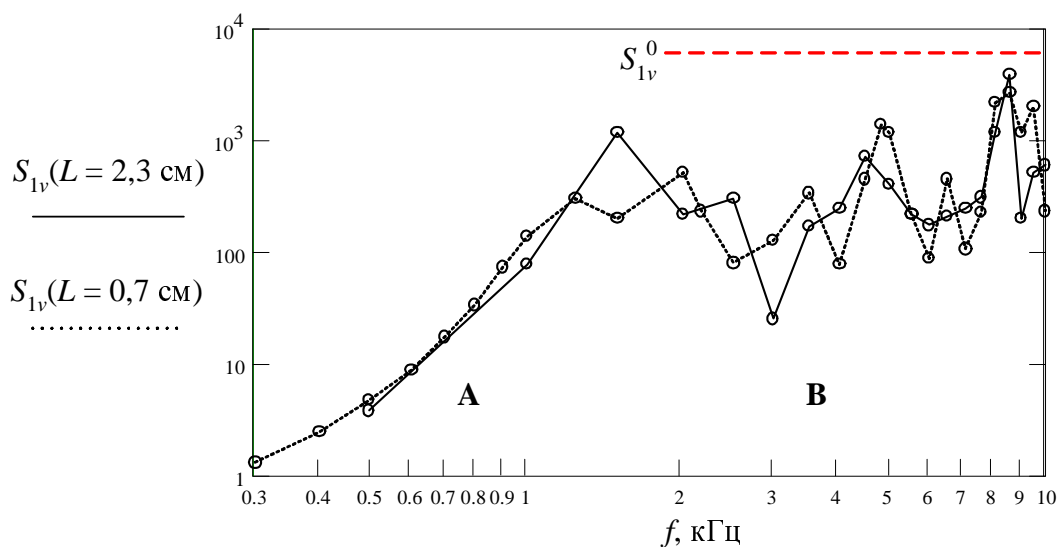


Рис. 5.17. Чувствительность в виброметрическом режиме при $m = 45$ грамм, $P = 19$ Н/м. Сплошная линия соответствует активной длине $L = 2,3$ см; пунктирная линия – $L = 0,7$ см.

Как видно из первого представленного графика (рис. 5.16), увеличение начального давления незначительно увеличивает чувствительность, что связано с логарифмической зависимостью от P . Расчётным значением чувствительности для $P = 19$ Н/м является величина $S_{1v}^0 = 6030$ рад/(мкм·м), а для $P = 100$ Н/м $S_{1v}^0 = 7080$ рад/(мкм·м). Эти значения превышают экспериментально полученные примерно в 7 раз. Расхождение с теоретиче-

скими оценками можно объяснить образование слоя накали толщиной порядка 1 мкм на кварцевой жиле волокна при обжиге мягкой защитной оболочки.

Второй график (рис. 5.17) демонстрирует, что чувствительность не зависит от активной длины: при увеличении длины пропорционально уменьшается удельный сдвиг фаз мод на единицу длины волокна. Неравномерность зависимости чувствительности от частоты на рисунках объясняется сложностью и многокомпонентностью механической системы, которая имела дополнительные резонансы кроме главного (т.е. исследуемая система имеет более высокий порядок, чем модельная). Также здесь могут проявляться резонансные свойства имитационной керамики и подставки под чувствительный элемент.

Пользуясь полученными результатами для чувствительности S_{1v} (случай $m = 45$ грамм, $P = 19$ Н/м, $L = 2,3$ см), найдём разрешающую способность по вибрации δl_{\min} для данного чувствительного элемента, предполагая среднеквадратичные фазовые шумы датчика равными $\delta\varphi_{\sigma} = 1$ мкрад в полосе частот 1 Гц (рис. 5.18).

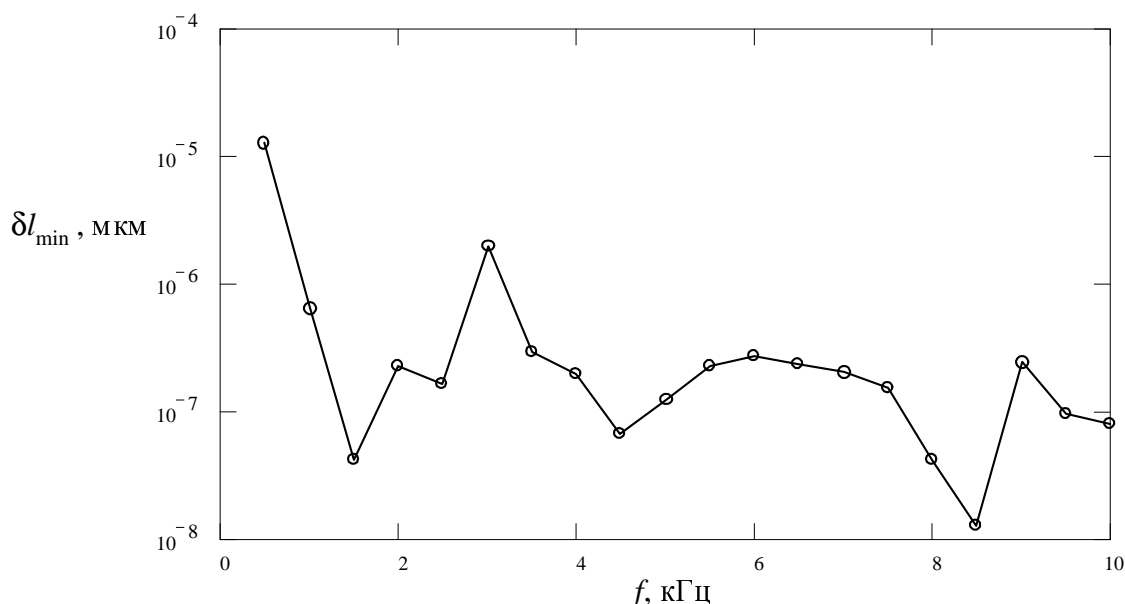


Рис. 5.18. Разрешающая способность виброметрического датчика с рассматриваемым чувствительным элементом (в полосе 1 Гц) в рабочей полосе частот.

Таким образом, при данном уровне шумов датчика представляется возможным измерять таким чувствительным элементом амплитуды вибраций до $10^{-3} \text{ \AA}/\text{Гц}^{1/2}$. Это несколько лучше разрешающей способности в случае использования исследованного выше чувствительного элемента с продольным растяжением, несмотря на то, что в том мандрельном элементе активная длина волокна была больше в 423 раза.

Получим формулу для расчёта чувствительности элемента, работающего за счёт поперечного сдавливания волокна. Как следует из выражений (5.9) и (5.18), S_{1a} в при пре-

небрежимо малом затухании на низкой частоте определяется выражением $9,8 \cdot S_{1a} / \omega_0^2$ рад/(г·м). Поскольку собственная частота ω_0 определяется жёсткостью системы и величиной инерционной массы, подставим в него расчётное выражение для k (5.23). В результате получаем

$$S_{1a} = 9,8 \cdot \frac{4C_s \cdot m}{\pi r E \cdot L}. \quad (5.25)$$

В данное выражение, как видно, не вошло начальное давление P и величины, зависящие от P . Отмечу прямую пропорциональность акселерометрической чувствительности от инерционной массы и обратную пропорциональность от активной длины.

Рассмотрим эксперименты в акселерометрическом режиме.

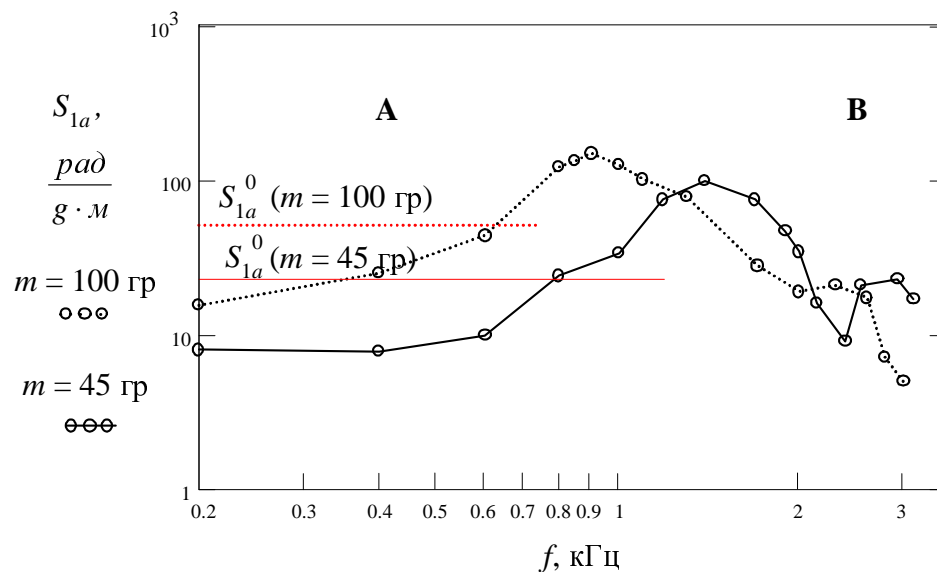


Рис. 5.19. Чувствительность в акселерометрическом режиме при $m = 90$ грамм (пунктирная кривая) и $m = 45$ грамм (сплошная кривая). В обоих случаях $L = 2,3$ см. Горизонтальными линиями отмечены расчётные значения по формуле (5.25): $S_{1a}^0(m = 100 \text{ гр}) = 50,7$ рад/(г·м), $S_{1a}^0(m = 45 \text{ гр}) = 22,8$ рад/(г·м).

Как видно из графика на рис. 5.19, расчётные данные превышают экспериментальные в 2-3 раза. Предположение о пропорциональности чувствительности S_{1a} величине инерционной массы подтверждается. Однако отмечу, что увеличение m ведёт к сокращению границ акселерометрического режима пропорционально \sqrt{m} . Никаких мер по введению дополнительного демпфирования, чтобы уменьшить добротность механической системы, не предпринималось. Разрешающая способность на практике для уровня фазовых шумов датчика $\delta\varphi_\sigma = 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2} для $m = 100$ грамм равна $a_{0\min} = 3,2 \cdot 10^{-6}$ г/Гц^{1/2}, для $m = 45$ грамм $a_{0\min} = 6,1 \cdot 10^{-6}$ г/Гц^{1/2}. Напомню, что разрешающую способность можно увеличить с помощью увеличения активной длины волокна при условии, что чувствительность

при этом не изменится. Однако, рассмотренная конструкция чувствительного элемента не применима для использования протяжённых длин волокон (конструктивное ограничение на длину до 4 см).

Большим преимуществом данного элемента является возможность его миниатюризации. Кроме того, следует отметить, что удельная чувствительность элемента в акселерометрическом и виброметрическом режимах сравнима по порядку с чувствительностью элементов двухлучевых интерферометрических датчиков (сравнение с данными в [95]).

Рассмотренный выше виброметрический вариант чувствительного элемента поляриметров, работающий на поперечном сдавливании волокна, может успешно применяться в различных областях науки и техники: измерение механических колебаний зданий, мостов, тоннелей, тяжёлых конструкций и т.д., обусловленные сейсмической деятельностью, работой тяжёлого оборудования и транспортными средствами, а также вибрации оборудования тяжёлой промышленности (измерение и контроль механических колебаний машин, турбин, двигателей, реакторов и т.д.) в неблагоприятных условиях окружающей среды (высокая температура, влажность, электромагнитное и радиационное излучение), измерение колебаний вращающегося оборудования, ударов и колебаний с большими амплитудами, вызванные испытанием пневматических инструментов, двигателей внутреннего сгорания, резательных машин и т.д, измерение и контроль высокочастотных вибраций. Данные применения характерны тем, что источник вибраций имеет большую энергию, которую можно эффективно преобразовать в сдавливание протяжённых участков волокна и тем самым получить разрешающую способность, большую, чем даже при использовании чувствительных элементов двухлучевых интерферометрических датчиков (при той же чувствительности двухлучевые датчики имеют более высокий уровень фазовых шумов). При этом надо спроектировать или подобрать перебором вариантов соответствующую конструкцию механической части чувствительного элемента, что является сложной задачей и не входит в рамки данной работы.

Широкие частотный и динамический диапазоны работы предложенного чувствительного элемента позволяют применять последний для различных целей, перечисленных выше. Нижняя граница частотного и динамического диапазонов ограничивается разрешающей способностью датчика, тогда как верхняя – пределом прочности волокна, величина которого весьма велика. Рабочий частотный диапазон может составлять от 0 до 100 кГц и выше, т.к. волокно отличается малой инерционностью. Замечу, что в большинстве случаев верхняя граница частотного и динамического диапазонов поляриметрического датчика с данным элементом будет ограничиваться параметрами фазового детектора.

5.4. Измерение акустического давления с помощью чувствительного элемента, использующего продольное растяжение волокна.

Акустические чувствительные элементы поляриметрических датчиков преобразуют давление звуковых колебаний в разность фаз поляризационных мод на активной длине волокна. Прежде чем привести результаты экспериментов по измерению акустического давления с помощью чувствительных элементов волоконных поляриметров, введём некоторые принятые в акустике определения и величины, применяемые для описания характеристик этих элементов. Эти величины можно ввести по аналогии с микрофонами (преобразователями акустического давления в электрическое напряжение) [96].

а) Уровень звукового давления. Это выраженное в децибелах отношение звукового давления к величине $\delta P_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па (δP_0 – стандартный порог слышимости).

$$K = 20 \lg \left(\frac{\delta P}{\delta P_0} \right). \quad (5.26)$$

б) Уровень собственных шумов. Определяется как среднеквадратичный уровень эквивалентного звукового давления шума δP_σ , под воздействием которого на чувствительный элемент в волокне был бы наведён сдвиг разности фаз поляризационных мод, равный шумам датчика $\delta \varphi_\sigma$. При этом предполагается отсутствие звуковых колебаний. Данная величина выражается в децибелах относительно величины $\delta P_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па.

$$K_\sigma = K(\delta P_\sigma) = 20 \lg \left(\frac{\delta P_\sigma}{\delta P_0} \right). \quad (5.27)$$

в) Неравномерность АЧХ. Это отношение максимального значения звукового давления к минимальному в заданном диапазоне частот. Обычно выражается в децибелах.

$$K_{NL} = K(\delta P_{\max}) - K(\delta P_{\min}) = 20 \lg \left(\frac{\delta P_{\max}}{\delta P_{\min}} \right). \quad (5.28)$$

г) Среднее звуковое давление. Эта величина рассчитывается по результатам измерений на тональных сигналах звукового давления в диапазоне частот

$$\delta P_{cp} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta P_i^2}, \quad (5.29)$$

где δP_i – звуковое давление на i -й частоте, n – число входящих в заданный диапазон частот, выбранных с интервалом $1/3$ октавы.

д) Чувствительность. Определение удельной чувствительности волоконного элемента поляриметра для акустического давления даётся точно так же, как и для любой физической величины (см. (5.2)).

$$S_1 = \frac{\delta\varphi}{\delta P \cdot L}, \quad (5.30)$$

где $\delta\varphi$ - разность фаз поляризационных мод волокна, наведённая под действием изменения акустического давления δP на участке волокна длиной L . Выражается в радианах на метр на паскаль. Это определение вводится, если $\delta\varphi$ линейно зависит от L , так, что S_1 не имеет зависимости от L .

е) Характеристическая чувствительность. Эта величина вводится формально следующим образом: это отношение сдвига разности фаз $\delta\varphi$ мод волокна к среднему значению звукового давления δP_{cp} в заданном диапазоне частот на единицу активной длины волокна L

$$S_{cp} = \frac{\delta\varphi}{\delta P_{cp} \cdot L}. \quad (5.31)$$

Кроме этих величин можно ввести следующие: стандартный уровень чувствительности, диаграмма направленности, коэффициент направленности, коэффициент нелинейных искажений и другие.

Измерение акустического давления в воздушной среде несколько отличается от измерения гидроакустики в жидкости, поскольку в данном случае начинает играть существенную роль согласование сопротивления для звука в среде и чувствительном элементе.

Надо иметь в виду, что в воздушной среде затруднительно сделать коэффициент передачи энергии акустических волн чувствительному элементу равным 1, значительная часть энергии может отражаться. Величина ослабления из-за отражения зависит от конкретной конструкции чувствительного акустического элемента. Рассмотрим акустические элементы для поляриметрического датчика, в которых используются эффекты продольного растяжения и поперечного давления.

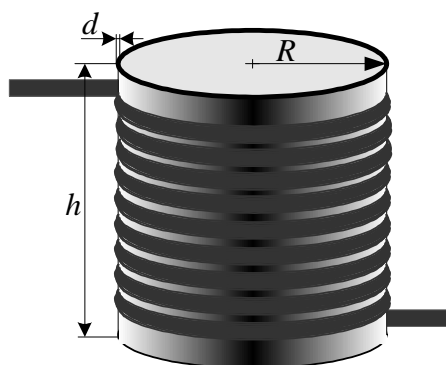


Рис. 5.20. Акустический чувствительный элемент мандрельной конструкции.

Сначала рассмотрим чувствительный элемент поляриметрического датчика, основанный на растяжении волокна.

Чувствительный элемент представлял собой тонкостенную мандрельную конструкцию со следующими параметрами: толщина стенок $d = 0,1$ мм, радиус цилиндра $R = 4,25$ см, высота цилиндра $h = 12,4$ см (рис. 5.20). Цилиндр изготовлен из алюминия и герметично закрыт, по его внешней поверхности вдоль образующей намотано волокно ДСК в защитной оболочке с параметрами $Q = 20,6$ и $\Lambda = 3$ мм.

Всего было намотано $N = 230$ витков (длина $L = 61,4$ м) при слабом начальном натяжении.

Акустическая волна проявляется в локальных во времени и пространстве областях повышенного и пониженного давления, поэтому цилиндр испытывает радиальные деформации при воздействии звуковой волны. Инерционной массы, как в случае с виброметром или акселерометром, здесь не требуется.

Ниже показан график экспериментально снятой удельной чувствительности данного элемента. Акустическое давление δP измерялось эталонным микрофоном. Источник звука заданной частоты располагался на расстоянии 1 м и представлял собой обычную электродинамическую головку. Измерения поляризационной модуляции света на выходе волокна проводились с помощью фазового детектора.

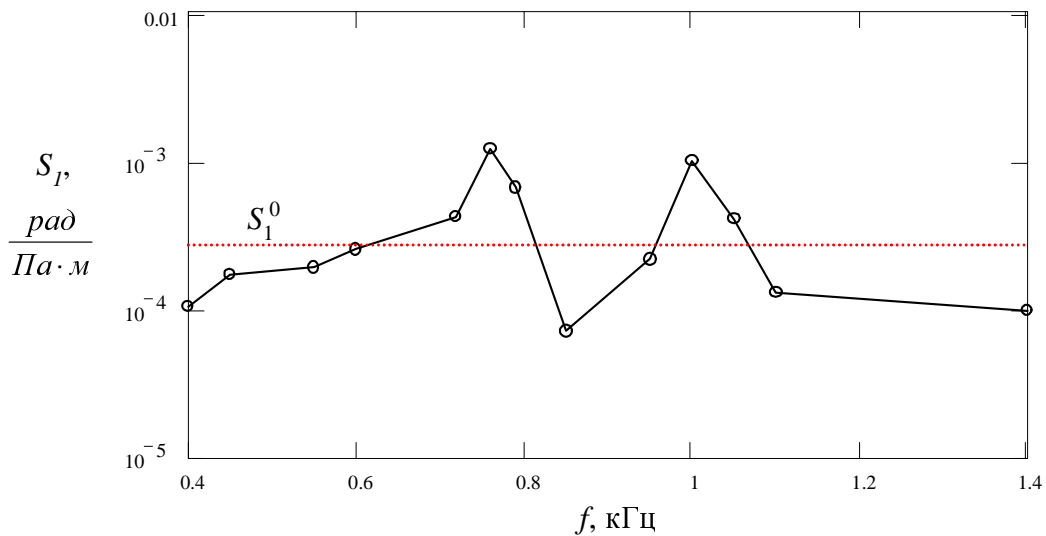


Рис. 5.21. Зависимость чувствительности элемента, использующего растяжение волокна, от частоты.

Неравномерность АЧХ чувствительного элемента связана с радиальным резонансом используемого цилиндра как полого резонатора акустических колебаний. Поэтому её величина весьма велика: $K_{NL} = 29$ дБ. Характеристическая чувствительность равна $S_{cp} = 5,33 \cdot 10^{-4}$ рад/(м·Па) в диапазоне от 0,5 до 1,25 кГц.

Чувствительность того же элемента в составе низкодобротного интерферометра Фабри-Перо, образованного торцами волокна, больше в 500 раз, что подтверждено экспериментально.

Получим расчётную оценку чувствительности. Под действием акустического давления с амплитудой δP радиальные размеры полого цилиндра изменяются на [37]

$$\delta R = \frac{R^3}{R^2 - R_0^2} \cdot \frac{\delta P}{E} \left[(1 - 2\mu) + (1 + \mu) \frac{R_0^2}{R^2} \right], \quad (5.32)$$

здесь R , R_0 – внешний и внутренний радиус цилиндра (если цилиндр сплошной, то $R_0 = 0$), E и μ – его модуль Юнга и коэффициент Пуассона. Данная формула справедлива только

для низкочастотного режима и не учитывает резонансных свойств чувствительного элемента. Из этой формулы следует, что чувствительность оценивается следующим образом

$$S_1 = \frac{\delta\varphi}{\delta P \cdot L} \approx \frac{\beta(Q+1)R}{E \cdot d}, \quad (5.33)$$

где E – модуль Юнга материала цилиндра (для алюминия $E = 7 \cdot 10^{10}$ Н/м²). Здесь учтена связь δR и δP по формуле (5.32) и связь δR с $\delta\varphi$ при продольном растяжении волокна с собственным линейным двулучепреломлением по формуле $\delta\varphi = (\beta+1) \cdot Q \cdot \delta L$, $\delta L = L \cdot \delta R/R$. В (5.33) оставлены только слагаемые первого порядка малости. Подставив в эту формулу параметры данной конструкции, получаем оценочное значение эффективности $S_1^0 = 2,75 \cdot 10^{-4}$ рад/(Па·м), которое близко к экспериментальным данным на низкой частоте.

Если поляриметрический датчик имеет среднеквадратичный уровень фазовых шумов 10^{-6} рад в полосе 1 Гц, то с данным чувствительным элементом возможно достичь разрешения по акустическому давлению, представленному на рис. 5.22. Средняя величина полученного разрешения находится ниже уровня разрешения бытовых пьезоэлектрических микрофонов [90].

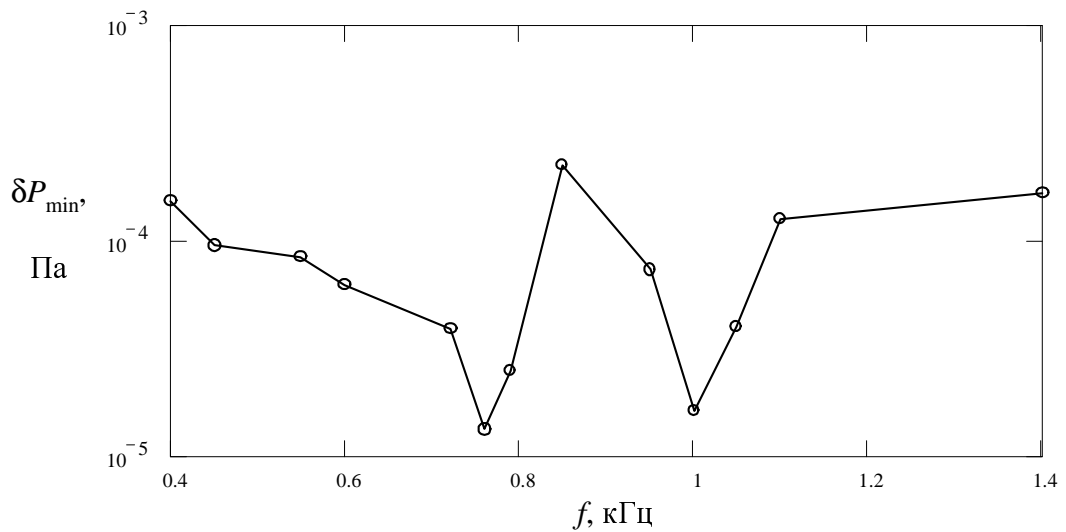


Рис. 5.22. Зависимость разрешающей способности акустического чувствительного элемента от частоты звуковой волны в полосе 1 Гц.

Диаграмма направленности чувствительного элемента не измерялась, но можно было сделать качественный вывод, что она близка к круговой.

Среди преимуществ рассмотренной конструкции – возможность повышения разрешающей способности за счёт простого увеличения активной длины волокна в элементе до тех пор, пока чувствительность неизменна. Однако, если длина намотанного волокна превышает некоторое характерное значение, то чувствительность будет постепенно

уменьшаться вследствие того, жёсткость конструкции «цилиндр + волокно» будет расти и величина колебаний стенок цилиндра будет уменьшаться при том же давлении звука. Характерная длина волокна в намотке определяется параметрами цилиндра - геометрическими размерами и жёсткостью – и ограничена величиной порядка 100 м.

5.5. Акустический чувствительный элемент, использующий поперечное давление на волокно.

Дальше будет рассмотрен «мембранный» акустический чувствительный элемент, использующий поперечное давление на волокно. В процессе работы с данным элементом была выбрана следующая базовая конструкция для эффективного преобразования акустического давления в поперечное давление волокна (рис. 5.23).

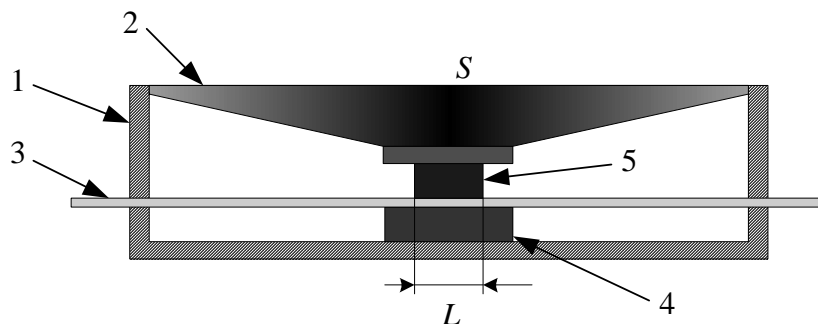


Рис. 5.23. Упрощенная схема чувствительного элемента акустического датчика. Цифрами обозначены: 1 – герметичный футляр; 2 – гибкая мембрана; 3 – оптоволокно; 4, 5 – стеклянные основание и сдавливающая пластина.

Для создания чувствительного элемента мы использовали герметичный футляр в виде деревянного полого параллелепипеда. В нём устанавливалась гибкая мембрана от электроакустического преобразователя. С помощью мембраны обеспечивался и начальный поджим волокна с удельной силой $P = 50$ Н/м. Волокно с линейным двулучепреломлением, освобождённое на небольшом участке длины от защитной оболочки, было зафиксировано между двумя стеклянными пластинами. При этом направление воздействия внешней силы соответствовало направлению одной из осей двулучепреломления волокна.

Всего было изготовлено два элемента с волокнами на длины волн 0,633 мкм и 1,55 мкм (волокно на $\lambda = 0,633$ мкм имело эллиптическую форму поперечного сечения стеклянной части). Их конструкция одинакова за исключением геометрических размеров корпуса и активной длины волокна.

Для чувствительного элемента, рассчитанного на использование при $\lambda = 0,633$ мкм, параметры были следующими: активная длина $L = 2$ см, малый радиус волокна $r = 37,5$ мкм, площадь мембраны $S = 50$ см², герметичный футляр имел размеры 17x10x5 см.

Сигнал поляризационной модуляции снимался с помощью цифрового спектроанализатора фирмы Брюль и Кьер, измерение звукового давления δP происходило с помощью эталонного микрофона той же фирмы. Источником сигнала служил электродинамический громкоговоритель, расположенный на расстоянии 1 м от чувствительного элемента нормально к его мембране.

Чувствительность для акустических элементов рассчитывается из формулы (5.1), связывающую наведённое двулучепреломление с величиной поперечного сдвигания волокна. Линейная сила $P = F/L$, действующая на волокно, зависит от площади мембраны S чувствительного элемента следующим образом: $F/L = S \cdot \delta P$, δP – звуковое давление, L – активная длина. Сила P , действующая на волокно, обратно пропорциональна его длине, поэтому при увеличении активной длины волокна наведённый сдвиг разности фаз $\delta\beta = \delta\beta \cdot L$ не изменится. Поскольку создаваемая в элементе величина изменения разности фаз не зависит от L , то имеет смысл ввести чувствительность как величину, не зависящую от L

$$S_1 = \frac{\delta\varphi}{\delta P} = \frac{4C_s}{\pi r E} \cdot S, \quad (5.34)$$

E – модуль Юнга волокна. Эта величина не меняется при изменении активной длины. Таким образом, активную длину можно сделать весьма малой (менее 1 см), что весьма удобно для согласования направлений собственного и наведённого двулучепреломлений. Полученная оценочная формула справедлива для низких частот вдали от резонансов конструкции чувствительного элемента.

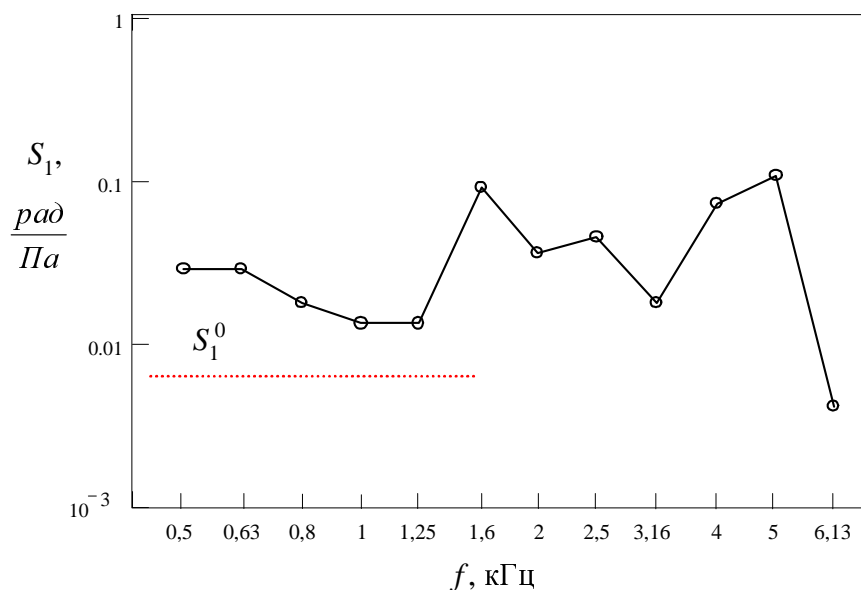


Рис. 5.24. Чувствительность акустического датчика с волокном на $\lambda = 0,633$ мкм.

Экспериментально снятая чувствительность акустического датчика в третьоктавных точках приведена на рис. 5.24. Характеристическая чувствительность в полосе 0,5 ÷ 6,3 кГц по данному графику составляет $S_{cp} = 0,05$ рад/Па; неравномерность АЧХ равна $K_{NL} = 28$ дБ. Снижение чувствительности на частотах выше 5 кГц объясняется тем, что длина звуковой волны при этом становится сравнимой с поперечными размерами чувствительного элемента.

Расчётная чувствительность по формуле (5.34) равна $S_1^0 = 6 \cdot 10^{-3}$ рад/Па, что примерно в 4 раза ниже, чем экспериментально полученная на частоте 500 Гц. На следующем графике показана разрешающая способность акустического чувствительного элемента при условии, что фазовые шумы датчика равны 1 мкрад в полосе 1 Гц. Обращаю внимание, что она в целом не хуже, чем для мандрельного акустического датчика, рассмотренного в п. 5.4, несмотря на сильное различие в длине используемого волокна.

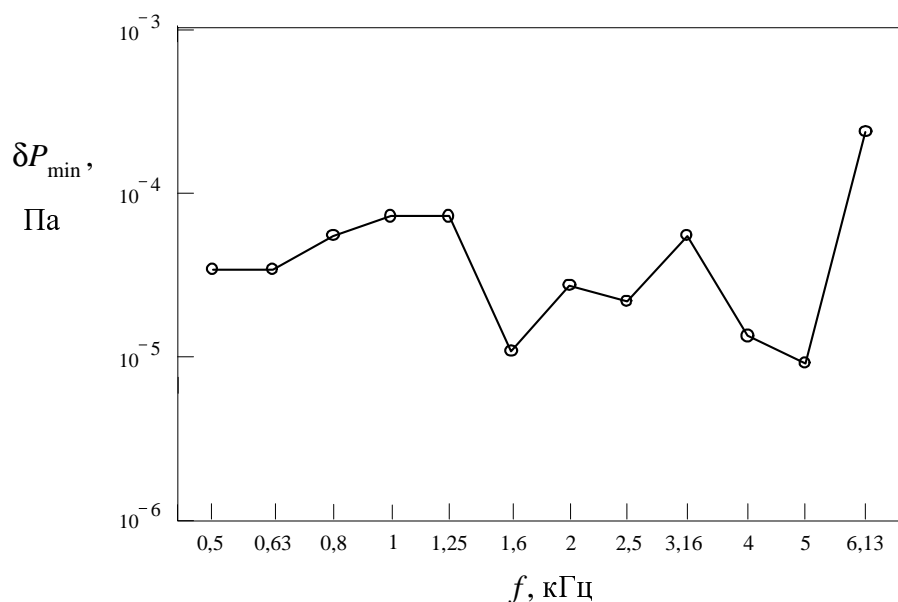


Рис. 5.25. Разрешающая способность в полосе 1 Гц для акустического датчика с волокном, рассчитанным на длину волны $\lambda = 0,633$ мкм.

Ниже будут приведены результаты экспериментов с чувствительным элементом того же типа, но с использованием двулучепреломляющего волокна на длину волны $\lambda = 1,55$ мкм. Для этой длины волны упругооптическая константа C_S , входящая в выражение для чувствительности (5.34), меньше примерно во столько раз, во сколько увеличилась длина волны: $C_S = 1,1 \cdot 10^6$ рад/м. Поэтому ожидаемая чувствительность тоже пропорционально уменьшается.

В данном случае волокно было круглым и имело радиус $r = 62,5$ мкм. Для совпадения осей наведённого и собственного двулучепреломления приходилось вручную под-

бирать требуемый угол между внешней силой и осями волокна. В остальном конструкция чувствительного элемента была та же, методика измерений тоже не изменялась. Площадь мембраны S была равна 200 см^2 , размеры корпуса $25 \times 19 \times 6 \text{ см}$. активная длина $L = 1 \text{ см}$. Расчётное значение для чувствительности по формуле (5.34) на низких частотах равно $S_1^0 = 5,8 \cdot 10^{-3} \text{ рад/Па}$ и примерно в 3 раза выше экспериментальной. График экспериментально снятой чувствительности показан на рис. 5.26.

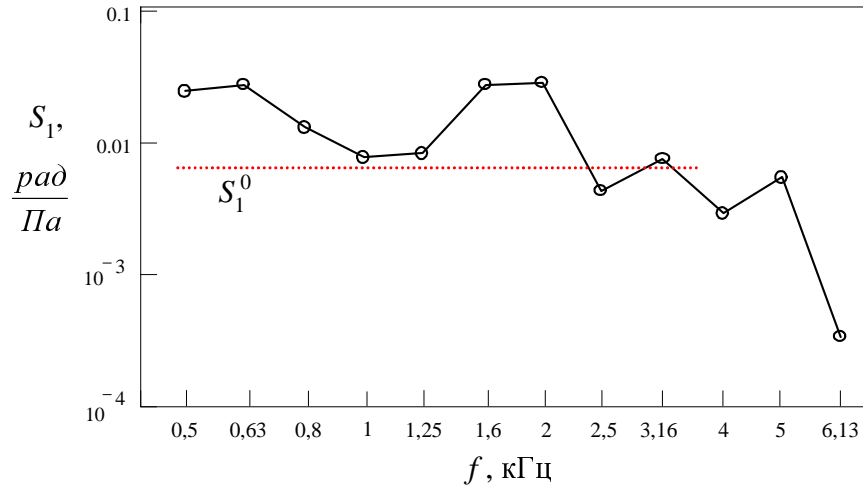


Рис. 5.26. Чувствительность акустического датчика с волокном на $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$.

Экспериментальная характеристическая чувствительность по данному графику составляет $S_{cp} = 0,016 \text{ рад/Па}$; неравномерность АЧХ в диапазоне $0,5 \div 6,13 \text{ кГц}$ равна $K_{NL} = 39 \text{ дБ}$. Столь высокий уровень неравномерности объясняется быстрым спадом чувствительности в верхней области исследованного частотного диапазона, когда длина звуковой волны сравнима с размерами чувствительного элемента. В связи с этим при конструировании подобных чувствительных элементов надо будет выбирать между понижением чувствительности вследствие уменьшения площади мембраны и уменьшением частотного диапазона.

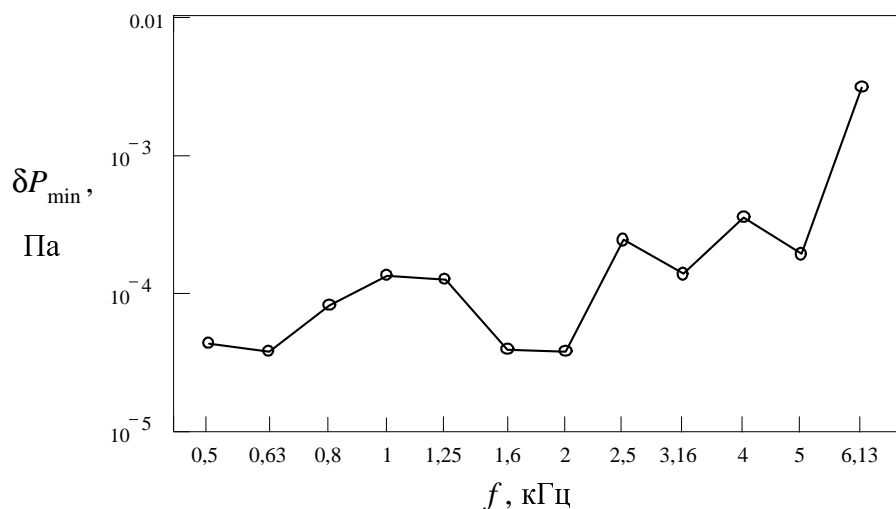


Рис. 5.27. Разрешающая способность акустического датчика с волокном на $\lambda = 1,55$ мкм в полосе 1 Гц.

Рассмотренные в данном пункте чувствительные элементы имели «кардиоидную» диаграмму направленности с максимумом в направлении нормали к мембране, минимумом – в противоположном направлении. Особенность данных акустических чувствительных элементов в том, что они могут быть полностью изготовлены из токонепроводящих материалов, что очень ценно для специальных применений. Кроме того, такие элементы хорошо работают в агрессивных средах и высоком уровне электромагнитных помех. Их разрешающая способность может быть выше, чем микрофонов бытового применения.

Таким образом, эксперименты продемонстрировали возможность регистрации акустических колебаний с помощью чувствительного элемента нового (мембранного) типа, в котором осуществляется преобразование энергии звуковых волн в энергию деформации оптического волокна.

6. ДИСТАНЦИОННЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ ДАТЧИК

В этой главе изложенный выше материал будет обобщён при рассмотрении волоконного поляриметрического датчика, имеющего удалённый чувствительный элемент. Такая конфигурация датчика выгодна тем, что чувствительный элемент может быть полностью пассивным (т.е. не содержащим фазовых модуляторов и элементов подстройки), а блоки предварительной модуляции света и обработки принятых сигналов могут находиться на большом удалении и объединены в один прибор. Дистанционные датчики используются для измерений физических величин в агрессивных средах или труднодоступных местах, в целях скрытности, или в составе распределённых сенсорных систем. Кроме того, дистанционность необходима в мобильных датчиках.

Как было показано в главе 6, некоторые чувствительные элементы поляриметрических волоконных датчиков могут иметь чувствительность, сравнимую с датчиками на основе двухлучевых интерферометров. Однако, даже если чувствительный элемент поляриметра имеет чувствительность ниже в $100 \div 1000$ раз (для элементов, использующих продольное растяжение) относительно его двухлучевого аналога, то, тем не менее, поляриметрический вариант датчика с таким элементом может не уступать в разрешающей способности традиционной интерферометрической схеме за счёт более низкого уровня шумов. Это связано со следующими обстоятельствами. На практике точность интерферометрических измерений ограничена неконтролируемым дрейфом рабочей точки сигнала на передаточной характеристике (явление фединга сигнала). В таком случае применяют методы автоматической компенсации ухода рабочей точки, либо гетеродинные или псевдогетеродинные методы. Для создания интерферометрических датчиков с удалённым пассивным чувствительным элементом обычно используется псевдогетеродинный режим с модуляцией частоты источника света при обязательном разбалансе длин плеч. Наличие разбаланса делает схему чувствительной к случайным флуктуациям частоты источника света и снижает разрешающую способность измерителя.

Ниже будет рассмотрена поляриметрическая схема дистанционного датчика с пассивным чувствительным элементом, в которой применяется оптимальная для данного случая реализация схемы псевдогетеродинного режима, отличающаяся простотой и сравнительно небольшой стоимостью.

6.1. Схема поляриметрического датчика.

Гетеродинирование (или псевдогетеродинирование) является одним из самых эффективных способов с точки зрения преодоления проблемы фединга оптического сигнала интерферометров и подавления низкочастотных флуктуаций интенсивности источника, при этом обеспечивая большой динамический диапазон и удалённость измерений [113]. На выходе псевдогетеродинной схемы регистрации формируется фазомодулированный сигнал с опорной частотой, кратной частоте вспомогательной модуляции. Фаза этого электрического сигнала совпадает с фазой интерференционного сигнала. Таким образом, осуществляется переход от оптической несущей полезного сигнала к несущей на радиочастоте. При этом подразумевается, что частота вспомогательной модуляции должна быть существенно больше ширины спектра полезного сигнала. Мультипликативная помеха, связанная с федингом, преобразуется в аддитивную и может быть легко отфильтрована.

Для волоконных поляриметров было предложено несколько гетеро- и псевдогетеродинных схем регистрации, однако, они весьма сложны в реализации оптической части [114, 115], либо предполагают использование дорогостоящих компонентов [116]. Кроме того, некоторым схемам присущ высокий уровень шумов в связи с обязательным разбалансом плечей или в связи с использованием двух независимых источников [116].

Поэтому для волоконного поляриметрического датчика нами предлагается использовать схему псевдогетеродинного приёма, которая была предложена в [97] для волоконного гироскопа. Описание применения такой схемы регистрации в поляриметрическом датчике в литературе не было обнаружено, что, по-видимому, связано со недостаточной изученностью простых способов эффективного создания модуляции разности фаз поляризационных мод с большим индексом без изменения их амплитуд.

В выбранном методе псевдогетеродинного приёма используется вспомогательная модуляция разности фаз плечей некоторого интерферометра на фиксированной частоте. Схема имеет всего два параметра настройки (входной угол направления поляризации света и индекс вспомогательной модуляции) и гораздо проще в реализации, чем другие псевдогетеродинные или гетеродинные методы, в которых параметров настройки больше. Следует также особенно отметить низкую стоимость компонентов выбранной схемы регистрации и простоту оптической части датчика.

В нашем случае два плеча поляриметрического интерферометра пространственно совмещены и различны по поляризации, являясь ортогональными поляризационными модами сильнодвулучепреломляющего волокна. Как во вспомогательном модуляторе, так и

в чувствительном элементе датчика вносится модуляция разности фаз поляризационных мод волокна, при этом должно выполняться условие отсутствия связи мод. Далее будет показано, что связь мод вызывает изменение их амплитудного соотношения, и это приводит к расстройке псевдогетеродинного режима. Создание эффективной поляризационной модуляции, проявляющейся только в изменении разности фаз мод при условии постоянства их амплитуд, было рассмотрено в предыдущих разделах. Чувствительные элементы поляриметрических датчиков также были рассмотрены выше.

Поскольку обе поляризационные моды двулучепреломляющего волокна пространственно совмещены, то чувствительность волоконной трассы датчика к внешним воздействиям со стороны окружающей среды достаточно низка. Кроме того, данную поляриметрическую схему можно сделать балансной для полного устранения влияния частотных шумов лазера. Для этого достаточно на середине волоконной трассы сделать разрез волокна и соединить его затем при помощи сварки, развернув одну часть на 90° [52].

Рассмотрим схему поляриметрического датчика. Все оптические элементы изготовлены с применением одного и того же одномодового сильнодвулучепреломляющего волокна с длиной биений $\Lambda = 3$ мм, которое выполняет функции отводящей и подводящей трассы, а в чувствительном элементе и вспомогательном модуляторе подвергается внешним воздействиям, приводящим к сигнальной и вспомогательной модуляции разности фаз поляризационных мод. В результате отсутствуют оптические разъемы между элементами схемы (кроме входного и выходного). Использование сильнодвулучепреломляющего волокна позволяет сохранить поляризационные моды независимыми (т.е. несвязанными), несмотря на случайные неоднородности в волоконном тракте.

Схема одной из реализаций устройства приведена на рис. 6.1.

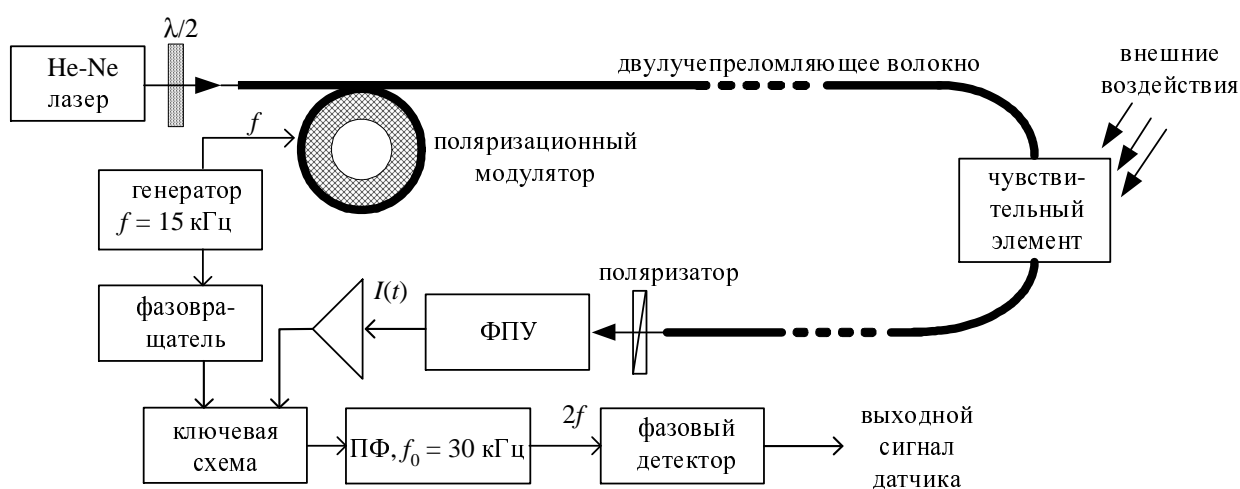


Рис. 6.1. Структурная схема поляризационного волоконного датчика.

Направление поляризации линейно поляризованного излучения лазера ориентируется пластинкой $\lambda/2$ под входным углом $+45^\circ$ к собственным осям волокна, таким образом обе ортогональные поляризационные моды этого волокна возбуждаются с одинаковой амплитудой. Вспомогательный поляризационный модулятор, установленный в начале волоконной трассы, изменяет по гармоническому закону разность фаз между этими модами. Модулятор может быть изготовлен на основе пьезокерамического цилиндра с волоконной намоткой (продольное растяжение сильнодвулучепреломляющего волокна), либо представлять собой конструкцию, рассмотренную в п. 4.4 (поперечное давление). Конструкция чувствительного элемента, вносящего сигнальную разность фаз, определяется назначением датчика. На выходе волокна поляризационная модуляция преобразуется в модуляцию интенсивности $I(t)$ с помощью анализатора, ось которого ориентирована под углом -45° к осям двулучепреломления волокна. После этого свет попадает на фотоприёмное устройство (ФПУ). При использовании в качестве источника света He-Ne лазер ($\lambda = 0,633$ мкм) ФПУ представляло собой кремниевый фотодиод, имеющий нагрузочное сопротивление 3 кОм и чувствительность 0,5 А/Вт.

На рис. 6.2 показана осциллограмма тока фотоприёмника, на которой хорошо видно, что в поляриметрическом датчике действительно удалось создать чисто фазовую модуляцию. Сигнал фотоприёмника на рисунке представляет собой сумму вспомогательной поляризационной модуляции с индексом π рад и сигнальной поляризационной модуляции на более низкой частоте, которая хорошо видна на фоне вспомогательной (более светлая синусоида на фоне несущей частоты).

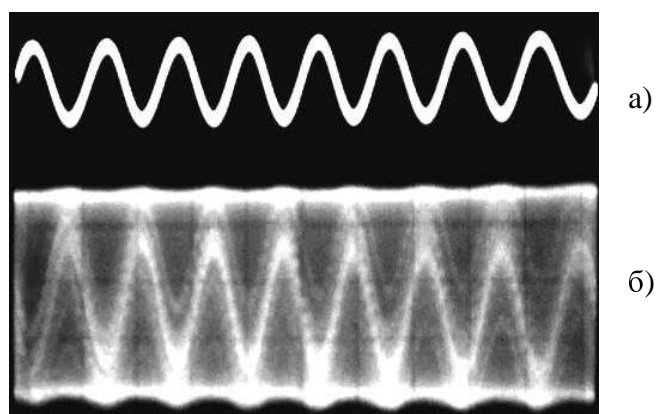


Рис. 6.2. Осциллограммы сигнального воздействия (вверху) и тока фотоприёмника (внизу). а) Форма сигнала, подаваемого на имитационную пьезокерамику, которая вызывает сигнальную разность фаз в чувствительном элементе с частотой 1 кГц; б) сигнальная поляризационная модуляция на фоне вспомогательной 15 кГц. Индекс вспомогательной модуляции π рад, сигнальной – примерно $\pi/4$.

Из сигнала фотоприёмника выделяется информация о воздействии на чувствительный элемент следующим образом. После широкополосного усиления и устранения постоянной составляющей $I(t)$ поступает на схему аналогового ключа. Эта схема вырезает из $I(t)$ на каждом периоде длительностью $1/f$ временной интервал, равный $1/2f$, где $f = 15$ кГц – частота вспомогательной модуляции. Синхроимпульсы, по которым срабатывает ключ, должны быть сфазированы с вспомогательной модуляцией. Выходной сигнал ключевой схемы имеет сложный спектр; далее он подаётся на полосовой фильтр, настроенный на пропускание в диапазоне частот $2f \pm 7$ кГц. В качестве полосового фильтра использовался эквалайзер фирмы Брюль и Кьер. Полученный в результате сигнал является гетеродинным (т.е. опорная частота $2f$ фазомодулирована сигнальной частотой) и может подаваться на фазовый детектор для определения сигнальных сдвигов фазы с высокой точностью. На рис. 6.3 показана осциллограмма подаваемого на фазовый детектор сигнала.

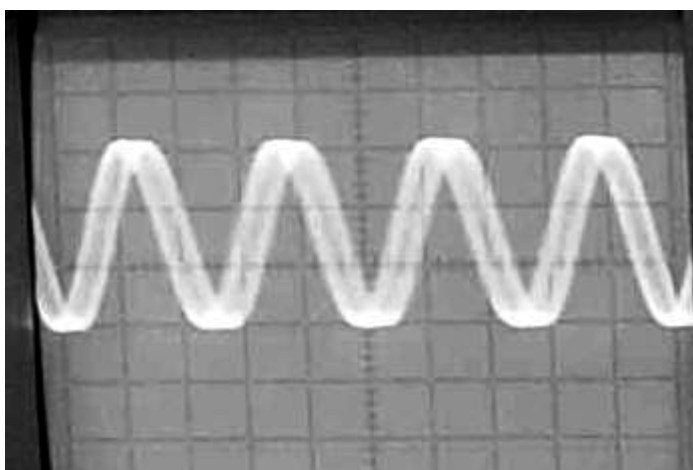


Рис. 6.3. Гетеродинный сигнал, подаваемый с полосового фильтра на фазовый детектор.

Далее будет дано объяснение, почему из сигнала ключевой схемы можно извлечь информацию о сигнальном сдвиге разности фаз мод волокна. Осциллограммы, соответствующие различным этапам обработки сигнала, приведены на рис. 6.4.

Лазер, пластинка $\lambda/2$, поляризатор, вспомогательный модулятор и блок обработки могут быть размещены в одном корпусе. Чувствительный элемент «проходного» типа может быть удалён на расстояние $0,1 \div 1$ км от других элементов схемы. Длина волоконной трассы определяется допустимым уровнем паразитной амплитудной модуляции сигнала датчика и зависит от свойств волокна (h -параметр). Предельно достижимая длина трассы ограничивается эффектом Рэлеевского рассеяния света в волокне, приводящего к деполяризации излучения (данный эффект неустраним, поэтому часть деполяризованного света увеличивается по мере распространения в волокне).

Границы динамического диапазона датчика определяются, как правило, не чувствительным элементом, а динамическим диапазоном фазового детектора – в нашем случае динамический диапазон составил $1,5 \cdot 10^6$. Частотный диапазон датчика ограничивается полосовым фильтром и АЧХ фильтра фазового детектора (см. п. 6.2) – в нашем случае от 200 Гц до 7 кГц.

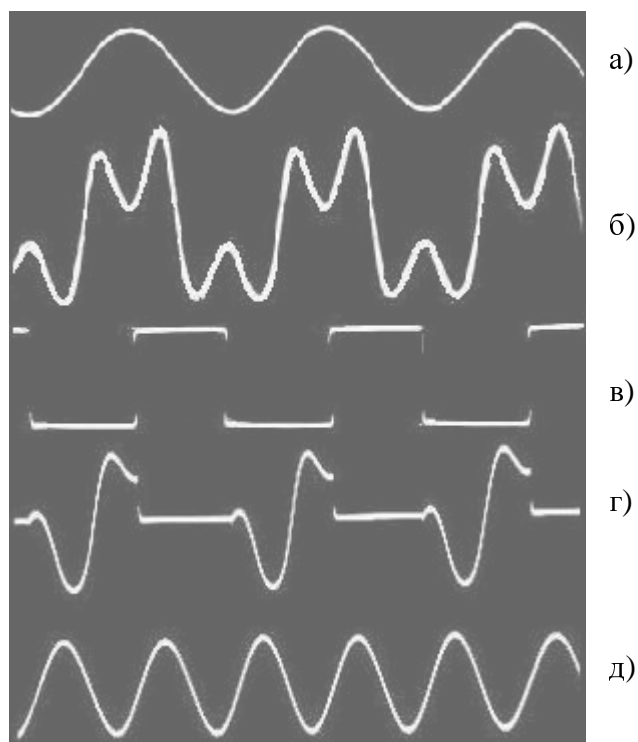


Рис. 6.4. Осциллограммы работы датчика без подачи сигнального воздействия; а) напряжение, подаваемое на вспомогательную пьезокерамику частоты f ; б) сигнал вспомогательной модуляции с индексом $p = 2,82$ рад на выходе фотоприёмника; в) синхроимпульсы, по которым срабатывает аналоговый ключ; г) выход аналогового ключа; д) гармоника с частотой $2f$ сигнала с выхода полосового фильтра.

Экспериментально было обнаружено, что на входе фазового детектора электрический сигнал может содержать амплитудную модуляцию при индексе p вспомогательной фазовой модуляции, отличном от некоторого оптимального значения. Амплитудная модуляция уменьшает линейность передаточной характеристики датчика в связи с разбалансом псевдогетеродинного режима и приводит к появлению ошибки измерений, поэтому является нежелательной. Расчётная зависимость глубины m этой модуляции от индекса p показана на рис. 6.5. По данному рисунку можно определить величину оптимального индекса ($p = 2,82$ рад).

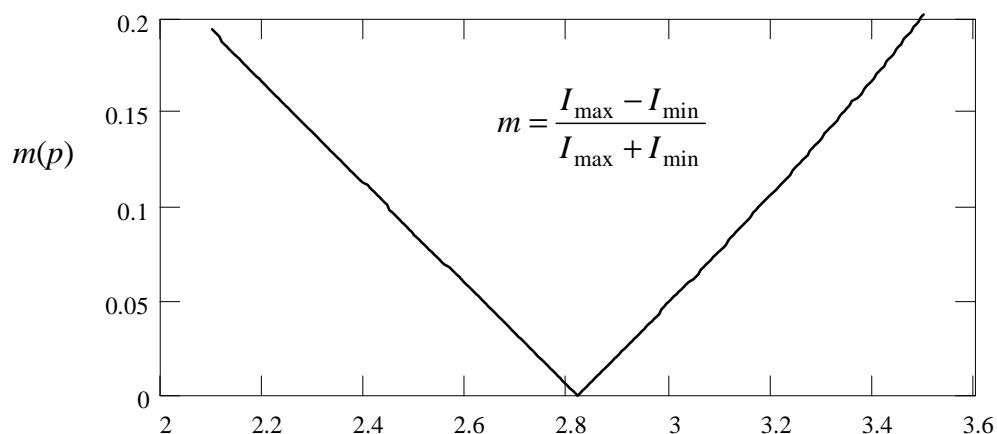


Рис. 6.5. Расчётная зависимость глубины m паразитной амплитудной модуляции сигнала, поступающего на фазовый детектор, от индекса p вспомогательной поляризационной модуляции.

Фазовый детектор имел диапазон рабочих частот от 200 Гц до 10 кГц и был настроен на фиксированную опорную частоту $2f = 30$ кГц. Фазовые шумы схемы были равны порядка 10^{-6} рад в полосе 1 Гц в рабочем диапазоне частот и определялись преимущественно нестабильностью частоты генератора, управляющего вспомогательным модулятором, а также интенсивными шумами источника. В следующих пунктах будет проведён подробный расчёт шумов датчика.

В результате применения псевдогетеродинного метода приёма мультипликативная помеха, связанная с федингом сигнала, на выходе схемы в результате обработки преобразуется в аддитивную помеху, которую легко устранить фильтрацией. Работоспособность схемы датчика и отсутствие искажений демонстрируется рис. 6.6, где показаны осциллограммы сигнального воздействия на чувствительный элемент и выходного фазового детектора.

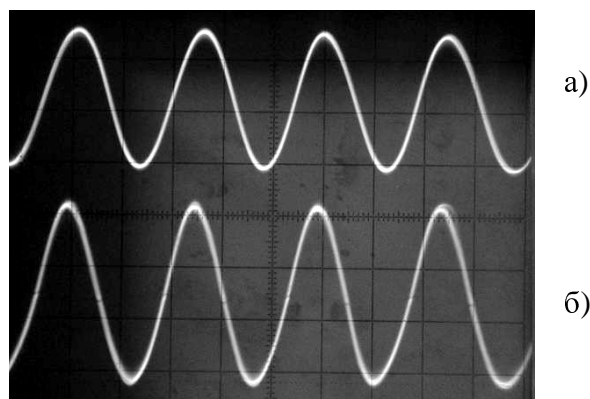


Рис. 6.6. Осциллограммы входного и выходного сигнала датчика; а) напряжение, подаваемое на имитационную пьезокерамику, которая создаёт измеряемую вибрацию, имеющую амплитуду $\delta l = 0,03$ мкм; б) напряжение с выхода фазового детектора.

Как можно видеть, рассмотренная схема очень проста в изготовлении оптической части датчика. Единственно, что требуется для юстировки оптической части – определение осей двулучепреломления волокна и введение линейно поляризованного света лазера под углом $+45^\circ$ к ним (этот угол является оптимальным и соответствует равномерному возбуждению поляризационных мод). Оптимальное направление оси анализатора, представляющего собой плёночный линейный поляризатор, на выходе относительно осей двулучепреломления волокна равно -45° . Отличие значений этих углов от оптимальных приводит к уменьшению контраста интерференционной картины и к пропорциональному уменьшению отношения «сигнал-шум». Некоторую сложность может вызвать только настройка первого угла, для определения которого необходимо иметь методику определения относительного возбуждения мод.

В данном методе псевдогетеродинного приёма не требуется применение широкополосных или высокочастотных поляризационных модуляторов, не требуется двухчастотная модуляция. Это позволяет существенно упростить настройку схемы сравнительно с другими псевдогетеродинными схемами и снизить требования к модулятору. Модулятор должен обеспечивать вспомогательную модуляцию заданного индекса на одной частоте. В связи с тем, что широкополосность не требуется, в качестве модуляторов могут успешно использоваться устройства на базе пьезокерамик, которые создают поляризационную модуляцию света в волокне за счёт упругооптического эффекта. Это могут быть устройства, описанные в этой диссертационной работе: с использованием продольного растяжения или поперечного сдавливания волокна.

6.2. Фазовый детектор.

Фазовый детектор, от которого в большой степени зависит работа датчика (разрешение, частотный и динамический диапазоны) представляет собой сложный электронный прибор, который может быть сконструирован различным образом. На вход фазового детектора подаётся гетеродинный сигнал вида

$$x(t) = x_0 \cdot \cos(2\omega t + \delta\varphi(t) + \varphi_0), \quad (6.1)$$

где φ_0 – начальная разность фаз мод, представляющая собой случайный процесс с большим временем корреляции $T > 0,1$ с (именно эта величина является причиной замираний сигнала в интерферометрах). Здесь ω – циклическая частота вспомогательной модуляции, 2ω – опорная частота гетеродина. Величина $\delta\varphi(t)$ является полезным сигналом, это сиг-

нальная разность фаз поляризационных мод, наведённая в чувствительном элементе. Этот сигнал, преобразованный в электрическое напряжение, является выходным.

В экспериментах использовались аналоговые фазовые детекторы (ФД) двух видов (назовём их ФД типа а и ФД типа б); в обеих схемах предполагается, что опорная частота является жёстко заданной.

а) Сигнал вида (6.1) подавался на вход ФД. Из этого сигнала извлекалась информация о несущей 2ω как опорном сигнале путём узкополосной фильтрации при заранее известной частоте вспомогательной модуляции. Таким образом, случайные уходы частоты ω в пределах 100 Гц являются несущественными.

б) В ФД генерируется стабилизированный кварцевым резонатором синхросигнал на частоте 2ω , с помощью которого синхронизируется генератор напряжения, подаваемого на вспомогательный модулятор (частотой ω). Этот же кварцованный сигнал на частоте 2ω используется в ФД для извлечения полезного сигнала $\delta\varphi(t)$ из $x_0(t)$.

Далее обработка в обоих видах ФД проходит одинаково. Из сигнала x_0 режекторным фильтром, настроенным на 2ω , вырезались частоты в узкой полосе (± 200 Гц для типа а, ± 50 Гц для типа б) вблизи опорной частоты, поскольку именно в этом диапазоне находятся наибольшие фазовые шумы датчика (особенно это касается шумов лазера) и сигнал фединга. АЧХ фильтра одного из фазовых детекторов (тип б), определяемая 6-звенным электрическим фильтром, показана ниже.

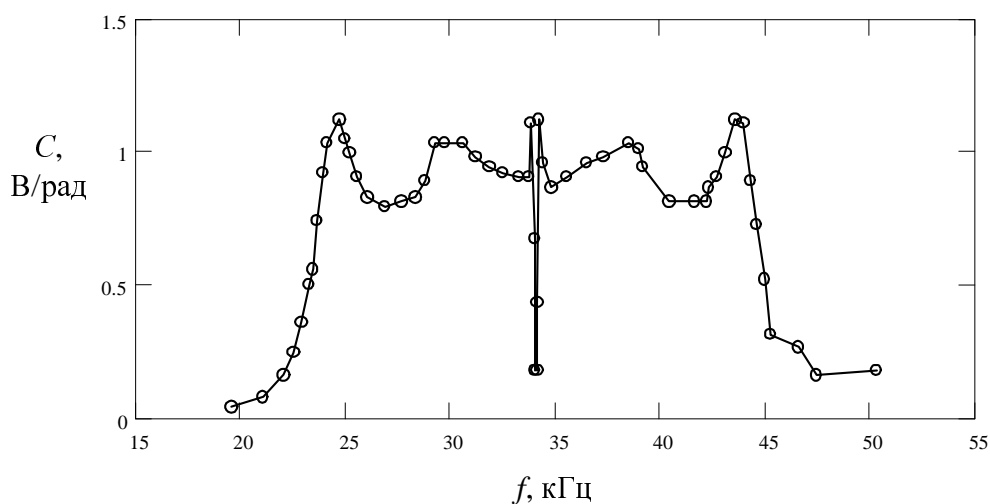


Рис. 6.7. Зависимость коэффициента преобразования фазового сдвига (в радианах) в электрическое напряжение (в вольтах) на выходе фазового детектора типа б от опорной частоты гетеродина.

Из рисунка видно, что центральная частота фильтра настроена на удвоенную частоту вспомогательной модуляции $2f = 2 \cdot 17$ кГц. При перестройке ФД на другую частоту

необходимо заново перенастраивать фильтр. Частоты $2f \pm 50$ Гц режектируются. Полоса полезного сигнала, как можно видеть, равна 10 кГц. Коэффициент преобразования ФД примерно равен 1 В/рад в рабочей полосе частот. Собственные шумы ФД равны 1 мкВ в полосе 1 Гц, что соответствует фазовым шумам 10^{-6} рад/Гц^{1/2}.

Параметры ФД типа а) были следующими: коэффициент преобразования ФД равен 6 В/рад в рабочей полосе частот полезного сигнала 200 Гц ÷ 10 кГц. Удвоенная частота вспомогательной модуляции равна 2·15 кГц. При отстройке подаваемой на ФД сигнала удвоенной частоты на 150 Гц от этого значения коэффициент высших гармоник возростал до 50%. Собственные шумы ФД равны 1 мкВ в полосе 1 Гц, что соответствует фазовым шумам $1,66 \cdot 10^{-7}$ рад/Гц^{1/2}. Однако, если сигнал генератора, подающего напряжение на вспомогательный модулятор, нестабилен по частоте, то шумы ФД соответственно возрастают.

С помощью ФД был измерен фазовый шум электронных приборов датчика.

а) Генератор вспомогательной модуляции: Г6-29 – $2 \cdot 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2} (большая паразитная составляющая на частоте 200 Гц); электронный генератор Г6-33 – $4 \cdot 10^{-7}$ рад/Гц^{1/2}.

б) Усилитель напряжения, подаваемого на вспомогательный модулятор: ГЗ-112/1 – собственные фазовые шумы меньше, чем у ФД.

в) Усилитель слабого сигнала с ФПУ: микровольтметр селективный В6-9 – собственные фазовые шумы меньше, чем у ФД.

г) Ключевая схема: микросхема 590КН4 – собственные фазовые шумы меньше, чем у ФД.

Таким образом, видно, что фазовые шумы датчика, связанные с электронными элементами схемы, определяются шумами ФД при выборе задающего генератора с достаточной стабильностью (для ФД типа а, для типа б фазовые шумы всех элементов определяются шумами ФД). Впоследствии будет приведён анализ шумов оптической части датчика.

Используемый в рассмотренных ФД принцип преобразования фазовой модуляции в электрический сигнал одинаков. Он заключается в следующем. Опорный сигнал (с частотой 2ω) и входной сигнал, содержащий полезную информацию в виде ФМ, проходили усилитель-ограничитель, после чего их амплитуды выравнились. Далее они поступали на компаратор, на котором происходило их логическое перемножение. Сигнал с компаратора поступал на интегратор, выходное напряжение которого было пропорционально мгновенному «перекрытию» сигналов на входе компаратора, т.е. пропорционален индексу фазовой модуляции сигнала, содержащего полезную информацию. Рис. 6.8 приведён для пояснения.

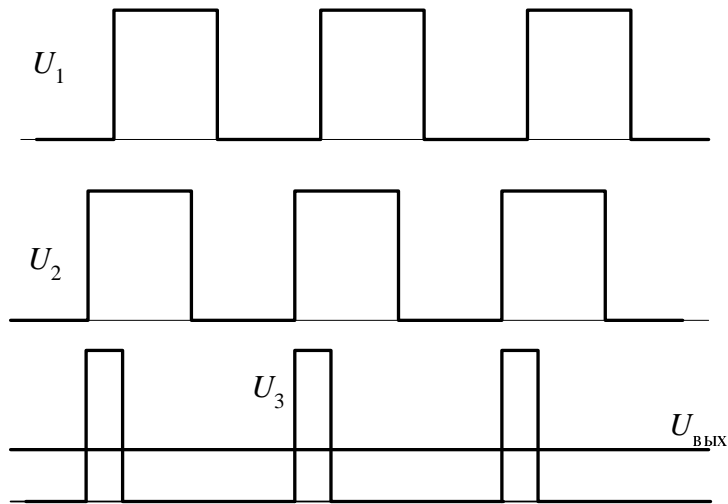


Рис. 6.8. U_1 , U_2 – сигналы опорный и фазомодулированный после усилителя-ограничителя; U_2 – сигнал компаратора; $U_{\text{вых}}$ – выходной сигнал (с интегратора).

Фазовые детекторы, использованные в экспериментах, имели динамический диапазон, ограниченный индексом входной фазовой модуляции $\pi/2$ рад; это значение определяло верхнюю границу динамического диапазона всего датчика.

6.3. Выходной сигнал оптической схемы.

Этот раздел будет посвящён получению в аналитическом виде сигнала ФПУ, пропорционального интенсивности света, падающего на ФПУ. Для описания элементов оптической схемы датчика будем применять формализм матриц Джонса-Максвелла. При этом подразумевается, что источник излучения полностью монохроматичен. Определения матриц Джонса распространённых оптических элементов приведены, например, в Обзоре литературы. Напомню, что в описание оптических элементов матрицами Джонса не входит оптическая несущая.

Вектор Джонса \mathbf{E}_{ex} для полностью монохроматического линейно поляризованного света равен

$$\mathbf{E}_{\text{ex}} = E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (6.2)$$

где E_0 – амплитуда электромагнитной волны лазера (константа), примем её равной 1 в соответствии с формализмом матриц Джонса. Сначала свет источника проходит пластинку $\lambda/2$, разворачивающую направление входной линейной поляризации на угол α относительно осей двулучепреломления волокна. Повёрнутая пластинка имеет матрицу Джонса вида

$$\mathbf{M}_{\lambda/2} = \mathbf{R}(-\alpha) \cdot \begin{bmatrix} -j & 0 \\ 0 & j \end{bmatrix} \mathbf{R}(\alpha), \quad (6.3)$$

где $\mathbf{R}(\alpha)$ – матрица поворота:

$$\mathbf{R}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}. \quad (6.4)$$

В итоге

$$\mathbf{M}_{\lambda/2} = j \cdot \begin{bmatrix} -\cos 2\alpha & -\sin 2\alpha \\ -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{bmatrix}. \quad (6.5)$$

Первый участок линейно двулучепреломляющего волокна длиной L_1 , на который воздействует вспомогательный поляризационный модулятор, описывается следующей матрицей

$$\mathbf{M}_1 = \exp\left(jL_1 \cdot \frac{2\pi n}{\lambda}\right) \cdot \begin{bmatrix} \exp\left[-\frac{j}{2}(\beta \cdot L_1 + \theta(t))\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[+\frac{j}{2}(\beta \cdot L_1 + \theta(t))\right] \end{bmatrix}, \quad (6.6)$$

где n – средний показатель преломления сердцевинки волокна, λ – длина волны источника, β – величина двулучепреломления волокна, $\theta(t) = p \cdot \sin(\omega t)$ – сигнал вспомогательного модулятора, работающего на частоте ω . Множитель перед матрицей – общий фазовый набег мод, в экспонентах матрицы – собственная фазовая добавка для каждой моды (со знаком «минус» – для медленной, со знаком «плюс» – для быстрой).

Второй участок линейно двулучепреломляющего волокна длиной L_2 , на который воздействует чувствительный элемент, описывается следующей матрицей

$$\mathbf{M}_2 = \exp\left(jL_2 \cdot \frac{2\pi n}{\lambda}\right) \cdot \begin{bmatrix} \exp\left[-\frac{j}{2}(\beta \cdot L_2 + \delta\varphi(t))\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[+\frac{j}{2}(\beta \cdot L_2 + \delta\varphi(t))\right] \end{bmatrix}, \quad (6.7)$$

где $\delta\varphi(t)$ – информационный сдвиг разности фаз поляризационных мод волокна, наведённый в чувствительном элементе. Именно эту величину необходимо будет извлечь при обработке сигнала оптической части датчика.

Приведённый вид матриц \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 соответствует случаю, когда и вспомогательный модулятор, и чувствительный элемент не изменяют соотношение амплитуд поляризационных мод (изначально моды возбуждены равномерно), а воздействуют только на их разность фаз. Это условие выполняется, когда наведённые оси двулучепреломления, создаваемые в этих элементах схемы, совпадают с собственными осями двулучепреломления

волокна. Связь мод, вызванная рассогласованием осей, как будет показано ниже, приведёт к расстройке псевдогетеродинного режима.

Последний элемент оптической схемы – поляризатор. Он повернут относительно осей двулучепреломления волокна на угол ρ , поэтому имеет матрицу Джонса вида

$$\mathbf{M}_p = \mathbf{R}(-\rho) \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (6.8)$$

где ρ – угол поворота оси поляризатора относительно осей волокна. В итоге

$$\mathbf{M}_p = \begin{bmatrix} \cos \rho & 0 \\ \sin \rho & 0 \end{bmatrix}. \quad (6.9)$$

Для получения вектора Джонса электромагнитной волны на выходе оптической схемы необходимо перемножить входной вектор Джонса с матрицами элементов системы в следующем порядке

$$\mathbf{E}_{\text{вых}} = \mathbf{M}_p \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_{\lambda/2} \cdot \mathbf{E}_{\text{вх}}. \quad (6.10)$$

В результате получаем выражение

$$\mathbf{E}_{\text{вых}} = -j \cdot \begin{bmatrix} \cos 2\alpha \cdot \cos \rho \cdot \exp\left(-j \frac{\Theta}{2}\right) \\ \sin 2\alpha \cdot \sin \rho \cdot \exp\left(+j \frac{\Theta}{2}\right) \end{bmatrix}. \quad (6.11)$$

Здесь Θ – полная фаза сигнала, $\Theta(t) = [\theta(t) + \delta\varphi(t) + \varphi_0]$,

$$\varphi_0 = L \cdot \left(\frac{\beta}{2} - \frac{2\pi n}{\lambda} \right) \quad (6.12)$$

– начальная фаза, $L = L_1 + L_2$ – полная длина волоконного тракта. Величина φ_0 зависит от длины волокна L , которая может непредсказуемо меняться в больших пределах в результате воздействий внешней среды, например, температуры. Таким образом, φ_0 является случайным процессом, имеющим равномерное распределение в интервале периодичности $[0, 2\pi]$ и довольно большое время автокорреляции (более 0,1 с).

Вычислим интенсивность света на выходе схемы. $I = (E_{\text{вых}1} + E_{\text{вых}2}) \cdot (E_{\text{вых}1} + E_{\text{вых}2})^*$.

$$I = I_0 + I_-(t), \quad (6.13)$$

$$I_0 = \cos^2 2\alpha \cdot \cos^2 \rho + \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \rho, \quad (6.14)$$

$$I_-(t) = \frac{1}{2} \sin 4\alpha \cdot \sin 2\rho \cdot \sin \Theta(t). \quad (6.15)$$

Интенсивность можно представить как сумму постоянной I_0 и переменной $I_-(t)$ составляющих. Все углы отсчитываются от направления в пространстве осей двулучепреломления волокна. Рассмотрим поведение полного сигнала оптической схемы в зависимо-

сти от угла полуволновой пластинки α при вращающемся поляризаторе (ρ меняется от 0 до 2π) и включенном вспомогательном модуляторе, создающим поляризационную модуляцию с индексом p больше $\pi/2$ на частоте, гораздо выше частоты вращения поляризатора. Ниже представлены расчёты и соответствующие осциллограммы характерных случаев.

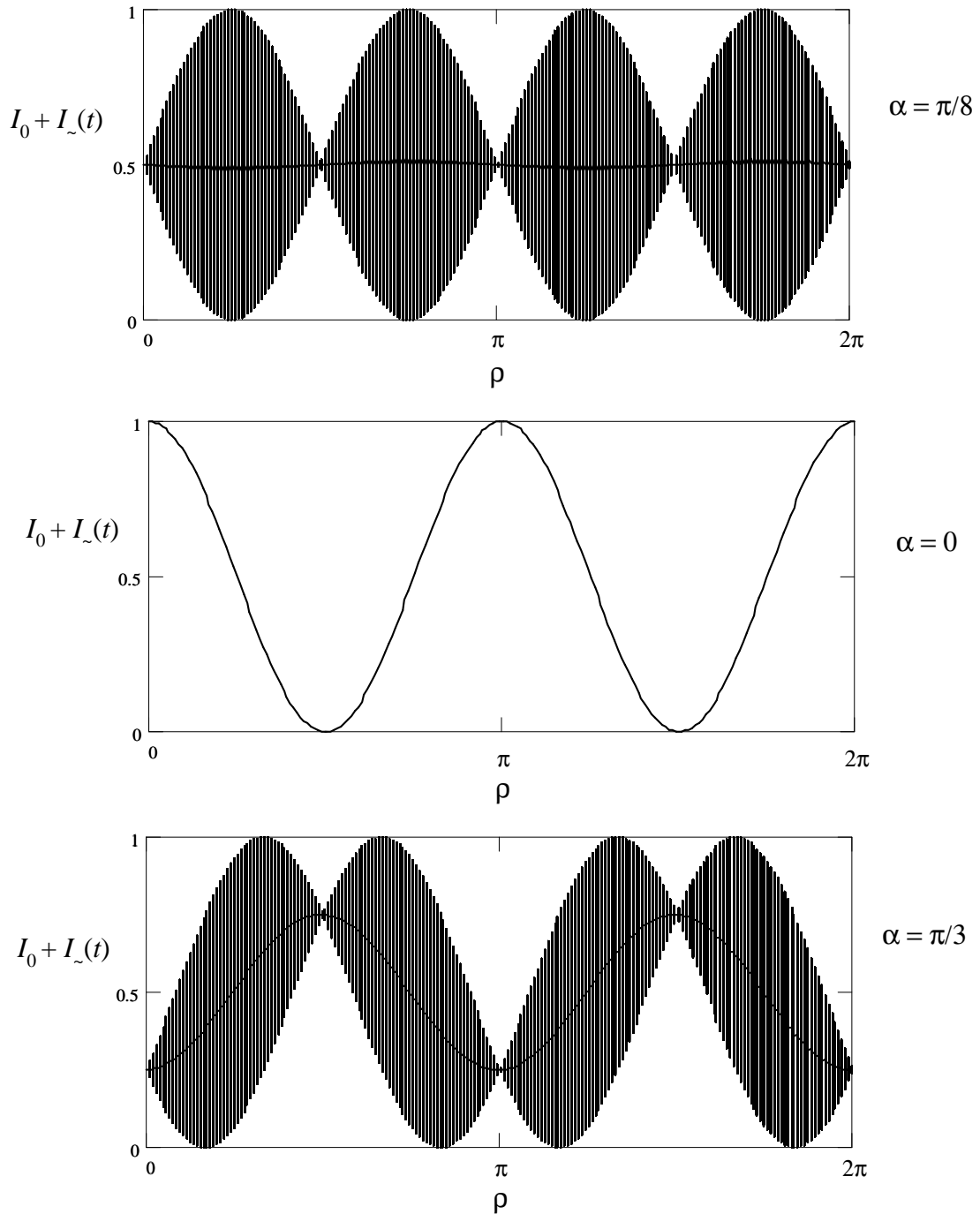


Рис. 6.9. Расчётные осциллограммы оптического сигнала датчика при различных углах α пластинки $\lambda/2$, в зависимости от угла поворота ρ поляризатора на выходе.

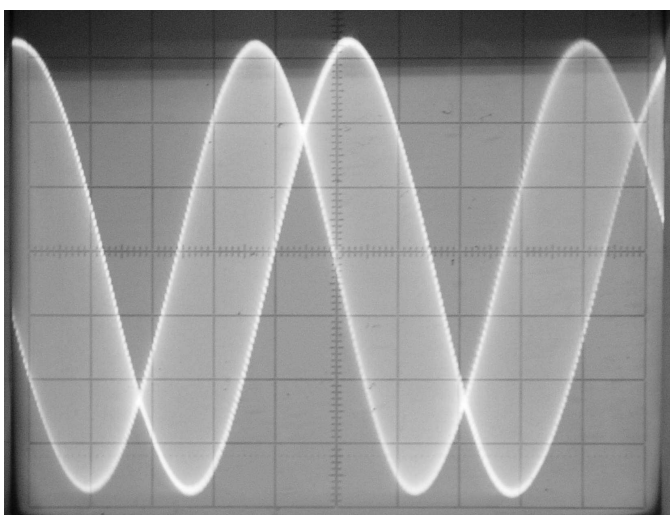
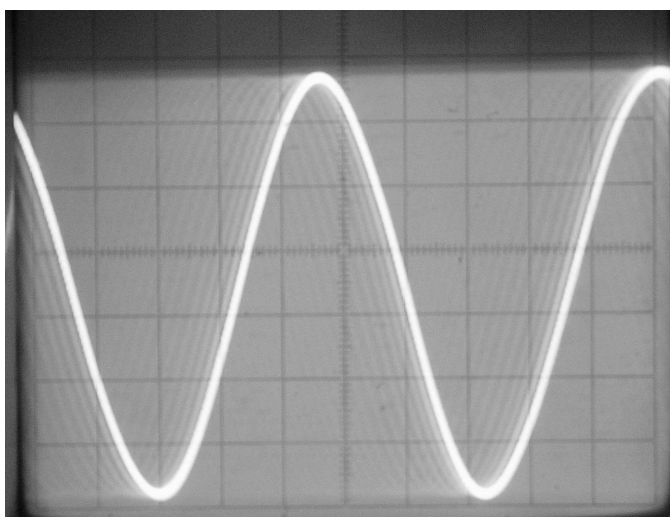
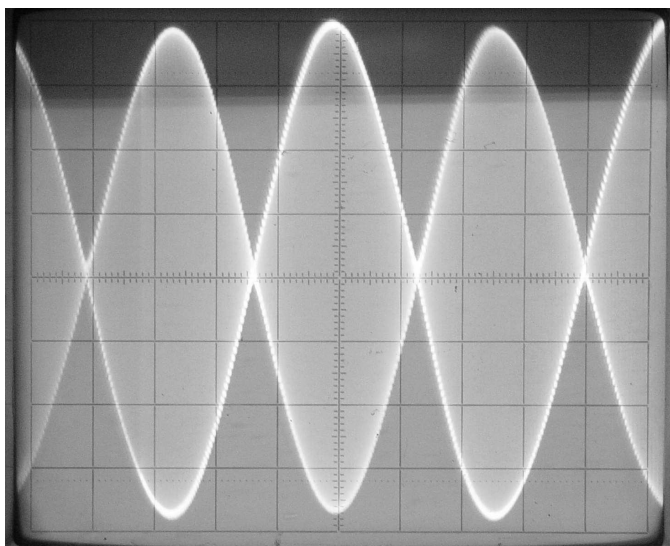


Рис. 6.10. Экспериментальные осциллограммы оптического сигнала датчика при вращающемся поляризаторе и работающем поляризационном модуляторе.

Полуволновая пластинка поворачивает азимут плоскости поляризации поляризации света на удвоенный угол 2α ; в дальнейшем будем рассматривать не угол поворота пластинки, а угол поворота плоскости поляризации (2α), называя его входным углом или азимутальным.

Отмечу, что, как видно из приведённых рисунков и графиков, изменение входного угла 2α от оптимального значения ($2\alpha = (n + 1/2) \cdot \pi/2$, n – целое число) не уменьшает постоянную составляющую оптического сигнала. Это обстоятельство имеет физический смысл: полуволновая пластинка не может уменьшить интенсивность проходящего сквозь неё света, а только изменяет его состояние поляризации. Однако, угол 2α сильно влияет на контраст, т.е. отношение максимума интенсивности полезного сигнала $I_{\text{L}}(t)$ к постоянной составляющей I_0 . Из рисунков и формулы (6.15) видно, что контраст максимален при оптимальном 2α (равен 1) и в худшем случае равен 0 при $2\alpha = n \cdot \pi/2$, когда поляризационная модуляция исчезает. В оптимальном случае обе поляризационные моды возбуждаются равномерно, в худшем – возбуждается только одна мода, следовательно разность фаз между модами будет равна нулю в связи с отсутствием второй моды. Естественно, в таких условиях датчик не может работать. В промежуточном случае моды возбуждаются неравномерно, что ведёт к уменьшению контраста результата интерференции на выходе анализатора (меньше 1).

В дальнейшем будем рассматривать только интервал периодичности входного угла 2α , поэтому оптимальным будет значение $\pi/4$, а худшими – значения $2\alpha = 0$ и $\pi/2$.

Что касается оптимального значения угла поляризатора ρ , то его надо выбрать из условия наибольшего контраста интерференционного сигнала, сделать это несложно. Очевидно, что оптимальный угол должен быть равен $\rho = (n - 1/2) \cdot \pi/2$, n – целое число. Это соответствует $\pi/4$ между осью поляризатора и осями двулучепреломления волокна и $\pi/2$ между осью поляризатора и осями полуволновой пластинки. Такое взаимное положение осей полуволновой пластинки и поляризатора называется «крест». Отклонение ρ от оптимального значения не приводит к разбалансу псевдогетеродинного режима, а только уменьшает полезный сигнал датчика на величину $\sin(2\rho)$. Следовательно, отклонения ρ на несколько градусов от оптимального значения не являются критичными.

Периодические зануления полной интенсивности света при вращающемся линейном поляризаторе и отсутствии вспомогательной поляризационной модуляции свидетельствуют о том, что всегда можно подобрать такой угол поляризатора, при котором свет оказывается поляризован перпендикулярно оси поляризатора (представить себе, как выглядит выходной оптический сигнал при отсутствии вспомогательной модуляции неслож-

но – достаточно исключить высокочастотное заполнение осциллограмм). Т.е. выходная поляризация света из волокна в этом случае линейна, причём её направление зависит от входного угла 2α . На рисунках это проявляется в том, что точки зануления полной интенсивности не совпадают по оси ρ для разных входных углов 2α . Отмечу, что вращением линейного анализатора на выходе волокна или пластинки $\lambda/2$ на входе можно добиться исчезновения переменной составляющей в выходном сигнале ФПУ, создаваемой включенным модулятором (рис. 6.10). Если бы волокно обладало эллиптическим двулучепреломлением (т.е. в терминах теории связанных волн – возникла бы связь собственных мод), то модуляцию на его выходе было бы невозможно «занулить» линейным поляризатором в связи с отличающимися собственными состояниями этих систем.

Представленные материалы позволяют дать рекомендации по быстрой и точной настройке критического угла 2α с погрешностью не более 1° . Для этого необходимо включить поляризационный модулятор с достаточно большим индексом модуляции и включить вращающийся поляризатор. Затем поворотом входной полуволновой пластинки необходимо добиться случая, соответствующего первой по счёту осциллограмме сигнала ФПУ на рис. 6.10. При этом обращаю внимание на следующее. При достаточно большом индексе вспомогательной модуляции рабочая точка описывает замкнутые траектории на сфере Пуанкаре. Равномерному возбуждению мод (оптимальное 2α), как известно, соответствует траектория по окружности, проходящей через оба полюса сферы и через точки на экваторе, имеющие азимут $\pi/4$ относительно собственных линейных состояний. Тогда случаю на осциллограмме, когда поляризационная модуляция исчезает (назовём эту точку «перетяжкой»), соответствует поворот поляризатора на угол $\rho = \pi n/2$ к собственным осям волокна, n – целое число. Т.е. через поляризатор проходит интенсивность только одной из мод, вторая не проходит в связи с ортогональным состоянием её поляризации к оси поляризатора. Соответственно, поляризационной модуляции в этих условиях мы не увидим. Поскольку в одной моде при равномерном возбуждении содержится $1/2$ всей оптической мощности, то перетяжки должны располагаться вдоль половинного уровня интенсивности интерференционного сигнала.

При неравномерном возбуждении мод положение поляризатора ρ , при котором возникает перетяжка, смещается в сторону положения максимума или минимума интерференционного сигнала (максимум соответствует совпадению оси поляризатора с направлением выходной линейной поляризации, минимум – взаимно перпендикулярным направлениям, положение «крест»). Таким образом, при изменении угла 2α максимумы и минимумы осциллограмм смещаются, а положение перетяжек вдоль горизонтальной развёртки

осциллографа остаётся прежним (т.к. их положение жёстко связано с осями двулучепреломления волокна). Кроме того, можно напрямую оценить соотношение амплитуд мод по вертикальной шкале осциллографа: амплитуда одной моды пропорциональна расстоянию от максимума интерференционной картины до перетяжки, другой – от перетяжки до минимума. Угол 2α равен арктангенсу их отношения.

Всё вышесказанное поясняется следующим рисунком.

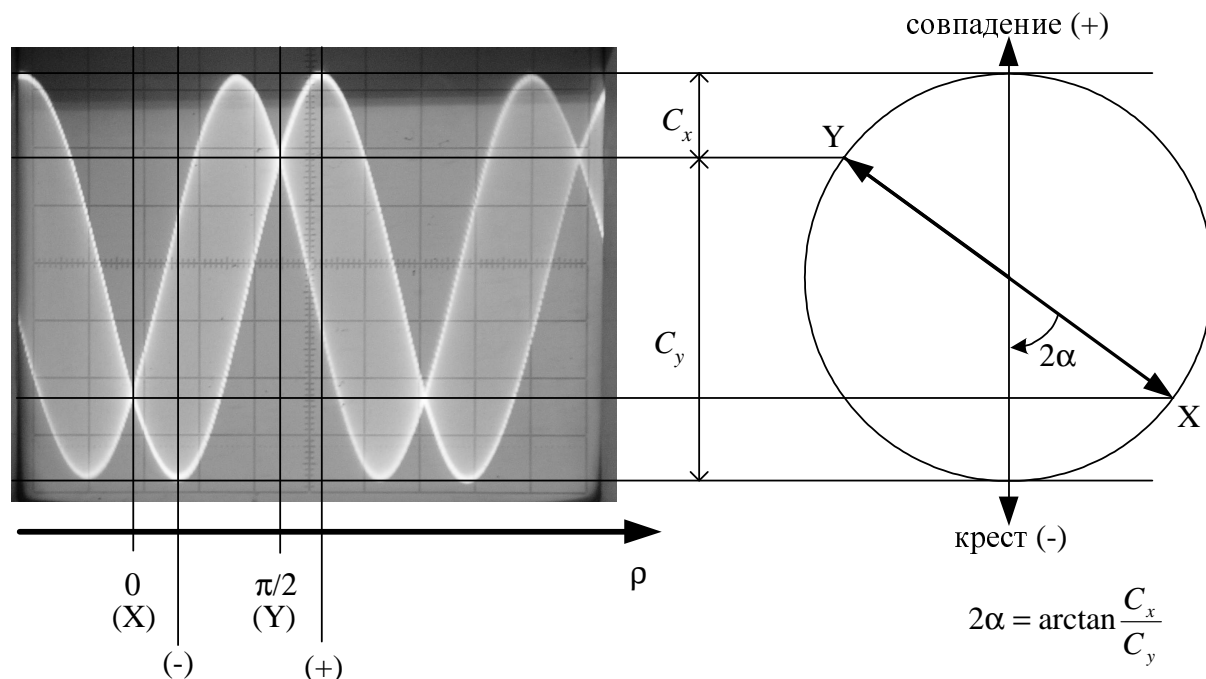


Рис. 6.11. Графическое пояснение к определению входного угла 2α .

На рисунке справа изображена экваториальная плоскость сферы Пуанкаре. Как известно, на сфере откладываются удвоенные углы (в данном случае это азимутальный угол 2α). C_x и C_y – коэффициенты возбуждения мод, соответствующих собственным осям X и Y волокна. Горизонтальная развёртка осциллографа соответствует шкале изменения угла поляризатора ρ , отсчитываемого от оси волокна X. Значками (-) и (+) обозначены случаи, когда ось поляризатора точно перпендикулярна линейной поляризации из волокна (-) – положение «крест», при этом на осциллограмме минимум; и когда ось поляризатора совпадает с направлением выходной поляризации (+), при этом интерференционный сигнал максимален. Значками (X) и (Y) обозначены величины угла ρ , когда ось поляризатора совпадает с направлением соответствующих осей волокна, при этом возникают перетяжки.

Осциллограммы рассмотренного вида полезны ещё и тем, что позволяют непосредственно оценить коэффициент экстинкции η оптической части датчика. Для этого необходимо выставить оптимальный входной угол 2α (см. рис. 6.12).

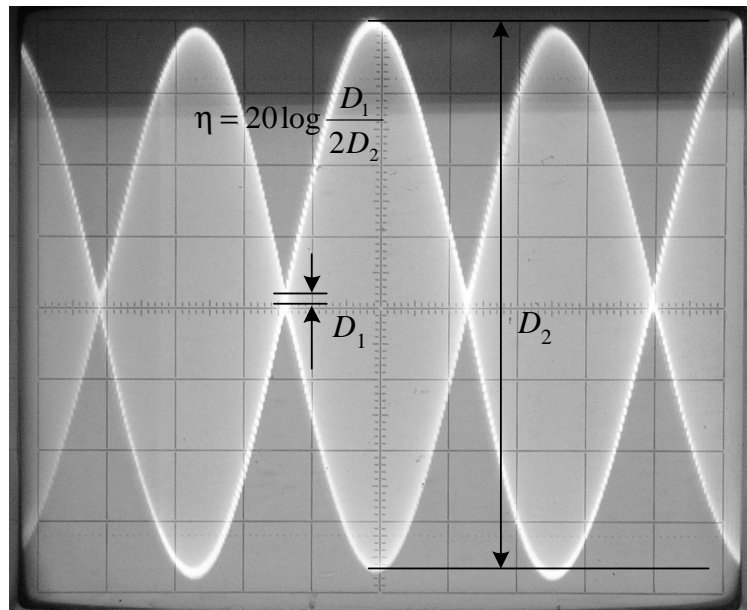


Рис. 6.12. Пояснение к определению коэффициента экстинкции оптической системы.

Тогда коэффициент экстинкции – это отношение квадратов «толщины» перетяжки D_1 и удвоенной максимальной интенсивности интерференционного сигнала, т.е. полного размаха сигнала по осциллографу, $(2 \cdot D_2)$. В датчике представленного вида η может намного увеличиться при несовпадении осей собственного и наведённого двулучепреломлений в модуляторе или чувствительном элементе. Таким образом можно контролировать паразитную связь мод при настройке этих элементов оптической схемы датчика.

Рассмотрим переменную составляющую оптического сигнала датчика $I_{\omega}(t)$, содержащую полезный сигнал в виде вспомогательной поляризационной модуляции и информационной разности фаз. Постоянная составляющая устраняется на этапе обработки сигнала ФПУ при пропускании последнего через низкошумящий усилитель слабых сигналов. Таким образом, сигнал, обрабатываемый электронной частью схемы, пропорционален $I_{\omega}(t)$ и имеет следующий вид

$$I(t) = \cos \Theta(t) = \cos(p \cdot \sin \omega t + \delta\varphi(t) + \varphi_0). \quad (6.16)$$

Знаки в аргументе косинуса совершенно не играют никакой роли при том методе обработки сигнала, который предложен для датчика (когда ключевой схемой вырезается любая из половин периода сигнала). Знак перед $\delta\varphi(t)$ в аргументе косинуса влияет только на начальную фазу извлекаемого сигнала.

Ниже приведена для демонстрации расчётная форма полного оптического сигнала датчика, соответствующая осциллограмме на рис. 6.2. Точно так же взят индекс вспомогательной модуляции $p = \pi$ (для того, чтобы лучше различать на её фоне низкочастотную

полезную составляющую). Полезный сигнал также является гармоническим и имеет индекс $\pi/4$, частота его в 15 раз ниже частоты вспомогательной модуляции. Начальная фаза в (6.16) взята равной $\pi/2$.

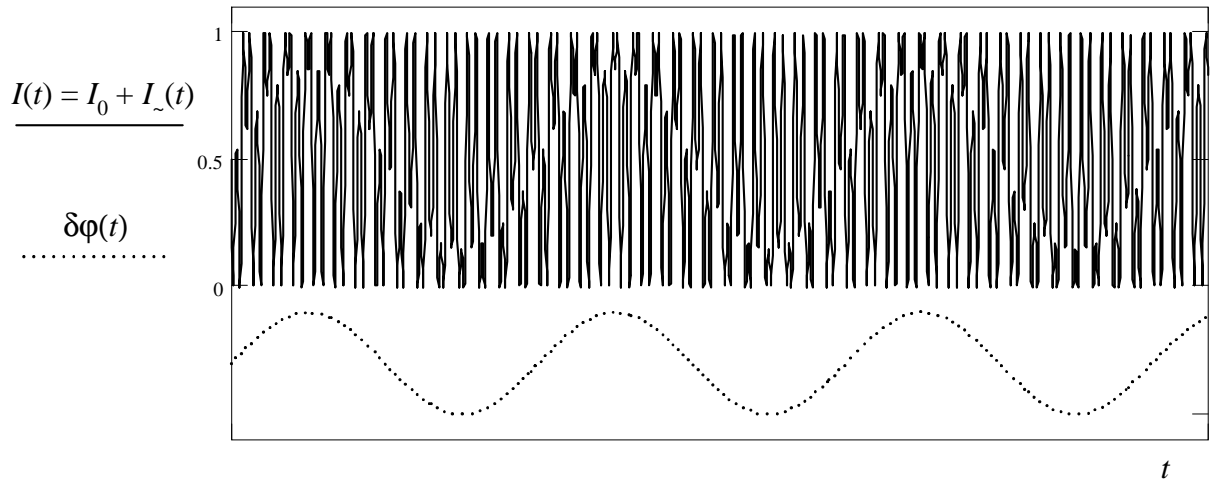


Рис. 6.13. Вверху – полный оптический сигнал (6.13) при оптимальной настройке углов α , ρ , с включенной вспомогательной модуляцией индекса $p = \pi$ и полезной гармонической модуляцией индекса $\pi/4$. Внизу – полезный сигнал $\delta\varphi(t)$.

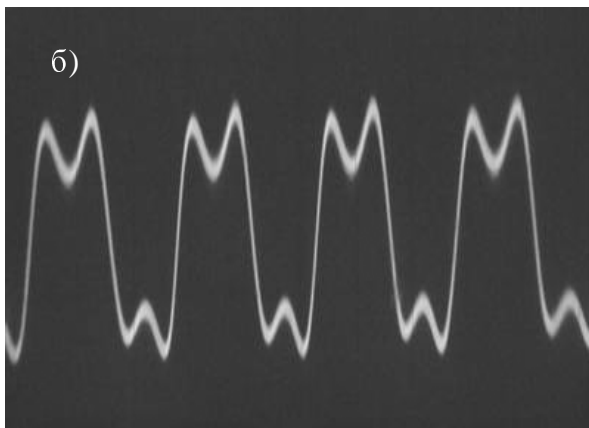
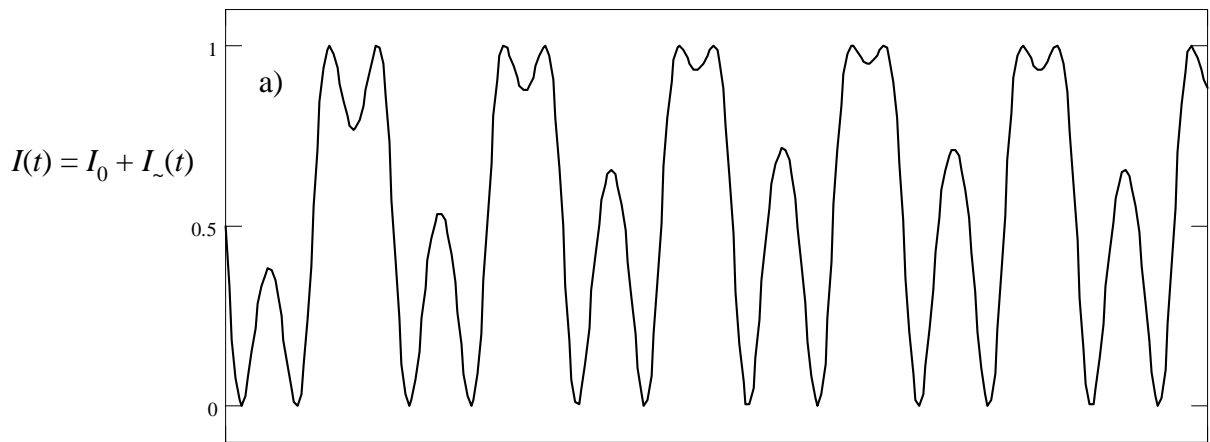


Рис. 6.14. Полный оптический сигнал в увеличенном масштабе по оси времени при оптимальной настройке углов α , ρ (а – расчёт, б – осциллограмма). Вспомогательная модуляция имеет оптимальный индекс $p = 2,82$ рад.

Из сигнала вида (6.16) требуется извлечь полезную информацию в виде $\delta\varphi(t)$. Это

осуществляется с помощью приведения сигнала $I(t)$ к гетеродинному виду и затем использования фазового детектора.

6.4. Оптимальный индекс вспомогательной поляризационной модуляции.

Экспериментально было установлено, что существует оптимальный индекс вспомогательной модуляции разности фаз поляризационных мод волокна, при котором в выходном сигнале датчика отсутствует паразитная амплитудная составляющая с частотой вспомогательной модуляции. Найдём эту величину.

Представим переменный сигнал с ФПУ в виде

$$I = \cos(p \cdot \sin(\omega t) - \delta\varphi(t) + \varphi_0), \quad (6.17)$$

где I – нормированная интенсивность, ω – циклическая частота гармонической вспомогательной модуляции, p – её индекс (т.е. «глубина» фазовой модуляции), $\delta\varphi(t)$ – сигнальная фазовая модуляция, φ_0 – начальная фаза. Оптическая частота интегрируется фотоприёмником и не входит в (6.17).

По формуле косинуса суммы можно записать (6.17) в виде

$$I = \cos(p \cdot \sin \omega t) \cdot \cos(\delta\varphi - \varphi_0) + \sin(p \cdot \sin \omega t) \cdot \sin(\delta\varphi - \varphi_0), \quad (6.18)$$

Дальше введём замену $\varphi = \delta\varphi(t) - \varphi_0$ для сокращения выражений, т.е. будем рассматривать начальный сдвиг фаз и сигнальную поляризационную модуляцию совместно. Рассмотрим спектр сложного сигнала I .

$$I(p, t) = \frac{a_0(p)}{2} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_k(p) \cos(\omega t \cdot n) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_k(p) \sin(\omega t \cdot n), \quad (6.19)$$

Обозначим $\omega t = x$. Ключевая схема вырезает из всего сигнала на каждом периоде только его первую половину, поэтому коэффициенты ряда Фурье являются интегралами по половине интервала периодичности

$$a_k(p) = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} I(p, x) \cdot \cos(kx) dx, \quad b_k(p) = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} I(p, x) \cdot \sin(kx) dx. \quad (6.20)$$

Из всего спектра сигнала ФПУ выделяется с помощью полосового фильтра только гармоника на удвоенной частоте вспомогательной модуляции. Таким образом, достаточно рассмотреть только коэффициенты $a_2(p)$ и $b_2(p)$.

$$a_2 = \cos(\varphi) \cdot \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(p \cdot \sin x) \cdot \cos 2x \, dx = A(p) \cdot \cos(\varphi),$$

$$b_2 = \sin(\varphi) \cdot \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin(p \cdot \sin x) \cdot \sin 2x \, dx = B(p) \cdot \sin(\varphi).$$
(6.21)

Функции $A(p)$ и $B(p)$ являются амплитудами квадратурных сигналов. Замечу, что если не вырезать из всего сигнала на каждом периоде частоты ω его половину с помощью ключевой схемы, то интегралы в (6.21) необходимо будет брать по всему интервалу периодичности, и одна из функций $A(p)$ или $B(p)$ при этом оказывается равной 0 при любых p . В таких условиях гетеродинный сигнал нельзя было бы сформировать, пользуясь только одной квадратурной составляющей.

После полосового фильтра от сигнала $I(p, t)$ остаётся вторая гармоника частоты вспомогательной модуляции

$$I_2(p, t) = A(p) \cdot \cos(2\omega t) \cdot \cos(\varphi) + B(p) \cdot \sin(2\omega t) \cdot \sin(\varphi). \quad (6.22)$$

Очевидно, что при $A(p) = B(p)$ выходной сигнал приводится к виду

$$I_2(p, t) = A(p) \cdot \cos(2\omega t - \varphi), \quad (6.23)$$

т.е. к сигналу с несущей частотой ω и фазовой модуляцией, индекс которой равен индексу сигнальной фазовой модуляции. Случай $A(p) = B(p)$ соответствует балансу псевдогетеродинного режима.

Найдём оптимальный индекс вспомогательной модуляции p , при котором $A(p) = B(p)$. Для этого найдём аналитическое представление функций $A(p)$ и $B(p)$. Функция $A(p)$, как можно заметить из (6.21), равна функции Бесселя второго порядка от аргумента p : $A(p) = J_2(p)$. Более подробно рассмотрим $B(p)$.

Из [98] известна следующая формула

$$\cos(\theta - p \sin x) = \cos \theta \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n}(p) \cdot \cos(2nx) + \sin \theta \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(p) \cdot \sin[(2n+1)x], \quad (6.24)$$

где J_n – функция Бесселя n -го порядка 1-го рода. Подставим в это выражение $\theta = \pi/2$, $x = \omega t$:

$$\sin(p \cdot \sin x) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - p \cdot \sin x\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(p) \cdot \sin[(2n+1)x]. \quad (6.25)$$

Тогда

$$B(p) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(2x) \cdot \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(p) \cdot \sin[(2n+1) \cdot x] \right\} dx = \frac{2}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(p) \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(2x) \cdot \sin[(2n+1) \cdot x] dx \quad (6.26)$$

Интеграл вида

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(2x) \cdot \sin[(2n+1) \cdot x] dx = \frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \{ \cos[x(1-2n)] - \cos[x(3+2n)] \} dx \quad (6.27)$$

может быть взят аналитически, он равен

$$\frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{(-1)^{n+1}}{2n-1} - \frac{(-1)^{n+1}}{2n+3} \right\}. \quad (6.28)$$

Таким образом, используя известные соотношения

$$J_m(p) = -J_{-m}(p), \quad J_{-m}(p) = (-1)^{m+1} J_m(p), \quad (6.29)$$

можно получить, что

$$B(p) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(p) \cdot (-1)^n \cdot \left[\frac{1}{2n+3} - \frac{1}{2n-1} \right]. \quad (6.30)$$

Здесь проведена переиндексация $n \rightarrow n+1$.

В результате для получения оптимального индекса вспомогательной поляризационной модуляции получаем следующее уравнение

$$\frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(p) \cdot (-1)^n \cdot \left[\frac{1}{2n+3} - \frac{1}{2n-1} \right] = J_2(p). \quad (6.31)$$

Это трансцендентное уравнение может быть решено численными методами, искомое значение p оказывается равным 2,82 рад.

На практике возможны отклонения индекса p от оптимального значения. Это может быть связано, например, с нагревом с течением времени пьезокерамики во вспомогательном модуляторе и изменением режима её работы. Для рассмотренной выше схемы псевдогетеродинного режима существуют методы автокомпенсации ухода от оптимального значения p с помощью регистрации 4-й гармоники частоты ω в спектре выходного сигнала [99]. Однако, это усложняет электронную часть схемы датчика. Рассмотрим поведение датчика, когда условие $p = 2,82$ рад не выполняется.

В этом случае $A(p) \neq B(p)$; амплитуда сигнала I_2 , подаваемого на ФД, будет зависеть от фазы полезного сигнала $\delta\varphi$, а фаза I_2 уже не будет совпадать с $\delta\varphi$. Пусть в результате невыполнения условия баланса псевдогетеродинного режима амплитуда одной из квадратурных составляющих сигнала отличается от другой в $(1+a)$ раз, $a = [A(p) - B(p)]/B(p)$ – малый параметр расстройки, связанный некоторым сложным об-

разом с индексом вспомогательной модуляции p . Тогда можно записать сигнал на входе ФД как функцию от полной фазы полезного сигнала (включающую постоянную величину φ_0 и переменную $\delta\varphi(t)$) в следующем виде

$$\begin{aligned} I_2(a, \varphi) &= B(p) \cdot \{[(1+a) \cdot \cos(\varphi)] \cdot \cos(2\omega t) - [\sin(\varphi)] \cdot \sin(2\omega t)\} = \\ &= [1 + C(a, \varphi)] \cdot \sin[2\omega t + \varphi + \Psi(a, \varphi)], \end{aligned} \quad (6.32)$$

где $C(a, \varphi)$ – нормированное отклонение от исходной амплитуды, а $\Psi(a, \varphi)$ – смещение фазы сигнала I_2 , вызванные рассогласованием амплитуд исходных квадратурных составляющих $A(p)$ и $B(p)$ на величину a .

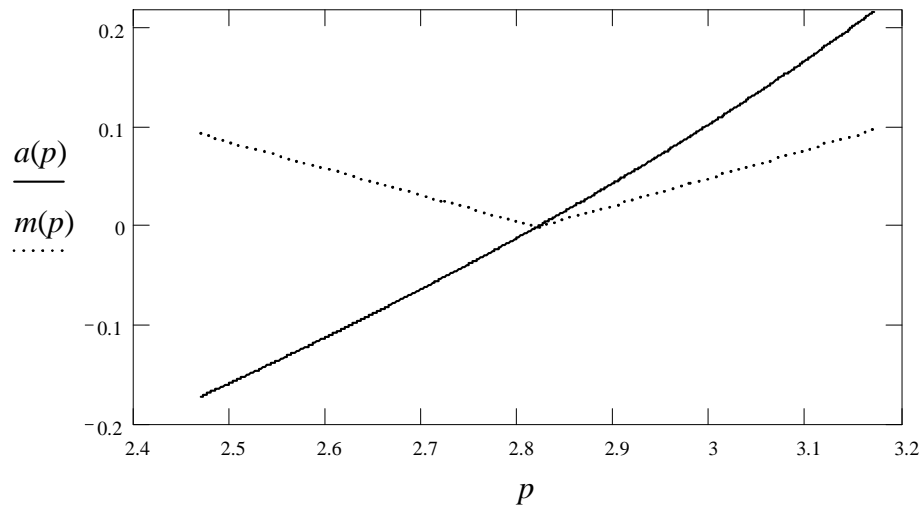


Рис. 6.15. Зависимость нормированной расстройки a псевдогетеродинного режима от индекса вспомогательной модуляции p (сплошная линия); зависимость глубины паразитной амплитудной модуляции $m(p) = \{[A(p) - B(p)] / [A(p) + B(p)]\}$ (пунктирная линия).

Используя тригонометрические тождества, можно получить выражения для $C(a, \varphi)$ и $\Psi(a, \varphi)$

$$\Psi(a, \varphi) = \arctan \left[-\frac{a \sin(2\varphi)}{2 + a + a \cos(2\varphi)} \right] \approx \left[-\frac{a \sin(2\varphi)}{2 + a + a \cos(2\varphi)} \right], \quad (6.33)$$

$$C(a, \varphi) = \left[1 + a + \frac{a^2}{2} + \left(a + \frac{a^2}{2} \right) \cos(2\varphi) \right]^{1/2} - 1. \quad (6.34)$$

Если предположить малость a , то можно использовать более простые выражения

$$\Psi(a, \varphi) \approx -\frac{a \sin(2\varphi)}{2}, \quad (6.35)$$

$$C(a, \varphi) \approx \frac{a}{2} [1 + \cos(2\varphi)]. \quad (6.36)$$

Они хорошо совпадают с точными выражениями (6.33) и (6.34) при $a < 0,2$.

Для примера приведены расчёты полной фазы сигнала I_2 , которая является суммой полезной составляющей фазы φ и добавки $\Psi(a, \varphi)$, связанной с расстройкой режима (рис. 6.16). На рисунке видно, что появляется нелинейность передаточной характеристики датчика при $a > 0$.

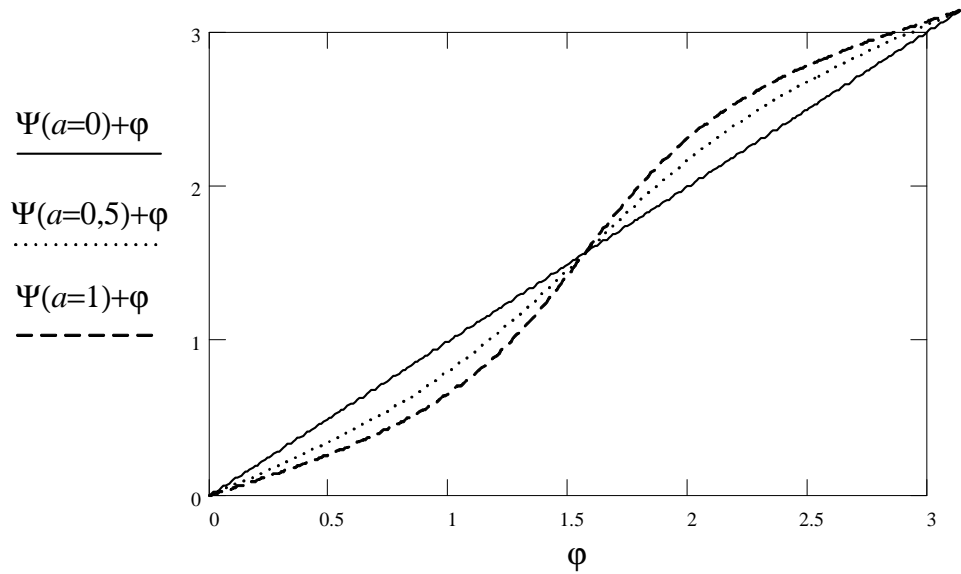


Рис. 6.16. Передаточная характеристика датчика. Зависимости $(\varphi + \Psi(a, \varphi))$ от φ при разных величинах нормированной расстройки a . Сплошная кривая – нет расстройки ($a = 0$); пунктир – $a = 0,5$; штриховая кривая – $a = 1$ (сильная расстройка).

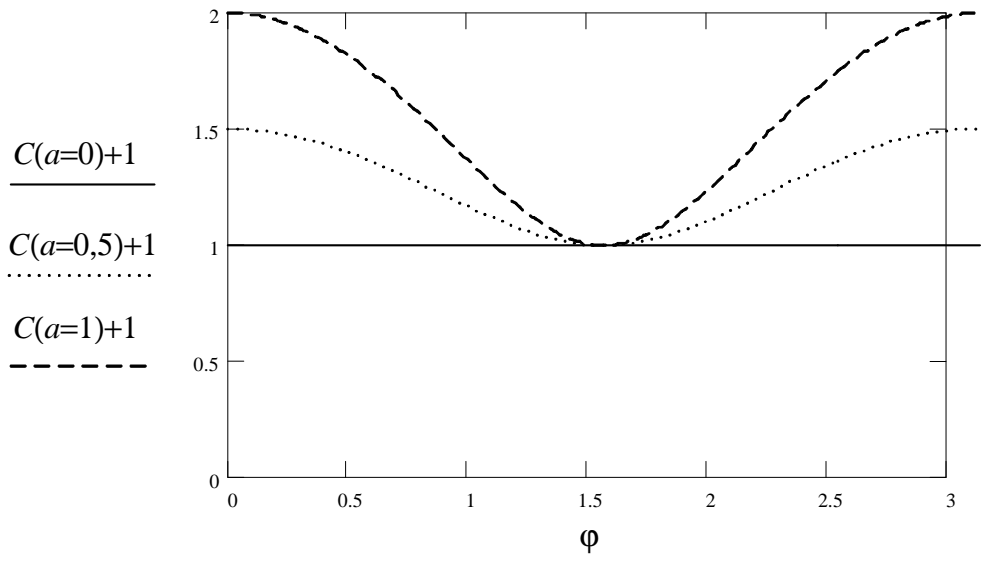


Рис. 6.17. Зависимости $(1 + C(a, \varphi))$ от φ при разных величинах нормированной расстройки a . Сплошная кривая – нет расстройки ($a = 0$); пунктир – $a = 0,5$; штриховая кривая – $a = 1$ (сильная расстройка).

Точно так же можно привести зависимости нормированной амплитуды $(1 + C(a, \varphi))$ сигнала I_2 от величины нормированной расстройки (рис. 6.17). Паразитная амплитуд-

ная модуляция сигнала I_2 с частотой изменения φ проявляется в отклонении величины $(1+C(a, \varphi))$ от 1 при увеличении a .

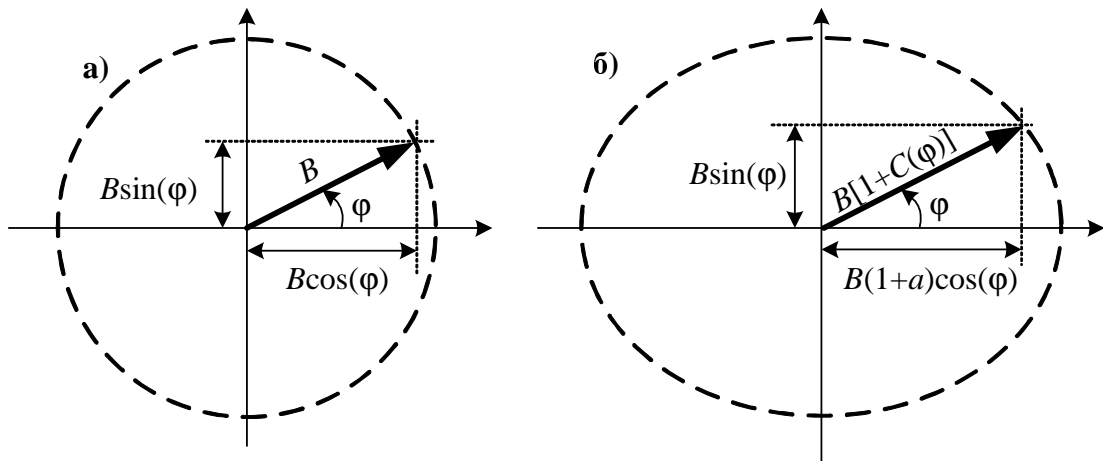


Рис. 6.18. Векторные диаграммы формирования сигнала I_2 . а) Точный баланс псевдогетеродина, $A = B$; б) Разбаланс $A \neq B$.

Поскольку возможный дрейф начальной фазы φ_0 имеет большой диапазон $[0, 2\pi]$ относительно небольшой полезной переменной составляющей фазы $\delta\varphi$, то эффект зависимости величин Ψ и C от фазы определяется в большей степени случайным дрейфом рабочей точки φ_0 , чем малым изменением $\delta\varphi(t)$. Величина φ_0 представляет собой случайный процесс с равномерным распределением и большим временем автокорреляции. Следовательно, разбаланс псевдогетеродинного режима приводит к неконтролируемому дрейфу амплитуды выходного сигнала датчика, что приводит в свою очередь к случайному дрейфу разрешающей способности и появлению погрешности измерений (однако, для малых расстройок поправка к разрешающей способности оказывается незначительна и учитывать её нет необходимости). Тем не менее, возникающая систематическая погрешность может быть значительной. Разность истинной и измеренной фазы сигнальной фазовой модуляции $\delta\varphi$ при $\delta\varphi \ll \varphi_0$ определяется приближённо соотношением

$$\Delta = \frac{\delta\varphi}{1 - a \cos(2\varphi_0)} - \delta\varphi = \frac{\delta\varphi \cdot a \cos(2\varphi_0)}{1 - a \cos(2\varphi_0)} \approx \delta\varphi \cdot a \cos(2\varphi_0). \quad (6.37)$$

Максимальная погрешность соответствует случаю, когда $\cos(2\varphi_0) = 1$, тогда

$$\frac{\Delta_{\max}}{\delta\varphi} \approx a. \quad (6.38)$$

Т.е. относительная погрешность измерения полезной составляющей фазы сигнала I_2 будет определяться величиной расстройки a . Для акустических датчиков этой погрешностью можно пренебречь в связи с особенностями восприятия звука человеком.

На практике подбор оптимального значения $p = 2,82$ рад можно осуществить, подбирая такую амплитуду напряжения, подаваемого на вспомогательный модулятор, чтобы на осциллограмме гетеродинного сигнала отсутствовала амплитудная модуляция с частотой изменения сигнальной разности фаз мод.

6.5. Шумы сигнала на выходе ФПУ.

Шумы датчика являются одной из важнейших его характеристик, поскольку определяют его разрешающую способность. Рассмотрим шумы на выходе ФПУ, т.е. шумы фотодетектирования и оптические. Шумы электронных блоков схемы, как было выяснено выше, определяются собственными шумами фазового детектора и в экспериментах имели величину менее 10^{-6} рад/Гц^{1/2}. Поэтому уровень шумов оптической части и фотоприёмника было бы желательно иметь не выше этой величины.

Далее для упрощения будем полагать контраст оптического сигнала датчика единичным, исключим из рассмотрения паразитные воздействия со стороны внешней среды на подводящий и отводящий тракты и будем рассматривать только случай точной балансировки псевдогетеродинного режима. Ограничимся рассмотрением основных шумовых факторов, являющихся неустранимыми. Это шумы, связанные с флуктуациями частоты и интенсивности оптического источника и шумы фотодетектирования.

Пусть частотный диапазон измеряемых воздействий ограничен частотами f_{\min} и f_{\max} , полоса составляет $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$. Тогда шумовые флуктуации фазы складываются из шумов, связанных с частотными шумами источника $\delta\phi_{\nu}$, попадающих в диапазон Δf , и аддитивных шумов $\delta\phi_{2\omega}$ в области опорной частоты гетеродина, т.е. в области удвоенной частоты вспомогательной модуляции $2\omega/(2\pi) \pm \Delta f$. Рассмотрим их подробно, начнём с частотных шумов, присущих любому источнику излучения.

Представим мгновенную частоту излучения лазера в виде следующего стационарного случайного процесса [100]

$$v(t) = v_0 + \Delta v(t), \quad (6.39)$$

где v_0 – центральная частота излучения, Δv – представляет центрированный случайный процесс, имеющий некоторый спектр. Оптический частотный шум источника на частоте f характеризуется следующей величиной

$$v_{\sigma}^2(f) = \langle \Delta v^2(f) \rangle, \quad (6.40)$$

здесь знак $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по времени. Т.е. $v_{\sigma}(f)$ является плотностью спектральной мощности шумов процесса $\Delta v(t)$ на частоте f и имеет размерность Гц^{1/2}. Или $v_{\sigma}(f)$ можно интерпретировать как величину среднеквадратичного отклонения процесса $\Delta v(t)$ в

пределах полосы 1 Гц. В предположении того, что процесс $\Delta v(t)$ является белым шумом (т.е. полностью некоррелирован), представляется возможным установить связь между v_σ (которое в этом случае не будет зависеть от f) и спектральной линией излучения $\Delta v_{1/2}$, которая определяется как ширина спектра излучения по уровню его половинного спада [100]:

$$\Delta v_{1/2} = \pi v_\sigma^2. \quad (6.41)$$

Если процесс $\Delta v(t)$ имеет неравномерный спектр, то это соотношение будет несколько другим. Для газовых лазеров оно выполняется с хорошей точностью, если не учитывать в их спектре медленные уходы частоты (фликкер-шум), спектральная плотность мощности которых значительна в области менее 100 Гц. В псевдогетеродинной схеме, регистрирующей полезные сигналы с частотой выше 200 Гц, такой подход правомерен.

Поляриметр можно рассмотреть как двухплечевой интерферометр, в котором разность хода определяется линейным двулучепреломлением волокна. Его фазовые шумы, связанные с частотной нестабильностью источника, будут определяться разностью фазовых набегов в плечах и собственно частотными шумами источника.

$$\delta\phi_v = 2\pi \frac{v_\sigma \cdot (L_1 - L_2)}{c} = 2\sqrt{\pi} \cdot \frac{\sqrt{\Delta v_{1/2}} \cdot (L_1 - L_2)}{c} \quad (6.42)$$

– в полосе 1 Гц. Здесь c – скорость света, $(L_1 - L_2)$ – разность длин хода медленной и быстрой поляризационных мод,

$$L_1 - L_2 = \frac{L \cdot \beta}{n \cdot k}, \quad (6.43)$$

где L – геометрическая длина волокна датчика, $\beta = 2\pi/\Lambda$ – величина двулучепреломления, Λ – длина биений поляризационных мод, n – средний показатель преломления сердцевинны, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны света в свободном пространстве. В итоге

$$\delta\phi_v = 2\sqrt{\pi \cdot \Delta v_{1/2}} \cdot \frac{L \cdot \lambda}{c \cdot n \cdot \Lambda} \quad (6.44)$$

– среднеквадратичный уровень шумов, связанных с шириной спектральной линии источника, в полосе частот 1 Гц. Для приведения этой шумовой характеристики к рабочей полосе необходимо умножить её на $\sqrt{\Delta f}$. Обращаю внимание на прямую зависимость уровня шумов данного типа от геометрической длины волокна. Тем не менее, этот вид шумов волоконных поляриметров можно практически полностью устранить известным методом “common mode rejection”, описанным в [52] – см. обзор литературы.

Вклад аддитивных шумов в области удвоенной частоты вспомогательной модуляции можно оценить отношением эффективного уровня шумов $u_{ш}$ к амплитуде гетеродина сигнала u_2 с несущей частотой 2ω

$$\delta\phi_{2\omega} = \frac{u_{ш}}{u_2}. \quad (6.45)$$

Источниками аддитивных шумов на частоте 2ω (т.е. шумов при отсутствии вспомогательной модуляции) на выходе ФПУ на базе полупроводникового фотодиода являются шумы интенсивности лазера (relative intensity noise, сокр. *RIN*), дробовый шум темнового тока δi_T , дробовый шум фоновой засветки $\delta i_{фон}$, дробовый шум, связанный с полным фототоком δi_0 и тепловые шумы нагрузочного сопротивления δi_R [101]. Ниже приведены формулы оценки среднеквадратичного уровня каждого из этих шумов или квадрат среднеквадратичного уровня в полосе 1 Гц.

$$RIN = 20 \log \frac{\delta I}{I_0}, \quad (6.46)$$

где δI – среднеквадратичное значение флуктуаций интенсивности лазера относительно постоянной составляющей его излучения I_0 . Обычно выражается в децибелах.

$$\delta i_T^2 = 2qI_T, \quad (6.47)$$

где q – заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), I_T – темновой ток фотодиода. Здесь и далее полагается, что спектр шумов имеет в рабочем диапазоне Δf равномерный характер.

$$\delta i_{фон}^2 = 2qI_{фон}, \quad (6.48)$$

где $I_{фон}$ – фоновый ток фотодиода. Обычно вкладами фонового и темнового тока пренебрегают, т.к. эти токи намного меньше полного тока фотодиода при работе фотоприёмника в режиме измерений [101]. Далее положим $I_{фон} = 0$, поскольку его величина зависит от конкретных условий эксперимента и не может быть учтена заранее. Если он известен, то его можно включить в рассмотрение шумов, добавив к темновому.

$$\delta i_0^2 = 2qI_0, \quad (6.49)$$

где I_0 – полный фототок, $I_0 = U/R$. Амплитуду сигнала фотодиода U , т.е. напряжение на его нагрузке, можно определить по формуле

$$U = R \cdot S_I \cdot P_0, \quad (6.50)$$

где R – нагрузочное сопротивление, S_I – коэффициент преобразования фотодиода (называемый также чувствительностью фотодиода, измеряется в амперах на ватт), P_0 – постоянная составляющая мощности оптического излучения, падающего на чувствительную

площадку фотоприёмника. На практике амплитуду сигнала фотодиода U легко измерить непосредственно по осциллографу.

$$\delta i_R^2 = \frac{4kTK_u}{R}, \quad (6.51)$$

где T – температура окружающей среды (300 К), k – постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К), K_u – коэффициент шума усилителя ФПУ (обычно $K_u \approx 1$), R – нагрузочное сопротивление фотодиода. Ещё существуют на весьма низких частотах избыточные шумы фотодиода, их учёт для рассматриваемой псевдогетеродинной схемы необязателен.

Амплитуда гетеродинного сигнала с опорной частотой 2ω равна $u_2 = U \cdot A(p)$. Коэффициент $A(p)$ был введён в предыдущем разделе. При балансировке псевдогетеродина $A(p = 2,82) = J_2(2,82) = 0,48$. Это число определяет уровень гетеродинного сигнала I_2 , т.е. амплитуду второй гармоники частоты ω , относительно амплитуды всего интерференционного сигнала, поступающего на ФПУ.

Будем считать все виды шумов независимыми. Тогда дисперсия эффективного уровня аддитивных шумов определяется как сумма дисперсий отдельных видов шумов. Поэтому среднеквадратичное уклонение $u_{ш}$ (шумовое напряжение через нагрузку R фотодиода) определяется как корень суммы квадратов среднеквадратичных значений, т.е. по следующей формуле

$$u_{ш} = \sqrt{(U \cdot RIN)^2 \cdot \Delta f + 2q \cdot R \cdot U \cdot \Delta f + 2q \cdot I_T \cdot R^2 \cdot \Delta f + 4k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f}, \quad (6.52)$$

или

$$u_{ш} = \sqrt{\Delta f} \cdot \sqrt{(U \cdot RIN)^2 + 2q \cdot R \cdot U + 2q \cdot I_T \cdot R^2 + 4k \cdot T \cdot R}. \quad (6.53)$$

В результате можно рассчитать среднеквадратичный уровень всех фазовых шумов. Среднеквадратичное значение полного фазового шума датчика на выходе ФПУ определяется выражением

$$\delta \phi_o = \sqrt{\delta \phi_v^2 + \delta \phi_{2\omega}^2}. \quad (6.54)$$

Тогда получаем, что

$$\delta \phi_o = \sqrt{\Delta f} \cdot \sqrt{4\pi \cdot \Delta v_{1/2} \cdot \left(\frac{L \cdot \lambda}{c \cdot n \cdot \Lambda}\right)^2 + \frac{(U \cdot RIN)^2 + 2q \cdot (R \cdot U + I_T \cdot R^2) + 4k \cdot T \cdot R}{(U \cdot A)^2}} \quad (6.55)$$

Шумы датчика обычно приводятся к диапазону 1 Гц, тогда для этого надо разделить данное выражение на $\sqrt{\Delta f}$.

В экспериментах использовались разные источники излучения, для которых выбирались соответствующие фотодиоды. Расчитаем по формулам полный фазовый шум датчика на выходе ФПУ в полосе 1 Гц для этих случаев и сравним с экспериментальными

результатами. Рабочая полоса частот определялась полосой пропускания фильтра после ключевой схемы: от 0,2 до 7,3 кГц, $\Delta f = 7,1$ кГц.

а) Лазер He-Ne: длина волны $\lambda = 0,633$ мкм, спектральная ширина линии $\Delta\nu_{1/2} = 10$ кГц, $RIN \approx -120$ дБ (выше частоты 1 кГц), т.е. 10^{-6} . Все газовые лазеры имеют весьма высокий RIN .

Фотодиод кремниевый: нагрузочное сопротивление $R = 10$ кОм, коэффициент преобразования фотодиода $S_I = 0,5$ А/Вт, темновой ток $I_T = 5 \cdot 10^{-9}$ А.

Волокно ДСК: длина биений $\Lambda = 3$ мм, средний показатель преломления на данной длине волны $n = 1,46$, геометрическая длина $L = 2$ м.

Амплитуда сигнала фотоприёмника U была равна 0,04 В.

В результате получаем среднеквадратичный уровень фазовых шумов, связанных с частотными шумами лазера, равным $\delta\phi_v = 3,4 \cdot 10^{-10}$ рад/Гц^{1/2}. Среднеквадратичный уровень аддитивных фазовых шумов на частоте 2ω равен $\delta\phi_{2\omega} = 2,16 \cdot 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2}, и также определялся шумовой составляющей, связанной с нестабильностью интенсивности лазера (RIN). Соответственно, полные шумы датчика $\delta\phi_o$ на выходе ФПУ также определяются RIN лазера, поскольку здесь $\delta\phi_v \ll \delta\phi_{2\omega}$. В итоге $\delta\phi_o = 2,16 \cdot 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2}. Отмечу, что существуют методы снижения интенсивностных шумов лазера.

Экспериментально снятые электронные и оптические шумы поляриметрического датчика с данными лазером, ФПУ и волокном при настроенном псевдогетеродинном режиме составили $\delta\phi_\sigma = 3,49 \cdot 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2} при использовании генератора Гб-29 в качестве задающего (фазовый детектор типа а). Данный генератор имеет фазовый шум равный $2 \cdot 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2}. Отсюда можно найти шум на выходе ФПУ датчика: $10^{-6} \cdot \sqrt{3,49^2 - 2^2} = 2,86 \cdot 10^{-6}$ рад/Гц^{1/2}, что близко к расчётному значению.

б) Полупроводниковый лазер: длина волны $\lambda = 1,55$ мкм, спектральная ширина линии $\Delta\nu_{1/2} = 10$ МГц, $RIN \approx -140$ дБ, т.е. 10^{-7} . Все полупроводниковые лазеры имеют весьма широкую спектральную линию.

Фотодиод германиевый: нагрузочное сопротивление $R = 10$ кОм, коэффициент преобразования фотодиода $S_I = 1$ А/Вт, темновой ток $I_T = 10^{-6}$ А.

Волокно ДСК: длина биений $\Lambda = 3$ мм, средний показатель преломления на данной длине волны $n = 1,48$, геометрическая длина $L = 2$ м.

Амплитуда сигнала фотоприёмника U была равна 0,4 В.

В результате получаем среднеквадратичный уровень фазовых шумов, связанных с частотными шумами лазера, равным $\delta\phi_v = 2,61 \cdot 10^{-8}$ рад/Гц^{1/2}. Этот вид шумов в несбалансированном эквивалентном двухлучевом датчике при той же длине L был бы примерно в

100 ÷ 1000 раз выше, т.е. был бы преобладающим. Среднеквадратичный уровень аддитивных фазовых шумов на частоте 2ω равен $\delta\varphi_{2\omega} = 2,89 \cdot 10^{-7}$ рад/Гц^{1/2}, причём и здесь он в основном определялся *RIN* лазера.

Полный шум на выходе ФПУ датчика $\delta\varphi_0$, вычисленный по формуле (6.55), равен $\delta\varphi_0 = 2,9 \cdot 10^{-7}$ рад/Гц^{1/2}. Наибольший вклад в него вносят интенсивностные шумы лазера.

В итоге, можно сделать заключение, что оптоэлектронные шумы волоконного поляриметрического датчика могут быть менее 10^{-6} рад/Гц^{1/2}. Для этого предпочтительнее использовать полупроводниковые лазеры с небольшим *RIN*. Балансировка волоконного поляриметрического интерферометра для подавления шумов, связанных с частотной нестабильностью источника, может быть произведена методом “common mode rejection”, не требующим высокой точности в измерении длин хода поляризационных мод (достаточна точность в определении половины геометрической длины волокна 1 м, что примерно соответствует разности хода мод в 1 см), в отличие от двухлучевых интерферометрических волоконных датчиков, где необходимо балансировать опорное и сигнальное волокна с точностью менее 1 см.

В работе остался неизученным вопрос влияния паразитных воздействий со стороны окружающей среды на волоконную трассу датчика. Замечу только, что в Обзоре литературы было продемонстрировано, что существуют специальные многослойные покрытия для двулучепреломляющих волокон с упруго неоднородным профилем поперечного сечения, которые снижают влияние температурных воздействий на изменение двулучепреломления волокна на 2-3 порядка. Что касается паразитных механических воздействий, то этот вид влияний на волоконную трассу также можно уменьшить с помощью толстых защитных покрытий со специально подобранной жёсткостью. Следует подчеркнуть, что спектр фазовых шумов поляриметров, вызванных паразитными воздействиями окружающей среды, находится преимущественно в области до 200 Гц, т.е. соответствующие фазовые шумы фильтруются в фазовом детекторе наряду с шумами, связанными с нестабильностью интенсивности источника и его фликкер-шумами. Кроме того, напомним, что для изменения состояния поляризации света в волокне должны выполняться специальные условия эффективного преобразования внешних воздействий в модуляцию разности фаз поляризационных мод. Такие условия выполняются в локальных чувствительных элементах поляриметров за счёт их специфической конструкции, но не выполняются на локальных участках волоконной трассы, т.е. трасса как преобразователь внешних воздействий обладает намного меньшей чувствительностью, чем чувствительный элемент датчика. Выше-сказанное позволяет заявлять о возможности подавления влияния внешних воздействий на трассу поляриметрических датчиков.

7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ ОСЕЙ ЛИНЕЙНО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕГО ВОЛОКНА

7.1. Задача определения собственных осей двулучепреломляющего волокна

При использовании в оптических системах одномодовых двулучепреломляющих волоконных световодов возникает задача точного контроля поляризационных параметров и определения углового положения собственных осей двулучепреломления волоконных элементов. Чаще всего используются световоды, обладающие линейным двулучепреломлением, в которых направления осей соответствуют направлениям двух собственных ортогональных линейно поляризованных мод. Поэтому на практике крайне необходима методика по точному определению собственных осей линейно двулучепреломляющих волокон. К примеру, предложенный в диссертационной работе поляриметрический датчик требует точной ориентации направления линейной поляризации входного пучка света под углом 45° к собственным осям волокна, а применение двухлучевых волоконных интерферометров предполагает введение линейно поляризованного излучения точно в одну из собственных осей для избежания поляризационного фидинга. Кроме того, задача определения собственных осей часто возникает при стыковке (разъёмной или сварной) двулучепреломляющих волокон, при изготовлении различных волоконных устройств: направленных разветвителей, поляризаторов, модуляторов двулучепреломления.

Из наиболее распространённых методов определения углового положения собственных осей линейно двулучепреломляющих волокон можно отметить визуальное наблюдение геометрической структуры сердцевины и оболочки с использованием микроскопа [125]; а также метод вращающегося поляризатора [32, 126], который является распространённым в эллипсиметрии, не только в волоконной оптике. Однако, первый метод требует применение специальных устройств (микроскопов), второй – предполагает определённые условия возбуждения световода поляризованным светом, контроля разности фаз поляризационных мод и т.п. Поскольку такие условия бывают трудновыполнимыми, применение последней методики оказывается трудоёмким, а обеспечиваемая точность невысокой.

В [127] представлена высокоточная система углового согласования стыка двулучепреломляющих световодов на основе весьма сложной схемы с внешним интерферометром Майкельсона и низкокогерентным источником света.

В работе [128] был впервые предложен метод определения собственных осей волокна с помощью упругооптического эффекта: модулятор двулучепреломления, вызывающий связь мод с помощью поперечного давления, необходимо вращать вокруг волок-

на, одновременно регистрируя величину поляризационной модуляции. При этом необходимо предварительно возбудить одну из поляризационных мод и зарегистрировать с помощью анализатора на выходе волокна ортогональную ей компоненту. Данный метод позволяет обнаружить только направление осей на выходе волокна, где установлен модулятор. Здесь также необходимы особые условия возбуждения на входе волокна, что является типичным недостатком подобных методов. Отмечу также недостаток в том, что необходим специальный модулятор с особым креплением к волокну, позволяющий последнему вращаться. Преимуществами метода является весьма высокая точность определения осей (около 1°) и возможность выделения быстрой и медленной оси.

Все отмеченные выше методы не используют большие измерительные возможности интерференции с когерентным источником.

В данной главе рассматривается простой и высокоточный способ измерения поляризационных характеристик волоконных световодов, основанный на регистрации интерференционного сигнала. Аналогичные по своей физической сути интерференционные явления наблюдаются в кристаллооптике при освещении анизотропных пластин поляризованным светом и используются в полярископах [8]. Предлагаемый метод является универсальным, он не требует применения дополнительных волоконных компонентов, например, модуляторов состояния поляризации.

Метод предусматривает возбуждение световода когерентным излучением, имеющим произвольное состояние поляризации. Кроме того, требуется прохождение выходного излучения через анализатор к фотодетектору и вспомогательное воздействие (например, тепловое) участка волокна, не приводящее к изменению направления полного двулучепреломления волокна. Таким образом, здесь не требуются особые условия возбуждения на входе волокна. Регистрируется зависимость экстремумов выходного сигнала от угла анализатора. Метод обеспечивает точность определения направления осей около 1° .

7.2. Теоретический анализ

Предполагаем, что на вход линейно двулучепреломляющего световода поступает поляризованное когерентное излучение. В общем случае оно поляризовано эллиптически, в результате разложения по двум линейно поляризованным состояниям (E_X , E_Y) направленным вдоль осей двулучепреломления световода X и Y его можно представить вектором Джонса [17, 32, 130]

$$\mathbf{E}_1 = \begin{pmatrix} \dot{E}_{mX} \\ \dot{E}_{mY} \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \cdot e^{j\phi} \\ \sin(\alpha) \end{pmatrix}, \quad (7.1)$$

Величина E_0 задаёт амплитуду волны. Два скалярных параметра α и φ (азимут и эллиптичность) отражают соотношение амплитуд и разность фаз компонент E_x , E_y , т.е. определяют состояние поляризации. Например, разность фаз $\varphi = 0$ соответствует линейной поляризации направленной под углом α относительно собственной оси X. При $\alpha = \pi/4$, $\varphi = \pi/2$ имеет место круговая поляризация.

Это излучение возбуждает волокно, которое, при пренебрежении потерями, описывается матрицей Джонса:

$$\mathbf{T}_1 = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\gamma}{2}} \end{pmatrix}, \quad (7.2)$$

где γ – разность фаз поляризационных мод, приобретаемая при прохождении волокна. Эта величина является стационарным случайным процессом с достаточно большим временем автокорреляции, одномерная плотность этого процесса имеет равномерное распределение на интервале периодичности $[0, 2\pi]$.

Соотношение мощностей P_x и P_y поляризационных мод, возбужденных в световоде, определяется азимутальным углом α

$$k = P_x/P_y = \operatorname{tg}^2(\alpha). \quad (7.3)$$

Разность фаз мод на выходе световода соответствует сумме $(\gamma + \varphi)$.

С выхода анизотропного волокна, излучение поступает на линейный поляризатор (анализатор), ориентированный под некоторым углом ρ относительно собственной оси X двулучепреломления волокна. Матрица анализатора имеет вид:

$$\mathbf{T}_2 = \begin{pmatrix} \cos^2(\rho) & \cos(\rho) \cdot \sin(\rho) \\ \cos(\rho) \cdot \sin(\rho) & \sin^2(\rho) \end{pmatrix}. \quad (7.4)$$

Выражение для интенсивности излучения на выходе световода можно получить обычной процедурой формализма Джонса, перемножая матрицы \mathbf{T}_2 , \mathbf{T}_1 на вектор \mathbf{E}_1 и определив квадрат модуля полученного вектора:

$$I = E_0^2 \cdot \{ \cos^2(\rho) \cdot \sin^2(2\rho) + \cos^2(\alpha) \cdot \cos^4(\rho) + \\ + \sin^2(\alpha) \cdot \sin^4(\rho) + 0,5 \cdot \sin(2\alpha) \cdot \sin(2\rho) \cdot \cos(\gamma + \varphi) \}. \quad (7.5)$$

Из полученного выражения видно, что неустранимые внешние воздействия на световод (температура, давление, механические возмущения), изменяя γ , будут изменять регистрируемую интенсивность I . Интенсивность может меняться от минимального значения I_{\min} при $\cos(\gamma + \varphi) = -1$ до максимального значения I_{\max} при $\cos(\gamma + \varphi) = 1$.

Введём в рассмотрение два коэффициента, не зависящие от интенсивности источника света и разности фаз γ , которую трудно контролировать и стабилизировать. Первый – коэффициент пропускания K , задаваемый выражением

$$K = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{I_0} = \sin^2(\rho) \cdot \cos^2(\rho) + \cos^2(\alpha) \cdot \cos^4(\rho) + \sin^2(\alpha) \cdot \sin^4(\rho), \quad (7.6)$$

где $I_0 = \max_{\rho}(I_{\max})$ – наибольшее значение максимальной интенсивности по углу ρ (maximum maximum). На практике наилучшая точность в определении I_0 достигается при расчёте этого значения по формуле

$$I_0 = 2 \cdot \langle I_{\max} + I_{\min} \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (I_{\max} + I_{\min}) d\rho \quad (7.7)$$

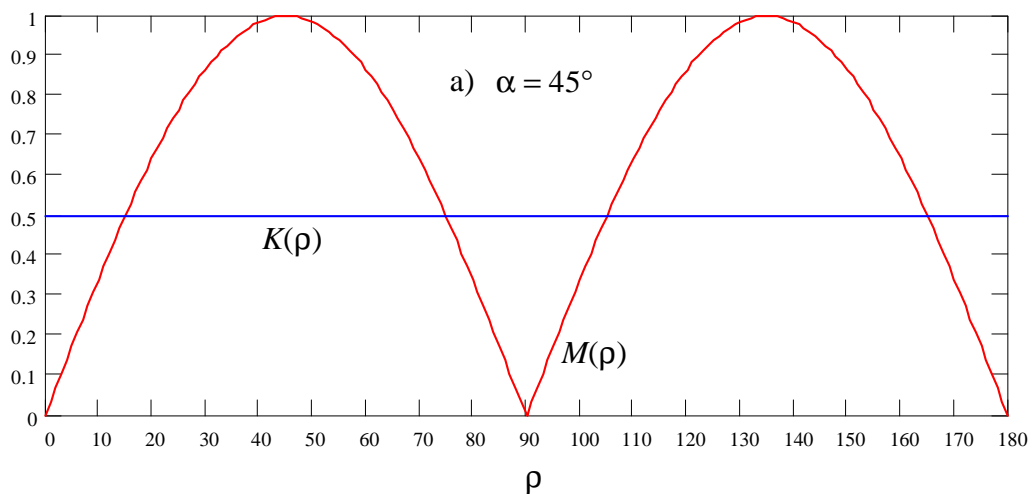
где знак $\langle \dots \rangle$ означает среднее значение суммы по всем значениям угла анализатора ρ . В это выражение входят все полученные экспериментальные точки, а не одна, поэтому погрешность уменьшается пропорционально корню из числа выборочных точек.

Второй коэффициент M имеет смысл глубины модуляции интенсивности света вспомогательным воздействием

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \left| \frac{\sin(2\alpha) \cdot \sin(2\rho)}{2(\cos^2(\rho) \cdot \sin^2 \rho + \cos^2(\alpha) \cdot \cos^4(\rho) + \sin^2(\alpha) \sin^4(\rho))} \right| \quad (7.8)$$

Следует подчеркнуть, что этот коэффициент, в отличие от K , учитывает результат интерференции поляризационных мод при прохождении анализатора.

Ниже представлены расчётные графики коэффициентов M и K от угла поворота поляризатора ρ при различных азимутах α линейно поляризованного света на входе волокна. Направлениям собственных осей соответствуют углы $\rho_1 = 0^\circ$, $\rho_2 = 90^\circ$.



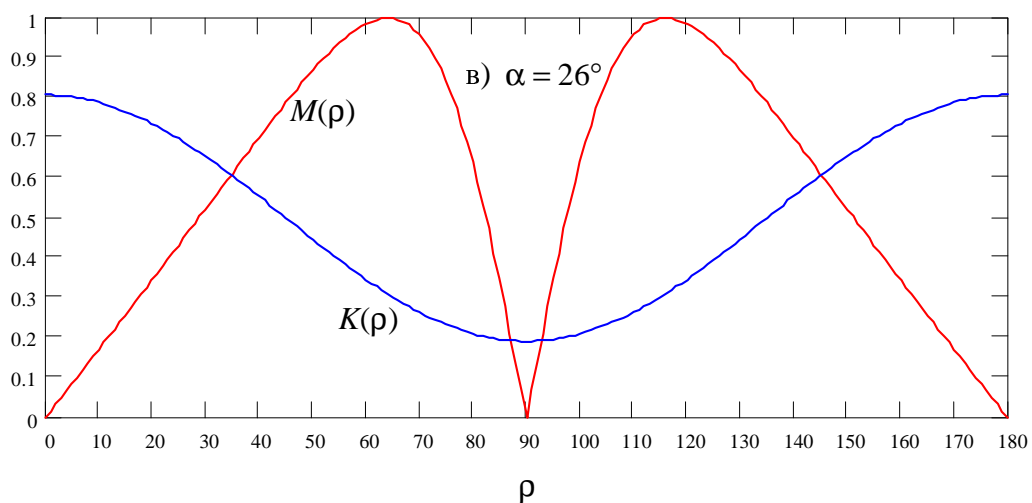
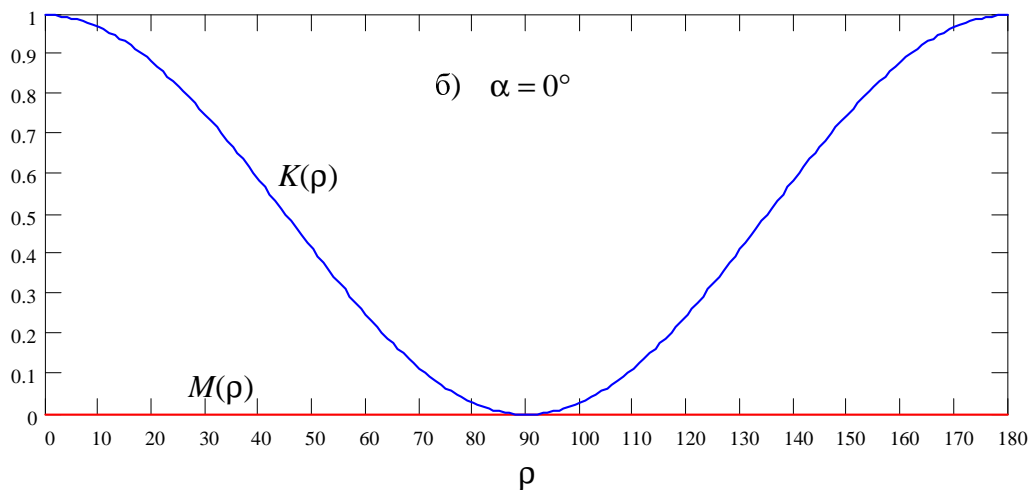


Рис. 7.1. Расчётные зависимости $M(\rho)$ и $K(\rho)$ при разных α . Угол ρ отсчитывается от одной из собственных осей волокна.

Зависимость $M(\rho)$ отражает информацию о поляризационных параметрах волоконного элемента и его возбуждении. Минимумы зависимости (7.8), в которых $M(\rho) = 0$, соответствуют углам ρ_1 и ρ_2 , которые являются направлениями собственных осей на выходе световода по угловой шкале анализатора. Функция $M(\rho)$ связана с отношением мощностей поляризационных мод k и углом α . При отклонении величины α от значения 45° максимумы $M(\rho)$ смещаются от среднего положения между ρ_1 и ρ_2 к положению оси, соответствующей моде с меньшей мощностью. Зависимость $K(\rho)$, вообще говоря, также позволяет оценить указанные параметры. Направления осей световода соответствуют положению экстремумов: K_{\max} и K_{\min} , а k – отношению значений экстремумов. Следует выделить два особых случая: $\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 0^\circ$. В первом случае $K(\rho) = 0,5$, $M(\rho) = \sin(2\rho)$; во втором $K(\rho) = \cos^2(\rho)$, $M(\rho) = 0$. В обоих особых случаях одна из функций является кон-

стантой от ρ , но тогда направление собственных осей позволяет определить другая функция, отличная от константы.

Выражения (7.6) и (7.8) не учитывают явления связи мод, приводящего к преобразованию части мощности одной поляризационной моды в другую [125, 129]. Этот фактор может иметь большое значение и описывается коэффициентом экстинкции η

$$\eta = P_X/P_{(X \rightarrow Y)} = P_Y/P_{(Y \rightarrow X)}, \quad (7.9)$$

где $P_{(X \rightarrow Y)}$ и $P_{(Y \rightarrow X)}$ – мощности, перешедшие из моды X в моду Y и наоборот. Анализ, учитывающий наличие связи мод, показывает, что наиболее заметно она проявляется в том, что минимумы зависимости (7.8) $M_{\min 1}$ и $M_{\min 2}$ будут отличны от 0. Следовательно, появляется возможность определения коэффициента экстинкции η из зависимости $M(\rho)$.

7.3. Экспериментальные результаты

В экспериментах применялась установка (рис. 7.2), позволяющая измерять зави-

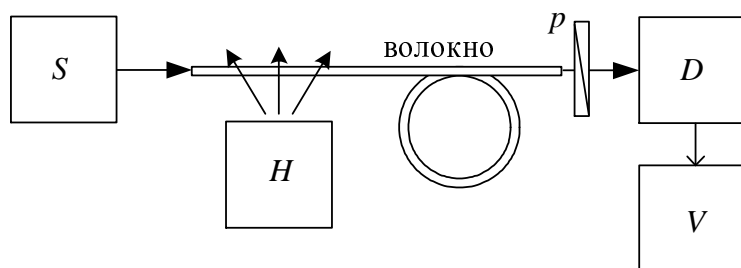


Рис. 7.2. Схема измерительной установки. S – источник когерентного света, H – нагреватель, D – фотоприёмник, p – анализатор (в виде плёночного поляризатора), V – цифровой вольтметр.

симости $K(\rho)$ и $M(\rho)$. От источника света на вход световода подавалось полностью поляризованное когерентное излучение с произвольным, но фиксированным состоянием поляризации. В ряде экспериментов использовался линейно поляризованный источник; такие лазеры наиболее широко распространены. Участок световода

длиной около 10 см подвергался принудительному тепловому воздействию, так, что изменялась величина собственного двулучепреломления волокна [15]. При этом происходило изменение разности фаз поляризационных мод со скоростью около π радиан за несколько секунд, достаточных для наблюдения I_{\max} и I_{\min} . Таким образом, принудительный нагрев имел цель просто ускорить случайный дрейф величины $(\gamma + \phi)$ за пределы интервала её периодичности. Анализатор, закрепленный в поворотном устройстве, устанавливался под определенным углом в диапазоне $[0, \pi]$.

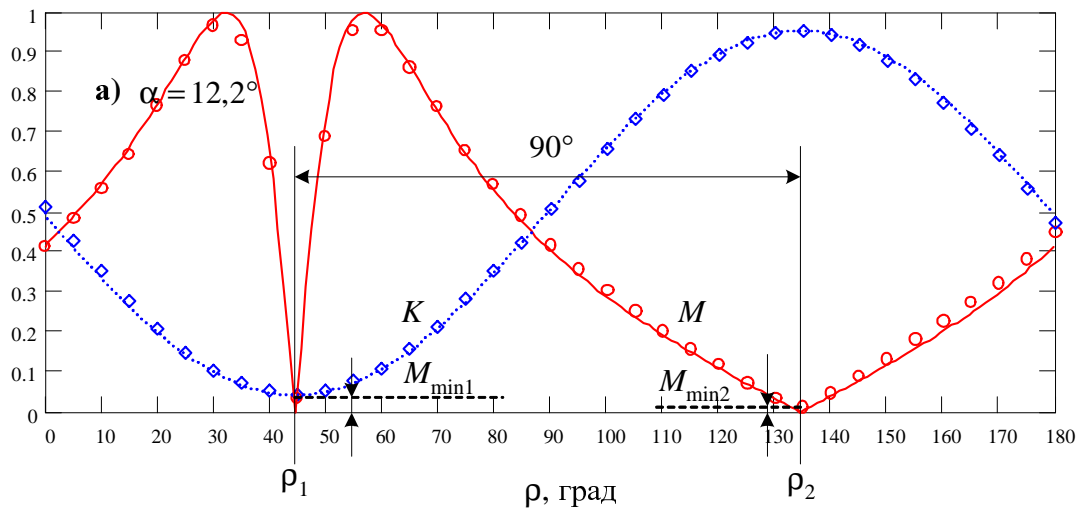
При фиксированном угле анализатора внешнее воздействие вызывало колебания интенсивности на входе фотодетектора в диапазоне между I_{\min} и I_{\max} . Посредством вольтметра регистрировались максимальное (U_{\max}) и минимальное (U_{\min}) значения напряжений

на выходе фотодетектора для данного угла ρ . Затем вычислялись коэффициенты M и K по формулам: $M = (U_{\max} - U_{\min}) / (U_{\max} + U_{\min})$, $K = (U_{\max} + U_{\min}) / U_0$, соответствующим выражениям (7.6) и (7.8). Величина U_0 определялась как удвоенное среднее значение суммы $(U_{\max} + U_{\min})$ по всем N значениям угла ρ , в которых проводились измерения

$$U_0 = \frac{2}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (U_{\max i} + U_{\min i}). \quad (7.10)$$

На рис. 7.3 показаны результаты экспериментального измерения $M(\rho)$ и $K(\rho)$ для двулучепреломляющего волокна длиной $L \approx 1,5$ м при разных условиях возбуждения. Параметры расчетных зависимостей (значение α и сдвиг по оси ρ), приведённых на этих рисунках, получены в результате аппроксимации экспериментальных значений функциями (7.6), (7.8) с минимальным среднеквадратическим отклонением. Как видно из графиков, экспериментальные зависимости хорошо согласуются с расчетными.

В приведённых экспериментальных данных количество выборочных точек при измерении U_{\max} и U_{\min} составляло $N = 36$ (измерения через каждые 5°). В каждом из трёх случаев такой объём выборки обеспечивал точность в определении направления ρ_1 и ρ_2 собственных осей около 1° , которой уже достаточно для большинства применений. Точность можно повысить, увеличив количество выборочных точек. Как известно, точность метода наименьших квадратов растёт как \sqrt{N} .



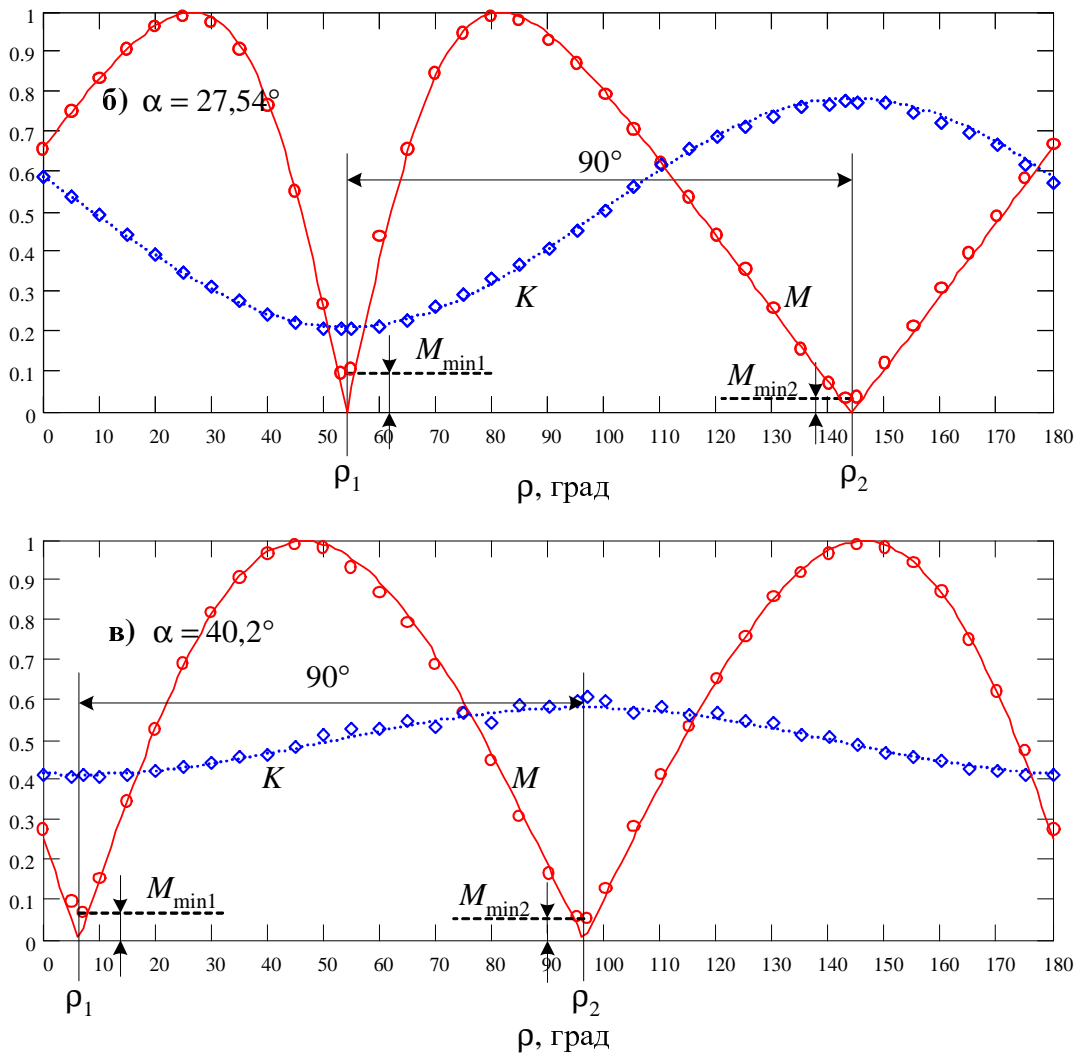
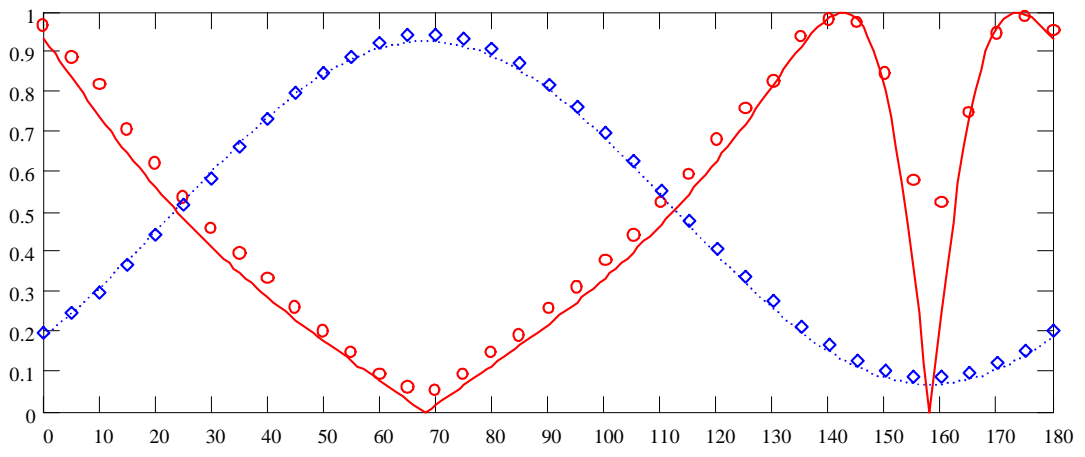


Рис. 7.3. Графики зависимостей $K(\rho)$ и $M(\rho)$ при разных α . Экспериментальные точки наложены на функции (7.6) и (7.7). $M(\rho)$ соответствуют кружочки, $K(\rho)$ – ромбики. Угол ρ отсчитывается от некоторого произвольного угла анализатора.

Выше были приведены результаты экспериментов с волокном небольшой протяжённости. При использовании волокна большой длины (несколько сот метров), имеющего высокий h -параметр, уменьшается точность рассматриваемого метода определения направления собственных осей (впрочем, точность всех методов, перечисленных в п. 7.1., также уменьшается, кроме метода визуального наблюдения в микроскоп). На достаточно большой длине волокна происходит существенное возрастание коэффициента экстинкции, это проявляется следующим образом. Провалы зависимости $M(\rho)$ заметно уменьшаются, что ведёт к сильному отклонению экспериментальной функции от расчётной (см. рис. 7.4).



4. По снятым функциям $M(\rho)$ и $K(\rho)$ можно определить любую поляризационную характеристику волокна в виду получения с их помощью всей доступной информации.

Предложенный метод очень похож на описанный в п. 6.3. Вспомогательное воздействие там может осуществляться не за счёт нагрева, а за счёт чистого продольного растяжения волокна с помощью поляризационного модулятора. Такое воздействие также является изотропным, оно не приводит к наведению двулучепреломления, а изменяет величину собственного двулучепреломления [45]. Следовательно, модулятор такого типа не требует какой-либо определённой ориентации волокна при намотке. В диссертационной работе было показано, что для изменения разности фаз мод на π радиан в модуляторе данного типа достаточно нескольких метров волокна (см. главу о поляризационных модуляторах).

Однако, тот метод (визуальный) следует применять только в двух случаях: при согласовании входного линейно поляризованного пучка света с одной из осей волокна или для равномерного возбуждения поляризационных мод (т.е. для $\alpha = 0^\circ$ или $\alpha = 45^\circ$); рассмотренный же только что метод применяется для определения собственных осей на выходе волокна при произвольном возбуждении мод (т.е. для любого α), а также для определения амплитудного соотношения мод. Отличие методов представлено в нижеследующей таблице 7.1. Оба они обладают одинаковой точностью для определения угла $\alpha = 45^\circ$, т.к. оба основаны на использовании интерференции поляризационных мод волокна с помощью анализатора.

Отличия	Метод коэффициентов M и K	Визуальный метод
1. Вспомогательное воздействие	Тепловое, активная длина волокна 10÷20 см	Продольное растяжение, активная длина волокна 2÷5 м
2. Измерительный прибор	Цифровой вольтметр	Осциллограф
3. Положение анализатора	Последовательные повороты через каждые 5-10°	Непрерывное вращение с постоянной скоростью
4. Приблизительное время на определение $\alpha = 45^\circ$ или $\alpha = 0^\circ$	30 минут	1 минута
5. Необходимость дополнительных расчётов	Да	Нет
6. Возможность измерения экстинкции	Да	Да

7. Возможность определения положения осей на выходе волокна	Да	Да
8. Возможность определения α	Для любых α	Только $\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 0^\circ$
9. Работа только с когерентным источником	Да	Да
10. Общая характеристика метода	Универсальность	Быстрота и наглядность

Таблица 7.1. Особенности и различия визуального метода по измерению поляризационных характеристик волокон и метода коэффициентов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена исследованию целого класса задач, возникающих при использовании на практике упругооптических эффектов в оптических волокнах и поляризационной модуляции света, в частности, для разработки удалённого поляриметрического датчика. Проведённые исследования и расчёты, составляющие содержание данной работы, позволяют сделать следующие основные выводы и заключения.

1. Проведено сравнение различных методов создания модуляции разности фаз поляризационных мод волокна (без изменения их амплитуд) с помощью упругооптического эффекта по энергетическим затратам и коэффициенту преобразования K (эффективности). Решена упругооптическая задача о сдавливании стеклянного цилиндрического световода между двумя плоскопараллельными пластинами. Получено, что метод поперечного сдавливания эффективнее других упругооптических методов на 2-3 порядка.
2. Показано, что максимальной эффективностью (до 10^4 рад/(мкм·м)) обладает волоконно-оптический модулятор двулучепреломления на основе поперечного сдавливания световода, превосходящий другие волоконные поляризационные модуляторы более чем на два порядка.
3. Разработаны чувствительные элементы поляриметрических датчиков для измерения вибраций и ускорений. Методами теории упругости были сделаны оценки их чувствительности в соответствии с моделью «пружинный маятник», удовлетворительно согласующихся с экспериментальными данными. Экспериментальная чувствительность виброметра-акселерометра, использующего поперечное давление (соответственно 10^3 рад/(мкм·м) и 10 рад/(г·м)), оказалась сравнима по величине с чувствительностью двухлучевых интерферометрических измерителей. Также показана возможность измерения акустических колебаний с помощью мандрельного и мембранного чувствительных элементов поляриметров, получены оценки их чувствительности в низкочастотном приближении.
4. Продемонстрирован лабораторный макет поляриметрического датчика физических величин с псевдогетеродинной схемой приёма сигнала, предложенной для поляриметрических измерений впервые. Найдены оптимальные параметры настройки псевдогетеродина и приведена зависимость искажений передаточной характеристики датчика от расстройки индекса вспомогательной модуляции и от величины нежелательной связи мод. Схема датчика допускает дистанционность измерений, отличается простотой и низким уровнем шумов. Требования к точности балансировки датчика на 2-3 порядка ниже, чем для классической двухлучевой схемы. Сигнал датчика не подвержен замираниям вследствие влияний окружающей среды на трассу.

5. Предложенная новая методика определения поляризационных параметров двулучепреломляющих волокон позволяет с высокой точностью измерять экстинкцию, коэффициент возбуждения поляризационных мод, углы направления собственных осей. Методика может применяться для углового согласования волокон с точностью выше 1° .

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [89, 102-104].

Хочу выразить особую благодарность руководителю лаборатории волоконной оптики на кафедре радиофизики СПбГПУ профессору Олегу Ивановичу Котову за неоценимую помощь в написании диссертации. Также благодарю сотрудников этой лаборатории – доцентов Л.Б. Ликумовича и А.В. Медведева – за ряд важных замечаний и поддержку. Выражаю благодарность Л.И. Косаревой за помощь в получении формулы (4.9).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Необходимо вычислить следующий интеграл

$$Z = \int_{-a}^a p(x) \ln|x| dx = \frac{2P}{\pi a^2} \int_{-a}^a \sqrt{a^2 - x^2} \ln|x| dx. \quad (\text{П1})$$

Рассмотрим интеграл без множителя $2P/(\pi a^2)$

$$Z_1 = \int_{-a}^a \sqrt{a^2 - x^2} \ln|x| dx. \quad (\text{П2})$$

Подынтегральная функция является чётной, поэтому

$$Z_1 = 2 \cdot \int_0^a \sqrt{a^2 - x^2} \ln x dx. \quad (\text{П3})$$

Произведём интегрирование по частям по формуле

$$\int_a^b u(x)v'(x) dx = [u(x) \cdot v(x)]_a^b - \int_a^b u'(x)v(x) dx, \quad (\text{П4})$$

где

$$\begin{aligned} u(x) &= \ln x, \\ v(x) &= \int \sqrt{a^2 - x^2} dx. \end{aligned} \quad (\text{П5})$$

С помощью правила интегрирования по частям (П4) можно найти рекуррентным образом, что

$$v(x) = \frac{1}{2} x \sqrt{a^2 - x^2} + \frac{1}{2} a^2 \arcsin \frac{x}{a}. \quad (\text{П6})$$

Тогда

$$\begin{aligned} Z_1 &= 2 \cdot \left\{ \frac{1}{2} x \cdot \ln x \cdot \sqrt{a^2 - x^2} \Big|_0^a + \frac{a^2}{2} \cdot \ln x \cdot \arcsin \frac{x}{a} \Big|_0^a - \frac{1}{2} \int_0^a \sqrt{a^2 - x^2} dx - \frac{a^2}{2} \int_0^a \frac{\arcsin \frac{x}{a}}{x} dx \right\} = \\ &= \left(x \cdot \ln x \cdot \sqrt{a^2 - x^2} + a^2 \cdot \ln x \cdot \arcsin \frac{x}{a} \right) \Big|_0^a - \left(\frac{1}{2} x \cdot \sqrt{a^2 - x^2} + \frac{1}{2} a^2 \cdot \ln x \cdot \arcsin \frac{x}{a} \right) \Big|_0^a - \\ &- a^2 \cdot \int_0^a \frac{\arcsin \frac{x}{a}}{x} dx. \end{aligned} \quad (\text{П7})$$

Рассмотрим это выражение подробно. Введём обозначения

$$Z_1 = F_1(a) - F_1(0) - a^2 \cdot F_2, \quad (\text{П8})$$

$$F_1(x) = x \cdot \ln x \cdot \sqrt{a^2 - x^2} + a^2 \cdot \ln x \cdot \arcsin \frac{x}{a}, \quad (\text{П9})$$

$$F_2 = \int_0^a \frac{\arcsin \frac{x}{a}}{x} dx. \quad (\text{П10})$$

На верхнем пределе интегрирования $F_1(a)$ вычисляется легко

$$F_1(a) = \frac{\pi}{2} a^2 \ln a - \frac{\pi a^2}{4}. \quad (\text{П11})$$

Для нахождения $F_1(0)$ необходимо найти значения следующих пределов

$$\begin{aligned} \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \varepsilon \cdot \ln \varepsilon \cdot \sqrt{a^2 - \varepsilon^2} &= 0, \\ \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} a^2 \cdot \ln \varepsilon \cdot \arcsin \frac{\varepsilon}{a} &= 0, \\ \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{\varepsilon}{2} \cdot \sqrt{a^2 - \varepsilon^2} &= 0, \\ \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \frac{a^2}{2} \cdot \arcsin \frac{\varepsilon}{a} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П12})$$

То есть значение F_1 на нижнем пределе интегрирования (0) равно 0.

Теперь рассмотрим определённый интеграл F_2 . Обозначим $t = x/a$, в результате

$$F_2 = \int_0^1 \frac{\arcsin t}{t} dt. \quad (\text{П13})$$

Сделаем замену переменных следующим образом

$$\begin{aligned} \arcsin t &= z, \\ t &= \sin z, \\ dt &= \cos z \cdot dz, \end{aligned} \quad (\text{П14})$$

$$t \Big|_0^1 \rightarrow z \Big|_0^{\frac{\pi}{2}},$$

тогда

$$F_2 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{z \cdot \cos z}{\sin z} dz. \quad (\text{П15})$$

Пользуясь формулой интегрирования по частям (П4), где

$$\begin{aligned} u &= z \\ dv &= d \ln \sin z, \\ v &= \ln \sin z, \end{aligned} \quad (\text{П16})$$

получаем, что

$$F_2 = z \ln \sin z \Big|_0^{\frac{\pi}{2}} - \int_0^{\frac{\pi}{2}} \ln \sin z dz . \quad (\text{П17})$$

Рассмотрим первое слагаемое в этом выражении

$$z \ln \sin z \Big|_0^{\frac{\pi}{2}} = \frac{\pi}{2} \ln \sin \frac{\pi}{2} - \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \varepsilon \cdot \ln \sin \varepsilon = 0 - 0 , \quad (\text{П18})$$

т.е. для обоих пределов интегрирование это слагаемое равно 0.

Второе слагаемое здесь представляет собой интеграл Эйлера

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \ln \sin z dz = -\frac{\pi}{2} \ln 2 . \quad (\text{П19})$$

Таким образом F_2 равно

$$F_2 = \frac{\pi}{2} \ln 2 . \quad (\text{П20})$$

Следовательно, выражение Z_1 равно

$$Z_1 = \frac{\pi a^2}{2} \left(\ln a - \frac{1}{2} - \ln 2 \right) . \quad (\text{П21})$$

Окончательно, искомый интеграл Z равен

$$Z = P \cdot \left(\ln \frac{a}{2} - \frac{1}{2} \right) . \quad (\text{П22})$$

Данное выражение подтверждено численными расчётами на ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.K. Sheem and T.G. Giallorenzi, "Polarization effects on single-mode optical fiber sensors", Appl. Phys. Lett., 1979, vol. 35, pp.914-917.
2. Y. Yamamoto and T. Kimura, "Coherent optical fiber transmission systems", IEEE J. Quantum Electron., June 1981, vol. QE-17, pp. 919-935; and F. Favre, L. Jeunhomme, I. Joindot, M. Monerie and J.C. Simon, "Progress towards heterodyne-type single-mode fiber communication systems", IEEE J. Quantum Electron., June 1981, vol. QE-17, pp. 897-906.
3. A.R. Boyain, L. Martinez-Leon, J.L. Cruz, A. Diez, M.V. Andres, "Low-frequency and high-frequency all-fiber modulators based on birefringence modulation", Applied Optics, Oct. 1999, vol. 38, № 30, pp.6278-6283.
4. R.A. Steinberg and T.G. Giallorenzi, "Performance limitations imposed on optical waveguide switches and modulators by polarization", Applied Optics, 1976, vol. 15, pp.2440-2453.
5. Y. Yen and R. Ulrich, "Birefringent optical filters in single-mode fiber", Opt.Lett., 1981, vol. 6, pp.278-280.
6. S.K. Sheem, T.G. Giallorenzi, K. Koo, "Optical techniques to solve the signal fading problem in fiber interferometers", Applied Optics, Feb. 1982, vol. 21, № 4, pp.689-693.
7. В.А. Москалёв, «Теоретические основы оптико-физических исследований», Л.: Машиностроение, 1987, 318 с.
8. М. Борн, Э. Вольф, «Основы оптики», М.: Наука, 1970, 856 с.
9. C.-L. Chen, "An analysis of high birefringence fibers", IEEE J. Lightwave Technol., Jan. 1987, vol. LT-5, № 1, pp. 53-69.
10. N. Imoto, N. Yoshizawa, J.-I. Sakai, H. Tsuchiya, "Birefringence in single-mode optical fiber due to elliptical core deformation and stress anisotropy", IEEE J. Quantum Electron., Nov. 1980, vol. QE-16, № 11, pp.1267-1271.

11. S.C. Rashleigh, "Origins and control of polarization effects in single-mode fibers", IEEE J. Lightwave Techn., June 1983, vol. LT-1, № 2, pp. 312-331.
12. I.P. Kaminow, "Polarization in optical fibers", IEEE J. Quantum Electron., Jan 1981, vol. QE-17, № 1, pp.15-21.
13. S. Tanaka, K. Yoshida, Y. Ohtsuka, "A new type of birefringent fiber fabricated for sensor use. Part 1", OFS-11, 1996, We3-20, pp. 252-255.
14. H. Matsumura, T. Katsuyama, T. Sukanuma, "Fundamental study of single polarization fibers" in Proc. 6th European Conf. Opt. Commun. (York, England), Sept. 1980, pp.49-52.
15. M.P. Varnham, D.N. Payne, A.J. Barlow, R.D. Birch, "Analytic solution for the birefringence produced by thermal stress in polarization-maintaining optical fibers", IEEE J. Lightwave Techn., June 1983, vol. LT-1, № 2, pp. 332-339.
16. H. Schneider, H. Harms, A. Papp, H. Aulich, "Low-birefringence in single-mode optical fibers: Preparation and polarisation characteristics", Applied Optics, 1978, vol. 17, pp. 3035-3037.
17. В.Я. Молчанов, Г.В. Скродцкий, «Матричный метод вычисления собственных состояний поляризации анизотропных оптических резонаторов», Квантовая электроника, 1971, № 4, сс. 3–26.
18. E. Brinkmeyer, W. Eickhoff, "Ultimate limits of polarization holding in single-mode fibers", IEEE Electronics Lett., 1983, vol. 19, № 23, pp. 996-997.
19. M.P. Varnham, D.N. Payne, E.J. Tarbox, "Fundamental limits to the transmission of linearity polarized light by birefringent optical fibers", IEEE Electronics Lett., 1984, vol. 32, № 1, pp. 55-56.
20. M.-J. Li, X. Chen, D.A. Nolan, "Effects of residual stress on PMD of spun fibers", Corning Inc., Opt. Lett., 1998, vol. 23, pp.1659-1660.
21. R. Ulrich, A. Simon, "Polarisation optics of twisted single-mode fibers", Applied Optics, 1979, vol. 18, pp.2241-2251.

22. D.N. Payne, A.J. Barlow, J.J. Ramskov Hansen, "Development of low- and high-birefringence optical fibers", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, April 1982, vol. MTT-30, № 4, pp. 323-333.
23. Ю.Н. Кульчин, «Распределённые волоконно-оптические измерительные системы», М.: Физматлит, 2001, 272 с.
24. S.C. Rashleigh, M.J. Marrone, "Polarisation holding in coiled high-birefringence fibers", IEEE Electronics Lett., Sept. 1983, vol. 19, № 20, pp. 850-851.
25. R. Calvani, R. Caponi, F. Cisternino "Polarization measurements on single-mode fibers", IEEE J. Lightwave Technol., Aug. 1989, vol. LT-7, № 8, pp.1187-1196.
26. I.P. Kaminow, V. Ramaswamy, "Single-polarization optical fibers: Slab model", Appl. Phys. Lett., Feb. 1979, vol. 34, № 4, pp.268-270.
27. J.-I. Sakai, T. Kimura, "Birefringence caused by thermal stress in elliptically deformed core optical fibers", IEEE J. Quantum Electron., Nov. 1982, vol. QE-18, № 11, pp.1899-1909.
28. K.-H. Tsai, K.-S. Kim, T.F. Morse, "General solution for stress-induced polarization in optical fibers", IEEE J. Lightwave Technol., Jan. 1991, vol. 9, № 1, pp. 7-17.
29. J. Ma, W. Tang, "Second-order sensitivity effects on optical fiber polarimetric temperature and strain sensor", Applied Optics, Dec. 1997, vol. 36, № 34, pp. 9010-9013.
30. K.S. Chiang, "Effects of elastic inhomogeneity on the intrinsic birefringence in a stress-induced birefringent optical fiber: A simple theory", IEEE J. Lightwave Technol., Jan. 1992, vol. 10, № 1, pp. 7-17.
31. M. Akbulut, "Computer Modeling for Characterization, Emulation and Compensation of Polarization Mode Dispersion in Single-Mode Fibers", Master's Thesis, School of Electrical and Computer Engineering, Purdue University, 2001.
32. Р. Аззам, Н. Башара, «Эллипсометрия и поляризованный свет», М.: Мир, 1981, 584 с.

33. A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics", IEEE J. Quantum Electron., Sep. 1973, vol. QE-9, № 9, pp. 919-933.
34. J.S. Bevan "Piezoceramic Actuator Placement for Acoustic Control of Panels", NASA/CR-2001-211265, Langley Research Center Hampton, Virginia 23681-2199, Prepared for Langley Research Center under Grant NAG1-2141, Dec. 2001, p.103.
35. Y. Namihira, "Opto-elastic in single-mode optical fibers", IEEE J. Lightwave Technol., Oct. 1985, vol. LT-3, № 5, pp. 1078-1083.
36. R. Ulrich, S.C. Rashleigh, W. Eickhoff, "Bending-induced birefringence in single-mode fibers", Optics Letters, June 1980, vol.5, № 6, pp. 273-275.
37. С.П. Тимошенко, Дж.Н. Гудьер, «Теория упругости», М.: Наука, 1979, 560 с.
38. J.-I. Sakai, T. Kimura, "Birefringence and polarization characteristics of single-mode optical fibers under elastic deformations", IEEE J. Quantum Electron., June 1981, vol. QE-17, № 6, pp.1041-1051.
39. S.C. Rashleigh, R. Ulrich, "High birefringence in tension-coiled single-mode fibers", Optics Letters, Aug. 1980, vol.5, № 8, pp. 354-356.
40. K. Bløtekjær, "Strain distribution and optical propagation in tension-coiled fibers", Optics Letters, July 1993, vol. 18, № 13, pp. 1059-1061.
41. Y. Namihira, M. Kudo, Y. Mushiaka, "Effect of mechanical stress on the transmission characteristics of optical fibers", Trans. Inst. Electron. Commun. Eng. Japan., 1977, vol. 60-C, pp. 107-115.
42. K. Okamoto, T. Hosaka, T. Edahiro, "Stress analysis of optical fibers by a finite element method", IEEE J. Quantum Electron., Oct. 1981, vol. QE-17, № 10, pp.2123-2129.
43. N. Imoto, N. Yoshizawa, J.-I. Sakai, H. Tsuchiya, "Birefringence in single-mode optical fiber due to elliptical core deformation and stress anisotropy", IEEE J. Quantum Electron., Nov. 1980, vol. QE-16, № 11, pp.1267-1271.

44. S.C. Rashleigh, "Polarimetric sensors: Exploiting the axial stress in high birefringence fibers", OFS-1, 1983, London, p.210-212.
45. M.P. Varnham, A.J. Barlow, D.N. Payne, K. Okamoto, "Polarimetric strain gauges using high birefringence fibre", IEEE Electron. Lett., Aug. 1983, vol. 19, № 17.
46. M. Turpin, M. Brevignon, J.P. Le Pesant, O. Gaouditz, "Interfero-polarimetric fiber optic sensor for both pressure and temperature measurement", OFS-8, 1991, IEEE, New York, pp. 362-365.
47. W. Bock, T.A. Eftimov, "Polarimetric and intermodal interference sensitivity to hydrostatic pressure, temperature, and strain of highly birefringent optical fibers", Opt. Lett., 1993, vol. 18, № 22, pp. 1979-1981.
48. Y. Mutsuhashi, S. Ishihara, "Fiber-optic polarization interferometer for temperature sensing using a polarization rotating coupler", OFS-2, 1984, Berlin, VDE-Verlag, pp. 195-198.
49. T. Yoshino, T. Hashimoto, M. Nara, K. Kurosawa, "Common path heterodyne optical fiber sensors", IEEE J. Lightwave Technol., Apr. 1992, vol. 10, № 4, pp. 503-513.
50. G.B. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature", Applied Optics, May 1979, vol. 18, № 9, pp. 1445-1448.
51. D. Wong, "Effects of coating on temperature sensitivity in polarimetric sensors", IEEE J. Lightwave Technol., June 1992, vol. 10, № 6, pp. 842-846.
52. J.P. Dakin and C.A. Wade, "Compensated polarimetric sensor using polarization-maintaining fibre in a differential configuration," Electron. Lett., 1984, vol. 20, pp. 51 - 53; J.P. Dakin, S. Broderick, D.C. Carless, C.A. Wade, "Operation of compensated polarimetric sensor with semiconductor light source", OFS-2, 1984, Berlin, VDE-Verlag, pp. 241-245.
53. Y. Kukichi, R. Yamauchi, M. Akiyama, O. Fukuda, K. Inada, "Polarimetric strain and pressure sensors using temperature-independent polarization maintaining fiber", OFS-2, 1984, Berlin, VDE-Verlag, pp. 395-398.

54. G.F. Mcdearmon, "Theoretical analysis of the minimization of the temperature sensitivity of a coated optical fiber in a fiber-optic polarimeter", *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1990, vol. LT-8, pp. 51-55.
55. F. Zhang, W.Y. Lit, "Minimization of temperature effects of high-birefringent elliptical fibers for polarimetric optical-fiber sensors", *Applied Optics*, June 1994, vol. 33, № 16, pp. 3604-3610.
56. M. Schmidt, N. Fürstenau, W. Bock, W. Urbanczyk, "Fiber-optic polarimetric strain sensor with three-wavelength digital phase demodulation", *Optics Letters*, Sep. 2000, vol. 25, № 18, pp. 1334-1336.
57. M.D. Mermelstein, "High-birefringence fiber-optic polarimeter with submicroradian phase delay detectability", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Apr. 1986, vol. LT-4, № 4, pp. 449-453.
58. Y. Verbandt, B. Verwilghen, G. Van Vincenroy, M.R.H. Voet et al, "Polarimetric optical fibre sensors: Aspects of sensitivity and practical implementation", *OFS-11*, 1996, Japan, We3-42, pp. 340-343.
59. R.M. Taylor, D.J. Webb, J.D.C. Jones, D.A. Jackson, "Extended-range fiber polarimetric strain sensor", *Optics Letters*, Sep. 1987, vol. 12, № 9, pp. 744-746.
60. M. Martinelli, "The dynamic behavior of a single-mode optical fiber strain gage", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Apr. 1982, vol. MTT-30, № 4, pp. 512-516.
61. N. Fürstenau, "Double-polarization interferometer for digital displacement and force sensing by fiber tension-bending", *OFS-5*, 1988, New Orleans, Technical Digest Series, vol. 2, ThCC5-1, pp. 191-194.
62. N. Fürstenau, "Fiber optic two-polarization interferometer as remote digital displacement sensor", *OFS-4*, 1986, Tokio, P.6, pp. 291-294.
63. A.B. Tveten, A. Dandridge, C.M. Davis, T.G. Giallorenzi, "Fiber optic accelerometer", *Electron. Letters*, 1980, vol. 16, pp. 854-855.

64. D.L. Gardner, T. Hofler, S.R. Baker, R.K. Yarber, S.L. Garrett, "A fiber-optic interferometric seismometer", *IEEE J. Lightwave Technol.*, July 1987, vol. LT-5, № 7, pp. 953-959.
65. S.T. Vohra, B. Danver, A.B. Tveten, A. Dandridge, "High performance fiber optic accelerometers", *OFS-11*, 1996, Japan, Th5-5, pp. 654-657.
66. G.M. Nau, B.A. Danver, A. Dandridge, S.T. Vohra, "Fiber optic interferometric displacement sensor for vibration measurement", *OFS-12*, 1997, USA, OSA Technical Digest Series, vol. 16, OthD5-1, pp. 582-585.
67. Y. Imai, M.A. Rodorigues, K. Iizuka, "Temperature insensitive fiber coil sensor for altimeters", *Applied Optics*, Mart 1990, vol. 29, № 7, pp. 975-978; Y. Imai, M.A. Rodorigues, K. Iizuka, "A coiled fiber displacement sensor immune to temperature noise", *OFS-6*, 1989, Berlin, Springer Proceedings in Physics, vol. 44, pp. 321-326.
68. T.G. Giallorenzi, J.A. Bucaro, A. Dandridge, G.H. Sigel, J.H. Cole, S.C. Rashleigh, R.G. Priest, "Optical fiber sensor technology", *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques*, Apr. 1982, vol. MTT-30, № 4, pp. 472-510.
69. K.S. Chiang, "Pressure-induced birefringence in a coated highly birefringent optical fiber", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Dec. 1990, vol. 8, № 12, pp. 1850-1855.
70. J.A. Bucaro, N.Lagakos, J.H. Cole, T.G. Giallorenzi, "Fiber optic acoustic transduction", *Physical Acoustics*, 1982, vol. XVI, pp. 385-457.
71. N. Fürstenau, M. Schmidt, W. Bock, W. Urbanczuk, "Dynamic pressure sensing with a fiber polarimetric pressure transducer with two-wavelength passive quadrature readout", *Applied Optics*, Feb. 1998, vol.37, № 4, pp. 663-671.
72. W. Eickhoff, "Temperature sensing by mode-mode interference in birefringent optical fibers", *Opt. Lett.*, 1981, vol. 6, pp. 204-206.
73. W. Bock, T. Wolinski, A. Barwicz, "Development of a polarimetric optical fiber sensor for electronic measurement of high pressure", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Oct. 1990, vol. 39, № 5, pp. 715-721.

74. K. Jansen, P. Dabkiewicz, "High pressure fiber-optic sensor with side-hole fiber", Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 1987, vol. 798, pp.56-60.
75. N. Lagakos, T.R. Hickman, P. Ehrenfeuchter, J.A. Bucaro, A. Dandridge, "Planar flexible fiber-optic acoustic sensor", IEEE J. Lightwave Technol., Sep. 1990, vol. LT-8, № 9, pp. 1298-1303.
76. T.K. Lim, Y. Zhou, Y. Lin, Y.M. Yip, Y.L. Lam, "Fiber optic acoustic hydrophone with double Mach-Zender interferometers for optical path length compensation", Optics Communications, Jan. 1999, vol. 159, pp. 301-308.
77. S. Africk, "A preliminary analysis of the acoustic sensitivity of wrapped-mandrel fiber optic hydrophones of finite length", Tech. Memo., 1980, Bolt Beranck&Newman. Inc., Cambridge, Mass., USA, № 577,.
78. S. Knudsen, A.B. Tveten, A. Dandridge, K. Bløtekær, "Low frequency transduction mechanisms of fiber-optic air-backed mandrel hydrophones", OFS-11, 1996, We3-9, Japan, pp. 208-211.
79. S. Knudsen, G.B. Havsgård, Ø. Christensen, A.B. Tveten, A. Dandridge, "Bandwidth limitations due to mechanical resonances of fiber-optic air-backed mandrel hydrophones", OFS-12, 1997, OthC35-1, OSA Technical Digest Series, vol. 16, USA, pp. 544-547.
80. N. Lagakos, J.A. Bucaro, "Linearly configured embedded fiber-optic acoustic sensor", IEEE J. Lightwave Technol., Apr. 1993, vol. LT-11, № 4, pp. 639-642.
81. S.C. Rachleigh, "Acoustic sensing with a single coiled monomode fiber", Optics Letters, Sep. 1980, vol. 5, № 9, pp.392-394.
82. A.J. Rogers, "Optical-fibre current measurement", Int. J. of Optoelectronics, 1988, vol. 3, № 5, pp. 391-407.
83. V. Annovazzi-Lodi, S. Donati, S. Merlo, "Coiled-fiber sensor for vectorial measurement of magnetic field", IEEE J. Lightwave Technol., Dec. 1992, vol. LT-10, № 2, pp. 2006-2010.

84. S.C. Rashleigh, "Magnetic-field sensing with a single-mode fiber", *Optics Letters*, Jan. 1981, vol. 6, № 1, pp. 19-21.
85. M.D. Mermelstein, "High-birefringence fiber-optic polarimeter and the detection of dc magnetic fields", *Opt. Fiber Commun., Feb. 1986, Conf. Summ., Techn. Pap. Conf., TUB2, Atlanta, USA*, pp. 24-26.
86. M.D. Mermelstein, "Fundamental limit to the performance of fibre-optic metallic glass dc magnetometers", *IEEE Electron. Lett.*, Dec. 1985, vol. 21, № 25/26, pp. 1178-1179.
87. A.Dandridge, A.B. Tveten, T.G. Giallorenzi, "Interferometric current sensor with optical fibers", *Electron. Letters*, 1981, vol. 16, pp. 523-524.
88. А.М. Кац, «Теория упругости», СПб.: Изд-во «Лань», 2002, 208 с.
89. О.И. Котов, А.В. Хлыбов, С.И. Марков, «Эффективный волоконно-оптический поляризационный модулятор», *Письма в ЖТФ*, Апрель 2004, том 30, вып. 7, стр. 7-13.
90. А.В. Римский-Корсаков, «Электроакустика», М.: Связь, 1973, 272 с.
91. "Fiber Optic Sensors", edited by E. Udd, Wiley Interscience publication, 1996, 476 p.
92. Б.М. Яворский, А.А. Детлаф, «Справочник по физике», М.: Наука, 1964, 848 стр.
93. «Пьезоэлектрические акселерометры и предусилители», *Справочник по теории и эксплуатации*. Корпорация «Брюль и Кьер», 1997.
94. H.Asanuma, M.Nishizawa, G.Suzuki, Y.Yoshida, H.Niitsuma and M.Esashi, "Miniaturized silicon capacitive accelerometer for downhole seismic measurement", *Proceedings of IPACK 2001 (The Pacific Rim/ASME International Electronic Packaging Technical Conference)*, July 8-13, 2001, Kauai, Hawaii,USA.
95. M.D. Todd, G.M. Nau, B.A. Danver, A.B. Tveten, S.T. Vohra, "A low-frequency fiber optic accelerometer array for mechanical motion detection", *OFS-12, 1997, OtuD3, OSA Technical Digest*, pp.75-78.

96. Учебник для вузов «Радиовещание и электроакустика», под ред. Ю.А. Ковалгина, М.: Радио и связь, 2000, 792 с.
97. A.D. Kersey, A.C. Lewin, D.A. Jackson, "Pseudo-heterodyne detection scheme for the fibre gyroscope", IEEE Electronics Letters, April 1984, vol.20, № 9, pp. 368-370.
98. Y. Imai, Shimizu, Y. Ohtsuka, Odajima, "An electric-field sensitive fiber with coaxial electrodes for optical phase modulation", IEEE J. Lightwave Technol., July 1987, vol. LT-5, № 7, pp. 926-930.
99. Y. Seki, K.-I. Noda, "Linearity stabilized fiber-optic thermometer using pseudo-heterodyne phase detection", IEEE J. Lightwave Technol., July 1987, vol. LT-5, № 7, pp. 961-966.
100. E. Rønnekleiv, "Frequency and intensity noise of single frequency fiber Bragg grating lasers", Optical Fiber Technology, 2001, vol. 7, pp.206-235.
101. В.В. Арсеньев, Ю.Т. Давыдов, «Приёмные устройства оптического диапазона», М.: Изд-во МАИ, 1992, 157 с.
102. О.И. Котов, Л.Б. Лиокумович, С.И. Марков, А.В. Медведев, А.В. Хлыбов, «Модуляция разности фаз поляризационных мод в одномодовых волоконных световодах», Журнал технической физики, 2004, том 74, вып. 1, с. 72-76.
103. A.V. Khlybov, O.I. Kotov, S.I. Markov, "Remote polarimetric fiber-optic sensor", Proc. SPIE, 2004, vol. 5381, pp. 83-91.
104. O.I. Kotov, L.B. Liokumovich, A.V. Medvedev, S.I. Markov and A.V. Khlybov, "Measuring the polarization characteristics of birefringent optical fibers using interference technique", Technical Physics Letters, 2004, vol. 30, № 6, pp. 515-517.
105. F. Maystre, R. Dändliker, "Polarimetric resonator sensor with high sensitivity and large dynamic range", OFS-6, 1989, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
106. A.D. Kersey, A. Dandridge, A.B. Tveten, "Elimination of polarization induced signal fading in interferometric fiber sensors using input polarization control", OFS-5, 1988, WCC2-1.

107. J.T. Ahn, B.Y. Kim, "Polarization switching approach to the suppression of polarization-induced signal fading in fiber-optic sensor array", OFS-10, 1994, Proc. SPIE, vol. 2360, p.502-505.
108. M. Johnson, C. Pannell, "Quadrature polarization-state delivery through optical fiber for polarimetric sensors", OFS-8, 1991, P32.
109. K. Nakamura, K. Yoshida, "Special shape fibers and their sensor applications", OFS-12, 1997, OFB1.
110. F.Picherit, "Double polarimetric interferometer with coherence multiplexing. A pressure-and-Temperature sensor using optical fibres", OFS-7, 1990, Australia.
111. K. Weir, K.T.V. Grattan, A.W. Palmer, "Static force measurement using a polarimetric interferometric technique", OFS-7, 1990, Australia.
112. L. Bjerkan, K. Johannessen, "Measurements of Bragg grating due to transverse compressive forces", OFS-12, 1997, OTuC7-1.
113. T. Yoshino, "Interferometric heterodyne sensing", OFS-8,1991, W3.1.
114. R. Calvani, R. Caponi, F. Cisternino, "Heterodyne polarimetric detection for remote sensing", OFS-5, 1988, ThCC11.
115. K. Arai, N. Honda, T. Mori, K. Iiyama, K. Hayashi, Y. Ida, "Sensitivity-enhancing scheme of a polarimetric heterodyne sensor using a birefringent fiber loop", Optics Letters, Oct. 1990, vol. 15, № 19, pp.1103-1105.
116. A.D. Kersey, M. Corke, D.A. Jackson, "Linearised remote sensing using a monomode fibre polarimetric sensor", OFS-2, 1984, Berlin.
117. M. N. Zervas, R.C. Youngquist, "Subharmonics, chaos and hysteresis in piezoelectric fibre-optic phase modulators", OFS-4, 1986, Tokio, P.19.
118. R. Ulrich, "Sensitivity vs size of fiber-optic interferometric sensors", OFS-1, 1983, London.

119. R.P. de Paula, E.L. Moore, "Review of all-fiber phase and polarization modulator", Proc. SPIE, 1984, vol. 478, p.3.
120. X.Liu, D.B. Patterson, "Single mode polarization modulator", OFS-10, 1994, Proc. SPIE, vol. 2360.
121. H.J. Jeong, J.H. Kim, H.-W. Lee, B.Y. Kim, "Birefringence modulation in fiber-optic phase modulators", Optics Letters, Sep. 1994, vol. 19, № 18, pp.1421-1423.
122. В.Г. Коваленко, Э.И. Алексеев, А.В. Кухта, «Волоконно-оптические фазовые модуляторы на основе составного вибратора», ПТЭ, 1990, № 4, стр.193-196.
123. G. Martini, "Analysis of a single-mode optical fibre piezoceramic phase modulator", Optical and Quantum Electronics, 1987, vol. 19, pp.179-190.
124. R.D. Pechstedt, D.A. Jackson, "Transducer mechanism of an optical fibre accelerometer based on a compliant cylinder design", OFS-10, 1994, Proc. SPIE, vol. 2360, p.380-383.
125. O. Sezerman, G. Best, "Accurate alignment preserves polarization", Laser Focus World, 1997.
126. L.A. Sidney, S. Carrara, "Birefringent-fiber splice alignment", OFS-7, 1990, Proc. SPIE, vol. 1267, pp. 24-28.
127. T. Kazumasa, C. Kazunori, J.-I. Noda, "Precise method for angular alignment of birefringent fibers based on an interferometric technique with a broadband source", Appl. Opt., 1987, vol. 26, № 1, pp. 2979-2987.
128. S. Carrara, B.Y. Kim, H.J. Shaw, "Elasto-optic determination of birefringent axes in polarization-holding optical fiber", OFS-3, 1985, THCC4.
129. S.C. Rashleigh, W.K. Burns, R.P. Moeller, "Polarization holding in birefringent single-mode fibers". Optics Letters, Jan. 1982, vol. 7(1), pp. 40-42.
130. А. Ярив, П. Юх, «Оптические волны в кристаллах». – М.: Мир, 1987, 616 с.