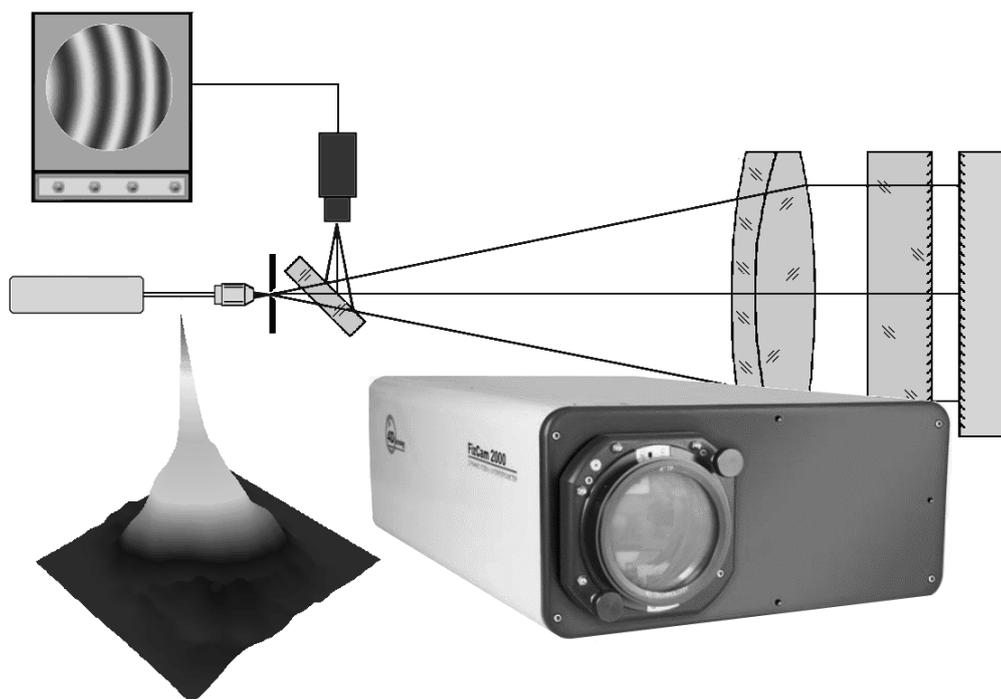


Г. Э. Романова, М. А. Парпин, Д. А. Серегин

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ ПО КУРСУ
«КОМПЬЮТЕРНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ
ОПТИКИ»**

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2011

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**

Г.Э. Романова, М.А. Парпин, Д.А. Серегин

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ ПО КУРСУ
«КОМПЬЮТЕРНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ
ОПТИКИ»**

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2011

Г.Э.Романова, М.А.Парпин, Д.А. Серегин Конспект лекций по курсу «Компьютерные методы контроля оптики». – СПб: СПбГУ ИТМО, 2011. – 185 с.

В пособии излагаются методы, используемые для контроля различных оптических элементов и систем, рассматриваются их принципы и некоторые особенности реализации этих методов. Рассмотрены объекты контроля и их математическое описание, способы описания волновых фронтов, а также методы контроля оптики с использованием компьютеризированных установок.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки 200400 «Оптотехника».

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оплотехники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки магистров 200400 «Оптотехника» (протокол № 4 от 21 июня 2011 г.)

Рецензент: д.т.н., профессор Коняхин И.А. (СПб ГУ ИТМО)



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2011

©Г.Э.Романова, М.А.Парпин, Д.А.Серегин, 2011

КОМПЬЮТЕРНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ОПТИКИ

Романова Г.Э., Парпин М.А., Серегин Д.А.

1 Введение.....	5
2 Основные теоретические положения.....	7
2.1 Объекты контроля качества оптики.....	7
2.1.1 Деформация поверхности.....	7
2.1.2 Аберрации.....	8
2.1.3 Неоднородность показателя преломления.....	10
2.1.4 Функция рассеяния точки.....	12
2.1.5 Функция концентрации энергии.....	15
2.1.6 Пограничная кривая.....	17
2.1.7 Оптическая передаточная функция.....	18
2.2 Задачи контроля оптики.....	20
2.2.1 Размах и среднеквадратическое отклонение волновой аберрации.....	20
2.2.2 Погрешность измерения и критерии качества изображения.....	21
2.2.3 Допуск на величину деформации поверхности.....	22
2.2.4 Допуск на величину неоднородности оптического стекла.....	23
2.3 Описание волновых фронтов.....	23
2.3.1 Степенной базис.....	24
2.3.2 Ортогональные полиномы.....	25
2.3.3 Классификация ошибок волнового фронта и погрешностей изготовления деталей по ОСТ 3-5476-83.....	38
2.3.4 Выделение аберраций на некруглом зрачке.....	42
3 Интерференционные методы контроля оптических систем.....	43
3.1 Сведения из теории интерферометров.....	43
3.2 Примеры интерференционных экспериментов.....	52
3.2.1 Щели Юнга.....	52
3.2.2 Бипризма Френеля.....	52
3.2.3 Зеркало Ллойда.....	53
3.3 Структура автоматизированной интерференционной системы.....	53
3.4 Основные схемы интерферометров.....	54
3.4.1 Интерферометр Ньютона.....	56
3.4.2 Интерферометр Физо.....	58
3.4.3 Интерферометр Тваймана-Грина.....	60
3.4.4 Интерферометр Цендера – Маха.....	62
3.4.5 Интерферометр с рассеивающими пластинами (интерферометр Берча).....	63
3.4.6 Интерферометр с дифракционной точкой.....	64
3.4.7 Интерферометр с дифракционной решеткой.....	65
3.4.8 Интерферометры сдвига.....	67
3.5 Современные интерферометры.....	71
3.5.1 Интерферометры инфракрасного диапазона.....	71
3.5.2 Интерферометры видимого диапазона.....	77

3.6	Регистрация и расшифровка интерферограмм.....	82
3.6.1	Источники излучения.....	83
3.6.2	Фокусировка на плоскость интерференции.....	85
3.6.3	Расшифровка интерферограмм методом выделения координат полос	85
3.6.4	Расшифровка интерферограмм с помощью преобразования Фурье.....	93
3.6.5	Гетеродинный метод	97
3.6.6	Фазофиксирующая интерферометрия	104
3.6.7	Расшифровка интерферограмм методом пошагового фазового сдвига	106
3.6.8	Сравнительный анализ методов.....	125
3.6.9	Расшифровка сдвиговых интерферограмм	128
3.7	Схемы и методы контроля оптики	133
3.7.1	Контроль плоских поверхностей на интерферометре Физо	133
3.7.2	Контроль сферических поверхностей на интерферометре Физо	136
3.7.3	Контроль асферических поверхностей	138
3.7.4	Контроль неоднородности стекла на интерферометре	158
3.7.5	Контроль объективов и афокальных систем	159
3.7.6	Контроль защитных куполов	161
4	Контроль оптических систем методом Гартмана	162
4.1	Реализация Метода Гартмана.....	164
4.2	Метод Гартмана–Шека	168
5	Прямые автоматизированные методы измерения характеристик качества оптических систем.....	170
5.1	Измерение оптической передаточной функции.....	170
5.1.2	Метод непосредственного сканирования	173
5.1.3	Метод гармонического анализа пространственным фильтром... ..	175
5.1.4	Измерение ОПФ по пограничной кривой.....	177
6	Заключение	179
7	Приложение А. Термины, применяемые в ОСТ 3-6216-87 и ОСТ 3- 5476-83.....	180
8	Литература	182

1 ВВЕДЕНИЕ

Наглядность получаемой информации является одним из наиболее ценных свойств большинства оптических приборов. Многие работы и научные исследования выполняются только при наличии оптического изображения. Создание оптического прибора невозможно себе представить без измерения и контроля различных его параметров как в процессе производства, так и после окончательной сборки.

Оптическая поверхность – это наиболее ответственный элемент приборов, формирующих оптическое изображение. Действие оптической поверхности с точки зрения физической оптики сводится к изменению направления распространения и формы волнового фронта, а с точки зрения геометрической оптики – к изменению направления хода лучей.

Качество изготовления оптических поверхностей почти всегда определяет окончательное качество прибора. Для высокоточных поверхностей допустимое отклонение действительной формы поверхности от теоретической составляет десятые и сотые доли микрометра. Выявить эти отклонения, определить их характер и размер – основная цель контроля поверхностей.

Современный оптический прибор содержит кроме оптических деталей (линзы, призмы, зеркала, оптические клинья, шкалы, светофильтры и др.) и механические детали (оправы оптических деталей, корпус прибора, приводные механизмы и др.). Поэтому в процессе производства оптического прибора возникает необходимость в измерении и контроле как отдельных параметров оптических деталей и узлов, так и оптического прибора в целом.

Например, прежде чем изготовить объектив микроскопа, необходимо проконтролировать показатель преломления, дисперсию стекол, из которых будут изготавливаться линзы объектива, а также другие оптические характеристики стекла: оптическую однородность, двойное лучепреломление, светопоглощение, бессвильность, пузырность. После изготовления проверяются толщины линз, радиусы поверхностей линз, а также качество этих поверхностей. В процессе сборки объектива контролируются качество склеек, центрировка линз, воздушные промежутки, а затем фокусное расстояние и задние отрезки линз. На последнем этапе необходимо проверить качество изображения полностью собранной системы.

Таким образом, в процессе изготовления необходимо проверять качество оптических деталей, параметры оптических материалов и качество изображения оптических систем [1], [2].

Контроль – это процесс, где определяется соответствие значений параметров изделия установленным требованиям или нормам. Сущность всякого контроля состоит в проведении двух основных этапов: собственно измерение и анализ результатов. На первом этапе получают информацию о фактическом состоянии некоторого объекта, о его признаках и свойствах.

Эта информация называется первичной. На втором этапе первичная информация сопоставляется с заранее установленными требованиями, нормами, критериями. При этом выявляется соответствие или несоответствие фактических данных требуемым нормам. Информация об их расхождении называется вторичной. Она используется для выработки соответствующих решений по поводу объекта контроля.

Контроль состоит из ряда элементарных действий: измерительного преобразования контролируемой величины; операции воспроизведения нормы процедуры контроля; операции сравнения; определения результата контроля.

Измерения и контроль тесно связаны друг с другом, близки по своей информационной сущности и содержат ряд общих операций, например, сравнение, измерительное преобразование. Однако их процедуры во многом различаются:

- результатом измерения является количественная характеристика, а контроля – качественная;
- измерение осуществляется в широком диапазоне значений измеряемой величины, а контроль – обычно в пределах небольшого числа возможных состояний;
- контрольные приборы, в отличие от измерительных, применяются для проверки состояния изделий, параметры которых заданы и изменяются в узких пределах;
- основной характеристикой качества процедуры измерения является точность, а процедуры контроля – достоверность.

В современных условиях контроль оптики невозможен без участия компьютерной техники. Установки для контроля качества изображения и параметров оптических материалов представляют собой сложные измерительные комплексы, состоящие из связанных воедино оптического прибора (например, интерферометра) и компьютерного блока. Компьютер управляет процессом измерения, обеспечивает сохранение и обработку данных с помощью специализированного программного обеспечения.

В данном курсе будут рассмотрены теоретические основы методов контроля качества оптики, а также приведены конкретные схемы, методы и примеры установок.

Авторы выражают благодарность кандидату физико-математических наук С.И. Устинову за ценные советы и замечания.

2 ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

2.1 Объекты контроля качества оптики

2.1.1 Деформация поверхности

Первым рассматриваемым объектом контроля является оптическая поверхность. Соответственно задачей контроля является определение отклонения (деформации) поверхности от идеальной (номинальной) формы. Например, на Рис. 1 пунктирной линией показаны идеальные поверхности плоскопараллельной пластины, а сплошной – реальные, имеющие отклонения от идеальных.

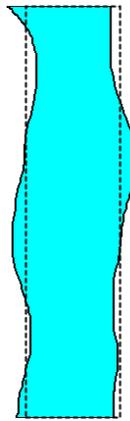


Рис. 1 Деформация поверхности

Основная проблема состоит в том, что требования к точности изготовления формы поверхности крайне жесткие и могут достигать до сотых долей длины волны. Неизбежной особенностью изготовления оптических систем является то, что такие жесткие требования к форме поверхностей могут предъявляться как к малогабаритным, так и к крупногабаритным оптическим элементам. Выполнение столь жестких условий к изготовлению оптических деталей возможно тогда, когда имеются надежные средства контроля. Забегая вперед, отметим, что такие средства контроля имеются.

Рассмотрим математическое описание деформации поверхности. Пусть имеется круглая деталь, которую мы наблюдаем в направлении распространения светового пучка (Рис. 2). Здесь и далее, если не оговаривается особо, рассматриваются только центрированные оптические системы без экранирования, а зрачок оптической системы представляет собой круг единичного радиуса в относительных координатах. В каждой точке поверхности имеем неизвестную величину деформации формы поверхности. Положение точки характеризуется координатами x и y , Ω – область существования поверхности. Внутри области Ω имеем деформацию поверхности $\Delta(x,y)$.

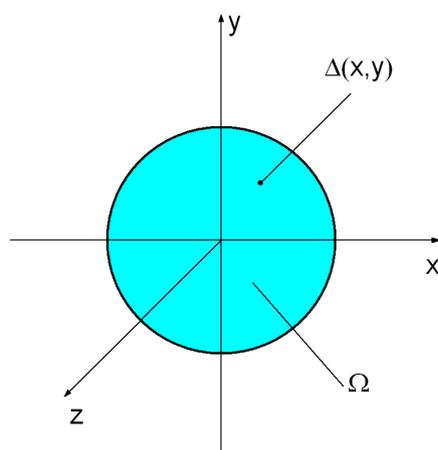


Рис. 2 К описанию деформации поверхности

Деформация поверхности измеряется вдоль нормали к идеальной поверхности в данной точке. Математически объект контроля есть функция двух переменных, x и y , – координат точки поверхности, определенной в пределах области Ω .

Обозначается деформация поверхности как:

- $\Delta(x, y)$;
- $\Delta(\rho_x, \rho_y)$;
- $\Delta(\rho, \varphi)$,

где Δ – деформация поверхности, (x, y) – реальные декартовы координаты точки на поверхности, (ρ_x, ρ_y) и (ρ, φ) – относительные или канонические координаты точки на поверхности, декартовы или полярные соответственно.

2.1.2 Аберрации

Если среда однородна, то световые лучи будут распространяться в ней прямолинейно. Совокупность световых лучей называют *световым пучком*. Когда лучи пучка имеют общую точку пересечения, то пучок называется *гомоцентрическим*, а точка пересечения всех лучей – центром этого пучка.

Реальная оптическая система создает изображение предмета с определенными искажениями. Несоответствие изображения предмету возникает вследствие расчетных аберраций оптической системы, дифракционных явлений, дефектов изготовления и других факторов [2].

Оптические системы с большими аберрациями характеризуют, как правило, геометрическими аберрациями, а для систем с малыми аберрациями оказывается более удобным использование волновых аберраций.

Волновая аберрация оптической системы – это отклонение реального волнового фронта от идеального, измеренное по нормали к волновому фронту. Сравнивается реальный волновой фронт с некоторой эталонной поверхностью, например, плоскостью или сферой.

$$\Delta W = \Delta l' \cdot n' / \lambda,$$

где ΔW – волновая абберация, выраженная в длинах волн, $\Delta l'$ – отклонение реального волнового фронта от идеального, измеренное вдоль нормали к идеальному, n' – показатель преломления среды на выходе системы, λ – длина волны.

Как правило, волновая абберация описывается как функция от зрачковых координат и обозначается как с использованием буквы « Δ », так и без неё:

- $\Delta W(x, y)$ или $W(x, y)$;
- $\Delta W(\rho_x, \rho_y)$ или $W(\rho_x, \rho_y)$;
- $\Delta W(\rho, \varphi)$ или $W(\rho, \varphi)$,

где ΔW или W – волновая абберация оптической системы; (x, y) – реальные декартовы координаты точки в плоскости зрачка; (ρ_x, ρ_y) и (ρ, φ) – относительные или канонические координаты точки в плоскости зрачка, декартовы или полярные соответственно.

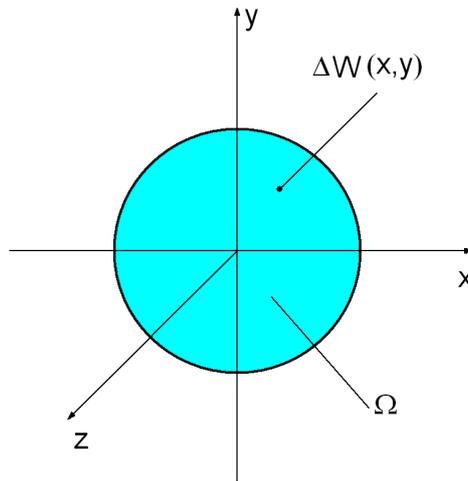


Рис. 3 К описанию волновой абберации

Когда проводится анализ в нескольких точках поля, функция принимает вид:

$$\Delta W = \Delta W(\rho_x, \rho_y, \sigma_x, \sigma_y),$$

где σ_x, σ_y – относительные полевые координаты.

Абберации измеряют в реальных оптических системах для определения соответствия их расчетным данным и для установления влияния каждой абберации на качество изображения.

Геометрической абберацией называется отклонение значений координат реальных лучей от значений, вычисленных для идеальной системы. Геометрические абберации подразделяют на монохроматические, которые возникают при прохождении через систему лучей света одной длины волны, и полихроматические, возникающие при прохождении через систему лучей с различными длинами волн. Различают продольные и поперечные абберации.

Продольные aberrации – это отклонения координат точки пересечения реального луча с осью от координат точки пересечения идеального луча с осью. Продольная aberrация выражается в миллиметрах для близкого изображения и в обратных миллиметрах (килодиоптриях) или в обратных метрах (диоптриях) для удаленного изображения.

Поперечные aberrации – это отклонения координат точки пересечения реального луча с плоскостью изображения от координат точки идеального изображения. Поперечные aberrации $\Delta x'$ и $\Delta y'$ связаны с волновыми следующими выражениями:

$$\Delta x' = -\frac{\lambda}{A'_x} \frac{\partial W(\rho_x, \rho_y)}{\partial \rho_x}; \quad \Delta y' = -\frac{\lambda}{A'_y} \frac{\partial W(\rho_x, \rho_y)}{\partial \rho_y},$$

где $\Delta x'$ и $\Delta y'$ – поперечные aberrации, A'_x и A'_y – обобщенные апертуры, $W(\rho_x, \rho_y)$ – волновая aberrация, ρ_x, ρ_y – относительные зрачковые координаты.

При контроле поперечных aberrаций их значение сравнивают с допустимой величиной, вычисляют волновые aberrации или по известным поперечным aberrациям оценивают отклонение поверхности от заданной формы.

2.1.3 Неоднородность показателя преломления

Третьим объектом контроля является неоднородность показателя преломления или *оптическая неоднородность*, т.е. непостоянство показателя преломления в объеме стекла. Непостоянство показателя преломления вызывает искажения волнового фронта при прохождении его через образец стекла (плоскопараллельную пластину).

На практике при варке стекла измеряют интегральную характеристику – падение разрешающей способности после введения образца стекла в ход лучей. Для этого используют установку, состоящую из коллиматора и зрительной трубы (Рис. 4): на рисунке 1 – мира, 2 – объектив коллиматора, 3 – заготовка стекла, 4 – объектив зрительной трубы, 5 – окуляр.

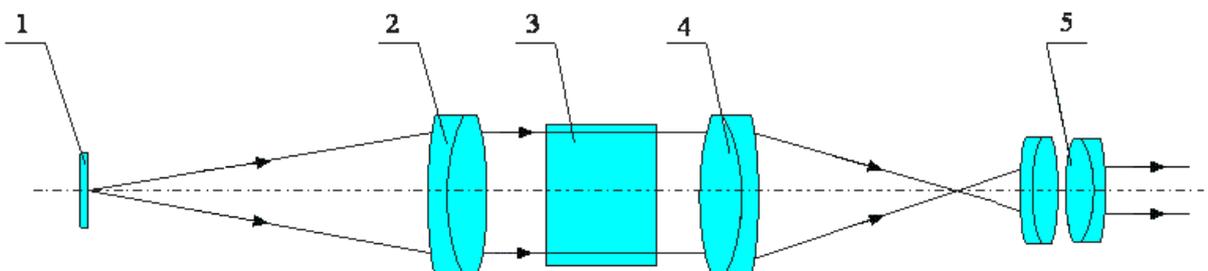


Рис. 4 Контроль неоднородности стекла

Результатом контроля является присвоение стеклу одной из пяти категорий однородности, указанных в Табл. 1 (ГОСТ 3518-80).

Табл. 1. Категории однородности оптического стекла

Категория однородности	φ/φ_0	Отклонение показателя преломления Δn
1	1,0	$(1-2) \cdot 10^{-5}$
2	1,0	$5 \cdot 10^{-5}$
3	1,1	$1,2 \cdot 10^{-4}$
4	1,2	$2 \cdot 10^{-4}$
5	1,5	$> 2 \cdot 10^{-4}$

В таблице: φ – угловая разрешающая способность установки при наличии образца стекла, φ_0 – угловая разрешающая способность установки без образца стекла.

Современная оптика иногда предъявляет и более высокие требования к однородности стекла по сравнению с указанными в таблице, достигающие значений $\Delta n = (2 \dots 5) \cdot 10^{-6}$.

Во всей толще заготовки стекла показатель преломления должен быть постоянен: $n(x,y,z) = n_{ном} = const$. В реальности, для каждой точки объемной заготовки показатель преломления имеет свое значение. Отклонение показателя преломления опишем как: $\Delta n(x,y,z) = n(x,y,z) - n_{ном}$, где $n(x,y,z)$ – текущее значение показателя преломления в точке с координатами (x,y,z) , $n_{ном}$ – номинальное (требуемое) значение показателя преломления.

Неоднородность показателя преломления вызывает появление волновой аберрации (деформации волнового фронта). Например, если вычислить вызванную отклонением показателя преломления деформацию волнового фронта $\Delta W = \Delta n \cdot l / \lambda$, где n – показатель преломления стекла, l – длина заготовки, то при $l = 10$ мм, $\lambda = 0,5$ мкм и $\Delta n = 5 \cdot 10^{-6}$ деформация волнового фронта составит $\Delta W = 0,1$.

Неоднородность необходимо контролировать с высокой точностью и тем точнее, чем больше длина пути луча в стекле. Математическая модель неоднородности представляет собой функцию трех переменных, однако измерение функции от трех координат сложная и практически неосуществимая задача, поэтому трехмерную функцию сводят к двумерной при некоторых допущениях. При малой толщине контролируемой пластины (Рис. 5) изменением показателя преломления вдоль оси заготовки можно пренебречь. В этом случае мы как бы интегрируем неоднородность показателя преломления в заготовке по координате z :

$$\Delta n(x, y) = \int_a^b \Delta n(x, y, z) dz$$

В этом случае функцию $\Delta n(x,y,z)$ можно считать двумерной $\Delta n(x,y)$ и достаточно проконтролировать, как меняется неоднородность в поперечном направлении.

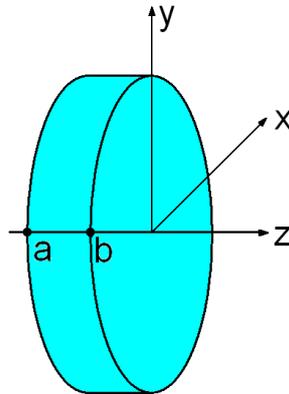


Рис. 5 К математическому описанию неоднородности показателя преломления стекла

Таким образом, математическим описанием объекта контроля будет функция двух переменных:

$$\Delta n(x,y) = n(x,y) - n,$$

где $\Delta n(x,y)$ – разность реального и номинального показателей преломления в заданной точке в направлении оси z .

На интерферометре можно измерять показатель преломления с высокой точностью, а погрешность измерения в основном будет определяться усреднением вдоль оси z , т.е. по направлению распространения излучения.

Обозначается деформация поверхности как:

- $\Delta n(x,y)$;
- $\Delta n(\rho_x, \rho_y)$;
- $\Delta n(\rho, \varphi)$.

Где Δn – разность реального и номинального показателей в заданной точке в направлении оси z ; (x,y) – реальные декартовы координаты точки на поверхности; (ρ_x, ρ_y) и (ρ, φ) – относительные или канонические координаты точки на поверхности, декартовы или полярные соответственно.

Отметим, что в последнее время появились *граданы* – материалы с переменным показателем преломления, меняющимся по определенному закону.

2.1.4 Функция рассеяния точки

Функция рассеяния точки (ФРТ) представляет собой распределение энергии в изображении точки в плоскости наилучшей установки. ФРТ для центрированной системы без экранирования определяется следующим выражением:

$$h(\eta') = |F(f(\rho))|^2,$$

где $h(\eta')$ – функция рассеяния точки, $f(\rho) = \tau^{1/2}(\rho) e^{2\pi i W(\rho)}$ – комплексная функция зрачка, $\tau(\rho)$ – коэффициент пропускания по зрачку, $W(\rho)$ – волновая aberrация, η' – каноническая координата на изображении, ρ – каноническая координата на зрачке.

Канонические координаты, описывающие положение на изображении, и зрачковые канонические координаты на предмете связаны с реальными следующим образом:

$$\eta' = \begin{pmatrix} \eta'_x \\ \eta'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' \frac{A'_x}{\lambda} \\ y' \frac{A'_y}{\lambda} \end{pmatrix};$$

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_x \\ \rho_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{p_x}{A_x} \\ \frac{p_y}{A_y} \end{pmatrix},$$

где λ – рабочая длина волны оптической системы, A и A' – передняя и задняя обобщенные апертуры, p – входная зрачковая координата.

ФРТ безабберационной оптической системы может быть вычислена по следующей формуле:

$$h(\eta') = \left[\frac{2J_1(\eta')}{\eta'} \right]^2,$$

где $J_1(\eta')$ – функция Бесселя первого рода первого порядка.

В Табл. 2 приведены значения идеальной ФРТ, а на Рис. 6 показан график идеальной ФРТ. Пропускание по зрачку постоянно и равно 1, экранирование отсутствует.

Табл. 2. Распределение интенсивности в идеальном изображении точки $h(\eta') = [2J_1(\eta')/\eta']^2$, где J_1 – функция Бесселя первого рода первого порядка

№ п/п	η'	$h(\eta')$
1	0	1
2	0,1	0,905
3	0,2	0,665
4	0,3	0,381
5	0,4	0,156
6	0,5	0,0332
7	0,610	0
8	0,7	0,0085

Табл. 2 (Продолжение)		
№ п/п	η'	$h(\eta')$
9	0,817	0,0175
10	0,9	0,0133
11	1	0,0042
12	1,116	0
13	1,2	0,0015
14	1,339	0,0042
15	1,4	0,0036
16	1,5	0,0014
17	1,619	0

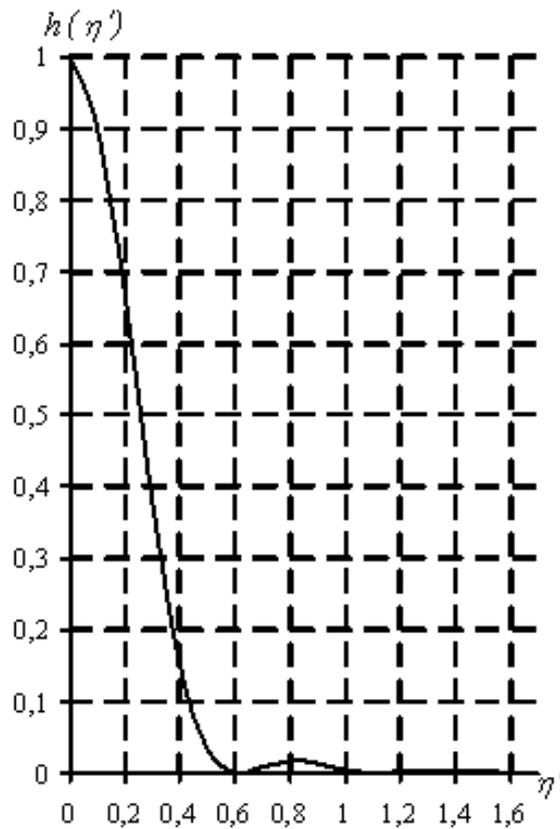


Рис. 6 Функция рассеяния точки

Если величина aberrаций невелика, то форма пятна сохраняется, но происходит перераспределение энергии. При больших aberrациях часть энергии перекачивается в кольца, а распределение интенсивности полностью определяется присутствующими в системе aberrациями. На Рис. 7 показан вид пятна рассеяния в случае идеального изображения, а также при наличии расфокусировки, астигматизма и комы.

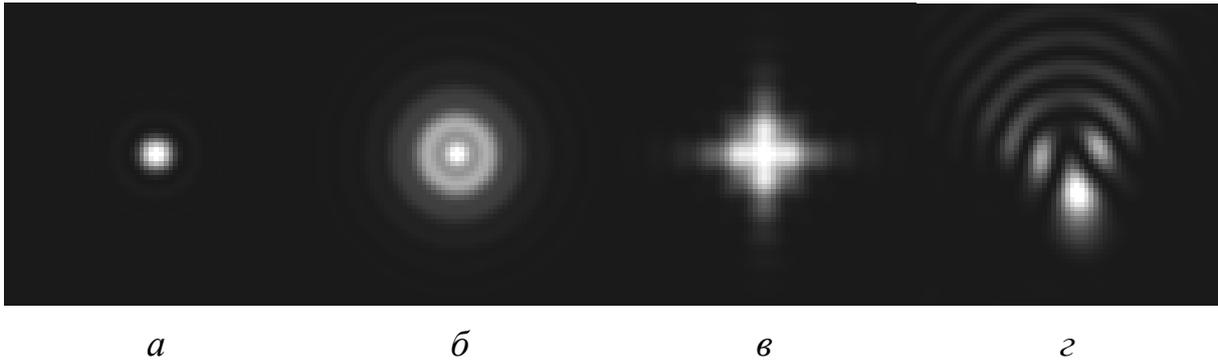


Рис. 7 Вид пятна рассеяния:

а – безабберационное изображение, б – пятно рассеяния при наличии расфокусировки, в – пятно рассеяния при наличии астигматизма, г – пятно рассеяния при наличии комы

Особенно сложной картина получается в изображении внеосевой точки поля. Поэтому иногда за критерий оценки качества изображения оптических систем с небольшим полем принимают ФРТ по центру поля.

Понятие функции рассеяния распространяют и на распределение освещенности в изображении светящейся линии. *Функция рассеяния линии* – это результат интегрирования функции $h(\eta'_x, \eta'_y)$ по некоторому направлению:

$$H(\eta'_x) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\eta'_x, \eta'_y) d\eta'_y.$$

Один из возможных критериев оценки качества изображения по функции рассеяния точки – число Штреля. *Число Штреля* – это отношение наибольшей освещенности в дифракционном пятне с абберациями к наибольшей освещенности в пятне безабберационной системы. При малых абберациях ($W_{rms}^{1/2} \ll \lambda/5$) справедлива приближенная формула:

$$S \approx 1 - (2\pi/\lambda)^2 W_{rms}^2.$$

По виду функции рассеяния определяют наличие аббераций, дефекты изготовления и сборки оптической системы. Для производственного контроля оптических систем по функции рассеяния точки используют различные числовые критерии: размер центрального кружка рассеяния, диаметр пятна рассеяния с определенным содержанием световой энергии, количество которой устанавливается в зависимости от требований, предъявляемых к оптической системе. По измеренной функции рассеяния точки также может быть рассчитана функция концентрации энергии.

2.1.5 Функция концентрации энергии

Функция концентрации энергии (ФКЭ) характеризует количество энергии в кружке заданного диаметра или радиуса:

$$\varepsilon(\eta') = \iint_D h(\eta') d\eta',$$

где $\varepsilon(\eta')$ – ФКЭ в относительных единицах, η' – каноническая координата на изображении, $h(\eta')$ – ФРТ, D – диаметр кружка.

Приближенная формула для расчета ФКЭ обеспечивает при радиусе кружка более 0,5 кан.ед. погрешность менее 0,05:

$$\varepsilon(\eta') \approx 1 - \frac{1}{10\eta'}$$

В Табл. 3 приведены значения ФКЭ для идеальной оптической системы, а на Рис. 8 – её график.

Табл. 3. Функция концентрации энергии идеальной оптической системы

№ п/п	Диаметр кружка рассеяния, кан.ед.	ε , %
1	0	0
2	0,5	45,6
3	1	82,6
4	1,22	83,8
5	1,5	85
6	2	90,6
7	2,23	91,0
8	2,5	91,4
9	3,0	93,6
10	3,24	93,8
11	4,0	95,1
12	6,0	96,7
13	8,0	97,5
14	9,0	97,8
15	10,0	98,0

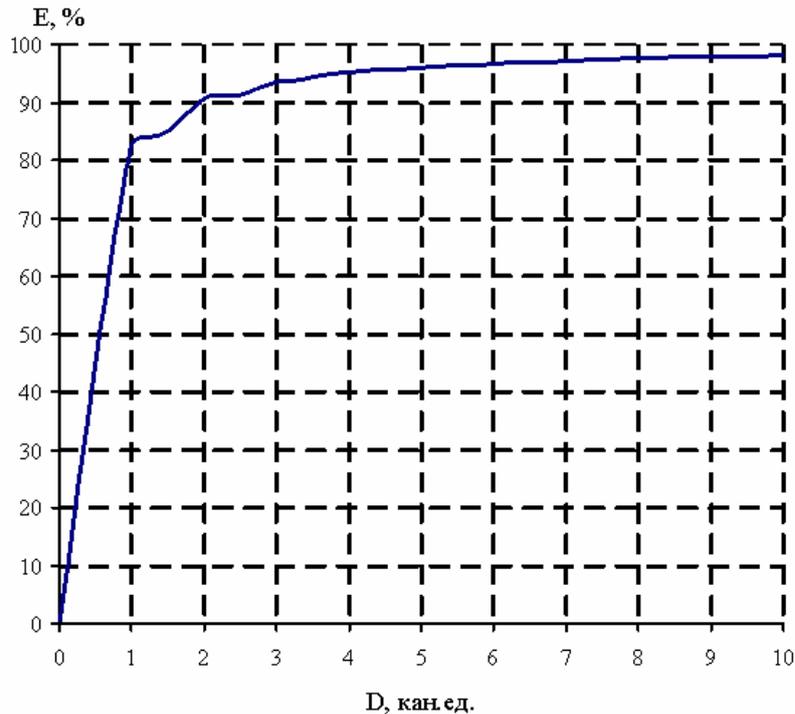


Рис. 8 График ФКЭ идеальной оптической системы

Полезно знать несколько цифр для идеальной ФКЭ: при диаметре кружка $D=1,22$ кан.ед. энергия $\varepsilon=0,838$, при $D=2,23$ $\varepsilon=0,910$, при $D=3,24$ $\varepsilon=0,938$. На графике ФКЭ в этих точках кривая образует «ступеньки», которые соответствуют дифракционным минимумам в пятне рассеяния.

Для оценки качества сфокусированного объектива по ФКЭ существует следующий критерий: оптическая система считается идеальной, если в кружке равном 1,22 кан.ед. заключено более 80% энергии.

Следует отметить, что вид ФКЭ и относительное снижение энергии в пятне заданного диаметра зависит как от величины aberrации, так и от ее типа.

2.1.6 Пограничная кривая

Объект, представляющий собой границу светлого и темного полей, называют *пограничным тестом*. Кривая распределения освещенности в изображении пограничного теста называется *пограничной кривой (ПК)*. Распределение яркости $L(\eta_x)$ в объекте описывается функцией скачка. Для контраста равного единице:

$$L(\eta_x) = \begin{cases} L_{max} = 1 & \text{при } \eta_x \geq \eta_{x0} \\ L_{min} = 0 & \text{при } \eta_x < \eta_{x0} \end{cases}$$

Математически пограничная кривая описывается:

$$E(\eta'_x) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\eta'_x - \eta_x) d\eta_x,$$

где $H(\eta'_x - \eta_x)$ – функция рассеяния линии.

Связь между пограничной кривой и функцией рассеяния линии можно определить следующим образом:

$$H(\eta'_x) = \frac{dE(\eta'_x)}{d\eta'_x}.$$

График пограничной кривой наглядно свидетельствует об изменении резкости изображения. Наклон пограничной кривой зависит от размера пятна рассеяния. Чем меньше крутизна пограничной кривой, тем больше размер пятна рассеяния и тем хуже резкость изображения. Таким образом, угол наклона пограничной кривой характеризует качество изображения.

2.1.7 Оптическая передаточная функция

Любой предмет, изображаемый оптической системой, можно описать функцией распределения интенсивности. Если объектив строит изображение некоторого объекта, то последний преобразуется при этом из линейной структуры в спектр пространственных частот, пропускаемый полосовым частотным фильтром. Этот спектр затем снова преобразуется в линейную структуру и становится распределением интенсивности света в изображении [48]. В подобной трактовке объектив представляет собой фильтр, выделяющий низкие пространственные частоты; его влияние на качество изображения может быть описано кривой пропускания пространственных частот. Такую характеристику называют *оптической передаточной функцией* (ОПФ).

Функцию распределения яркости в предмете можно представить набором синусоид с различными амплитудами и частотами. Изображая предмет, оптическая система передаёт каждую из синусоидальных составляющих с искажениями по амплитуде и фазе. Соответственно ОПФ характеризует передачу структуры объекта оптической системой.

ОПФ может быть вычислена двумя способами.

Первый способ – вычисление с помощью преобразования Фурье ФРТ:

$$D(\omega') = F[h(\eta')],$$

где $D(\omega')$ – ОПФ, $h(\eta')$ – ФРТ, ω' – каноническая частота на изображении, $\omega' = v\lambda/A'$, v – реальная частота на изображении, η' – каноническая координата на изображении, A' – задняя апертура.

Второй способ – расчет автокорреляцией функции зрачка:

$$D(\omega') = \frac{I}{\Omega_0} \iint_{\Omega(\omega')} e^{-2\pi i[W(\rho + \omega'/2) - W(\rho - \omega'/2)]} d\rho,$$

где ρ – зрачковая координата, $\Omega(\omega')$ – область перекрытия зрачков, смещенных на ω' , Ω_0 – площадь зрачка, ω' – каноническая частота на изображении. На Рис. 9 и в Табл. 4 приведены значения и вид графика

частотно-контрастной характеристики для оптической системы при отсутствии аберраций.

Табл. 4. ЧКХ идеальной оптической системы с круглым зрачком (пропускание постоянно по зрачку $\tau=const$, экранирование отсутствует)

№ п/п	Частота ω , кан. ед.	$D(\omega')$
1	0	1
2	0,2	0,873
3	0,4	0,747
4	0,6	0,624
5	0,8	0,505
6	1,0	0,391
7	1,2	0,285
8	1,4	0,188
9	1,6	0,104
10	1,8	0,037
11	2,0	0

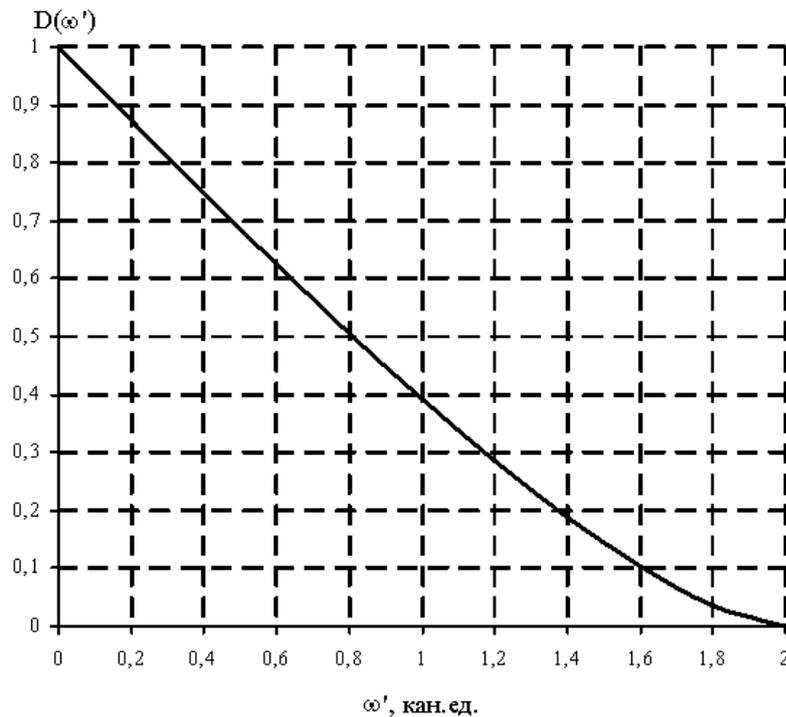


Рис. 9 График ЧКХ идеальной оптической системы

Так же как и для функции концентрации энергии, на вид ЧКХ влияет не только величина, но и тип аберрации.

ЧКХ является очень чувствительной характеристикой и весьма удобна для контроля оптических систем. Она может быть получена прямым измерением, а может быть рассчитана по волновой аберрации или

по ФРТ (ФРЛ). Критерии качества, установленные для ЧКХ, зависят от назначения объектива. Обычно в качестве критерия служит контраст на заданной частоте или на нескольких частотах.

2.2 Задачи контроля оптики

Во введении говорилось о количественном и качественном контроле. Приведем определения этих понятий. *Количественный контроль* – это измерение и сравнение с номинальным значением полученной величины. Характеристиками количественного контроля являются диапазон и погрешность. *Качественный контроль* – это оценка полученной количественной разности, сравнение ее с критерием качества. Таким образом, характеристиками контроля будут диапазон, погрешность и критерии качества.

В разделе 2.1 рассматривались объекты контроля, влияющие на качество изображения. Все они, так или иначе, связаны с волновой абберацией. Поэтому основным объектом контроля является волновая абберация. Систематизируем сведения о диапазоне, погрешности и критериях качества на примере волновой абберации как основного объекта контроля.

2.2.1 Размах и среднеквадратическое отклонение волновой абберации

Когда рассматривают волновую абберацию, прежде всего, оценивают размах и среднеквадратическое отклонение (СКО).

Размах волновой абберации – это разность между экстремальными значениями волновой абберации в рабочей части зрачка. Размах обозначается как ΔW_{PV} (“Peak-Valley” – “Бугор-Яма”). Зачастую, он легко может быть оценен визуально, «на глаз», по интерферограмме. Однако этой оценке свойственен недостаток – выброс абберации в одной точке волнового фронта, связанный, например, с небольшим по площади дефектом поверхности (пузырём в стекле и т.п.) приводит к большой величине размаха. Волновой фронт при этом может быть достаточно высокого качества по всей остальной площади зрачка. Поэтому размах волнового фронта дополняют другой измеряемой характеристикой – *среднеквадратическим отклонением волновой абберации* или *среднеквадратической волновой абберацией*. Она может быть вычислена по формуле:

$$\Delta W_{rms} = \sigma_W = \sqrt{\frac{1}{\Omega} \iint_{\Omega} (\Delta W(x, y) - \Delta \bar{W})^2 dx dy},$$

где $\Delta W(x, y)$ – величина ошибки в точке с координатами (x, y) , Ω – область определения функции, $\Delta \bar{W}$ – средняя арифметическая ошибка в пределах рабочей части зрачка (поверхности).

σ_w , $\Delta W_{ско}$, ΔW_{rms} (“root mean square” – “среднеквадратический”) – обозначения среднеквадратической волновой абберации.

Размах и СКО характеризуют ошибки волнового фронта.

2.2.2 Погрешность измерения и критерии качества изображения

Критериев для оценки оптической системы известно два: *критерий Рэлея* (для размаха волнового фронта) и *критерий Марешаля* (для СКО волнового фронта). В общем случае, для любых оптических систем и отдельных поверхностей критерием качества служит допустимая величина волновой абберации. Она задается заказчиком и может быть как больше, так и меньше критериев Рэлея и Марешаля.

Погрешность контроля по правилам метрологии должна быть на порядок меньше допустимого размаха волновой абберации и в три раза меньше допустимого среднеквадратического отклонения волновой абберации. Различия между критериями оценки волновой абберации и погрешностями измерения показаны в Табл. 5.

Табл. 5 Критерии качества и погрешность контроля волновой абберации

Оцениваемая величина	Критерий качества	Погрешность измерения
Размах волнового фронта, ΔW_{PV}	1 Критерий Рэлея $\Delta W_{PV} \leq \lambda/4$ 2 Допустимый размах $\Delta W_{PV} \leq \Delta W_{PV(дон.)}$	1 $\pm \lambda/40$ 2 $\pm \Delta W_{PV(дон.)}/10$
СКО волнового фронта, σ_w	1 Критерий Марешаля $\sigma_w \leq \lambda/14$ 2 Допустимое СКО $\sigma_w \leq \sigma_w(дон.)$	1 $\pm \lambda/42$ 2 $\pm \sigma_w(дон.)/3$

Требование к величине погрешности, значительно меньшей критерия, не всегда удается выполнить. При малых размахе и СКО погрешность может достигать критерия и превышать его. Например, волновая абберация величиной $\sigma_w = 0,02 \cdot \lambda$ может быть измерена с погрешностью $0,02 \cdot \lambda$ и более.

Переход к другим объектам контроля – неоднородности стекла и деформации поверхности – осуществляется по формулам, связывающим эти величины с волновой абберацией (разделы 2.2.3, 2.2.4).

При наличии в системе нескольких оптических элементов возникает задача распределения общего допуска на каждый параметр. Простейшее решение состоит в равномерном распределении допусков по параметрам. В этом случае суммарный допуск делится на число параметров N (для размаха) или на \sqrt{N} (для СКО):

$$\Delta W_{pv \text{ доп. } i} = \Delta W_{pv \text{ доп.}} / N$$

где N – число параметров.

$$\Delta W_{rms \text{ доп } i} = \Delta W_{rms \text{ доп.}} / \sqrt{N},$$

Однако подобное решение задачи представляется очень упрощенным. В реальных условиях чрезвычайно важно выявить все источники погрешностей, оценить вклад каждой ошибки в общую, построить так называемое «дерево ошибок» и составить бюджет их распределения.

2.2.3 Допуск на величину деформации поверхности

Переход к другим объектам контроля осуществляется по формулам, связывающим измеряемые величины с волновой абберацией.

Пусть волновая абберация вносится только деформацией контролируемой поверхности. При нормальном падении лучей на поверхность имеем в точке на поверхности:

$$W = \Delta(n - n'),$$

где W – волновая абберация, вносимая деформацией поверхности, Δ – деформация поверхности, n и n' – показатели преломления сред до и после поверхности.

Возможны два случая (Рис. 10): поверхность отражающая и поверхность преломляющая.

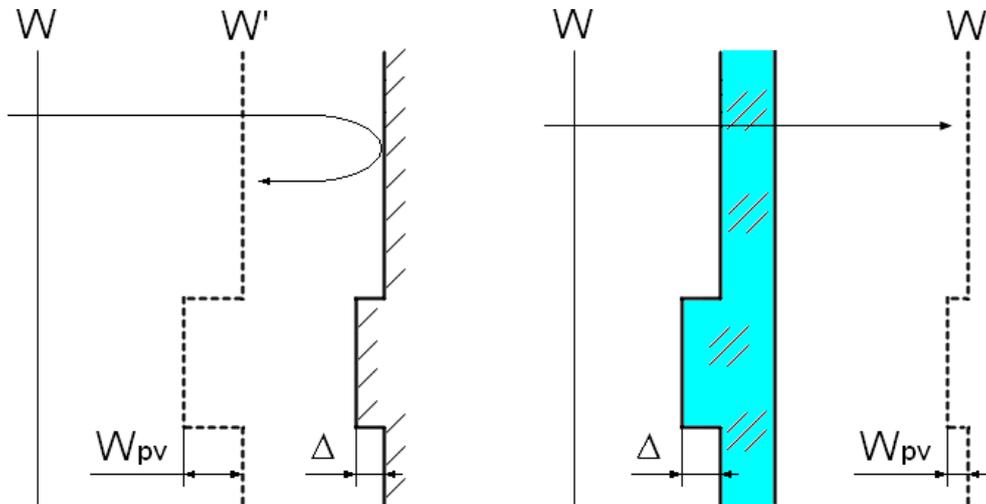


Рис. 10 Отражающая и преломляющая поверхности

Для отражающей поверхности имеем:

$$n = 1, n' = -n = -1,$$

$$W_{pv} = \Delta_{pv} \cdot 2n = 2\Delta_{pv}; \Delta_{pv} = W_{pv}/2; \sigma_{\Delta} = \sigma_w/2.$$

Критерии Релея и Марешаля для деформации отражающей поверхности будут равны соответственно:

$$\Delta_{pv} = \lambda/8 \text{ и } \sigma_{\Delta} = \lambda/28.$$

Для преломляющей поверхности:

$$n = 1,$$

$$W_{pv} = \Delta_{pv}(1 - n'), \text{ откуда } \Delta_{pv} = W_{pv}/(1 - n').$$

Критерии Релея и Марешаля для деформации преломляющей поверхности окажутся более свободными. При $n' = 1,5$:

$$\Delta_{pv} = \lambda/2 \text{ и } \sigma_{\Delta} = \lambda/14.$$

Задача 1. Контроль волнового фронта, отраженного от поверхности, дал величину размаха $W_{pv} = 0,2\lambda$. Чему равна деформация поверхности? Чему равна волновая aberrация, вносимая этой поверхностью при работе на преломление, если $n' = 1,7$?

Решение

$$1 \Delta_{pv} = W_{pv}/2 = 0,1\lambda.$$

$$2 W_{pv \text{ прел.}} = |\Delta_{pv}(1-n')| = |0,1 \cdot (-0,7)| = 0,07\lambda.$$

2.2.4 Допуск на величину неоднородности оптического стекла

Пусть волновая aberrация вносится только неоднородностью пластины (Рис. 11). Тогда выражение для волновой aberrации в некоторой точке зрачка будет иметь вид:

$$W = \Delta n \cdot d$$

$$\Delta n = W/d.$$

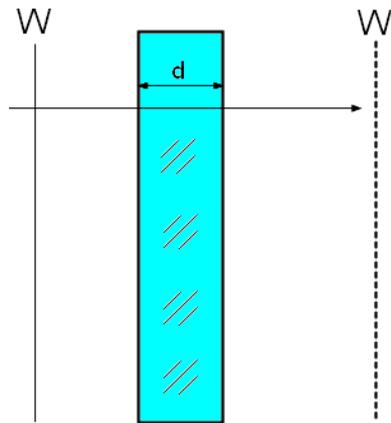


Рис. 11 К определению допуска на величину неоднородности

Задача 2. Рассчитать допуск на величину неоднородности стекла, если допуск на волновую aberrацию соответствует критерию Релея. Толщина пластинки равна 10 мм.

Решение

$$\Delta n_{pv} = W_{pv}/d = \lambda/(4d) = 0,5 \cdot 10^{-3}/(4 \cdot 10) = 0,125 \cdot 10^{-4} \approx 1 \cdot 10^{-5}.$$

Итак, при контроле деформации поверхности и неоднородности стекла необходимо учитывать связь контролируемой величины с волновой aberrацией, для которой разработаны критерии контроля.

2.3 Описание волновых фронтов

При контроле на интерферометре информация о любом из рассматриваемых объектов контроля сохраняется в виде данных о форме волнового фронта.

При контроле асферических поверхностей на интерферометре необходим компенсатор, расчет и изготовление которого – это достаточно

трудоемкий и дорогостоящий процесс. При проведении контроля без компенсатора отклонение формы реального волнового фронта от эталонного может быть достаточно велико. В этом случае, как правило, контролируются непосредственно поперечные aberrации.

Для последующей обработки интерферограмм необходимо иметь математическое описание волновых фронтов. Прежде всего, для выявления, а также отбрасывания ошибок, которые не являются важными при анализе формы волнового фронта. Так, например, при контроле двух волновых фронтов совершенно неважно, что они окажутся сдвинутыми по фазе друг относительно друга на постоянную величину, не важен и постоянный наклон. В некоторых случаях необходимо исключить из анализа расфокусировку волновых фронтов (например, при контроле качества оптической системы).

Один из возможных способов описания – это разложение функции по некоторому базису:

$$f(x) = \sum C_k \cdot P_k(x), \text{ где}$$

C_k – коэффициенты разложения,

P_k – набор принятых базисных функций,

$k=1, 2, 3 \dots N$.

2.3.1 Степенной базис

Самый простой и наглядный набор базисных функций – степенной базис. Рассмотрим функцию одной переменной:

$$f(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_kx^k,$$

где a_k – коэффициенты разложения,

$x^k = P_k(x)$ – степенной базис, $k=0, 1, 2, 3 \dots n-1$.

Это разложение имеет ряд недостатков. Основной недостаток заключается в том, что большинство членов разложения невозможно напрямую соотнести с классическими aberrациями. Разложение по степенному базису в общем виде не сходится, но при $x < 1$ сходимость будет обеспечиваться. Поэтому при нормировке на круге единичного радиуса ряд будет сходиться.

Разложение по степенному базису обладает еще одним недостатком: при изменении степени полинома значения коэффициентов разложения, описывающие функцию контроля, будут различны. Степенной базис также обладает плохой устойчивостью. Т.к. при измерениях всегда присутствует некоторая погрешность, то это приводит к тому, что при контроле одной и той же оптической системы коэффициенты полинома будут отличаться, несмотря на то, что вид функций в этом случае будет близким.

На Рис. 12 показаны графики отдельных членов разложения по степенному базису. Члены разложения нормированы таким образом, чтобы на краю зрачка при относительной зрачковой координате равной 1, значение каждого члена разложения составляло 1.

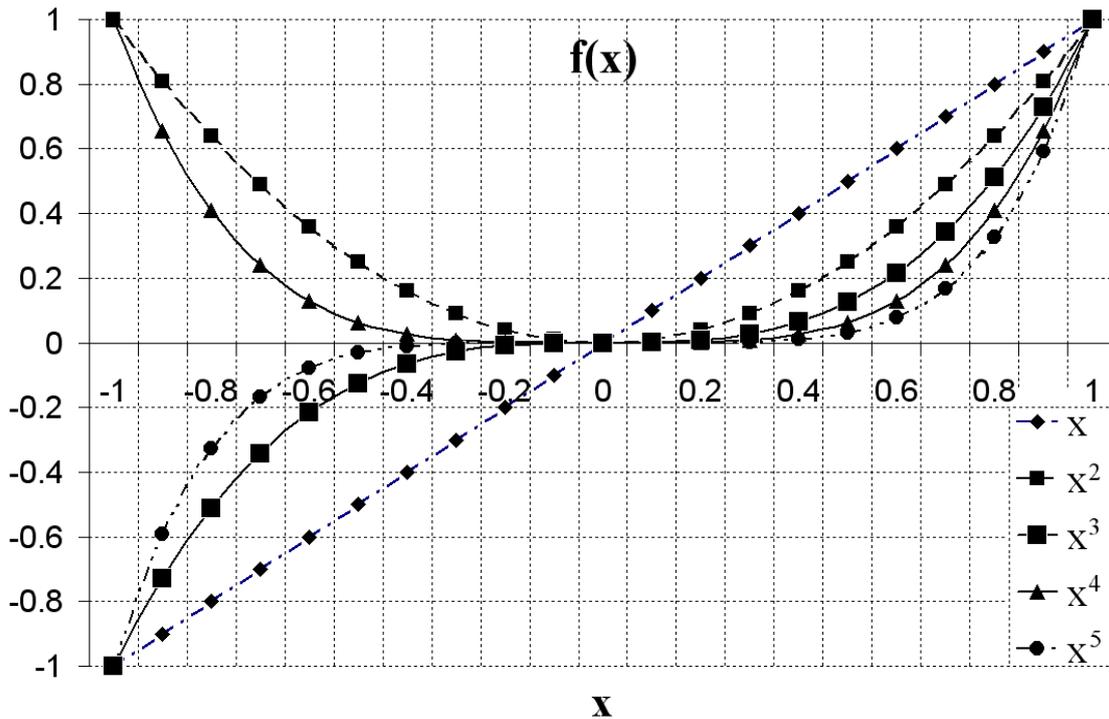


Рис. 12 Степенные полиномы

2.3.2 Ортогональные полиномы

Для описания волнового фронта часто используются ортогональные полиномы или разложение функции контроля по ортогональному базису.

Система полиномов называется ортогональной на участке $[-1; 1]$, если выполнено условие:

$$\int_{-1}^1 P_k(x)P_m(x)dx = \begin{cases} 0, & \text{при } k \neq m \\ \omega_k^2, & \text{при } k = m \end{cases}$$

где ω_k – норма полинома.

Разложение функции контроля по ортогональному базису свободно от многих недостатков. Разложение по ортогональному базису сходится. При увеличении степени полинома предыдущие коэффициенты разложения сохраняются. Разложение устойчиво. Изменения в коэффициентах при малых изменениях исходных данных (вызванных погрешностями измерения, погрешностями ввода в ЭВМ и т.д.) невелики.

Одно из важнейших свойств разложения по ортогональному базису – простой расчет среднеквадратического отклонения. Среднеквадратическое отклонение определяется по формуле:

$$f_{rms} = \sqrt{\int_{-1}^1 f^2(x)dx}.$$

Пусть получено разложение функции $f(x)$ по ортогональным полиномам, т.е. найдены коэффициенты C_k в разложении:

$$f(x) = \sum_k C_k P_k(x),$$

где $P_k(x)$ – некоторые ортогональные полиномы.

Тогда среднеквадратическое отклонение:

$$f_{rms} = \sqrt{\int_{-1}^1 \left(\sum_k C_k P_k(x) \right)^2 dx} = \sqrt{\int_{-1}^1 \sum_k C_k P_k(x) C_m P_m(x) dx}.$$

Воспользуемся свойством ортогональных полиномов, получим:

$$f_{rms} = \sqrt{\sum_k C_k C_m \int_{-1}^1 P_k(x) P_m(x) dx} = \sqrt{\sum_k C_k^2 \int_{-1}^1 P_k^2(x) dx} = \sqrt{\sum_k C_k^2 \omega_k^2}.$$

Таким образом, среднеквадратическое отклонение функции равно корню квадратному из суммы квадратов коэффициентов, умноженных на нормы полиномов.

Из известных ортогональных полиномов можно упомянуть ортогональные полиномы Эрмита, Лагерра, Лежандра и др.

2.3.2.1 Полиномы Лежандра

Полиномы Лежандра генерируются по рекуррентной формуле:

$$(k+1)P_{k+1}(x) = (2k+1) \cdot P_k(x) \cdot x - k \cdot P_{k-1}(x).$$

Полиномы нулевого и первого порядков ($P_0=1$, $P_1=x$) совпадают со степенным базисом. Все следующие полиномы вычисляются по приведенной формуле при $k=1, 2, 3$ и т.д.

В Табл. 6 приведены первые пять полиномов Лежандра и для сравнения степенные базисные функции тех же степеней.

Табл. 6. Полиномы Лежандра и степенные базисные функции

№ п/п	Полином	Степенной полином	Полином Лежандра
0	$P_0(x)$	1	1
1	$P_1(x)$	x	x
2	$P_2(x)$	x^2	$(3x^2-1)/2$
3	$P_3(x)$	x^3	$(5x^3-3x)/2$
4	$P_4(x)$	x^4	$(35x^4-30x^2+3)/8$
5	$P_5(x)$	x^5	$(63x^5-70x^3+15x)/8$
...			
k	$P_k(x)$	x^k	$P_{k+1}(x) = \frac{(2k+1)P_k(x) - kP_{k-1}(x)}{k+1}$

На Рис. 13 показаны полиномы Лежандра до 5-ой степени при той же нормировке, что и степенные полиномы выше.

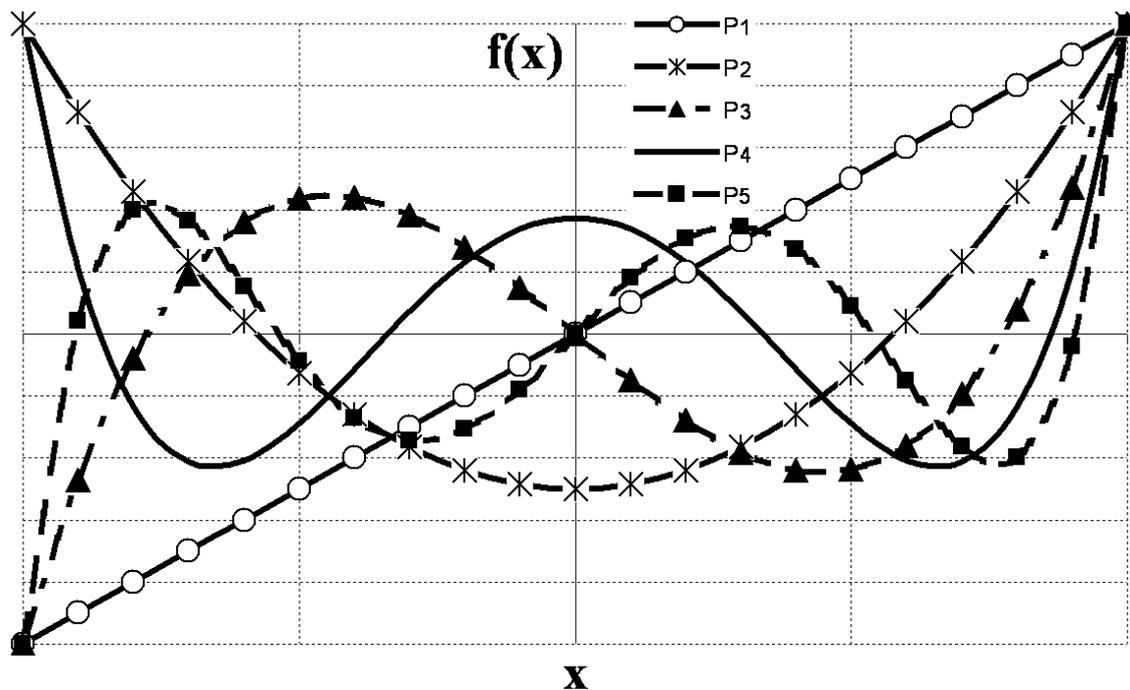


Рис. 13 Полиномы Лежандра

На графике нулевая и первая кривые идентичны кривым степенного разложения. Как видно, в отличие от степенного базиса, графики полиномов Лежандра не сосредоточены в центре, колебания графиков вокруг оси x распределены по всему интервалу.

2.3.2.2 Полиномы Цернике

Для описания метода фазового контраста Цернике предложил использовать ортогональные полиномы, которые потом нашли широкое применение в оптике. Т.к. полиномы Цернике ортогональны на круге единичного радиуса, для их описания используются полярные координаты ρ и φ (Рис. 14). Как правило, в оптике угол φ отсчитывается от оси Y по часовой стрелке.

Декартовы координаты связаны с полярными следующим образом:

$$x = \rho \sin \varphi, \quad y = \rho \cos \varphi.$$

Запишем полиномы Цернике в следующем виде:

$$P_{nm}(x, y) = P_{nm}(\rho \sin \varphi, \rho \cos \varphi) = R_{nm}(\rho) e^{i \cdot m \cdot \varphi},$$

где ρ – относительный радиус зрачка, φ – угол относительно оси y , n – степень ρ , m – коэффициент при угловой координате, R – радиальный полином, зависящий только от радиальной координаты ρ (радиуса на зрачке).

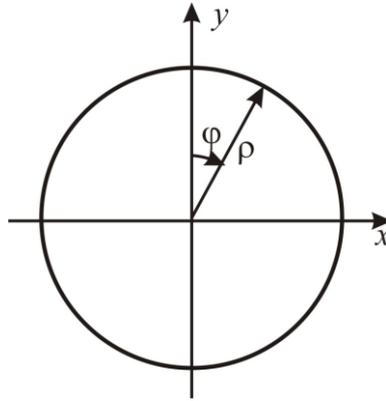


Рис. 14 Круг единичного радиуса для определения полиномов Цернике

Воспользовавшись формулами Эйлера, получим:

$$P_{nm}(\rho, \varphi) = R_{nm}(\rho) \{ \cos(m\varphi) + \sin(m\varphi) \}.$$

С учетом коэффициентов разложения некоторой функции контроля по полиномам Цернике получим:

$$f(\rho, \varphi) = \sum \sum R_{nm}(\rho) [C_{nm} \cos(m\varphi) + S_{nm} \sin(m\varphi)].$$

Здесь R_{nm} – радиальные ортогональные полиномы Цернике, C_{nm} и S_{nm} – косинусные и синусные коэффициенты Цернике, n – степень, m – множитель при φ .

Отметим, что $n \geq m$, а разность $(n-m)$ – четная величина. То есть индексы n и m либо оба четные, либо оба нечетные. Всего полиномов степени n :

$$N = \frac{(n+1)(n+2)}{2}.$$

Радиальные полиномы генерируются по формуле [6]:

$$R_{nm}(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s}, \text{ где } s=0, 1, 2, 3, \dots$$

Радиальные полиномы до $n=6$ приведены в Табл. 7.

Набор полиномов 8 – 10 степени обычно достаточен для гладкой оптики.

Запишем разложение для некоторой функции контроля, ограничившись шестым порядком:

$$\begin{aligned} f(\rho, \varphi) = & C_{00} + C_{20}(2\rho^2 - 1) + C_{40}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1) + C_{60}(20\rho^6 - 30\rho^4 + 12\rho^2 - 1) + \dots \\ & + C_{11}\rho \cos \varphi + C_{31}(3\rho^3 - 2\rho^2) \cos \varphi + C_{51}(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho^2) \cos \varphi + \dots \\ & + C_{22}\rho^2 \cos 2\varphi + C_{42}(4\rho^4 - 3\rho^2) \cos 2\varphi + \dots \\ & + C_{33}\rho^3 \cos 3\varphi + \dots \\ & + S_{11}\rho \sin \varphi + S_{31}(3\rho^3 - 2\rho^2) \sin \varphi + S_{51}(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho^2) \sin \varphi + \dots \\ & + S_{22}\rho^2 \sin 2\varphi + S_{42}(4\rho^4 - 3\rho^2) \sin 2\varphi + \dots \\ & + S_{33}\rho^3 \sin 3\varphi + \dots \end{aligned}$$

В первой строке содержится 4 члена, в следующих строках – меньшее число членов, так чтобы сумма $(m+n)$ не превышала порядка

разложения. В любом случае, степень разложения определяется по сумме индексов $(m+n)$.

Табл. 7. Радиальные полиномы Цернике R_{nm} $m \leq 6, n \leq 6$

$m \backslash n$	0	1	2	3	4	5	6
0	1		$2\rho^2-1$		$6\rho^4-6\rho^2+1$		$20\rho^6-30\rho^4+12\rho^2-1$
1		ρ		$3\rho^3-2\rho$		$10\rho^5-12\rho^3+3\rho$	
2			ρ^2		$4\rho^4-3\rho^2$		$15\rho^6-20\rho^4+6\rho^2$
3				ρ^3		$5\rho^5-4\rho^3$	
4					ρ^4		$6\rho^6-5\rho^4$
5						ρ^5	
6							ρ^6

Вместо разложения, представленного выше, можно также записывать разложение функции в виде коэффициентов, т.к. радиальные полиномы, а также косинусные и синусные члены полиномов заранее известны. Например, для описания функции полиномами шестой степени достаточно знать следующие коэффициенты:

$$\begin{array}{cccc}
 C_{00} & C_{20} & C_{40} & C_{60} \\
 & C_{11} & C_{31} & C_{51} \\
 & & C_{22} & C_{42} \\
 & & & C_{33} \\
 & S_{11} & S_{31} & S_{51} \\
 & & S_{22} & S_{42} \\
 & & & S_{33}
 \end{array}$$

Нормировка полиномов Цернике на круге единичного радиуса выполнена таким образом, чтобы их значения на краю контура были равны единице: при $\rho=1$ $P_{nm}=1$. Приведем значения на краю зрачка:

$$P_{20}(\rho)=2\rho^2-1, \text{ при } \rho=1 \ P_{20}(1)=1,$$

$$P_{60}(\rho)=20\rho^6-30\rho^4+12\rho^2-1, \text{ при } \rho=1 \ P_{60}(1)=1.$$

Для полиномов с азимутальной составляющей:

$$P_{31}(\rho, \varphi)=(3\rho^3-2\rho^2)\cos\varphi, \text{ при } \rho=1 \ \text{ и } \ \varphi=0 \ P_{31}(1, 0)=1.$$

При использовании разложения по полиномам Цернике среднеквадратическое отклонение функции можно рассчитать по следующей формуле:

$$f_{rms} = \sqrt{\sum \sum C_{nm}^2 \omega_{nm}^2}, \text{ где } \omega_{nm} - \text{ вес полинома.}$$

Вес полинома определяется следующими выражениями:

$$\omega_{nm}^2 = \begin{cases} \frac{1}{n+1}, & \text{при } m=0 \\ \frac{1}{2(n+1)}, & \text{при } m \neq 0 \end{cases}.$$

Таким образом, некоторый коэффициент дает вклад в общую ошибку СКО, равный коэффициенту, умноженному на корень квадратный из нормы. Например, для $C_{53}=0,5$ вклад равен $0,5 \cdot \sqrt{\frac{1}{2(5+1)}} = 0,5 \cdot \sqrt{\frac{1}{12}}$.

Если волновой фронт представлен линейной комбинацией полиномов Цернике, то он обладает рядом полезных свойств:

- полиномы Цернике легко соотнести с классическими aberrациями, как видно из Табл. 8;

- полином $W(\rho, \varphi)$ обычно определяется обработкой значений в точках методом наименьших квадратов. Следовательно, так как полиномы Цернике ортогональны на единичном круге, любой из членов разложения также является наилучшей аппроксимацией методом наименьших квадратов. Таким образом, для предотвращения сдвига фокуса или наклона волнового фронта требуется, чтобы соответствующие коэффициенты были равны нулю. Среднее значение каждой aberrации определяется значением соответствующего члена, и при этом не требуется проводить новую аппроксимацию методом наименьших квадратов.

Табл. 8. Полиномы Цернике до четвертой степени

n	m	$n-2m$	Полиномы Цернике	Представление одночлена	Значение
0	0	0	1	1	Константа
1	0	1	$\rho \sin \theta$	x	Наклон в направлении x
	1	-1	$\rho \cos \theta$	y	Наклон в направлении y
2	0	2	$\rho^2 \sin 2\theta$	$2xy$	Астигматизм с осью под углом $\pm 45^\circ$
	1	0	$2\rho^2 - 1$	$2x^2 + 2y^2 - 1$	Смещение фокуса
	2	-2	$\rho^2 \cos 2\theta$	$y^2 - x^2$	Астигматизм с осью под углом 0 или 90°

Табл. 8 (Продолжение)					
n	m	$n-2m$	Полиномы Цернике	Представление одночлена	Значение
3	0	3	$\rho^3 \sin 3\theta$	$3xy^2 - x^3$	–
	1	1	$(3\rho^3 - 2\rho) \sin \theta$	$-2x + 3xy^2 + 3x^3$	Кома третьего порядка вдоль оси x
	2	-1	$(3\rho^3 - 2\rho) \cos \theta$	$-2y + 3x^2y + 3y^3$	Кома третьего порядка вдоль оси y
	3	-3	$\rho^3 \cos 3\theta$	$-3x^2y + y^3$	–
4	0	4	$\rho^4 \sin 4\theta$	$4y^3x - 4yx^3$	–
	1	2	$(4\rho^4 - 3\rho^2) \sin 2\theta$	$-6xy + 8y^3x + 8x^3y$	–
	2	0	$6\rho^4 - 6\rho^2 + 1$	$1 - 6y^2 - 6x^2 + 6y^4 + 12y^2x^2 + 6x^4$	Сферическая aberrация третьего порядка
	3	-2	$(4\rho^4 - 3\rho^2) \cos 2\theta$	$-3y^2 + 3x^2 + 4y^4 - 4y^2x^2 - 4x^4$	–
	4	-4	$\rho^4 \cos 4\theta$	$y^4 - 6y^2x^2 + x^4$	–

2.3.2.3 Изучение отдельных полиномов Цернике

Пусть контролируемая волновая aberrация описывается полиномами Цернике в виде:

$$W(\rho, \varphi) = \sum \sum C_{nm} \cdot P_{nm}(\rho, \varphi).$$

Как уже отмечалось, особенность разложения по полиномам Цернике заключается в том, что каждый член разложения (и, соответственно, каждый коэффициент) описывает отдельную aberrацию. При этом каждая aberrация оптимальным образом сбалансирована предыдущими aberrациями того же ряда. Рассмотрим отдельные члены разложения. Классификация aberrаций по порядкам приводится в соответствии с [6].

Аберрация нулевого порядка

Волновой фронт при наличии aberrации нулевого порядка можно представить в виде:

$$W_{00} = C_{00} \cdot R_{00} = C_{00} \cdot \rho^0.$$

Член разложения W_{00} – это постоянная составляющая. При изменении C_{00} на целое число длин волн вид интерференционной картины не меняется, при изменении C_{00} на полуцелое число длин волн максимумы

и минимумы меняются местами, при произвольном изменении C_{00} интерференционная картина сдвигается в пределах одной полосы.

Эту составляющую при анализе никогда не учитывают, однако ее необходимо включать в разложение, чтобы оно было выполнено корректно.

Наклон

К абберациям первого порядка можно отнести линейную составляющую или наклон волнового фронта. Уравнение данного слагаемого имеет вид:

$$W_{11} = C_{11} \cdot \rho \cdot \cos \varphi + S_{11} \cdot \rho \cdot \sin \varphi = C_{11} \cdot y + S_{11} \cdot x.$$

На Рис. 15 показано сечение волнового фронта, вид интерференционной картины и вид волнового фронта при наклоне в меридиональной плоскости $W_{11} = C_{11} \cdot y$. Сечение волнового фронта и интерференционная картина показаны при $C_{11} = 2$, уравнение имеет вид $W_{11} = 2y$.

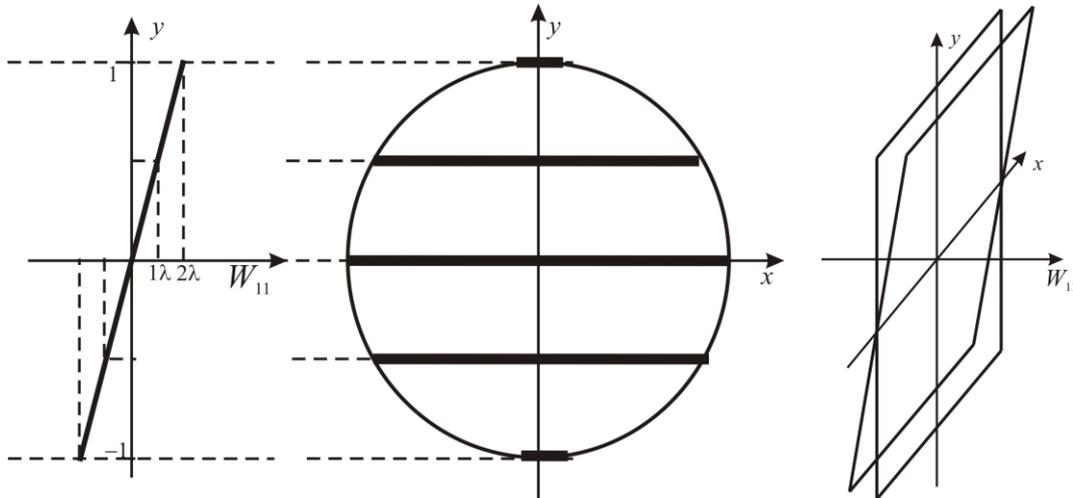


Рис. 15 Сечение волнового фронта, вид интерференционной картины и вид волновых фронтов при $C_{11} = 2$

На Рис. 16 приведены те же иллюстрации, но при уравнении волнового фронта $W_{11} = S_{11}x = 3x$ (при $S_{11} = 3$).

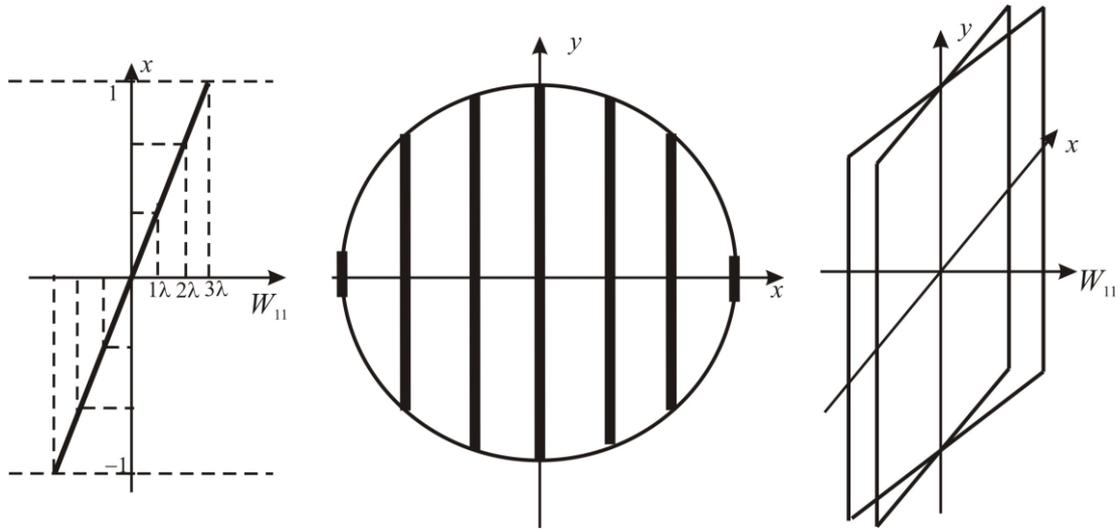


Рис. 16 Сечение волнового фронта, вид интерференционной картины и вид волновых фронтов при $S_{11}=3$

На Рис. 17 приведен вид интерференционной картины при наличии двух составляющих: $W_{11}=C_{11}y+S_{11}x=2y+2x$. Поворот интерференционных полос относительно вертикали определяется соотношением коэффициентов C_{11} и S_{11} , на Рис. 17 поворот $\varphi=45^\circ$.

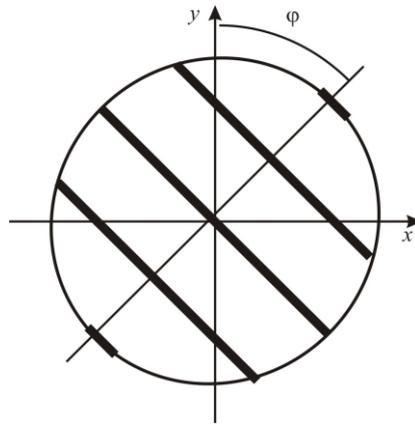


Рис. 17 Вид интерференционной картины при $C_{11}=S_{11}=2$

Расфокусировка

Уравнение расфокусировки имеет вид:

$$W_{20}=C_{20}(2\rho^2-1).$$

В Табл. 9 приведены значения W_{20} при $C_{20}=1$ в зависимости от радиуса зрачка.

Табл. 9. Значения W_{20}

№ п/п	ρ	W_{20}
1	1	1
2	0,866	0,5
3	0,707	0

Табл. 9 (Продолжение)		
№ п/п	ρ	W_{20}
4	0,5	-0,5
5	0	-1

На Рис. 18 приведено сечение волнового фронта при наличии расфокусировки (при $C_{20}=1$). Для отрицательных значений ρ получим те же числа, что и для положительных. Расфокусировка W_{20} не имеет в уравнении зависимости от угла, следовательно, это – поверхность вращения.

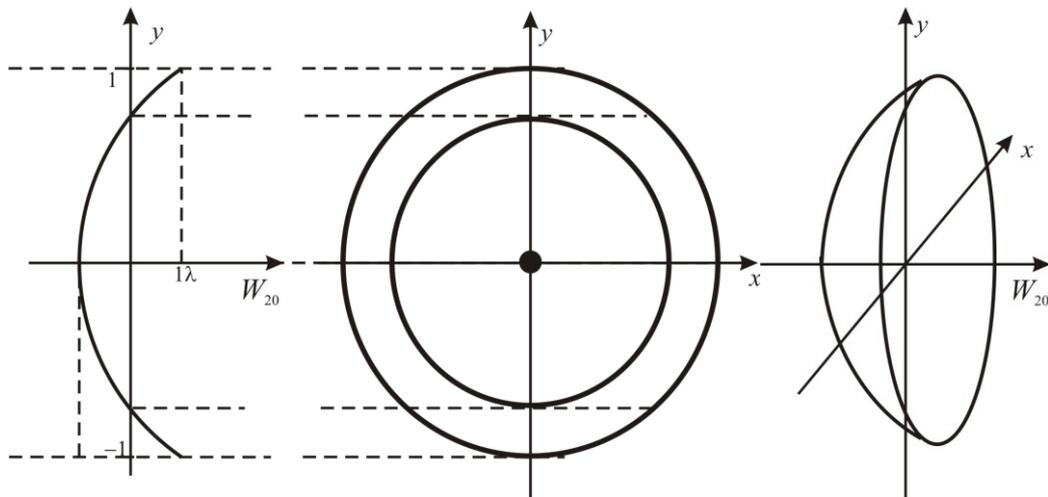


Рис. 18 Вид волнового фронта и интерференционной картины при расфокусировке

На Рис. 19 показан вид интерференционной картины с наклоном и расфокусировкой (при $C_{20}=1$ и $S_{11}=3$). Вид интерференционной картины с наклоном позволяет наблюдать сечение волнового фронта, а также оценивать “на глаз” в долях полосы величину размаха волнового фронта.

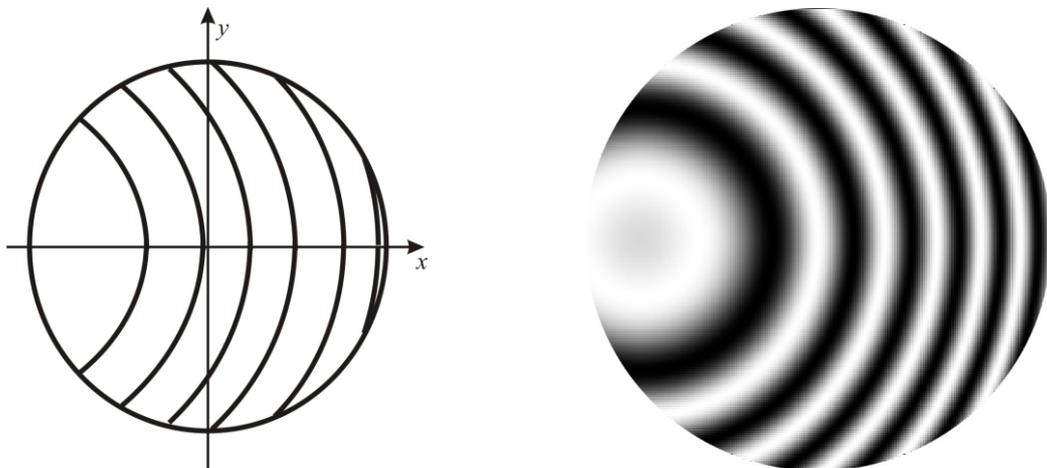


Рис. 19 Вид интерференционной картины при одновременном присутствии расфокусировки и наклона

Коэффициент C_{20} отбрасывается и не учитывается при анализе качества изображения оптических систем и обязательно анализируется при контроле плоскостей и неоднородности оптического стекла.

Сферическая aberrация третьего порядка

Уравнение сферической aberrации третьего порядка имеет вид:

$$W_{40} = C_{40}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1).$$

Поверхность волнового фронта при наличии сферической aberrации – это поверхность вращения. В Табл. 10 приведены значения W_{40} при $C_{40}=1$ в зависимости от радиуса зрачка.

Табл. 10. Значения W_{40} при $C_{40}=1$

№ п/п	ρ	W_{40}
1	1	1
2	0,866	-0,125
3	0,707	-0,50
4	0,5	-0,125
5	0	1

На Рис. 20 показано сечение волнового фронта при $C_{40}=1$, вид интерферограммы и вид волнового фронта. На рис. 29 приведен вид интерференционной картины при дополнительном наклоне ($C_{40}=1, S_{11}=3$).

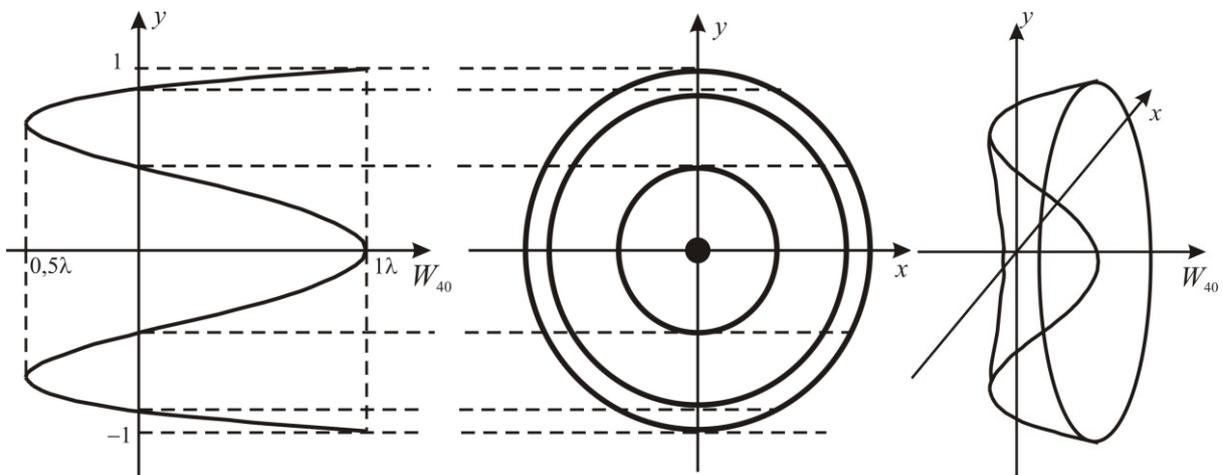


Рис. 20 Вид волнового фронта и интерференционной картины при сферической aberrации третьего порядка



Рис. 21 Вид интерференционной картины при наличии сферической аберрации третьего порядка и наклоне

Кома третьего порядка

Уравнение комы третьего порядка имеет вид:

$$W_{31} = C_{31}(3\rho^3 - 2\rho)\cos\varphi + S_{31}(3\rho^3 - 2\rho)\sin\varphi.$$

В Табл. 11 приведены значения волновой аберрации при $C_{31}=1$, $S_{31}=0$ при различных углах φ .

Табл. 11. Значения W_{31} при $C_{31}=1$, $S_{31}=0$

$\rho \backslash \varphi$	0	90°	180°	270°
1	1	0	-1	0
0,866	0,22	0	-0,22	0
0,707	-0,35	0	0,35	0
0,5	-0,625	0	0,625	0
0	0	0	0	0

На Рис. 22 приведены сечения волнового фронта по двум азимутам, вид волнового фронта и вид интерференционной картины. На Рис. 23 показаны вид интерференционной картины с наклоном $S_{11}=3$ (Рис. 23а), вид интерференционной картины при наличии одного коэффициента S_{31} (Рис. 23б) и вид интерференционной картины при наличии коэффициентов C_{31} и S_{31} (Рис. 23в).

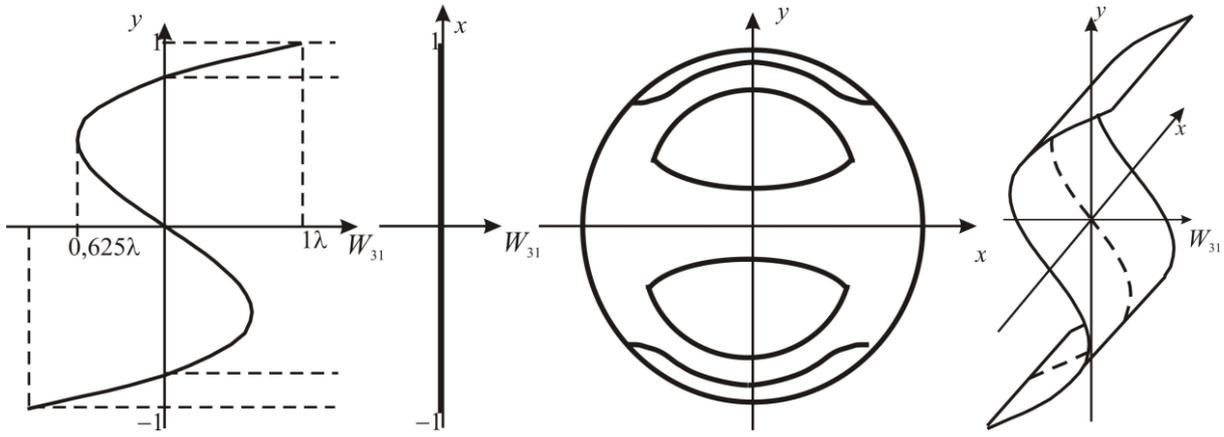


Рис. 22 Вид волнового фронта и интерференционной картины при наличии комы третьего порядка

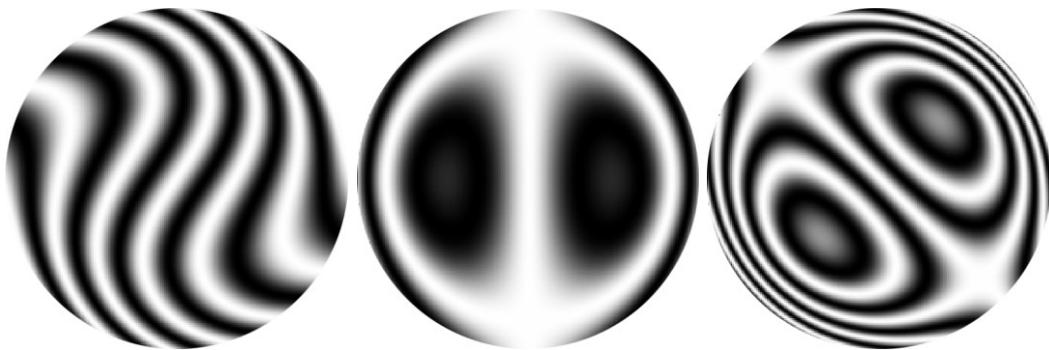


Рис. 23 Вид интерференционной картины при наличии комы третьего порядка: а) $C_{31}=1, S_{31}=0, S_{11}=3$; б) $S_{31}=1$; в) $C_{31}=2, S_{31}=2$

Астигматизм третьего порядка

Уравнение астигматизма третьего порядка имеет вид:

$$W_{22} = C_{22} \cdot \rho^2 \cdot \cos 2\varphi + S_{22} \cdot \rho^2 \cdot \sin 2\varphi.$$

В Табл. 12 приведены значения волновой aberrации при $C_{22}=1, S_{22}=0$ при различных углах φ .

Табл. 12. Значения W_{22} при $C_{22}=1, S_{22}=0$

$\rho \backslash \varphi$	0	90°	180°	270°	45°
1	1	-1	1	-1	0
0,866	0,75	-0,75	0,75	-0,75	0
0,707	0,5	-0,5	0,5	-0,5	0
0,5	0,25	-0,25	0,25	-0,25	0
0	0	0	0	0	0

На Рис. 24 приведены сечения волнового фронта по трем азимутам, вид волнового фронта и вид интерференционной картины при $C_{22}=1, S_{22}=0$. На Рис. 25 показаны вид интерференционной картины с наклоном

при $C_{22}=1$, $S_{22}=0$, $S_{11}=3$ (Рис. 25а), вид интерференционной картины при наличии одного коэффициента S_{22} (Рис. 25б) и вид интерференционной картины при наличии коэффициентов C_{22} и S_{22} (Рис. 25в).

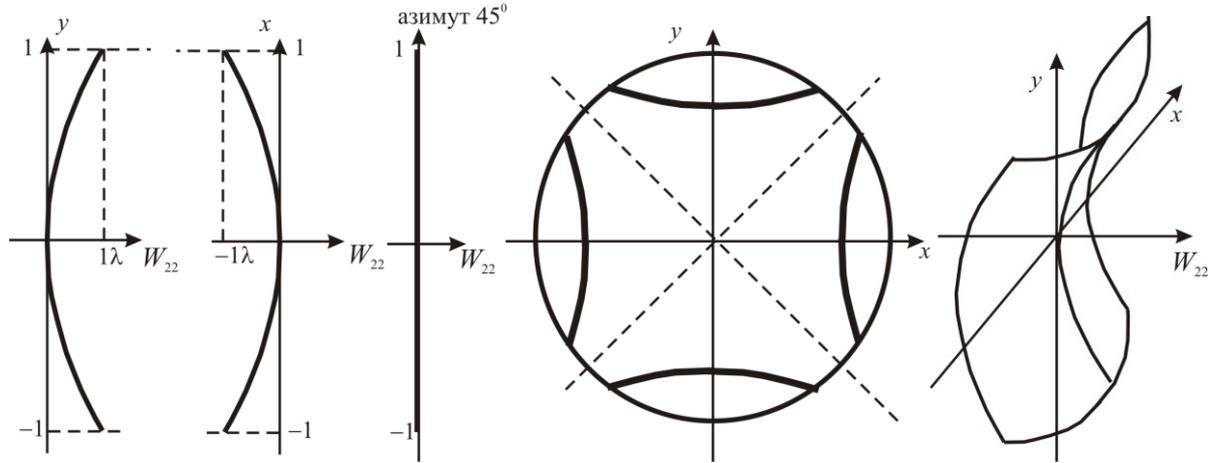


Рис. 24 Вид волнового фронта и интерференционной картины при наличии астигматизма третьего порядка

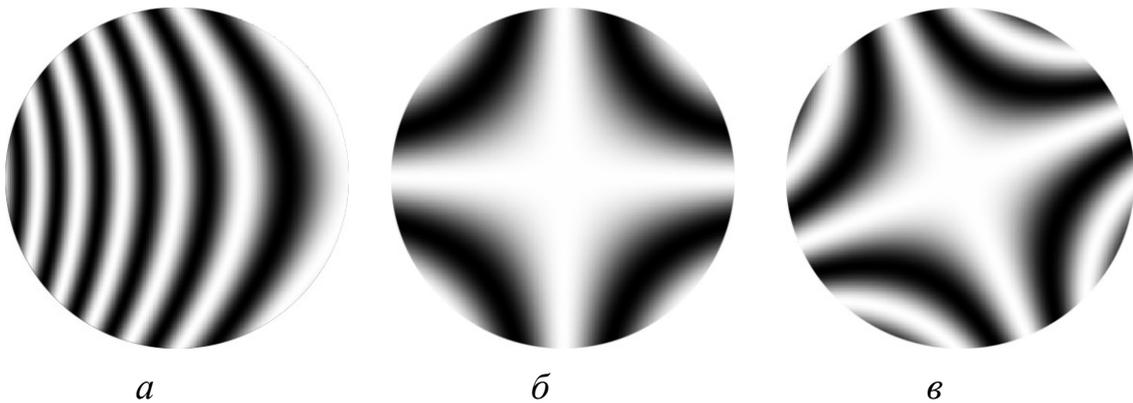


Рис. 25 Вид интерференционной картины при наличии астигматизма третьего порядка: а) $C_{22}=1$, $S_{22}=0$, $S_{11}=3$; б) $S_{22}=1$; в) $C_{31}=1$, $S_{31}=1$

2.3.3 Классификация ошибок волнового фронта и погрешностей изготовления деталей по ОСТ 3-5476-83

Классификация ошибок волнового фронта, погрешностей изготовления оптических деталей и систем установлена отраслевым стандартом ОСТ 3-5476-83 [8].

Для реальных поверхностей положительная ошибка – это отклонение контролируемой поверхности от ближайшей к ней поверхности, направленное от тела линзы или зеркала. Отклонения измеряются вдоль нормалей к контролируемой поверхности.

Координаты точек на реальной поверхности задаются в декартовой X , Y или полярной ρ , φ системе координат, которая расположена в плоскости, касательной к реальной поверхности в её вершине.

Для волновых поверхностей положительная ошибка – такое отклонение контролируемого волнового фронта от номинального, при котором контролируемый волновой фронт опережает номинальный.

Ошибки контролируемой поверхности или оптической системы измеряются в долях длины волны, в линейных единицах длины (мкм) и в долях интерференционной полосы для выбранной контролируемой системы, при этом необходимо указать длину волны и применяемую или эквивалентную схему.

Полная ошибка контролируемой поверхности описывается системой сечений в декартовой или полярной системе координат, системой изолиний с заданным шагом между уровнями или изометрическим графиком.

Числовыми характеристиками полной ошибки контролируемой поверхности являются размах и среднеквадратическая ошибка.

Размах волновой ошибки PV_w – разность между экстремальными значениями полной ошибки контролируемой поверхности, в пределах рабочей части поверхности:

$$PV_w = \Delta W_{max} - \Delta W_{min}.$$

Среднеквадратическая ошибка RMS_w – среднеквадратическое значение полной ошибки в пределах рабочей части поверхности.

$$RMS_w = \sqrt{\frac{1}{\Omega} \iint_{\Omega} (\Delta W(x, y) - \Delta \bar{W})^2 dx dy},$$

где $\Delta W(x, y)$ – полный размах ошибки контролируемой поверхности в точке с координатами (x, y) , Ω – рабочая часть поверхности, $\Delta \bar{W}$ – средняя арифметическая ошибка в пределах рабочей части поверхности:

$$\Delta \bar{W} = \frac{1}{\Omega} \iint_{\Omega} \Delta W(x, y) dx dy.$$

При практических расчётах интегралы заменяются суммами в соответствии с выбранными численными методами и возможностями конкретной ЭВМ.

Если размах относится к экстремальным характеристикам деформации волнового фронта, то среднеквадратическое значение относится к характеристикам средневзвешенным по площади.

Для описания регулярных составляющих волнового фронта введем нормированную полярную систему координат на интерферограмме. Центр полярной системы координат совпадает с центром интерферограммы, а нормированные координаты точки (X, Y) равны:

$$X = -\rho \cdot \sin \varphi, \quad Y = \rho \cdot \cos \varphi,$$

где ρ – полярный радиус ($\rho \leq 1$), φ – полярный угол, отсчитываемый от оси Y (направление против часовой стрелки считается положительным).

Деформация волнового фронта ΔW может быть разложена на следующие составляющие

$$\Delta W = W_A + W_C + W_Z + \dots + W_M,$$

где: W_A – астигматическая ошибка волнового фронта;

W_C – ошибка типа комы;

W_Z – зональная ошибка волнового фронта;

...

W_M – остаточные местные ошибки.

Одна или несколько регулярных составляющих могут отдельно не выделяться и соответственно не нормироваться. Если ошибка отдельно не нормируется, то она входит в местные ошибки.

Часто принято ограничиваться обобщенными выражениями для aberrаций комы и астигматизма, которые соответствуют основным aberrациям третьего порядка, поскольку они наиболее важны для оценки качества изготовления поверхности или оптической системы. Обобщенные выражения отличаются от общепринятых тем, что в них учитываются углы ориентации комы и астигматизма.

Астигматическая ошибка W_A – регулярная составляющая полной ошибки, вызванная изменением кривизны контролируемой поверхности в различных азимутальных сечениях. Оси астигматизма – азимутальные сечения, в которых кривизна контролируемой поверхности достигает экстремальных значений.

Размах астигматизма PV_A – разность между экстремальными значениями астигматической ошибки в пределах рабочей части поверхности.

В общем случае астигматизм можно выразить следующим уравнением:

$$W_A = A \cdot \rho^2 \cdot \cos 2(\varphi - \varphi_A),$$

где A – коэффициент астигматизма;

φ_A – угол ориентации главной оси астигматизма, т.е. азимутальное сечение, в котором астигматическая ошибка достигает наибольшего положительного значения. $PV_A = 2 \cdot A$ – для зрачка или детали круглой формы.

Обобщенная кома описывается следующим уравнением:

$$W_C = C \cdot (\rho^2 - 2/3) \cdot \rho \cdot \cos(\varphi - \varphi_C),$$

где: C – коэффициент комы;

φ_C – угол ориентации главной оси комы, т.е. азимутальное сечение, в котором ошибка типа комы достигает положительного наибольшего значения.

Размах ошибки типа "кома" PV_C – разность между экстремальными значениями ошибки в пределах рабочей части поверхности. $PV_C = 2/3 C$ – для зрачка или детали круглой формы.

Зональная ошибка может быть представлена либо в виде разложения по степеням ρ :

$$W_Z = b_0 + b_2 \cdot \rho^2 + b_4 \cdot \rho^4 + b_6 \cdot \rho^6 + \dots,$$

либо в виде разложения по осесимметричным полиномам Цернике:

$$W_Z = b_0 + b_2 \cdot R_2^0(\rho) + b_4 \cdot R_4^0(\rho) + b_6 \cdot R_6^0(\rho) + \dots$$

Представление зональной ошибки в виде степенного разложения удобно для описания погрешностей изготовления поверхностей оптической системы. Представление зональной ошибки в виде полиномов Цернике удобно для анализа aberrаций оптической системы.

В рассматриваемом стандарте используются модифицированные полиномы Цернике, которые отличаются от классических тем, что коэффициент при старшей степени каждого полинома равен единице. В этом случае коэффициент численно равен размаху ошибки в единицах длин волн:

$$N_n^{n-2m} = \frac{n!}{m!(n-m)!}$$

Такая нормировка помимо рассматриваемого ОСТа используется в международном стандарте ISO 14999.

Для комплектации объективов по зональным ошибкам изготовленных поверхностей рекомендуется определять не менее трёх коэффициентов зональной ошибки.

Местные ошибки характеризуют нерегулярные ошибки волнового фронта и aberrаций высших порядков. Они определяются как разность между полной деформацией волнового фронта (ΔW) и её регулярными составляющими.

Эффективный вклад каждой ошибки в среднеквадратическую ошибку волнового фронта оценивается по формуле:

$$F_t = 1 - \frac{RMS_{W-t}^2}{RMS_W^2},$$

где: t – тип ошибки (A, C, Z, M);

RMS_{W-t} – среднеквадратическая деформация волнового фронта после выделения t -ой регулярной составляющей;

RMS_W – среднеквадратическая деформация волнового фронта [$\Delta W(x,y)$].

Местная ошибка W_m – нерегулярная составляющая, которая равна разности между полной ошибкой контролируемой поверхности и её регулярными составляющими:

$$W_m = W - (W_z + W_A + W_C + \dots).$$

Размах местной ошибки PV_M – разность между экстремальными значениями местной ошибки в пределах рабочей части поверхности.

Среднеквадратическое значение местной ошибки определяется по формуле.

$$RMS_M = \sqrt{\frac{1}{\Omega} \iint_{\Omega} (\Delta W_m(x,y) - \Delta \bar{W}_m)^2 dx dy}.$$

2.3.4 Выделение аберраций на некруглом зрачке

Как уже было отмечено, основное преимущество полиномов Цернике перед разложениями функции волнового фронта по другим базисам заключается в том, что каждый член разложения представляет собой оптимальную форму аберрации в смысле минимума среднего квадрата волновой аберрации. Однако из-за того, что эти полиномы ортогональны только на круге единичного радиуса, их применение при контроле оптических систем с некруглым зрачком приводит к ошибкам. Чем больше форма зрачка отклоняется от круга, тем сильнее топография волнового фронта за вычетом отдельных составляющих указывает на некорректное их вычитание. Соответственно, корректный анализ волнового фронта становится просто невозможным. ОСТ 3-5476-83 также не дает ответа на вопрос о выделении регулярных составляющих на некруглом зрачке, а применение предложенных в нем алгоритмов для контроля систем с формой зрачка отличной от круга также часто приводит к ошибкам.

Попытки решения обсуждаемой проблемы предпринимались довольно давно. Так, например, было получено выражение для выделения аберраций при контроле оптических систем с центральным экранированием. Использование этого разложения позволяет более адекватно производить оценку деформаций волнового фронта для вышеуказанных систем. В первую очередь, это астрономическая оптика (например, оптические системы на основе схем Ричи-Кретьена, Кассегрена и т.д.).

Одним из вариантов, снижающих возможные ошибки в интерпретации данных о вкладах аберраций на зрачке любой формы, является метод, предложенный Малакарой [55], а в дальнейшем развитый Махаджаном [54].

Суть метода заключается в построении дополнительной, ортогональной на множестве точек, матрицы. При этом все преимущества разложения по полиномам Цернике сохраняются. Однако при использовании этого подхода теряется смысл коэффициентов разложения по полиномам Цернике в их классическом понимании. Т.к. для каждого отдельного варианта зрачка аберрации представлены в виде массивов: астигматизма, комы, и т.д. У каждого из этих массивов есть как вклад в СКО, так и размах на текущем массиве точек. При необходимости экспорта в программу для расчета оптических систем не составляет труда описать эти массивы требуемой системой полиномов, и использовать в соответствующем программном обеспечении [56]. Однако нельзя утверждать, что проблема выделения аберраций на некруглом зрачке полностью решена, и в случае расшифровки интерферограммы, полученной при анализе оптических систем со сложным зрачком, необходимо помнить о существующей неоднозначности при выделении регулярных составляющих из волнового фронта.

3 ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

3.1 Сведения из теории интерферометров

Особенность оптических деталей состоит в том, что требования к точности формы оптических поверхностей и к отклонениям характеристик материалов (оптического стекла, например), крайне жесткие. Например, допуск на отклонение оптической детали от заданной формы может составлять менее 0,05 мкм, а допуск на отклонение радиуса от заданной величины может достигать до 0,01 % и т.п. При этом необходимая точность зачастую не зависит от размеров детали, то есть как крупногабаритная деталь, так и миниатюрная должны быть изготовлены с заданной точностью.

Для контроля параметров в оптике наиболее часто применяют интерференционные методы, поскольку они обеспечивают высокую точность контроля и позволяют измерять очень небольшие отклонения от заданной формы. Рассмотрим кратко основные понятия интерферометрических методов контроля.

Пусть имеются два гармонических колебания одной частоты, распространяющиеся в одном направлении. Колебания в некоторой точке пространства M :

$$s_1 = a_1 \cdot \sin(2\pi r_1 / (Tv)), \quad s_2 = a_2 \cdot \sin(2\pi r_2 / (Tv)).$$

где s – колеблющаяся величина, T – период, v – скорость распространения колебаний, a – амплитуда, r_1, r_2 – расстояние от источников 1 и 2 до точки M .

Скорость распространения колебания $v = c/n$, а длина волны связана с периодом колебаний как $\lambda = T \cdot c$, тогда:

$$s_1 = a_1 \cdot \sin(2\pi r_1 \cdot n / \lambda), \quad s_2 = a_2 \cdot \sin(2\pi r_2 \cdot n / \lambda).$$

Здесь $(r \cdot n)$ – оптическая длина хода, λ – длина волны, n – показатель преломления однородной среды.

Складывая эти выражения путем перехода к показательным функциям, сложения показательных функций и обратного перехода, получим также синусоидальное суммарное колебание:

$$s = a \cdot \sin \gamma,$$

где $\operatorname{tg} \gamma = a_2 \cdot \sin \delta / (a_1 + a_2 \cdot \cos \delta)$; а интенсивность суммарного колебания $a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2 \cdot a_1 \cdot a_2 \cdot \cos \delta$.

При $a_1 = a_2 = 1$ интенсивность суммарного колебания $a^2 = 2 \cdot (1 + \cos \delta)$, при $\operatorname{tg} \gamma = \sin \delta / (1 + \cos \delta)$.

Здесь $\delta = 2\pi \Delta / \lambda$ – разность фаз первого и второго колебаний,

$\Delta = (r_1 \cdot n - r_2 \cdot n)$ – оптическая разность хода.

То есть интенсивность и фаза суммарного колебания зависят от разности фаз δ или оптической разности хода Δ .

Точки волнового фронта, находящиеся в фазе (т.е. имеющие одинаковое значение фазы) с эталонным волновым фронтом, покажут большую освещенность, чем точки, в которых значения фазы не совпадают. Первые, таким образом, будут яркими, а последние темными, как показано на Рис. 26.

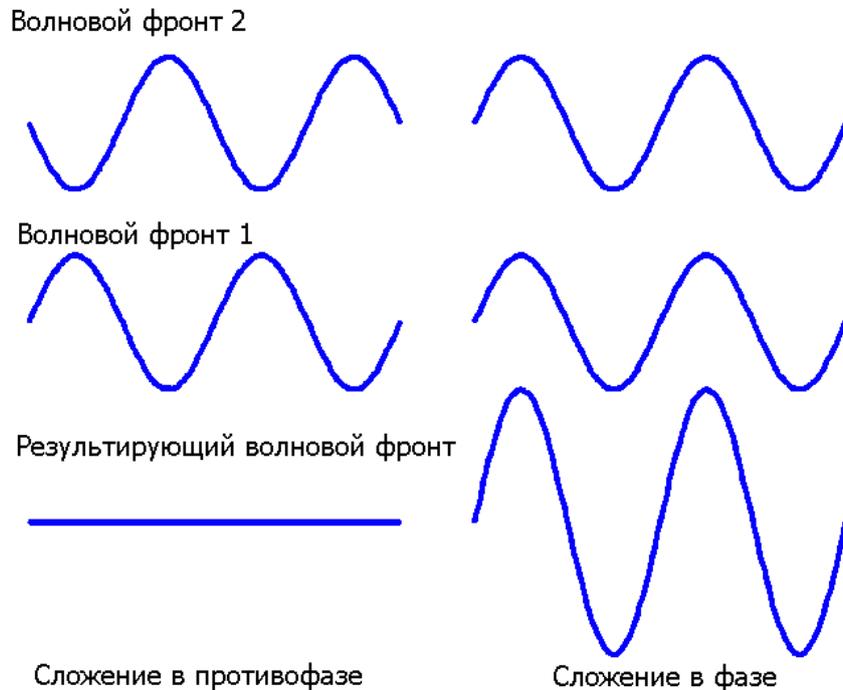


Рис. 26 Сложение комплексной амплитуды

Формы сигнала представляют комплексную амплитуду электромагнитного волнового фронта. Интерферирующие волновые фронты, как видно, имеют одну и ту же амплитуду. Поэтому когда их фазы отличаются на π , результирующая амплитуда становится равной нулю. Когда два интерферирующих сигнала находятся в фазе, комплексная амплитуда результирующего волнового фронта увеличивается вдвое по сравнению с амплитудами отдельных сигналов. Отметим, что время колебания комплексной амплитуды в обоих случаях будет нулевым, потому что векторы напряженности электрического поля электромагнитной волны и векторы напряженности магнитного поля могут принимать как положительные, так и отрицательные величины. Фотоприемные устройства и человеческий глаз не реагируют на сложную амплитуду, а чувствительны к интенсивности, которая является квадратом комплексной амплитуды. Поэтому можно записать уравнение интерференции в виде хорошо известного выражения [3]:

$$I(x, y) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta(x, y),$$

где I_1, I_2 – интенсивности первого и второго колебаний. Последнее слагаемое называется интерференционным членом. Максимальная интенсивность $I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$, то есть при $\cos \delta = 1$, а минимальная интенсивность $I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$, при $\cos \delta = -1$.

Учитывая связь разности фаз δ и разности хода Δ : $\delta=2\pi\Delta/\lambda$, получим:
 $\Delta=2\pi N \cdot \lambda/2\pi=N \cdot \lambda$ – условие максимумов,
 $\Delta=(2N+1)\pi \cdot \lambda/2 \cdot \pi=(2N+1) \lambda/2$ – условие минимумов.

При разности хода, равной целому числу длин волн (или четному числу полуволн), наблюдается максимум, а при разности хода, равной нечетному числу длин полуволн, наблюдается минимум.

При одинаковой разности фаз (разности хода) суммарная интенсивность одинакова. Таким образом, интерференционная картина представляет собой картину равных разностей фаз (или равных разностей хода – одинаковых волновых аберраций).

Рис. 27 иллюстрирует сложение комплексной амплитуды с поправкой, что амплитуда одного из лучей составляет только половину амплитуды другого. Отметим, что в данном случае полного исчезновения картины не происходит, а видимая интерференционная полоса при сложении в фазе не имеет максимального контраста. Таким образом, для проведения точного интерференционного контроля необходима приблизительно равная интенсивность интерферирующих волновых фронтов.

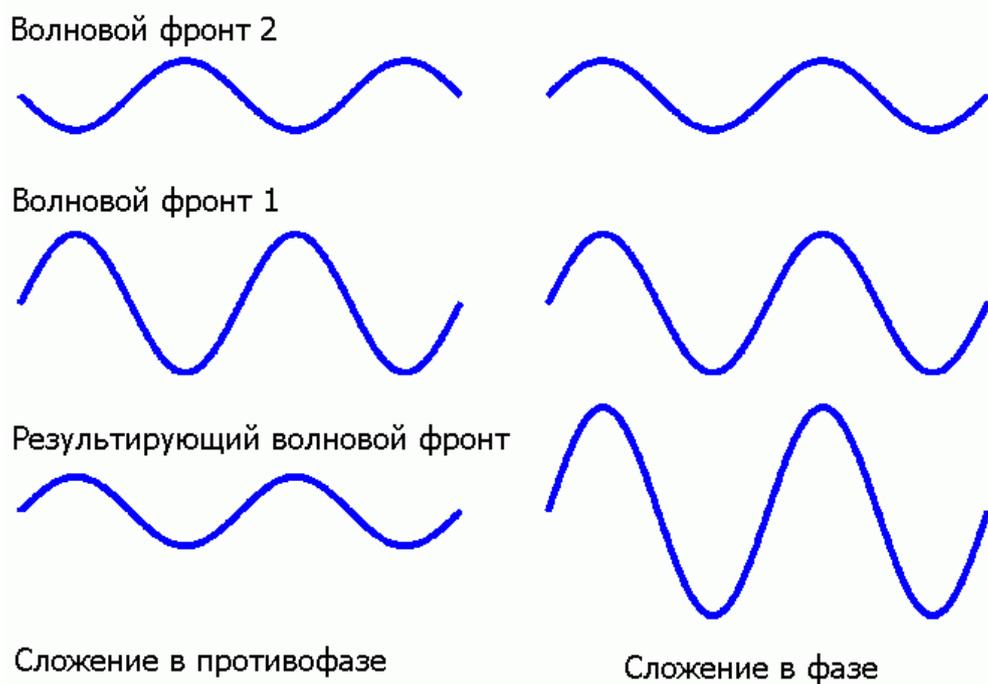
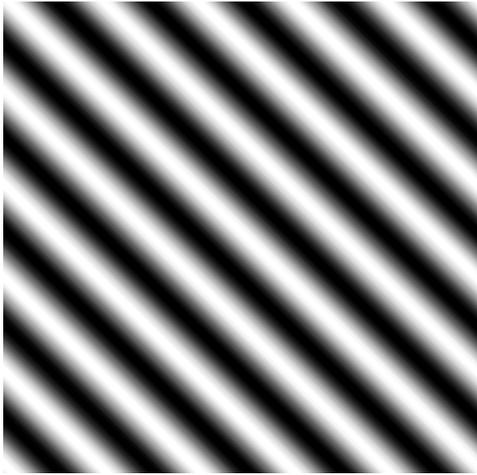
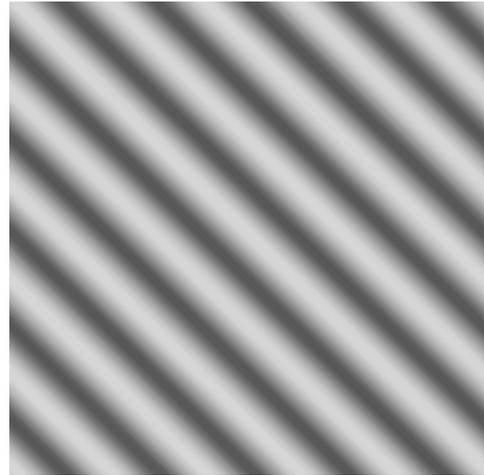


Рис. 27 Сложение колебаний с неравной амплитудой

На Рис. 28 можно увидеть представление высококонтрастных и низкоконтрастных интерференционных полос.



Высокий контраст



Низкий контраст

Рис. 28 Полосы высокого и низкого контраста

На Рис. 29 показано изменение контраста интерференционной картины при различных соотношениях интенсивностей интерферирующих волновых фронтов. Контраст рассчитывается как:

$$C_I = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}},$$

где I_{max} – максимальная интенсивность в полосовой интерференционной картине, I_{min} – минимальная интенсивность в полосовой интерференционной картине.

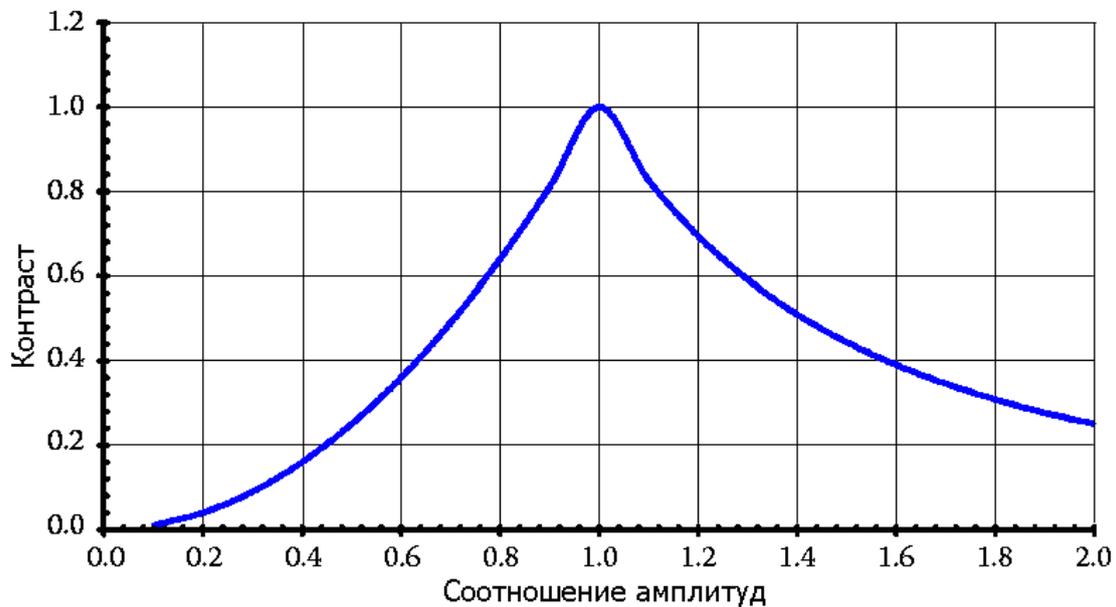


Рис. 29 Контраст при неравной амплитуде колебаний

Контраст определяется как отношение интенсивностей в интерференционной картине, которое может быть зарегистрировано. I_{max} определяется как сумма амплитуд двух интерферирующих лучей,

преобразованных к интенсивности и усредненных во времени, когда они находятся в фазе, а I_{min} – когда они находятся в противофазе.

В Табл. 13 приведены типовые формы складываемых волновых фронтов, а также получаемый вид интерференционной картины.

Табл. 13. Типовые интерференционные картины

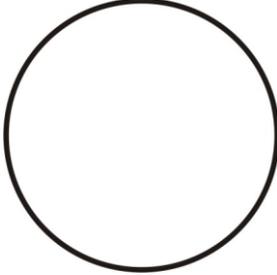
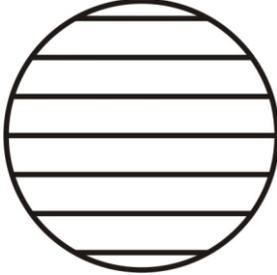
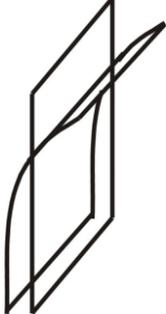
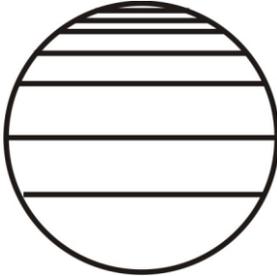
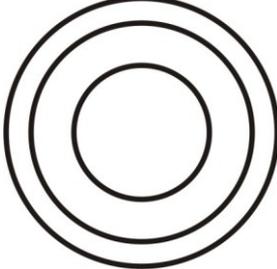
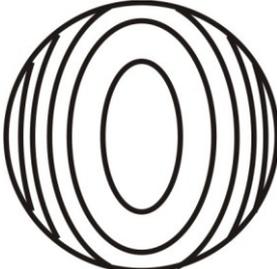
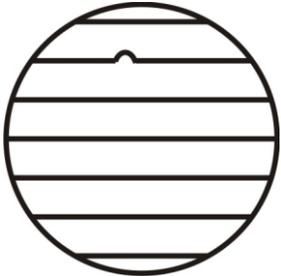
№ п/п	Вид ошибки	Вид сравниваемых волновых фронтов	Вид интерференционной картины
1	Постоянное смещение $\Delta = const$		
2	Постоянный наклон $\Delta = ay$		
3	Астигматизм и наклон		
4	Расфокусировка		
5	Астигматизм и расфокусировка		

Табл. 13 (Продолжение)			
№ п/п	Вид ошибки	Вид сравниваемых волновых фронтов	Вид интерференционной картины
6	Местная ошибка		

Часто по виду интерференционной картины можно сделать выводы о форме волновых фронтов, соответственно, и об ошибках контролируемой оптической детали или системы, однако для получения более точной информации об ошибках волнового фронта необходима обработка интерференционных картин с помощью специальных алгоритмов, о чем будет более подробно сказано позднее.

Самым простым интерферометром является обычная стеклянная пластина. Пример такого устройства приведен на Рис. 30.

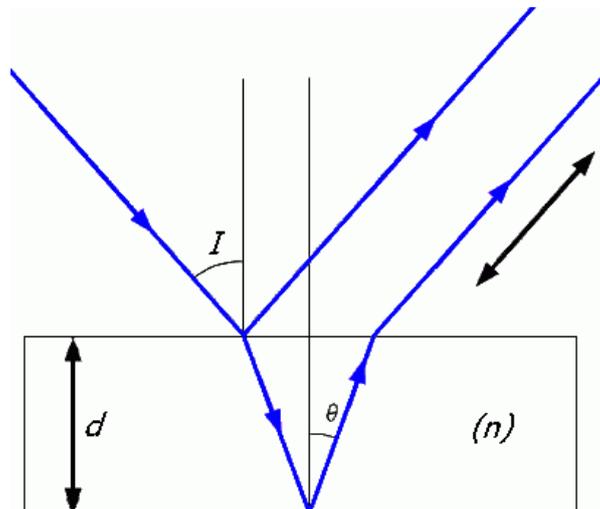


Рис. 30 Двухлучевая интерференция

Плоскопараллельная стеклянная пластина имеет толщину d и показатель преломления n . Плоский волновой фронт падает на эту пластину под углом I , а преломление изменяет направление распространения волнового фронта. В рассматриваемом примере распространение излучения происходит под углом θ . Разность хода между этими двумя волновыми фронтами описывается выражением:

$$P_d = 2nd \cos(\theta)$$

или в единицах фазы:

$$P_h = 2nd \cos(\theta) \frac{2\pi}{\lambda},$$

где λ – длина волны электромагнитного излучения.

Угол распространения излучения внутри пластины будет зависеть от углового положения источника излучения. Обычно им является крошечное отверстие, расположенное в фокусе коллимирующей линзы или зеркала, освещенного источником. Если в отраженных лучах находится экран, то будет наблюдаться интерференция. Фаза интерференции будет зависеть от положения отверстия, где возникает пара интерферирующих волновых фронтов. Там будет находиться эффективное множество интерференционных картин всего множества различных фаз. Поскольку волновые фронты возникают в различных частях случайного источника, они не будут когерентными. В результате, общий контраст интерференционной картины уменьшается.

Если волновой фронт от точечного отверстия падает нормально на стеклянную пластинку, то в центре пучка разность хода между фронтами, отраженными от передней и задней поверхностей, будет:

$$P_0 = 2nd.$$

Если волновой фронт берет свое начало от края точечного отверстия и падет на пластину под углом I , то разность хода в этом случае будет:

$$P_\theta = 2nd \cos \theta.$$

Изменение разности хода будет:

$$\Delta P = 2nd[1 - \cos(\theta)].$$

Если считать, что угол θ мал, то выражение может быть упрощено до:

$$\Delta P = 2nd \left[1 - \left(1 - \frac{\theta^2}{2} \right) \right]$$

$$\Delta P = nd\theta^2.$$

Если рассмотреть волновые фронты, возникающие в отверстии диаметром a в фокальной плоскости коллиматора с фокусным расстоянием f , то максимальный угол в стеклянной пластине будет:

$$\theta = \frac{a}{nf},$$

давая изменение разности хода:

$$\Delta P = \frac{da^2}{nf^2}.$$

Как показывает опыт, максимальный сдвиг между интерференционными полосами не должен превышать четверть длины волны (критерий Релея). Заменим этим значением ΔP и получим выражение, которое дает максимальное значение для угловой величины точечного отверстия:

$$\frac{a}{f} = \sqrt{\frac{n\lambda}{4d}}.$$

Это выражение справедливо, если разность хода фактически равна нулю. Тогда интерференционные полосы могут быть получены и протяженным источником. Это происходит тогда, когда оптические детали контактируют между собой, например, контролируемый образец с эталонной пластиной. Длина пути становится практически нулевой, поэтому может быть использован протяженный неколлимированный источник. Обычно для этого применяется натриевая лампа.

Невозможно иметь источник излучения с нулевым диапазоном длин волн; всегда имеется некоторый спектральный диапазон, в котором происходит излучение. Это приводит к тому, что для каждой длины волны интерференция происходит в различной фазе, что приводит к уменьшению контраста интерференционных полос. Этот эффект может быть снижен за счет уменьшения разности хода. Для этого у некоторых интерферометров, использующих широкополосные источники, имеется устройство изменения задержки по фазе или продвижению одного из лучей, чтобы обеспечить, разность хода близкую к нулю настолько, насколько это вообще возможно для всех длин волн. Таким образом, нет необходимости определять предельное значение, как в случае точечного отверстия, так как существует возможность настройки.

Рассмотрим ту же самую схему с источником, имеющим спектральный диапазон $\Delta\lambda$, центральную длину волны λ и нормальным падением излучения. Для центральной длины волны разность хода в единицах длин волн будет:

$$N = \frac{2nd}{\lambda}.$$

Для всего диапазона волн разность хода в длинах волн будет:

$$N' = \frac{2nd}{\lambda + \Delta\lambda / 2}.$$

Если, как и прежде, разность между двумя значениями составляет четверть длины волны и $\Delta\lambda$ намного меньше, чем λ , то:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^3}{4nd}.$$

Эта формула описывает максимальный спектральный диапазон, позволяющий получить интерференцию при данной физической разности хода d и показателе преломления n .

Любые отклонения от плоскостности каждой из поверхностей пластины приведут к изменению формы волнового фронта, отраженного от этих поверхностей, что проявится в искажении интерференционных полос. Кроме того, качество входного волнового фронта также сказывается на искажении интерференционных полос. Если входящий волновой фронт отличается от плоского, то есть он либо сходящийся, либо расходящийся, то возникающая из-за этого разность хода также будет сказываться на интерференционных полосах.

Если радиус кривизны входного пучка на первой поверхности равен R , и луч падает нормально на стеклянную пластинку, то отраженный фронт также будет иметь радиус R . Луч, отраженный от второй поверхности, дополнительно пройдет оптический путь $2d/n$ и, следовательно, его радиус будет $R+2d/n$. Искажение интерференционных полос будет зависеть от разницы прогиба двух фронтов. Если требуется определить радиус кривизны одной из отражающих поверхностей, то полосы, возникшие из-за кривизны входящего волнового фронта, будут вводить заблуждение. Если предположить, что апертура радиуса h существенно меньше R , то прогиб первого волнового фронта составит:

$$S = \frac{h^2}{2R},$$

а второго:

$$S' = \frac{h^2}{2\left(R + \frac{2d}{n}\right)}.$$

Определим теперь минимальное значение, при котором это изменение обеспечит требуемую точность измерения:

$$N\lambda = S - S'.$$

Если принять, что d намного меньше R , то минимальное значение R , может быть вычислено как:

$$R \approx h \sqrt{\frac{d}{nN\lambda}}.$$

Рассмотрим типичный случай для стандартных интерферометров видимого диапазона: апертура составляет 100 мм, а длина волны – 632,8 нм. Для получения ошибки волнового фронта равной $0,05\lambda$ с расстояния 1 м, радиус кривизны входящего волнового фронта должен составлять 281 м. Для того чтобы произвести измерения этого порядка точности, ошибка в волновом фронте должна быть значительно меньше, этой величины. В идеальном случае – на порядок.

Другая возможная область появления ошибок – это ошибки приёмной оптики. Обычно в приемной части используется ахроматическая линза. Если для последующей обработки требуется, чтобы на картине было большое количество наклонных полос, то два интерферирующих луча могут пройти различные пути через собирающую оптику. Когда линзе присутствует сферическая абберация, то искажение волнового фронта будет введено и в тестируемые, и в опорные лучи, в зависимости от позиции зрачка в системе линз.

Для контролируемого луча:

$$W = ay^4,$$

для эталонного:

$$W' = a(y + \delta y)^4.$$

Последнее уравнение может быть переписано в следующем виде:

$$W' \approx a \left(y^4 + 4y^3 \delta y + \frac{12}{2!} y^2 \delta y^2 + \dots \right).$$

Предположим, что значения δy , больше единицы, могут быть отброшены. Тогда:

$$W' - W \approx 4ay^3 \delta y.$$

Это проявление комы. Аберрации не существует в контролируемой точке, но она вводится ошибками в собирающей оптике за счет сдвига зрачка, вызванного введением наклонных полос.

3.2 Примеры интерференционных экспериментов

Несколько очень простых экспериментов были выполнены для демонстрации принципа интерференции электромагнитных излучений. Хотя теперь они кажутся простыми, в свое время они были новаторскими.

Цель экспериментов заключалась в том, чтобы принципиально показать наличие интерференции и, следовательно, доказать, что свет ведет себя как волна, а не как частица. Современная квантовая механика говорит о том, что представления того времени о свете были неполными. Фотон, как считается сейчас, имеет свойства как частицы, так и волны.

3.2.1 Щели Юнга

Самый простой вариант был предложен Юнгом. Схема включает в себя источник света, две щелевые диафрагмы и экран для наблюдения интерференции (см. Рис. 31). Щелевые диафрагмы выполнены достаточно узкими, чтобы свет дифрагировал на них. В области переналожения дифрагированных пучков наблюдается интерференция в виде прямых полос.

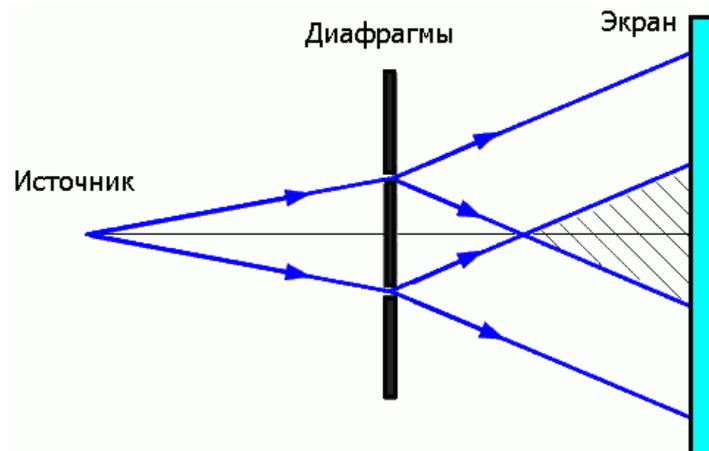


Рис. 31 Опыт Юнга

3.2.2 Бипризма Френеля

Френель достиг интерференции с помощью оптического компонента – бипризмы, как показано на Рис. 32. В этом случае взаимодействие с

пучком для обеспечения двух перекрывающихся пучков осуществляется с помощью преломления, а не дифракции. С точки зрения энергетических характеристик, это намного более эффективно.

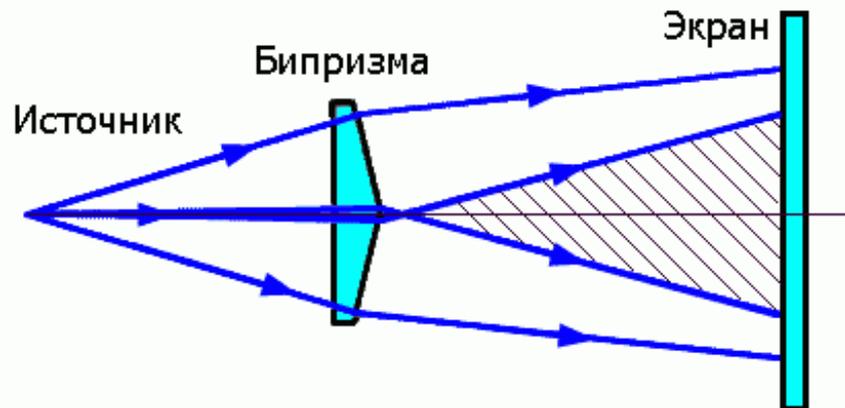


Рис. 32 Бипризма Френеля

3.2.3 Зеркало Ллойда

Этот эксперимент, проведенный Ллойдом, использует отражение для разделения исходного луча на два (Рис. 33).

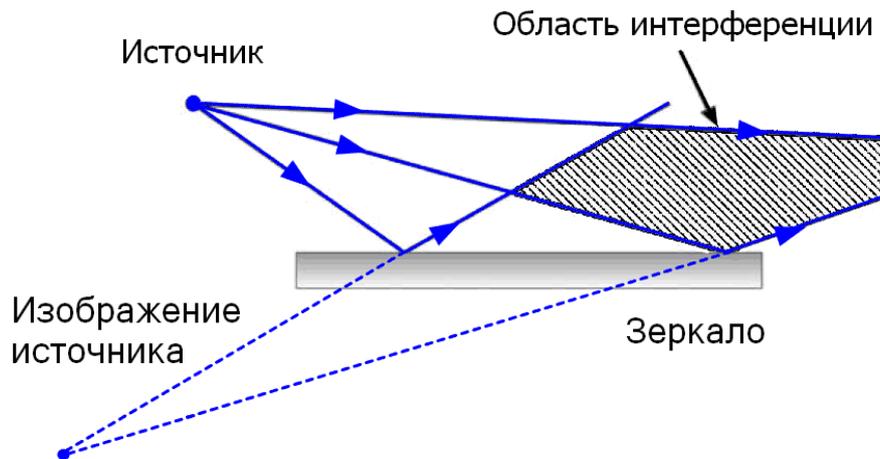


Рис. 33 Зеркало Ллойда

3.3 Структура автоматизированной интерференционной системы

Интерференционные картины содержат очень большой объем информации, который должен быть обработан и расшифрован для получения количественных оценок. Для анализа результатов в реальном времени необходимы интерференционные информационно-измерительные системы (или измерительно-вычислительные комплексы), в задачу которых входит получение информации, ее преобразование, обработка и

расшифровка, а также представление результатов в соответствующем виде [5].

Особенностью таких когерентно-оптических систем является их гибридный характер. Интерференционные измерительные системы состоят из источника когерентного излучения (лазера), оптической установки (интерферометра), устройства регистрации изображения, устройства ввода оптических изображений в компьютер и собственно компьютера с набором периферийных устройств. Компьютер в подобных системах выполняет функцию сбора и обработки информации. Процесс преобразования представлен ниже (Рис. 34).

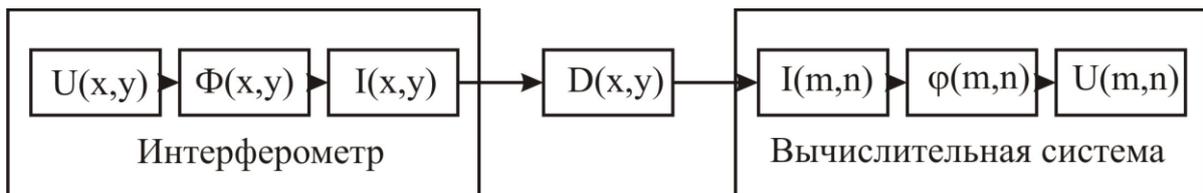


Рис. 34 Преобразование информации в интерференционных измерительных системах

$U(x,y)$ – поле отклонений на поверхности объекта, $\Phi(x,y)$ – разность фаз волновых фронтов отраженных от измеряемого объекта и эталона, $I(x,y)$ – поле яркости интерферограммы, $D(x,y)$ – поле данных промежуточного носителя, $I(m,n)$ – цифровой образ поля яркости интерферограммы, $\varphi(m,n)$ – цифровой образ фазовых искажений, полученный при расшифровке, $U(m,n)$ – цифровой образ поля перемещений.

Процесс преобразования оптической информации в когерентно-оптических системах требует реализации операций, имеющих разную физическую природу и сложные взаимосвязи, содержит большой объем информации, причем к отдельным звеньям процесса часто предъявляются взаимоисключающие требования. При создании интерференционных измерительных комплексов необходим комплексный подход к оптимизации основных его элементов и их взаимосвязи в системе.

3.4 Основные схемы интерферометров

На Рис. 35 показан метод, который используется, для получения интерференционных полос в интерферометре Физо. Входящий луч монохроматического излучения W разделяется на два в светоделителе луча, являющимся эталонным. В показанном примере часть луча отражается назад (назовем его “ R ”), а часть проходит дальше без изменений – луч “ T ”. Отраженный компонент R распространяется непосредственно к системе регистрации. Прошедший луч T продолжает распространение к контролируемой оптической системе, в нашем случае – это простой отражатель, и он также отражается от его поверхности назад к

разделителю луча R' . Часть луча проходит через разделитель луча, где он свободно интерферирует с исходным компонентом R .

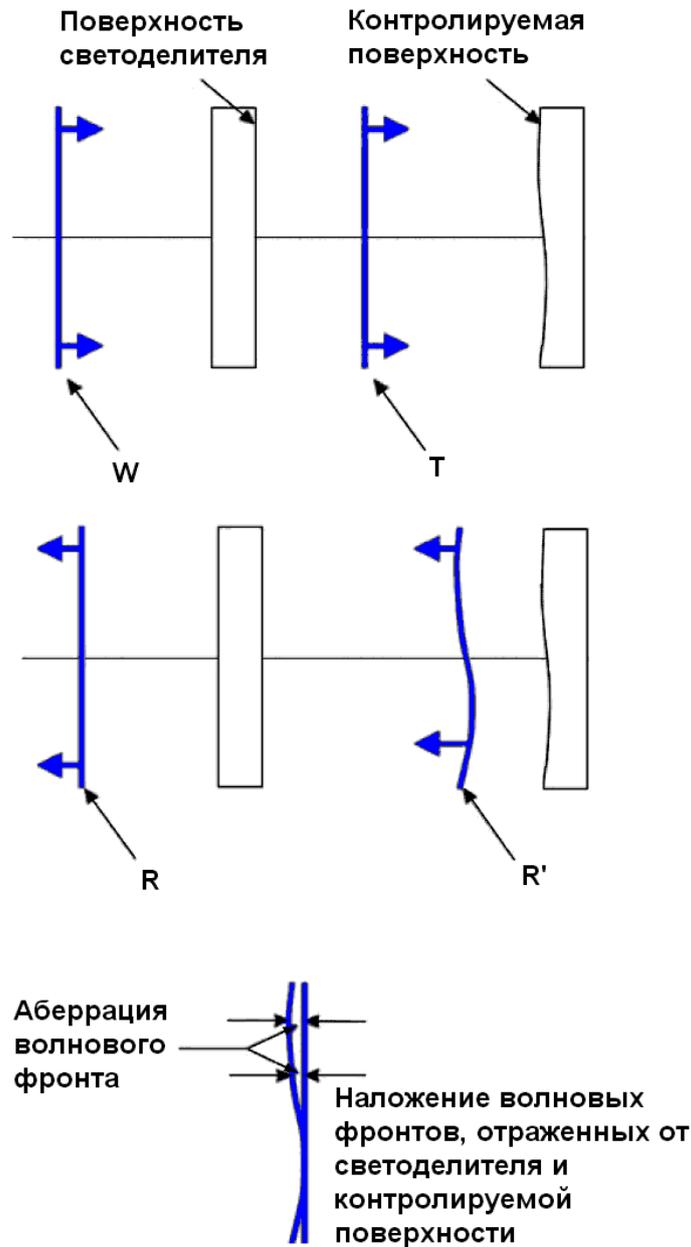


Рис. 35 Метод получения интерференционных полос

Отраженный от поверхности светоделителя луч может быть наклонен с помощью наклона светоделителя для того, чтобы увеличить число полос. Это может помочь прояснить форму и тип аберрации для малых величин деформаций (Рис. 36). По интерференционной картине, настроенной на бесконечно широкую полосу (Рис. 36а), невозможно дать точную оценку, до долей λ , о качестве волнового фронта, т.к. по этой картине невозможно определить точки перегиба полос. При вводе дополнительного наклона, становится возможным проведение измерений. Когда в интерферограмме имеются полосы, как показано на Рис. 36б, информация может быть получена и от центрированной картины, и от картины, зарегистрированной с дополнительным наклоном.

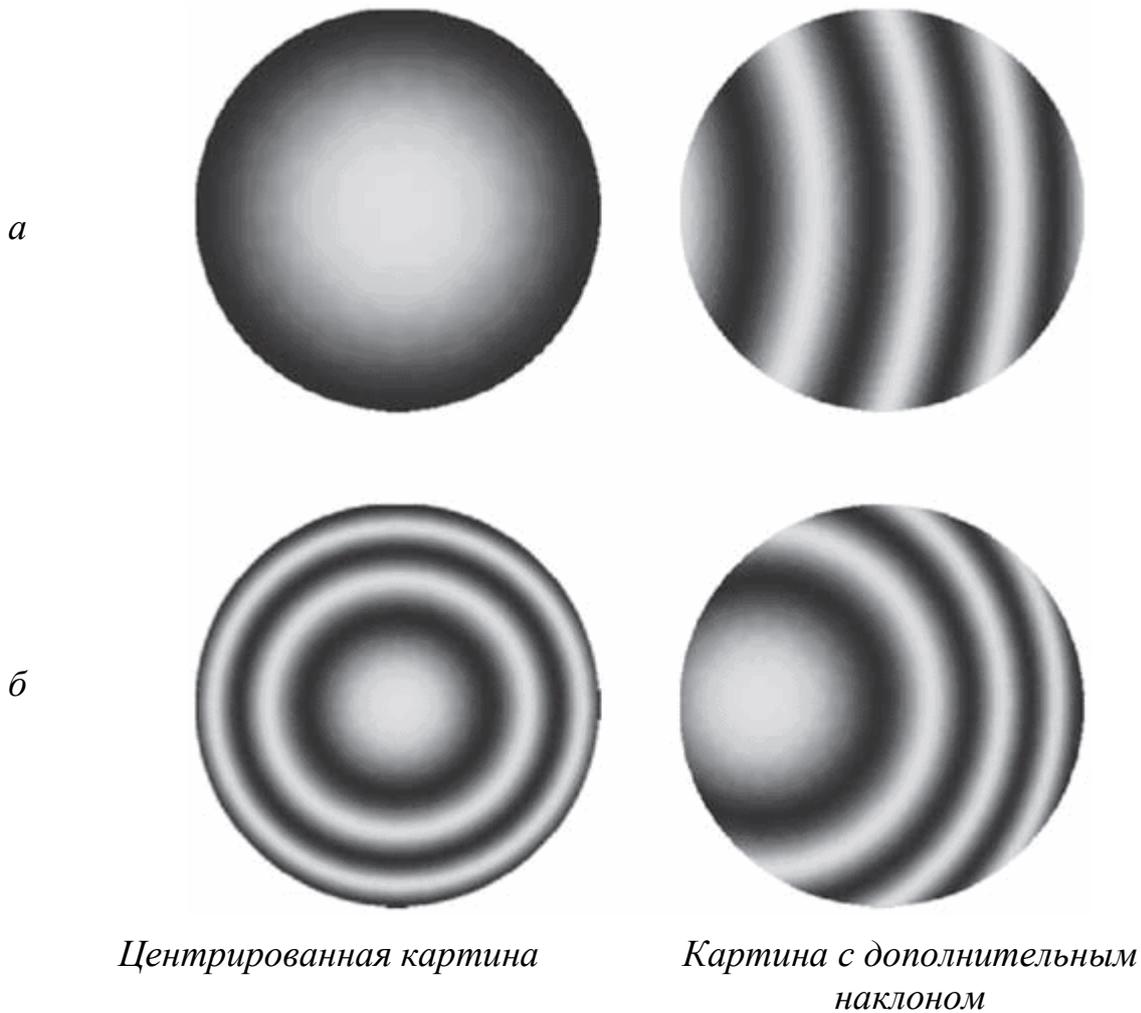


Рис. 36 Интерференционные полосы деформированного волнового фронта

Как уже было отмечено, излучение двух различных источников, в общем случае, некогерентно и поэтому при их сложении интерференционная картина, как правило, не наблюдается. Поэтому в интерферометрических комплексах пучок света с помощью того или иного устройства пространственно разделяется на два и более когерентных пучка, которые проходят различные оптические пути, а затем эти пучки сводятся вместе.

Рассмотрим некоторые наиболее распространенные схемы интерферометров.

3.4.1 Интерферометр Ньютона

Интерферометром Ньютона называют любое устройство, которое содержит две оптические полированные поверхности, находящиеся в контакте и освещаемые монохроматическим светом, например, установку для получения колец Ньютона (Рис. 37). Одна из поверхностей – эталонная (плоская, сферическая, асферическая), вторая – контролируемая, если поверхность сферическая, то она должна иметь радиус противоположного знака относительно эталона. С плоским эталоном контролируются плоские

детали и детали с большим радиусом кривизны. В этих условиях воздушный зазор между эталонной и контролируемой поверхностью обычно равен нескольким длинам волн.

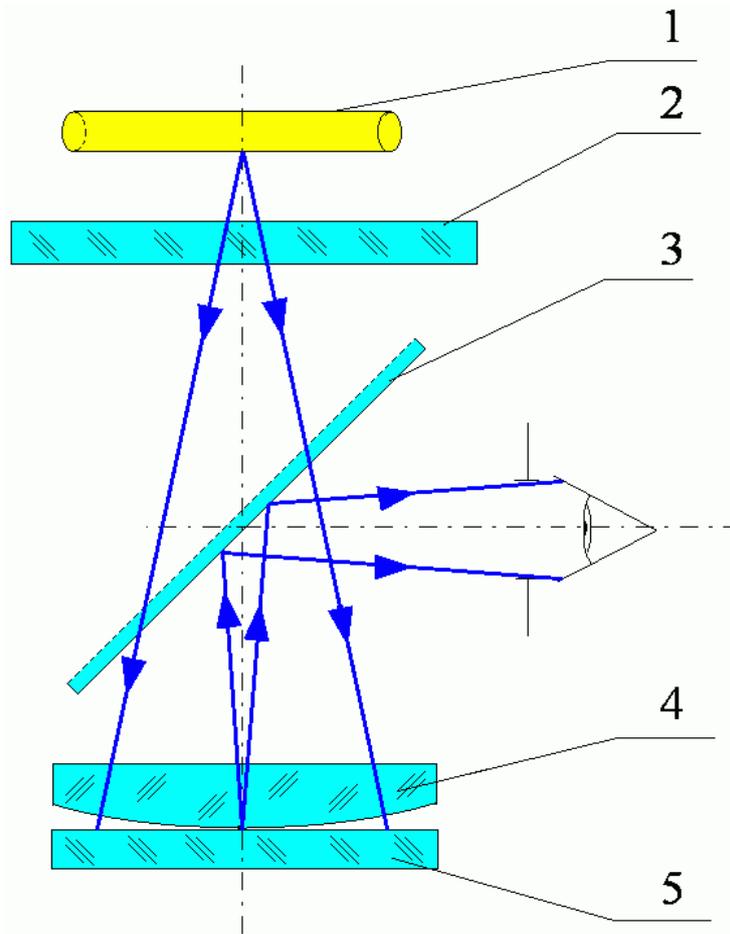


Рис. 37 Схема интерферометра Ньютона:

1 – источник света, 2 – рассеивающий экран, 3 – светоделительная пластина, 4 – контролируемая деталь, 5 – эталонная деталь

Контроль оптических элементов в различных схемах интерферометра Ньютона заключается в определении величины зазора путем подсчета и интерпретации интерференционных колец. Наиболее часто интерферометр Ньютона используют для контроля плоских поверхностей и поверхностей линз небольшого диаметра во время полирования.

Метод может быть использован и для аттестации асферической поверхности, отличающейся от ближайшей сферы на 10 – 20 длин волн. При этом на контролируемую поверхность накладывается сферическое пробное стекло, а положение интерференционных полос измеряется с помощью микроскопа [1] или фотографируется. Затем измеряется воздушный зазор в различных точках поверхности и сравнивается с требуемым.

Контролируемая поверхность может не иметь осевой симметрии, поэтому ее необходимо измерить вдоль нескольких сечений.

Если эталонной сферической поверхностью контролируют асферическую (гиперболическую, параболическую), то возникающие интерференционные картины аналогичны имеющим место в интерферометре Тваймана – Грина при наличии сферической аберрации.

Как отмечалось, эталонные поверхности пробного стекла могут быть и асферическими, точно соответствующими идеальной форме контролируемой детали. Их используют, как правило, при изготовлении выпуклых асферик, так как вогнутую поверхность легче изготовить и проконтролировать. Преимущество этого метода заключается в том, что он реализует компенсационный принцип контроля, а его недостаток заключается в необходимости точного взаимного центрирования поверхностей, так как они имеют строго определенные оси, которые в процессе контроля должны совпадать.

Обычно оптические поверхности изготавливают с точностью $2\lambda \dots \lambda/100$. При визуальном наблюдении на интерферометре Ньютона можно определить максимальное отклонение от плоскостности с погрешностью порядка $\lambda/10$.

На контраст полос в интерферометре Ньютона влияет угловой размер источника света [1], для того чтобы контраст полос был достаточно хорошим, необходимо выполнить условие:

$$t\theta^2 \leq \lambda/4, \text{ где } t - \text{величина зазора между поверхностями.}$$

Величина t колеблется для различных поверхностей, но ее максимальное значение обычно не превышает нескольких λ . При $t=6\lambda$ получим условие хорошей видимости полос $\theta^2 \leq \lambda/24$ или $\theta \leq 0,2$, что всегда выполняется в интерферометре Ньютона. Таким образом, угол освещения в интерферометре не должен превышать 0,2 радиан или 12° , следовательно, в большинстве установок можно использовать протяженные источники монохроматического света без коллимирующих линз.

3.4.2 Интерферометр Физо

Следующим по распространенности типом интерферометров, применяемых для контроля оптики, является интерферометр Физо. Интерферометр Физо позволяет получить интерференционную картину при гораздо большем воздушном зазоре, чем в интерферометре Ньютона. При этом повышаются требования к системе освещения, поэтому обычно в схеме Физо необходима коллимирующая система.

На Рис. 38 показано устройство интерферометра Физо. В представленной форме у этого интерферометра есть определенные ограничения – для тепловых источников линии спектра являются недостаточно узкими, чтобы обеспечить высокий уровень когерентности. Это приводит к тому, что поверхность светоделиителя (эталона) должна находиться достаточно близко к проверяемой поверхности. Это

ограничение не позволяет контролировать оптические системы. Кроме того, в инфракрасном диапазоне, мощность излучения тепловых источников недостаточна для того, чтобы её смог зарегистрировать приемник, такой как пироэлектрический видикон, имеющий достаточно низкую чувствительность. Более чувствительные приемники имеют высокую стоимость, а также требуют охлаждения. Схема, показанная на Рис. 38, становится немного более сложной при использовании интерферометра при производственном контроле.

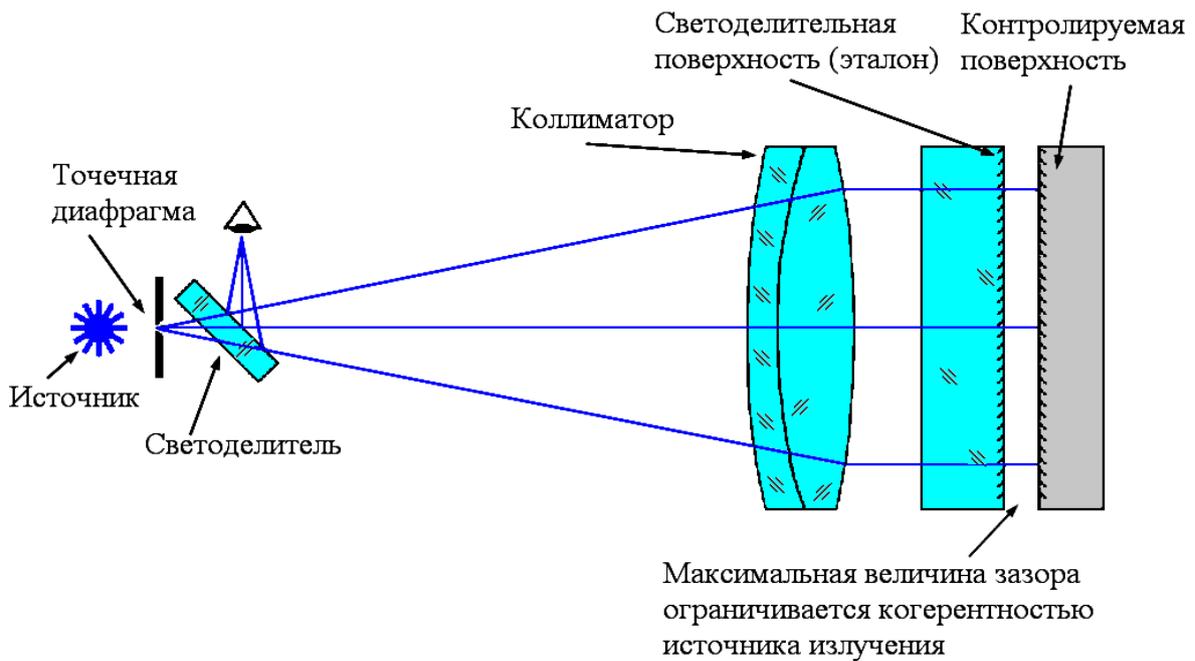


Рис. 38 Интерферометр Физо

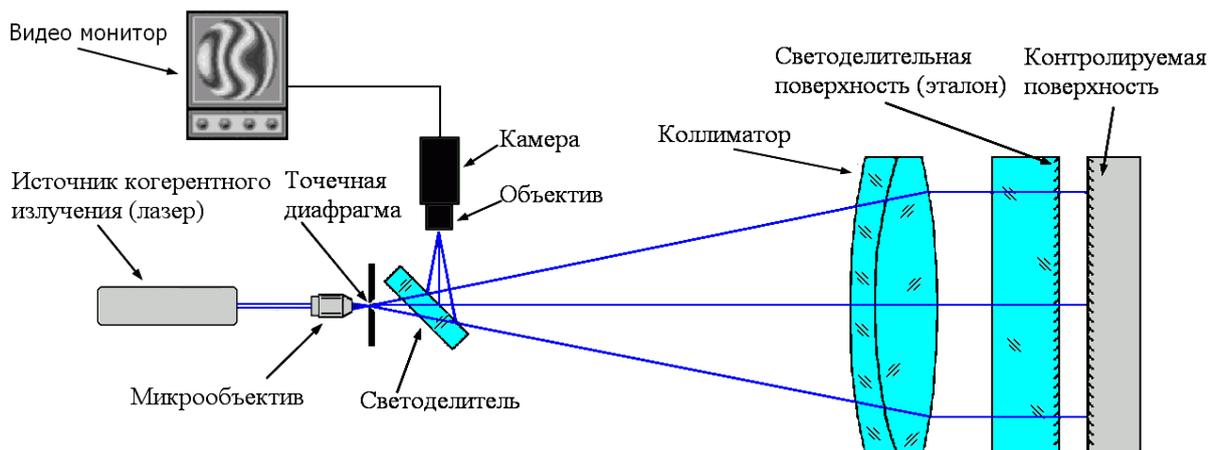


Рис. 39 Лазерный интерферометр Физо

Описываемые выше недостатки могут быть решены путем замены теплового источника лазером (Рис. 39). В результате, интерферометр имеет большую длину когерентности, которая позволяет контролировать намного более сложные оптические системы, кроме того, появляется возможность использовать малочувствительный приемник излучения.

Для систем, использующих CO₂-лазеры, существует проблема, заключающаяся в избыточной энергии излучения, попадающей на приемник. В настоящее время, серьезное развитие технологий в области фотоприемных элементов привело к тому, что требуется намного меньше лазерной энергии для получения интерферограмм высокого качества, чем раньше. Максимальное требование по мощности для ИК-интерферометров – несколько десятков милливатт. В системах видимого диапазона обычно используют He-Ne лазеры мощностью около 5 мВт.

Помимо несомненных плюсов, при использовании лазеров имеется недостаток, связанный с большой длиной когерентности. Большая длина когерентности позволяет интерферировать любым из всего множества отраженных от оптической системы лучей, например, из-за недостатков в покрытиях и т.п. По этой причине необходимо быть очень внимательным к сохранению антиотражающих покрытий на всех оптических компонентах после точечной диафрагмы. Сама точечная диафрагма действует как пространственный фильтр для всей оптики, которая предшествует ей. Таким образом удаляется весь когерентный шум из фокусирующей оптики, типа микрообъектива, которая используется как в интерферометрах видимого диапазона, так и почти во всех инфракрасных системах.

Основное преимущество интерферометра, построенного по схеме Физо, перед другими системами заключается в том, что вся оптическая система используется одинаково как эталонным пучком, так и рабочим. Исключением является эталонная поверхность, которая выполняет разделение пучка. Это означает, что аберрации оптической системы интерферометра оказывают незначительное влияние на форму интерференционной картины. Однако эталонная поверхность должна иметь очень высокое качество, чтобы избежать ошибок в интерпретации интерференционной картины.

Эталон обычно закрепляют совместно с линзой коллиматора и предварительно юстируют. Для устранения света, отраженного от верхней поверхности эталонной пластины, ее покрывают просветляющим слоем или (что значительно чаще) эталон изготавливают в форме клина с углом (10 – 20)°.

3.4.3 Интерферометр Тваймана-Грина

Интерферометр Тваймана-Грина, предложенный и запатентованный в 1919 году, является модификацией интерферометра Майкельсона (1881 г.). На Рис. 40 представлена одна из его типовых схем. Интерферометр Тваймана-Грина имеет полностью разделенные ветви и дополнительные объективы в осветительной и наблюдательной ветвях.

При использовании лазерного источника может наблюдаться картина и при большой разности хода в двух ветвях. В так называемых неравноплечих интерферометрах длина рабочей ветви теоретически может

достигать 100 м. Это очень удобно при контроле крупногабаритных деталей, так как эталон остается малым по диаметру. На Рис. 41 представлена схема неравноплечего интерферометра Тваймана-Грина.

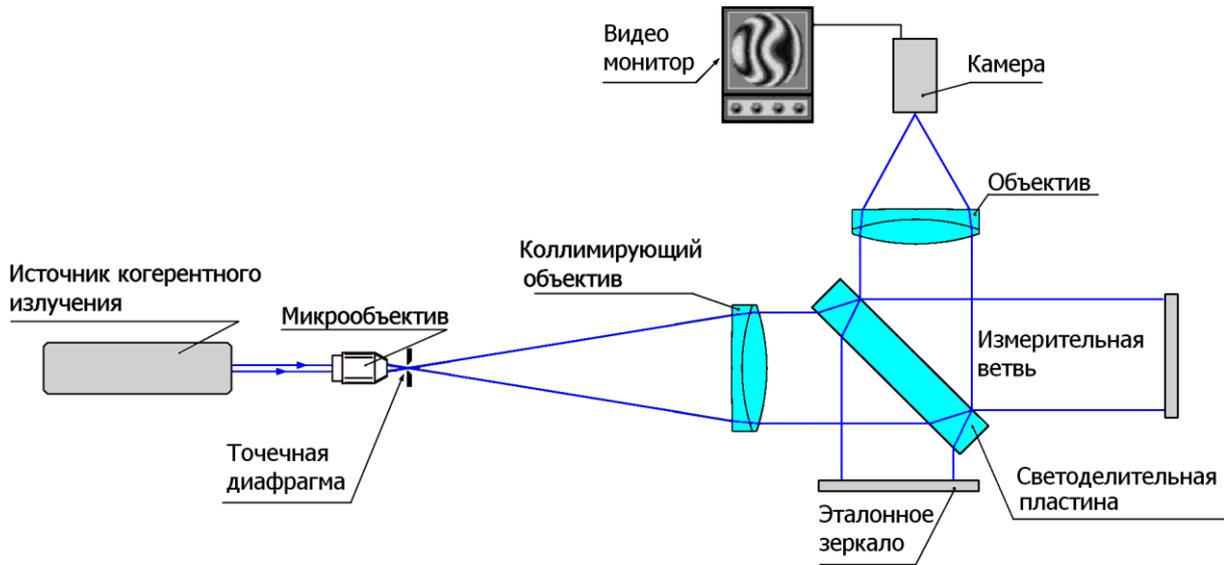


Рис. 40 Интерферометр Тваймана-Грина

Примером лазерного неравноплечего интерферометра может служить ИТ-172, с помощью которого исследовалось 6-метровое параболическое зеркало БГА.

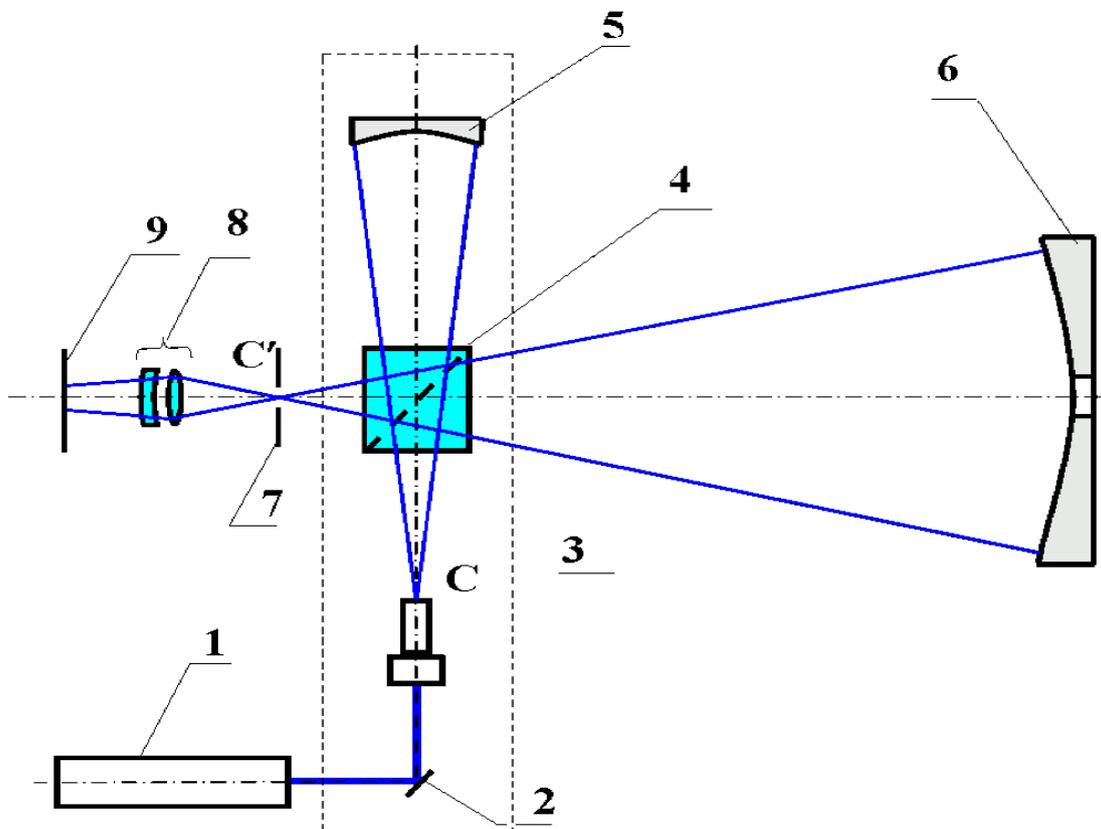


Рис. 41 Контроль вогнутого зеркала на неравноплечем интерферометре ИТ-172

На Рис. 41: 1 – He-Ne лазер, 2 – плоское поворотное зеркало, 3 – микрообъектив, 4 – светоделительный кубик, 5 – эталонная сферическая поверхность, 6 – контролируемое зеркало, 7 – диафрагма, 8 – проекционный объектив, 9 – плоскость регистрации интерферограммы.

Разновидностью интерферометра Тваймана-Грина является микроинтерферометр для контроля тонких пленок и шероховатости плоскостей. В рабочую и эталонную ветви интерферометра Тваймана-Грина добавлены объективы микроскопа. В результате, одновременно видны поверхности эталона, контролируемой детали и интерференционная картина. Схема микроинтерферометра приведена на Рис. 42.

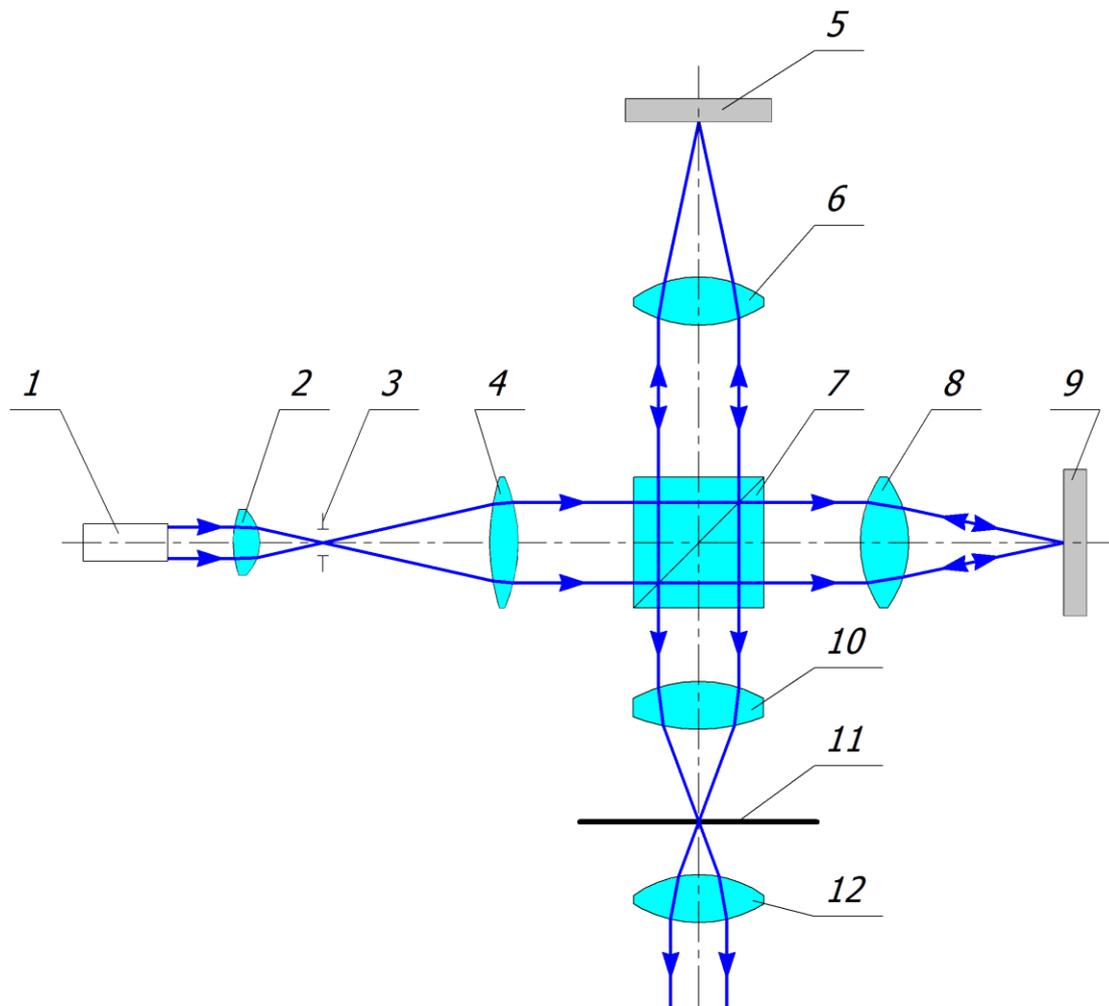


Рис. 42 Схема микроинтерферометра: 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3 – диафрагма, 4 – объектив, 5 – контролируемая поверхность, 6 – микрообъектив, 7 – светоделительная призма, 8 – микрообъектив, 9 – эталонная пластина, 10 – объектив, 11 – экран, 12 – окуляр

3.4.4 Интерферометр Цендера – Маха

В интерферометре Маха-Цендера, показанном на Рис. 43, испытуемый волновой фронт и фронт сравнения (эталонный) проходят различные пути.

Интерферометр Маха-Цендера – это однопроходный интерферометр; два луча повторно объединяются после того, как эталонный луч прошел через контролируемую оптическую среду. Преимущество этого интерферометра по сравнению с интерферометрами двойного прохода состоит в том, что через апертуры, которые могут вызвать дифракцию, излучение проходит всего один раз, соответственно, намного легче сфокусироваться на апертуру, вызывающую дифракцию, чтобы удалить эффекты дифракции с интерференционной картины.

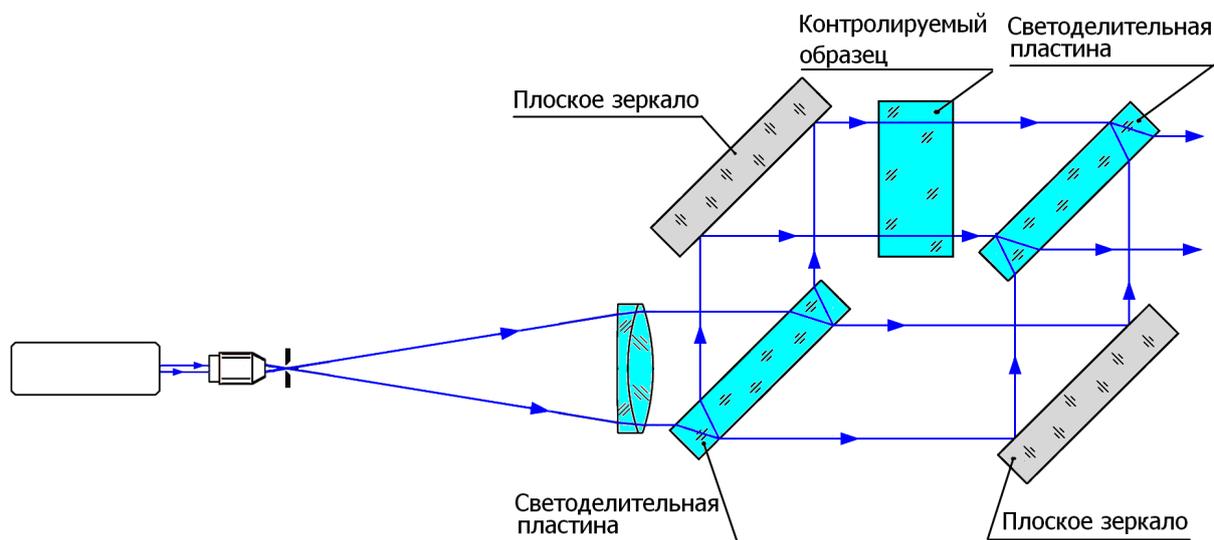
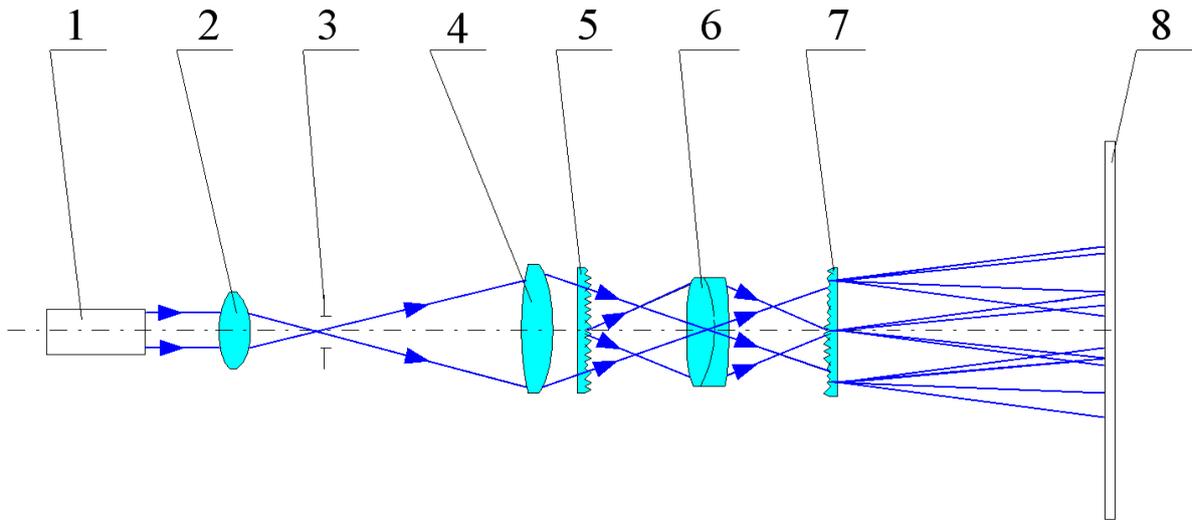


Рис. 43 Интерферометр Цендера-Маха

Введение в одно из плеч интерферометра прозрачного объекта изменяет форму интерференционных полос, наглядно иллюстрируя распределение показателя преломления в исследуемой среде. Интерферометр применяется при изучении воздушных потоков, ударных волн при взрывах, исследовании плазмы и тепловых потоков и т.п. [3], [5].

3.4.5 Интерферометр с рассеивающими пластинами (интерферометр Берча)

В этом интерферометре используются две рассеивающие пластинки, полученные, например, изготовлением реплик с тонко шлифованной поверхности или фотографированием спекл-структуры. Шлифовка должна производиться при вращении детали, так как требуется круговая симметрия структуры поверхности. В качестве пластин можно использовать зонные пластинки Френеля. На Рис. 44 показана схема интерферометра Берча, применяемого при контроле объективов. Этот интерферометр может применяться и для контроля сферических зеркал.



*Рис. 44 Контроль объектива на интерферометре Берча: 1 – лазер
2 – микрообъектив, 3 – диафрагма, 4 – объектив, 5, 7 – рассеивающие
пластины, 6 – контролируемый объектив, 8 – экран*

Источник света – точечная диафрагма, освещаемая лазерным пучком, проецируется на зрачок объектива. Разделение пучков осуществляется слаборассеивающей пластиной, расположенной на двойном фокусном расстоянии от контролируемого объектива.

На первой пластине часть лучей рассеивается, а часть проходит прямо. Прямо прошедшие лучи группируются в небольшой области вокруг главного луча, aberrации объектива не оказывают на них влияния, поэтому этот пучок можно считать эталонным. Остальные лучи рассеиваются на пластине и заполняют апертуру испытуемой линзы, выполняя роль рабочего пучка.

Таким образом, в схеме образуются два взаимно когерентных пучка: один пучок проходит первую пластину напрямую и рассеивается на второй пластине, а второй рассеивается на первой пластине и пропускается второй пластиной.

Лучи, прошедшие обе пластины прямо, образуют светящееся пятно (постороннюю засветку), которое надо расположить на одной из светлых полос, чтобы оно не мешало наблюдению. Свет, рассеянный на обеих пластинах, создает слабый фон и уменьшает контрастность интерференционной картины.

Интерферометр имеет много модификаций. Имеется опыт его использования для контроля крупногабаритной оптики. Основные недостатки – чувствительность к смещению пластинок и к вибрациям.

3.4.6 Интерферометр с дифракционной точкой

Принцип работы интерферометра с дифракционной точкой можно описать следующим образом. Исследуемую волну фокусируют для получения чаще всего aberrированного изображения точечного источника. В плоскости изображения помещают поглощающую пленку, содержащую

точечную диафрагму или непрозрачный диск для получения дифракции света, которая формирует сферический опорный волновой фронт. Для получения интерферограммы хорошего контраста волна, прошедшая сквозь пленку, и дифрагированная сферическая волна должны иметь одинаковую амплитуду. Это обеспечивается прозрачностью фильтра и размерами диафрагмы или диска. Амплитуда сферической волны зависит от количества света в изображении, падающего на диафрагму или диск, а также от их положения. Было предложено [1], [6] использовать фильтры с коэффициентами пропускания 0,005 – 0,05. Оптимальный размер диафрагмы или диска приближается к дифракционному кружку Эйри, образованному первичной волной, свободной от aberrаций.

На Рис. 45 показана схема интерферометра с дифракционной точкой.

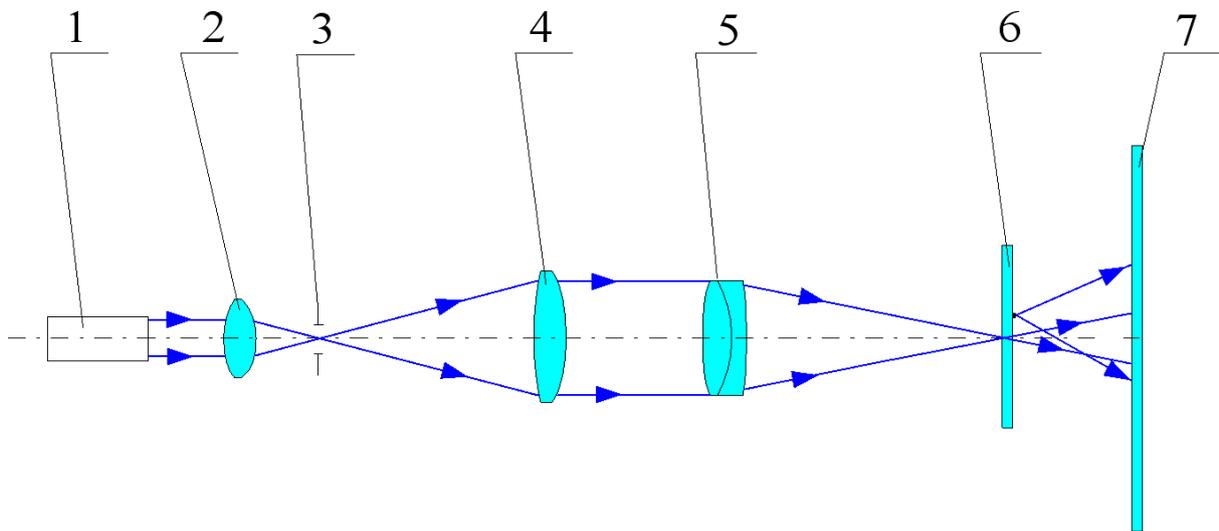


Рис. 45 Схема интерферометра с дифракционной точкой: 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3 – диафрагма, 4 – объектив, 5 – контролируемая система, 6 – поглощающая пленка с точечным отверстием, 7 – экран

Наклон и сдвиг фокуса опорной волны могут быть получены смещением дифракционной точки в поперечном или продольном направлении соответственно.

Интерферометр такого типа с источником белого света успешно используется для контроля астрономических телескопов.

3.4.7 Интерферометр с дифракционной решеткой

Интерферометр с дифракционной решеткой относится к сдвиговым интерферометрам, которые будут рассмотрены позднее. На Рис. 46 показана принципиальная схема интерферометра. Испытуемый объектив имеет апертуру 2α . Угол дифракции θ : $\sin\theta = \lambda/d$, где d – период решетки.

Принято считать, что aberrация первоначального волнового фронта сохраняется в лучах нулевого и первого порядков при использовании небольших дифракционных углов. Необходимо также, чтобы лучи двух первых порядков не перекрывались; это будет иметь место при условии:

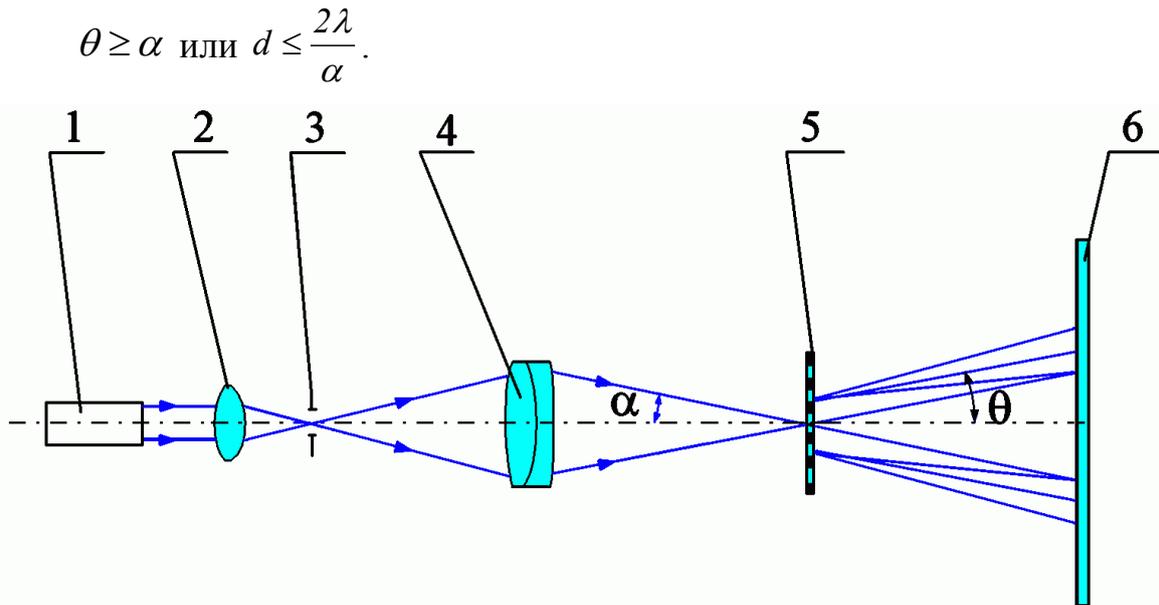


Рис. 46 Интерферометр с дифракционной решеткой: 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3 – диафрагма, 4 – контролируемый объектив, 5 – дифракционная решетка, 6 – экран

В крайнем случае, желательно, чтобы пучки только касались друг друга (Рис. 47). Следовательно, выбор решетки зависит от апертуры системы. Величина периода выбрана правильно, если лучи первого и минус первого порядка не пересекаются. Картина наблюдается в областях пересечения 0 и 1, а также 0 и -1 порядков. Размер картины не может быть больше половины зрачка.

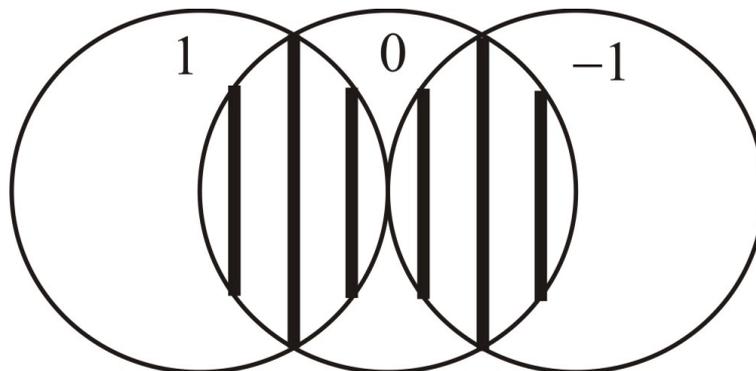


Рис. 47 Вид интерференционной картины в интерферометре с дифракционной решеткой

При величине периода решетки $d=5$ мкм (решетка имеет частоту 200 штрихов на 1 мм) и длине волны $\lambda=0,5$ мкм апертура может достигать 0,2. Есть способы получить большее перекрытие, например, используя решетки с двойной частотой.

Говоря об интерферометре с дифракционной решеткой, следует отметить, что, поскольку он скомпенсирован для белого света, можно применять обычный источник света при условии использования точечного отверстия соответствующего размера

3.4.8 Интерферометры сдвига

В рассмотренных интерферометрах практически всегда необходимо точно изготавливать некоторый элемент, обеспечивающий эталонный волновой фронт. В интерферометрах Тваймана-Грина, Ньютона, Физо и др. – это эталоны. Однако изготовление эталонной поверхности с большой точностью представляет определенные трудности. В интерферометрах сдвига в отличие от таких схем, нет необходимости применения эталона.

Интерферометры сдвига, являясь важной областью общей интерферометрии, широко применяются при исследовании оптических деталей и систем, при изучении потоков и явлений диффузии в газах и жидкостях. Основной принцип этой интерферометрии заключается в небольшом смещении деформированного фронта волны и получении интерференционной картины между ним и исходным волновым фронтом, то есть складываемые волновые фронты получаются из одного, уже искаженного аберрациями, волнового фронта. В области перекрытия этих волновых фронтов возникает интерференционная картина, отличающаяся от классической интерференционной картины Тваймана-Грина.

Сдвиг может быть боковым, поворотным, зеркально реверсивным, центрально реверсивным или радиальным. Характер воздействия на волновой фронт в интерферометрах показан на Рис. 48.

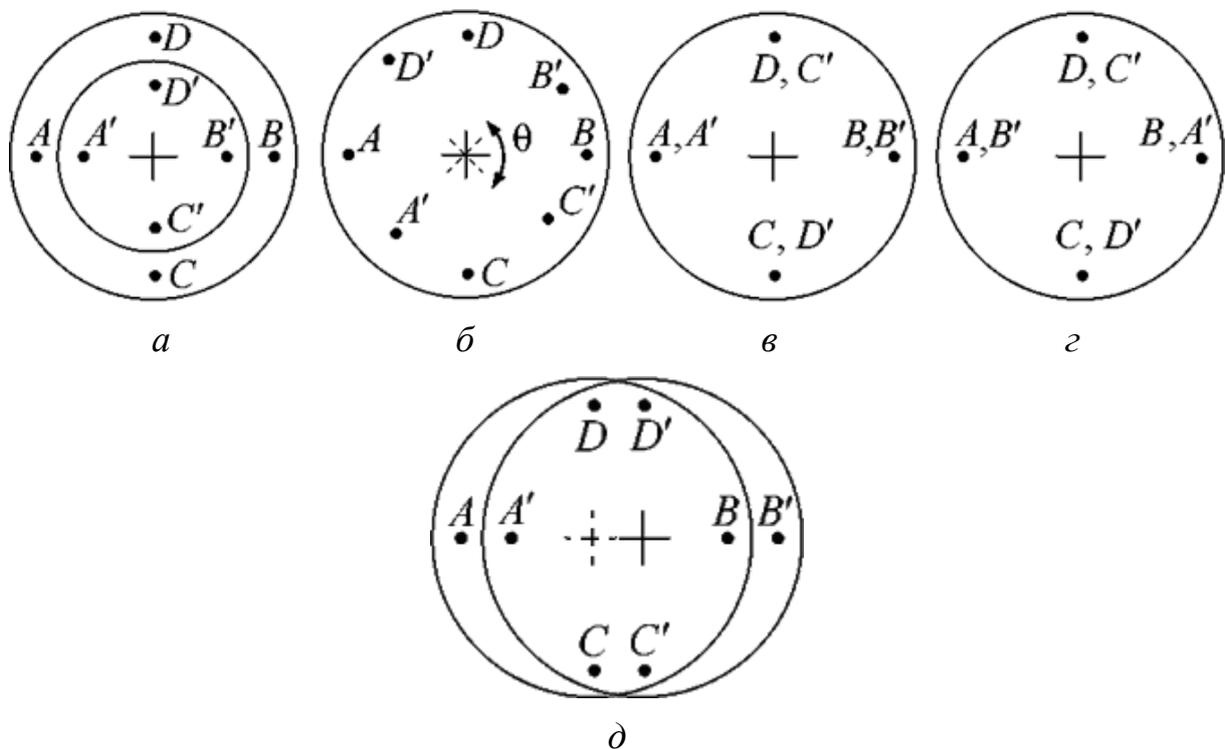


Рис. 48 Методы получения сдвига между волновыми фронтами: а – радиального; б – вращения; в – зеркального, г – центрально реверсивного, д – бокового сдвигов

Эти интерферометры отличаются малой чувствительностью к вибрациям, малыми размерами и некоторыми свойствами самих интерференционных картин. В частности, интерференционная картина бокового сдвига позволяет с высокой чувствительностью выявлять расфокусировку. На интерференционной картине реверсивного сдвига не видны расфокусировка, сферическая абберация и астигматизм.

Наиболее распространенными в настоящее время являются интерферометры бокового сдвига. Основной принцип этой интерферометрии заключается в небольшом смещении деформированного фронта волны и получении интерференционной картины между ним и исходным волновым фронтом. Если волновой фронт близок к плоскому, то боковой сдвиг достигается его смещением в собственной плоскости. Если он почти сферический – смещением фронта относительно собственного исходного положения при вращении вокруг оси, проходящей через центр его кривизны.

3.4.8.1 Схемы интерферометров бокового сдвига

Первая публикация о лазерных интерферометрах бокового сдвига для контроля оптических деталей и систем появилась в 1947 году [Бейтс (Bates), Дрю (Drew), Мерти (Murty) и Сондерс (Saundres)].

Во всех схемах подобного типа волновой фронт сдвигается относительно исходного с помощью некоторых устройств. Практически все известные схемы интерферометров могут быть преобразованы в схемы интерферометров сдвига при добавлении устройств, обеспечивающих смещение волновых фронтов.

Схема на основе интерферометра Майкельсона

Схема интерферометра бокового сдвига, основанная на интерферометре Майкельсона, представлена на Рис. 49.

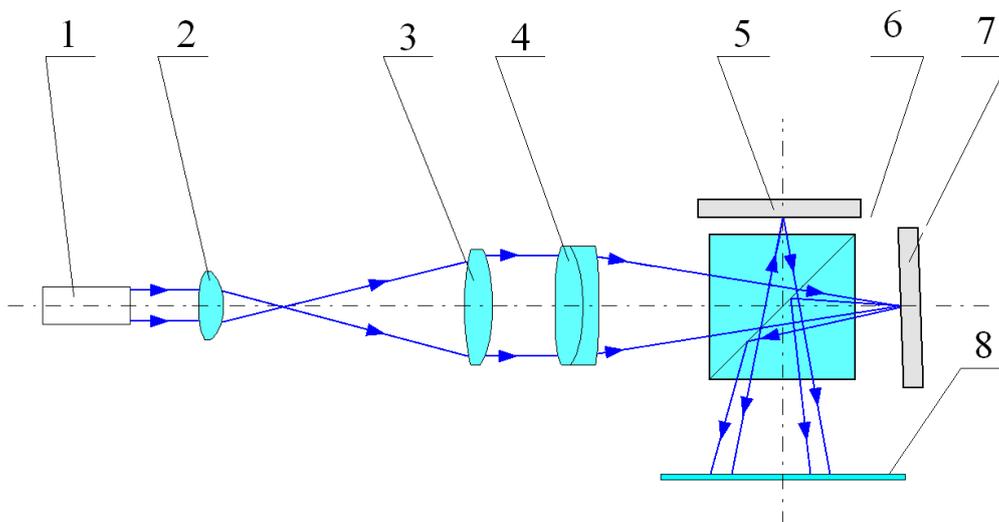


Рис. 49 Интерферометр сдвига по схеме Майкельсона:
 1 – лазер, 2, 3 – расширитель, 4 – контролируемый объектив,
 5, 7 – зеркала, 6 – светоделиватель, 8 – экран

Лазер с помощью расширителя освещает контролируемый объектив. Волновой фронт, уже искаженный аберрациями системы, разделяется на два, сдвиг между которыми осуществляется с помощью подвижек плоских зеркал. Для контроля поверхностей – плоских, сферических и асферических – в схему необходимо вносить изменения – устанавливать дополнительные элементы.

Основной узел интерферометра на практике изготавливают из двух призм, соединенных по гипотенузе. На входную и выходную грани наклеиваются плосковыпуклые линзы, чтобы исключить влияние граней на качество изображения. На гипотенузные грани наносят слой масла и используют смещение и поворот одной из призм для получения переменного сдвига по двум осям (Рис. 50). Смещение по двум осям необходимо, в частности, для контроля астигматизма.

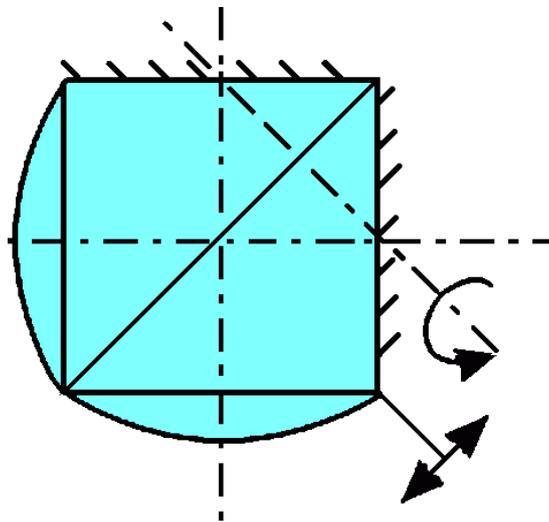


Рис. 50 Светоделительный узел интерферометра

Интерферометр Мерти

Один из простейших лазерных интерферометров бокового сдвига был предложен Мерти. Он содержит плоскопараллельную пластину (Рис. 51) Свет от лазера фокусируется соответствующим микрообъективом на точечной диафрагме, расположенной в фокусе контролируемого объектива, которая одновременно выполняет роль объектива коллиматора. Параллельный пучок света падает на плоскопараллельную стеклянную пластину, поверхности которой обычно не покрывают, и отражается от ее передней и задней поверхностей, образуя боковой сдвиг.

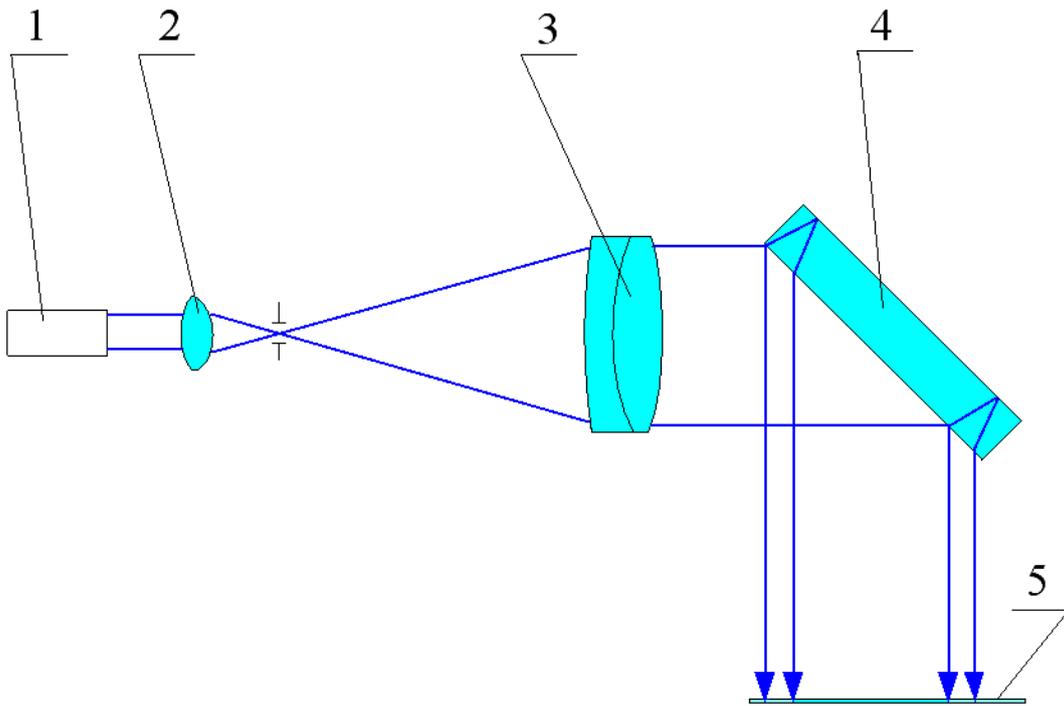


Рис. 51 Схема интерферометра Мерти:
 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3 – контролируемый объект,
 4 – плоскопараллельная пластина, 5 – экран

Если видоизменить схему, то можно контролировать неоднородность стекла, оптические поверхности разного вида. Вследствие высокой чувствительности схемы к фокусировке ее используют для юстировки коллиматоров, расширителей и других систем.

На Рис. 52 приведена модификация устройства, используемая для исследования больших вогнутых зеркал. Если контролируемая поверхность асферическая, то в схему необходимо ввести соответствующий компенсатор.

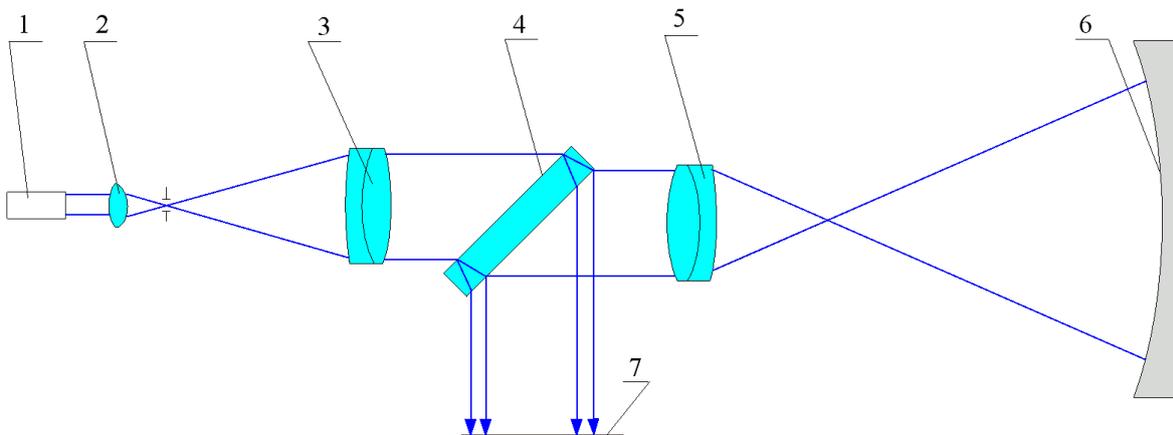


Рис. 52 Модификация интерферометра Мерти:
 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3, 5 – объективы,
 4 – плоскопараллельная пластина, 6 – контролируемое зеркало, 7 – экран

Интерферометры с плоскопараллельной пластиной очень удобны для проверки правильности юстировки коллимационных систем. Если точечная диафрагма расположена не в фокусе линзы, то выходящий из объектива пучок будет либо сходящимся, либо расходящимся. Видоизменение пучка сразу отразится на виде интерференционной картины. Только когда отверстие расположено точно в фокусе коллимирующей линзы, общая область обеих апертур будет свободна от интерференционных полос.

3.5 Современные интерферометры

3.5.1 Интерферометры инфракрасного диапазона

При создании высокоразрешающих светосильных и особо светосильных объективов, работающих в инфракрасном (ИК) спектральном диапазоне, значительное внимание также уделяется методам контроля качества изображения, формируемого объективом. Интерферометрический контроль на рабочих длинах волн является наиболее информативным методом, позволяющим оценивать качество изображения по волновому фронту на различных этапах изготовления объективов: от контроля материала заготовок из инфракрасных материалов до контроля волнового фронта объективов в сборе. Инфракрасный интерферометр, работающий в диапазоне 8-14 мкм, также может с успехом применяться для контроля форм поверхностей шлифованных деталей, в том числе с асферизацией до 100 мкм, на стадии формообразования без применения дополнительных элементов (компенсаторов).

Разработка инфракрасных интерферометров имеет ряд особенностей, к числу которых можно отнести следующие:

- худшие характеристики просветляющих покрытий в ИК-диапазоне спектра по сравнению с видимым диапазоном, что требует минимизации количества светоделителей и принятия специальных мер по исключению бликов;
- большие углы дифракции, что требует сопряжения зрачков и использования оптики, не ограничивающей световые пучки;
- большой диапазон ослабления в рабочей ветви интерферометра, что требует регулирования отношения интенсивностей в рабочей и опорной ветвях и регулирования интенсивности источников излучения для оптимальной работы фотоприемного устройства (ФПУ);
- отсутствие лазерных источников с большой длиной когерентности в некоторых спектральных диапазонах требует применения компенсации разности хода лучей в опорной ветви интерферометра кратной величине длины резонатора используемого лазера.

В 70-80 годы прошлого века наибольшее применение в ИК-интерферометрах в качестве ФПУ нашла телевизионная камера с пироэлектрическим видеоконом. Так серийно выпускавшийся швейцарской фирмой KERN ИК-интерферометр IR-80 (Рис. 53) снабжен такой камерой, работающей в режиме считывания кадра в определенные промежутки времени при непрерывном перемещении зеркала поз.7 на Рис. 53 в опорном плече (принцип гетеродинной интерферометрии). Этим движением решались одновременно две важные технические задачи: реализация более точного фазового режима обработки и создание переменного теплового поля. Без решения второй задачи вообще не может быть получено ИК-изображения в системах типа пировидикон. Интерферометр IR-80 в 1989 году был введен в эксплуатацию в ГОИ им. Вавилова (Санкт-Петербург).

Ограничения, связанные с ошибками теплового сдвига полос при использовании пировидикона, не позволяли получить даже в фазовом режиме погрешность измерения менее $0,1\lambda$ при оптимальной частоте модуляции фазы 7,5 Гц. Эта погрешность связана в основном с зависимостью измеряемого фазового сдвига от термической диффузии для различной пространственной частоты интерференционных полос. В принципе, этот сдвиг можно учитывать при обработке результатов измерения, вследствие чего точность контроля может быть повышена. В последние годы для тепловизионных систем разрабатываются неохлаждаемые пироэлектрические матрицы и охлаждаемые ПЗС-матрицы, которые в настоящее время полностью вытеснили пировидиконы из новых ИК-интерферометров из-за существенно меньших линейных искажений и более высокой чувствительности.

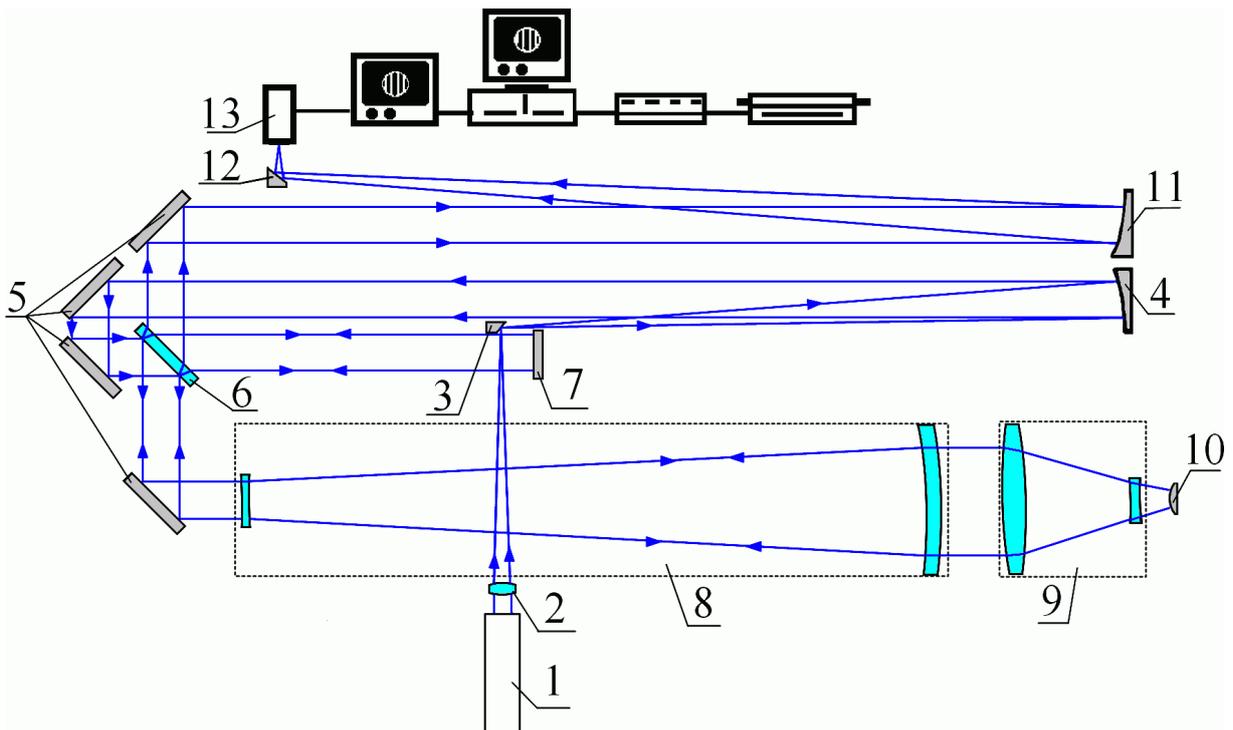


Рис. 53 Схема мультиволнового интерферометра IR-80

На Рис. 53: 1 – сменный лазер на длину волны 3,39 мкм, 10,6 мкм или 0,6328 мкм, 2 – фокусирующий объектив, 3, 5, 12 – поворотные зеркала, 4, 11 – внеосевые параболы, 6 – сменный светоделитель (германий, стекло ВК-7), 8 – сменный расширитель, 9 – контролируемая оптическая система, 10 – автоколлимационное сферическое зеркало, 13 – сменное ФПУ (пировидикон или ТВ-камера) Как правило, интерферометры, используемые в различных ИК-диапазонах спектра, имеют оптическую схему двулучевого неравноплечего интерферометра типа Тваймана-Грина с клиновидным светоделителем, работающим в параллельных пучках.

По такому же принципу построен интерферометр, разработанный В.И. Вензелем и А.В. Гореловым в НИИКИ ОЭП (г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.). В схему интерферометра включены проекционная система с переменным увеличением, ослабитель в опорной ветви и компенсатор разности хода для использования лазера, имеющего несколько продольных мод. В качестве фотоприемного устройства используются как пироэлектрическая матрица, так и охлаждаемый ПЗС-приемник.

На Рис. 54 представлена схема ИК интерферометра ИКИ-3,5. Пучок света от лазера 1, пройдя поворотные зеркала 2 и поляризационный ослабитель 3, попадает на расширитель 4. Расширенный пучок попадает на клиновидный светоделитель 5. Рабочий пучок, пройдя светоделитель 5 и эталонный объектив 10, фокусируется в задней фокальной точке эталонного объектива 10. Далее гомоцентрический сферический фронт, пройдя испытуемый объектив 11 и отразившись от автоколлимационного плоского зеркала 12, вновь собирается в фокальной точке эталонного объектива 10 и преобразуется им в плоский фронт. Отразившись от светоделительной поверхности светоделителя 5, пучок трансформируется телескопической системой 13 во фронт нужного диаметра. Затем он проходит объектив 14 проекционной системы с переменным увеличением и попадает на ФПУ 15. Опорный пучок, отразившись от светоделительной поверхности светоделителя 5, проходит поворотное зеркало, уголкового отражателя системы компенсации разности хода 7, дифракционный ослабитель 8 и падает на плоское зеркало 9. Отразившись от зеркала 9, пучок в обратном ходе проходит ослабитель 8, уголкового отражателя 7, светоделитель 5, трансформируется телескопической системой 13, объективом 14 и интерферирует с рабочим пучком в плоскости ФПУ 15.

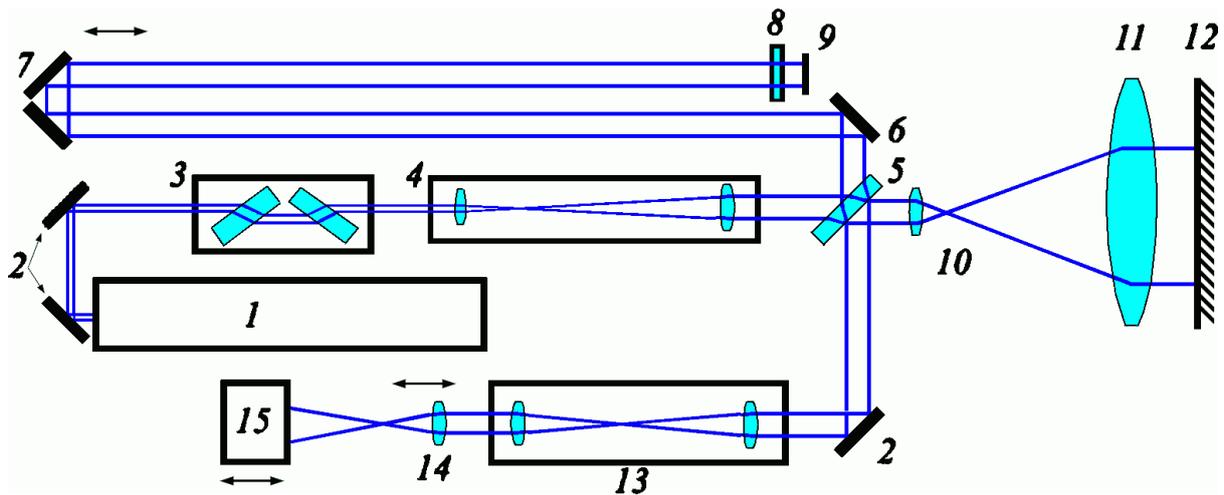


Рис. 54 Схема инфракрасного интерферометра ИКИ-3,5: 1 – лазер, 2 – поворотные зеркала, 3 – поляризационный ослабитель, 4 – расширитель, 5 – клиновидный светоделитель, 6 – поворотное зеркало, 7 – уголкового отражателя, 8 – ослабитель, 9 – зеркало опорной ветви, 10 – эталонный объектив, 11 – испытуемый объект, 12 – автоколлимационное плоское зеркало, 13 – телескопическая система, 14 – объектив, 15 – ФПУ

Поляризационный ослабитель 3 выполнен в виде плоскопараллельных пластин из ZnSe, установленных под углом Брюстера и имеющих возможность поворота вокруг своей оси.

Светоделитель 5 представляет собой пластину, изготовленную из ZnSe со светоделительным покрытием, обеспечивающим равное соотношение коэффициентов пропускания и отражения. Для исключения паразитной интерференции пластина светоделителя выполнена в виде клина с углом $\sim 1,5^\circ$.

Компенсатор разности хода, работающий в параллельных пучках, используется в опорной ветви интерферометра для согласования разности хода в рабочей и опорной ветвях в случае применения неодномодового лазера. Компенсатор выполнен в виде подвижного уголкового отражателя 7 с зеркалом 9, что позволяет увеличить диапазон компенсации (при тех же размерах интерферометра) и снизить требования к точности линейной подвижки.

В опорной ветви может быть установлен ослабитель 8 как в виде сетки (дифракционный ослабитель) так и в виде поглощающего фильтра, при помощи которого уравниваются интенсивности рабочего и опорного пучков для получения максимального контраста интерференционной картины.

Объектив 10, телескопическая система 13 и объектив 14 сопрягают зрачок контролируемого изделия 11 с приемной площадкой ФПУ 15. Изменение масштаба изображения от 1 до 3 крат, осуществляется перемещением объектива 14 и ФПУ 15 по рассчитанной зависимости.

Зеркало опорной ветви 9 является сменным и имеет различные коэффициенты отражения для уравнивания интенсивностей интерферирующих пучков. При контроле шлифованных поверхностей в длинноволновом диапазоне спектра вместо зеркала может использоваться плоская шлифованная пластина.

Требуется отметить, что качество элементов 6, 7, 8, 9 должно быть близко к эталонному.

Для исключения влияния полевых aberrаций высокоапертурного эталонного объектива 10 настройка интерферометра на полосы конечной ширины осуществляется наклонами автоколлимационного зеркала 12, при этом зеркало 9 установлено таким образом, чтобы при настройке на центр поля зрения объектива 10 в плоскости фотоприемника наблюдалось 15-20 интерференционных полос.

При установке пьезомодулятора на зеркало 9 и использовании программного обеспечения, позволяющего проводить управление модулятором и обработку интерферограмм фазового сдвига, точность прибора может быть существенно повышена.

Интерферометр может комплектоваться набором сменных объективов с различными относительными отверстиями.

В качестве источника излучения в интерферометре ИКИ-10, созданного В.И.Вензелем и А.В.Гореловым ранее для дальнего ИК-диапазона спектра, используется одночастотный CO_2 -лазер мощностью 1,5 Вт, работающий на длине волны 10,6 мкм. Компенсатор разности хода в данном интерферометре не используется в связи с большой длиной когерентности лазера.

Фирмой Wyko выпускался ИК-интерферометр IR3 с длиной волны 10,6 мкм. Принципиальная схема этого интерферометра приведена на Рис. 55.

В его основе также лежит схема Тваймана-Грина. В опорной ветви установлен пьезомодулятор для осуществления метода фазовой модуляции при обработке интерферограмм. Трипель-призма упрощает настройку зеркала в опорной ветви. В рабочей ветви установлено дополнительное откидное зеркало, позволяющее переключать прибор либо на работу с расширителем, дающим коллимированный пучок с диаметром 300 мм (Выход «В»), либо на выход «А», где устанавливаются сменные объективы с необходимым пользователю относительным отверстием. Внешний вид интерферометра IR3 представлен на Рис. 56.

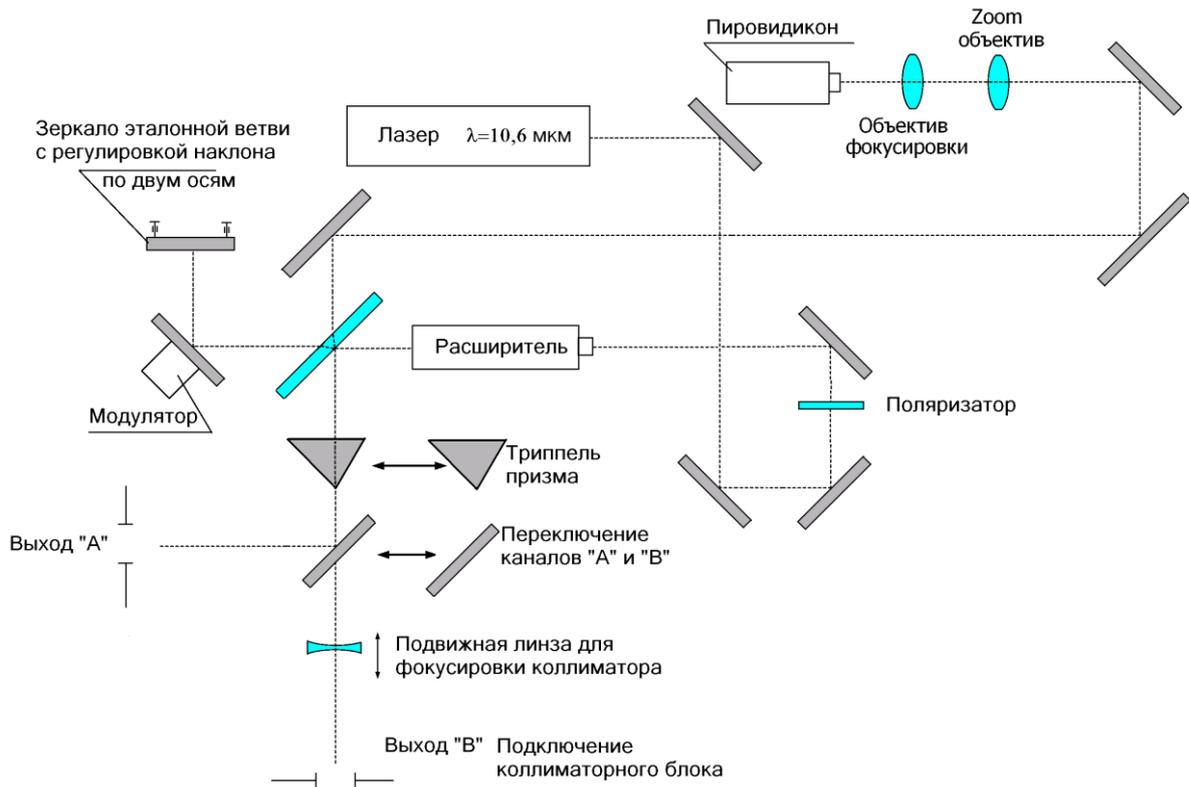


Рис. 55 ИК-интерферометр IR3. Оптическая схема



Рис. 56 ИК-интерферометр IR3. Внешний вид

3.5.2 Интерферометры видимого диапазона

Последние 20-30 лет при технологическом (т.е. в процессе производства) и аттестационном контроле предпочтение отдается интерференционным методам контроля формы оптической поверхности. Обычно при выборе схемы контроля опираются на уже имеющиеся в измерительной лаборатории промышленно выпускаемые интерферометры, построенные по схеме Физо или Тваймана-Грина с автоматизированной обработкой интерферограмм в реальном масштабе времени, выпускаемые фирмами: «4D Technology» (Рис. 57а), «Zygo» (Рис. 57б) и др.

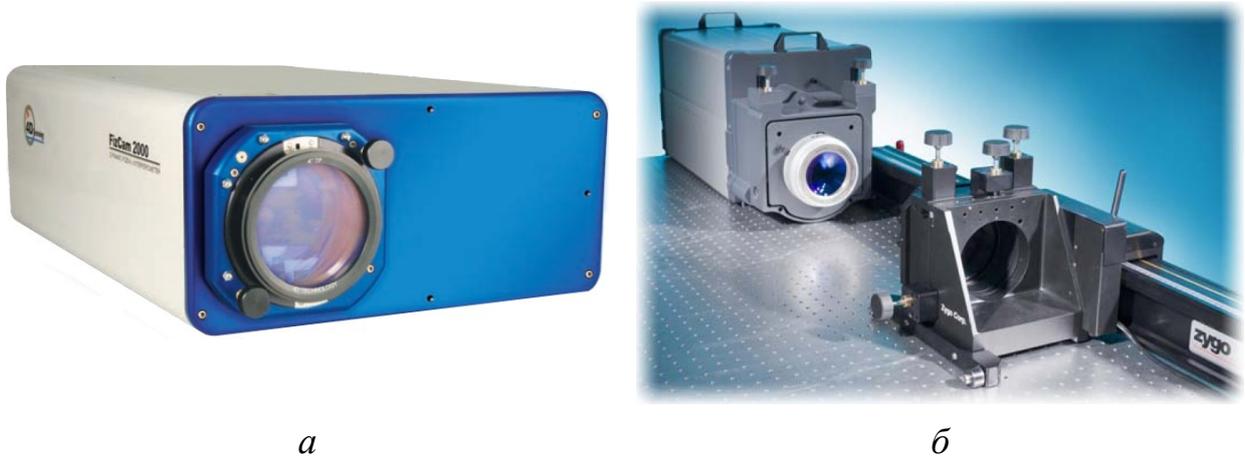


Рис. 57 Интерферометры Физо с фазовой модуляцией

Принципиальная схема интерферометра Zygo Mark IV приведена на Рис. 58.

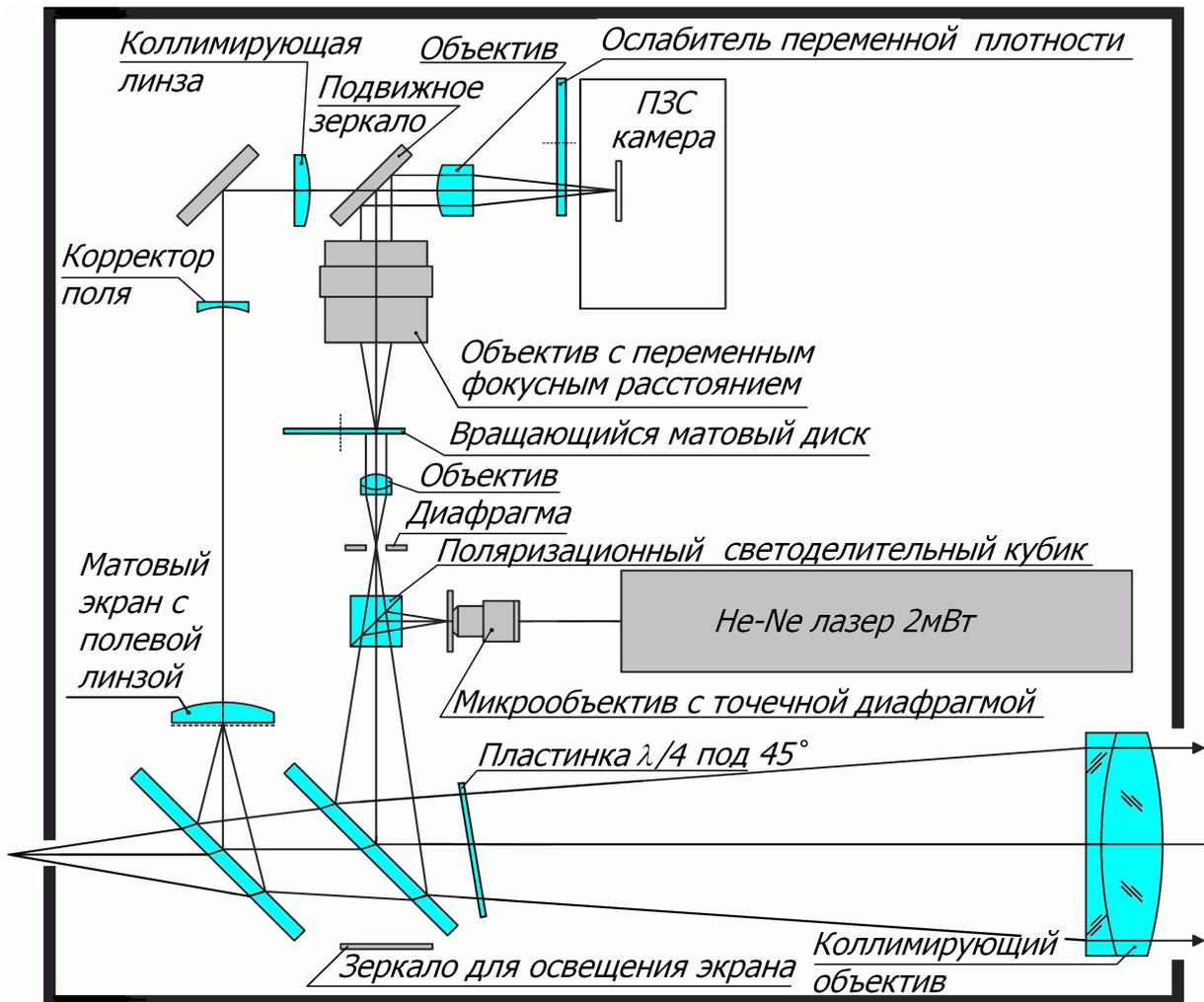


Рис. 58 Оптическая схема интерферометра Zygo Mark IV

Для устранения паразитных бликов светоделительный кубик имеет поляризационное покрытие светоделительной грани, для преобразования линейно поляризованного излучения в циркулярно-поляризованное перед коллимирующим объективом установлена четвертьволновая пластинка.

Интерферометр имеет зеркало для переключения между режимами наблюдения автоколлимационных точек и наблюдения интерференции. За коллимирующим объективом установлен пьезопривод, на котором с помощью байонетного разъема крепятся эталонные насадки Физо.

Интерферометры Zygo были одним из прототипов отечественного интерферометра ИКД-110. На Рис. 59 показана схема этого интерферометра, построенного по схеме Физо.

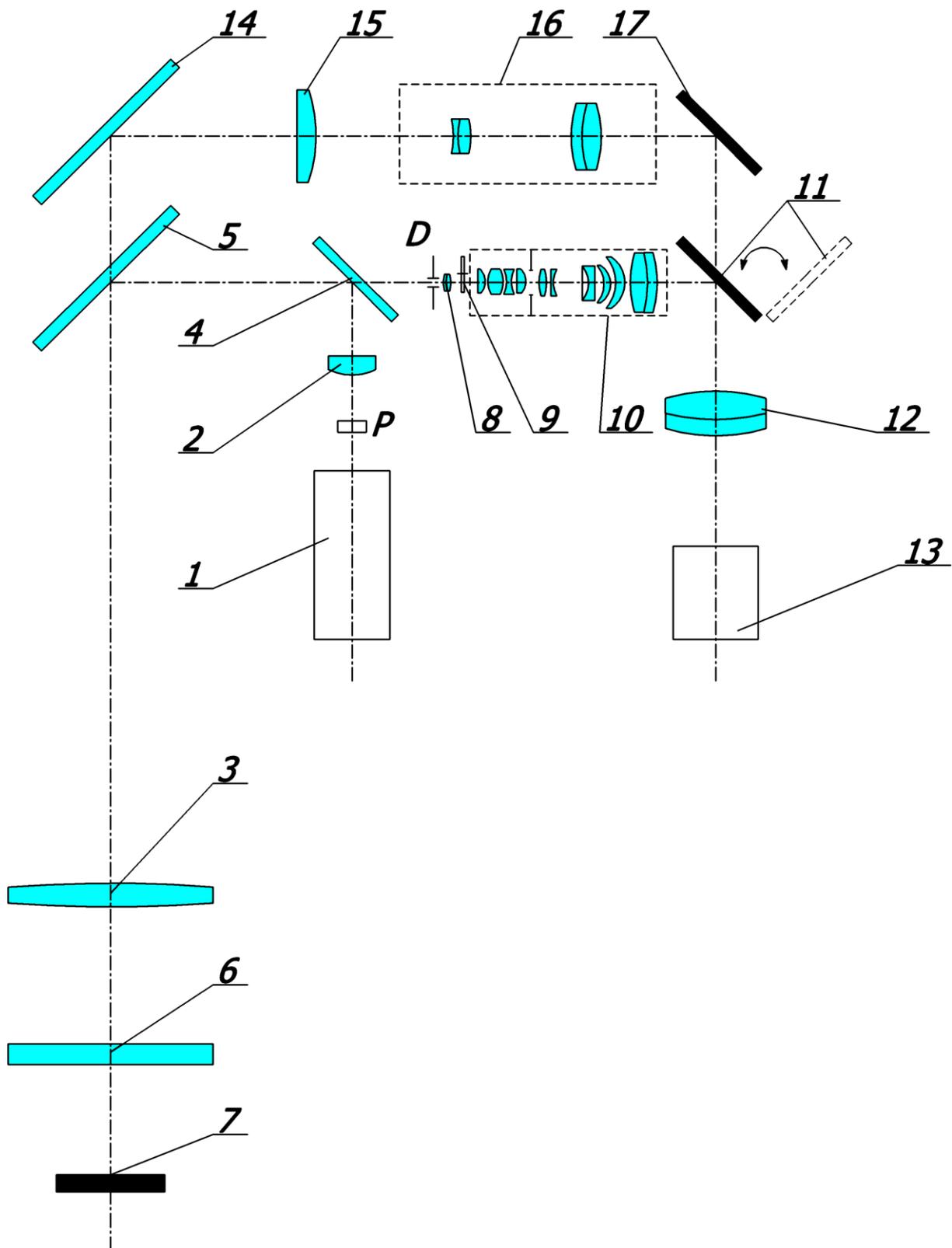


Рис. 59 Схема интерферометра ИКД-110

Излучение одночастотного гелий-неонового лазера 1 проходит через поляризатор и фокусируется объективом осветителя 2. Таким образом обеспечивается равномерное заполнение зрачка объектива коллиматора 3. Расходящийся пучок света, отразившись от светоделителей 4 и 5, попадает в коллимирующий объектив 3. Параллельный пучок света, выходящий из

этого объектива, частично отражается от эталонной поверхности 6 насадки и частично – от размещенной за насадкой контролируемой поверхности 7. Отраженные пучки являются когерентными и интерферируют. Оба отраженных пучка вновь проходят объектив, светоделительную пластинку 4 и фокусируются в плоскости диафрагмы D .

Измерительный канал служит для переноса интерференционной картины в плоскость ПЗС-матрицы. Канал работает, когда зеркало 11 установлено в рабочее положение. Интерференционная картина, локализованная в области контролируемой поверхности, проецируется объективами 3 и 8 в плоскость пространственного фильтра 9 (вращающегося матового диска) и далее оптической системой переменного увеличения 10, откидным зеркалом 11 и объективом 12 – в плоскость фотоприёмного устройства 13 (ПЗС-матрицы).

При недостатке освещенности интерференционной картины в приборе предусмотрена возможность использования излучения внешнего лазера.

Для включения канала настройки необходимо вывести зеркало 11 из хода лучей. Автоколлимационные изображения точечного лазерного источника, находящиеся в центрах кривизны эталонной и контролируемой поверхностей, проецируются объективом 3 с помощью зеркала 14 на коллектив 15 и далее объективами 16 и 12 с помощью зеркала 17 – в плоскость ПЗС-матрицы.

Апертурные углы, определяемые расходимостью лазера, малы, и поэтому аберрации схемы не влияют на качество изображения. Дисторсия схемы не зависит от апертуры и проявляется в нарушении телецентричности хода лучей.

Если дисторсия положительная, то величина изображения $y' = y'_0 + \Delta y$, где y'_0 – величина идеального изображения. Наличие такой дисторсии приведет к искривлению и расширению полос на краю, и, соответственно, к ошибке измерения. Можно исключить дисторсию, производя расшифровку с разными рёбрами клина – левым и правым – с последующим усреднением топографий.

В комплект приспособлений и насадок интерферометра входят следующие компоненты:

- поворотное зеркало служит для обеспечения непрерывного контроля деталей по двум каналам, что дает возможность во время контроля одной детали устанавливать вторую схему контроля. Блок переключения каналов представляет собой корпус со смонтированным в нем перекидным плоским зеркалом, которое имеет два положения и обеспечивает передачу светового пучка поочередно по двум направлениям;

- предметный стол используется для установки объектов при контроле оптической однородности (детали типа стержней для твердотельных лазеров). На столе имеется гнездо для установки

призм, фиксирующих положение стержней. Регулируемые опоры обеспечивают наклон предметного стола;

– оптический компенсатор используется для измерения оптической силы регулярных неоднородностей. Компенсатор состоит из двух линз – плоско-выпуклой и плоско-вогнутой. Если центры кривизны обеих линз совпадают, то система представляет собой плоскопараллельную пластину, оптическая сила которой равна 0, а фокусное расстояние – бесконечности. При разведении линз с помощью ходового винта оптическая сила линз изменяется и может быть определена по шкале компенсатора;

– телескопические насадки с увеличением Г-2 и Г-3 (расширители) служат для контроля плоских поверхностей деталей, диаметр которых превышает диаметр выходного зрачка коллиматора. Насадки представляют собой телескопические системы, состоящие из положительного и отрицательного компонентов, установленных в корпусах;

– в комплект интерферометра ИКД-110 входят насадки с относительными отверстиями 1:0,8; 1:1,5; 1:3; 1:5; 1:10; 1:20;

– угловая насадка, состоящая из зеркала, закрепленного в корпусе, используется для поворота пучка автоколлимационного прибора на 90 градусов;

– в комплект интерферометра ИКД-110 входят клинья в оправках диаметром 100, 200 и 300 мм, являющиеся образцовыми деталями при контроле плоских деталей;

– в комплект интерферометра ИКД-110 входят светофильтры 100x100, 200x200 и 300x300 мм. Светофильтр представляет собой металлическую сетку, вставленную в специальную оправу. Светофильтр вводят в схему при контроле деталей с высоким коэффициентом отражения для выравнивания интенсивностей интерферирующих пучков.

В настоящее время одним из серийной выпускаемых в России интерферометров является «FTI-100 PS» производства Новосибирского Института Автоматики и Электростроения. Прибор построен по схеме Физо и обладает возможностью фазовой модуляции, осуществляемой посредством пьезодвигателя.

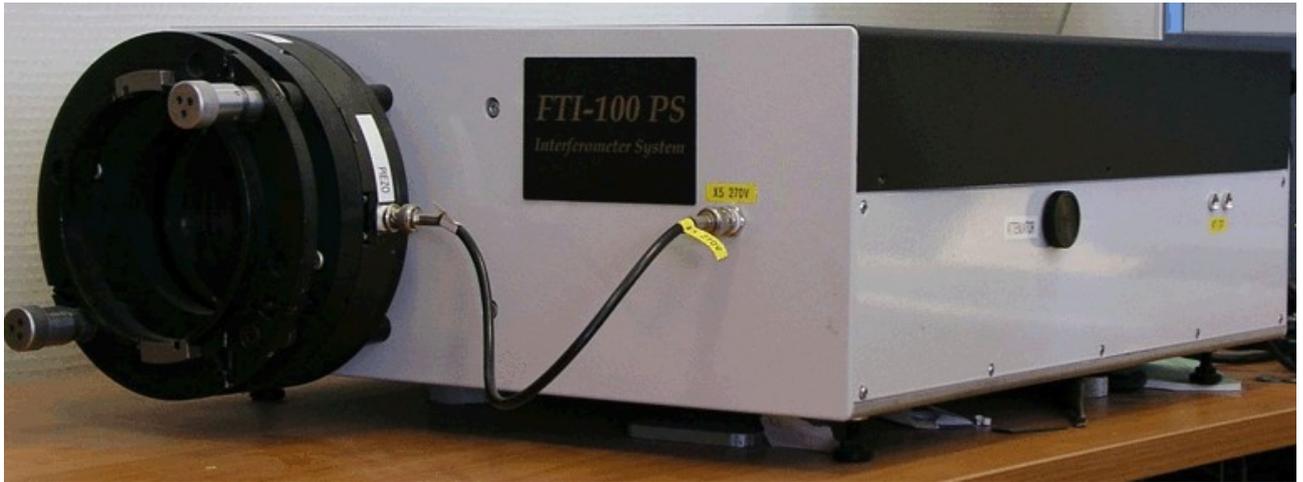


Рис. 60 FTI-100 PS

3.6 Регистрация и расшифровка интерферограмм

Полученную каким-либо способом интерферограмму необходимо расшифровать, то есть по имеющейся интерферограмме найти форму волнового фронта. Как было показано ранее, в некоторых случаях по виду интерферограммы можно легко определить форму складываемых волновых фронтов, а также определить по изгибу полос отклонение от идеальной формы. Однако такая расшифровка весьма приблизительна, более точные результаты дает автоматическая обработка интерферограмм с использованием ЭВМ.

Существует два подхода к цифровой обработке интерференционных картин. Первый подход основывается на предположении об интерференционном сигнале как реализации случайного процесса. Второй предполагает детерминированный характер интерференционных изменений. При этом задача сводится к синтезу относительно простых операторов обработки, реализующих обратные тригонометрические функции и устойчивых к вносимым помехам [5].

Можно разделить все методы определения разности фаз по интерференционной картине на две группы. К первой группе относятся методы, в которых расшифровка ведется по одной интерферограмме. Это методы выделения координат полос и разделение частотных составляющих в спектральной области.

Реализация этих методов не требует модификации известных интерферометров, однако точность расшифровки зависит от пространственного разрешения спектров полезных и шумовых составляющих сигнала. Детальный анализ шумов в интерференционной системе трудоемок, а выполнить его на практике не всегда возможно.

Другую группу составляют методы, в которых расшифровка производится по серии интерферограмм, полученных при некотором известном изменении параметров интерферометра. Определяются все параметры интерференционного сигнала (разность фаз, средняя

интенсивность, модуляция интенсивности). Если в разность фаз между интерферирующими пучками добавлять некоторый фазовый сдвиг, который меняется по известному закону, то выражение для поля интенсивностей интерференционной картины будет иметь вид:

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[\varphi(x, y) + f].$$

По способу внесения фазового сдвига методы второй группы можно разделить на следующие [5]:

- фазофиксирующая интерферометрия. Закон изменения фазы $f = A \sin(\omega t) + \varphi'$;
- гетеродинная интерферометрия. Фаза в этом случае меняется $f = \omega t$;
- пошаговая или фазосдвигающая интерферометрия $f_r = (r - 1)f_0$.

Применение таких методов позволяет значительно увеличить точность расшифровки, но при этом возникает необходимость разработки новых оптических систем или модификаций существующих [5].

3.6.1 Источники излучения

Первыми источниками, применяемыми в интерферометрах, были дуговые лампы (натриевые или ртутные), которые имеют сильные узкополосные линии излучения. Как описано выше, качество интерферометра зависит от ширины линии излучения, а также от размера источника. Размер источника, как правило, обеспечивается точечным отверстием, поэтому некоторую оптимизацию можно получить при сокращении диаметра точечного отверстия за счет потерь количества энергии доступного для наблюдения и регистрации.

В последние десятилетия в коммерчески доступных интерферометрах используются исключительно лазеры. В частности, гелий-неоновый (He-Ne) лазер, работающий на длине волны 632,8 нм, интенсивно используется для контроля как оптических компонентов, так и систем в целом. Лазер имеет намного более узкий спектральный диапазон излучения, чем у тепловых источников и имеет большую длину когерентности. Соответственно, допускаются уже не миллиметры разрешенной разности хода. Интерференционные полосы могут быть получены для величин разности хода до многих десятков метров. Это несомненное достоинство лазеров, однако имеются и проблемы. В частности, из-за очень большой длины когерентности возникают нежелательные возвраты излучения от рассеивания и отражения от промежуточных поверхностей. Кроме того, предназначенное для регистрации излучение также может давать паразитные интерференционные полосы в конечном изображении. Хотя, как правило, эти полосы имеют более низкий контраст, чем исследуемые, но они могут вносить погрешности в результат измерений. Большой проблемой является

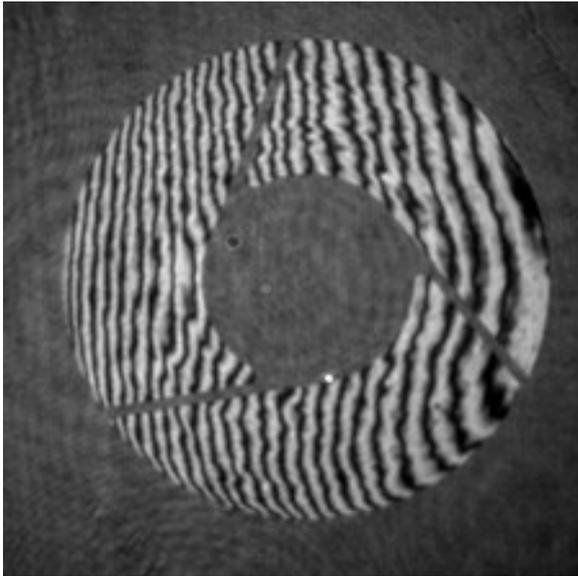
устойчивость резонатора лазера, а также тот факт, что многие лазеры генерируют несколько продольных мод одновременно. Из-за принципа работы резонатора лазера генерируемые моды, разделенные одной длиной резонатора, будут синфазными, потому что концы резонатора представляют вершины синусоиды волнового фронта на частоте генерации. Это утверждение справедливо для каждой моды продольного режима.

Когда в выходном излучении лазера присутствует несколько продольных мод резонатора, то каждая мода произведет свою интерферограмму с фазой отличной от фаз других мод. Все эти интерферограммы будут соответствовать фазе с интервалом, кратным длине резонатора. Результатом является то, что хороший контраст интерференционных полос может быть достигнут путем настройки разности хода в интерферометре кратной длине резонатора. Наилучшим считается использование одномодовых частотно-стабилизированных лазеров, однако это может привести к значительному увеличению стоимости. Одним из лучших для интерферометрии в инфракрасном диапазоне спектра считается CO_2 лазер, генерирующий излучение на длине волны 10,6 мкм. Обычно лазеры этого типа являются одномодовыми и могут давать высококонтрастные интерференционные полосы при разности хода свыше многих десятков метров. Для инфракрасной интерферометрии часто используется и He-Ne лазер, работающий на длине волны 3,39 мкм. При длине резонатора ~ 1 м этот лазер обычно генерирует две-три продольные моды. Число мод в спектре лазера может меняться в зависимости от температуры. В случае генерации лазером трех продольных мод, центральная мода является доминирующей, и контрастные интерференционные полосы могут быть получены при разности хода свыше нескольких метров. При генерации двух мод, моды получаются примерно равные по энергии. Соответственно, при их взаимной интерференции возникнет муаровая интерференционная картина из-за смешивания 4-х когерентных волновых фронтов. Два набора интерференционных картин полностью совпадать не будут, контраст интерференционной картины значительно снизится. Посередине между этими позициями, две интерференционные картины имеют одинаковую относительную фазу и таким образом складываются вместе. Таким лазерам часто требуются несколько минут, чтобы достичь устойчивой температуры так, чтобы не было скачкообразного изменения теплового режима.

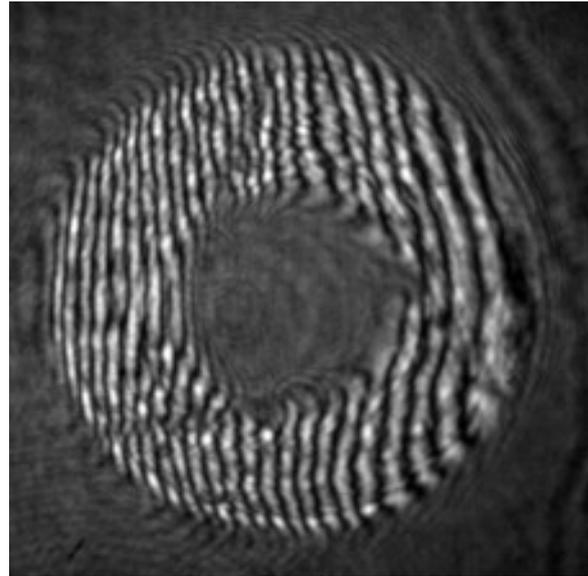
В последние годы усовершенствование качества лазерных диодов, сделало их пригодными для интерферометрии с большой разностью хода, хотя иногда необходимо выполнять пространственную фильтрацию излучения лазера, пропуская его через одномодовое оптоволокно. Лазерные диоды успешно использовались на длинах волн 850 нм и 1,55 мкм с разностями ходов в нескольких метрах.

3.6.2 Фокусировка на плоскость интерференции

При настройке интерферометра всегда необходимо убедиться в том, что интерференционная картина наблюдается в плоскости, сопряженной измеряемому объекту. В противном случае, возникает эффект смазывания и растекания изображения интерференционных полос по краям зрачка. Это приводит к тому, что размер зрачка становится неявным, а интерференционные полосы изгибаются в пределах этой расфокусированной зоны. Описываемый эффект показан на Рис. 61.



Сфокусированный зрачок



Расфокусированный зрачок

Рис. 61 Изображение зрачка с интерференционными полосами

3.6.3 Расшифровка интерферограмм методом выделения координат полос

Некоторую качественную информацию о разности фаз (или разности хода) интерферирующих пучков можно восстановить по внешнему виду интерференционной картины. Сравнивая интерференционную картину с набором эталонных изображений, можно определить, например, отклонение формы изучаемого волнового фронта от эталонного. Однако в большинстве случаев интерес представляет количественная информация.

Первый способ, нашедший применение для получения такой информации, состоял в измерении координат экстремумов полос и определении их порядка [5]. Разность фаз в промежутках между полосами вычислялась с помощью различных методов аппроксимации, которые выбирались так, чтобы результаты вычислений наиболее полно соответствовали априорной информации о поведении искомой разности фаз. В механике широко применялась аппроксимация сплайнами, в оптике – полиномами Цернике. Сначала расшифровку проводили ручным

определением координат полос и измерением расстояний между ними с помощью масштабной линейки.

Большой объем обрабатываемой информации потребовал разработки различных средств автоматизации. Первоначально системы, используемые для автоматизации расшифровки, включали устройства ручного позиционирования интерференционных картин и ввода данных в компьютер. Шаговые двигатели с помощью электронной системы управления позволяли перемещать интерферограмму до тех пор, пока визирный крест не совпадал с измеряемой полосой. Считывание могло осуществляться как по сечениям, перпендикулярным основному направлению полос (считывалась координата сечения Y , а далее – соответствующие координаты X и порядок полосы для каждого сечения), так и вдоль полос (считывались координаты X и Y для нескольких точек текущего порядка полосы). Данные записывались в компьютер, который вычислял необходимые характеристики. Дальнейшее развитие систем автоматизации связано с появлением устройств ввода оптической информации непосредственно в компьютер и разработкой алгоритмов выделения центров полос по картинам интерференционных полос.

При анализе высококонтрастных, свободных от шумов интерферограмм иногда можно выделять центры полос без предварительной обработки. Однако, как правило, интерферограммы требуют предварительной обработки.

Типичные искажения можно разделить на геометрические и искажения профиля полос. К основным причинам геометрических искажений относятся дисторсия видеодатчика, ошибки ориентации системы координат объекта, перспективные искажения. Устраняются они с помощью цифровых геометрических преобразований.

Многие интерферограммы содержат высокочастотный шум и низкочастотные изменения средней интенсивности и видности полос. Низкочастотные изменения проявляются в виде амплитудной модуляции полос, неравномерности фона или нелинейных искажений профиля полос. Когда пространственная частота шума существенно выше пространственной частоты полос, используется фильтрация с ослаблением высоких частот. Если шум низкочастотный (в случае, например, неравномерного освещения рабочего поля), используются фильтры, ослабляющие низкие частоты.

Для случая стационарного шума (движение полос вдоль поля зрения не связано с движением шума), высокая степень его подавления может быть получена комбинированием двух интерферограмм в противофазах.

Прослеживание полос выполняется различными алгоритмами интерполяции траектории полосы по координатам точек, имеющих одинаковые значения фаз. В центрах интерференционных полос разности фаз кратны по модулю 2π . Визуально центры интерференционных полос на интерферограмме – это линии, соединяющие светлые или темные точки,

то есть линии, проходящие вдоль минимумов и максимумов интерференционной картины.

В настоящее время разработаны алгоритмы, которые достаточно уверенно выделяют центры полос для различных классов изображений. Однако универсального алгоритма не существует. Поэтому наиболее приемлемым представляется сочетание автоматических алгоритмов отслеживания центров интерференционных полос с их визуальной интерпретацией и интерактивной коррекцией, производимой оператором.

Рассмотрим метод выделения координат полос подробнее. Полученную с помощью оптической части интерферометра картину необходимо сохранить для дальнейшей обработки. Часто используется *амплитудная регистрация интерферограмм* – то есть фиксация интерференционных полос или регистрация интенсивности в каждой точке интерферограммы.

В задачу обработки амплитудных интерферограмм входит несколько этапов:

- предварительная обработка;
- определение координат экстремумов полос (максимумов и (или) минимумов);
- восстановление волнового фронта по координатам экстремумов полос.

Предварительная обработка интерферограмм включает в себя фильтрацию, а также определение контура зрачка и преимущественного направления полос.

Фильтрация необходима для устранения шумов интерферограммы. Неравномерность освещенности поля интерферограммы обычно учитывается с помощью регистрации фона. Фоновая засветка учитывается при обработке:

$$I(x,y) = I_{изм}(x,y) G_{max}/G(x,y),$$

где $I(x,y)$ – вычисленная интенсивность на интерферограмме, $I_{изм}(x,y)$ – измеренная интенсивность на интерферограмме, G_{max} – максимальная интенсивность фона, $G(x,y)$ – текущая интенсивность фона.

На Рис. 62 показано распределение интенсивности по полю интерферограммы в одном из сечений. В идеальном случае интенсивность по полю равномерна (Рис. 62а). Плавное изменение интенсивности (низкочастотный шум) по полю приводит к сжатию интерференционной картины и к ошибке измерения координат (Рис. 62б), так как координата x максимума интерференционной полосы смещена относительно положения x_0 в отсутствие шумов.

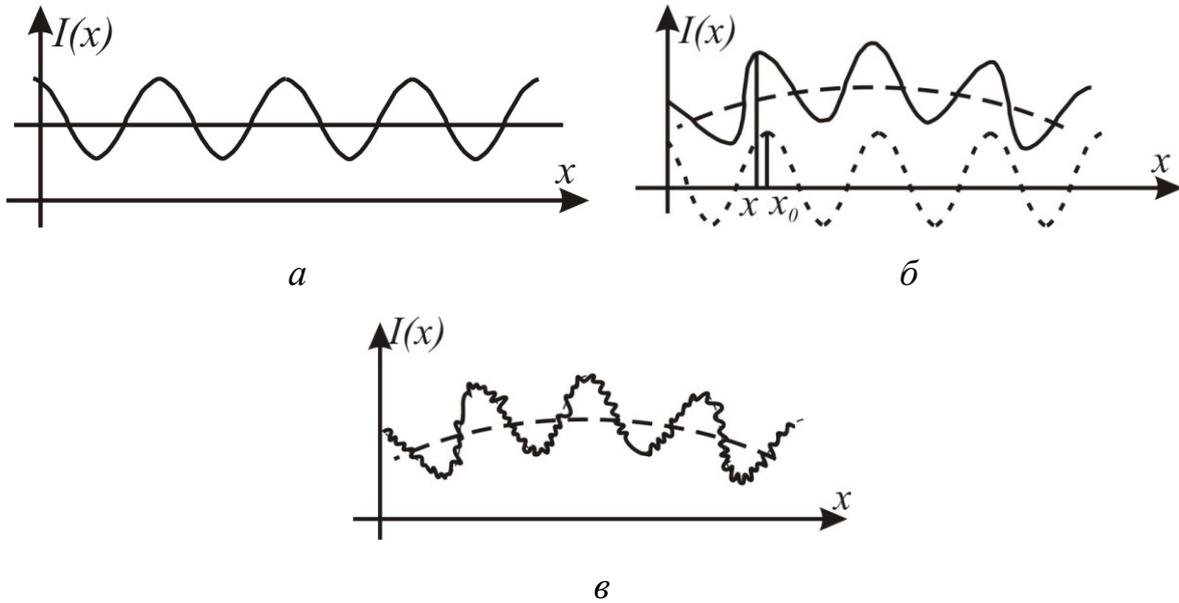


Рис. 62 Вид интерференционной картины без шумов (а),
в присутствии низкочастотных шумов (б),
в присутствии высокочастотных и низкочастотных шумов (в)

На Рис. 62в показан график интенсивности интерференционной картины в присутствии как высокочастотных, так и низкочастотных шумов.

Для простых случаев (круглая форма зрачка) контур зрачка находят в виде уравнения окружности (эллипса):

$$\frac{(x-x_0)^2}{a^2} + \frac{(y-y_0)^2}{b^2} = 1,$$

где x_0, y_0 – координаты центра контура, a, b – размер полуосей эллипса в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Для нахождения неизвестных параметров уравнения при сканировании изображения интерференционной картины определяется набор точек, лежащих на контуре интерферограммы (Рис. 63) x_k, y_k .

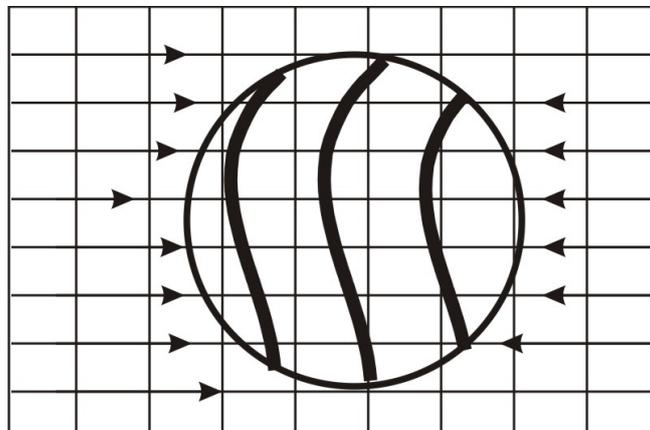


Рис. 63 Сканирование матрицы для определения контура зрачка

Уравнение эллипса преобразуется к виду:

$$\varepsilon y^2 + kx + ly + m = x^2,$$

$$\text{где } \varepsilon = (a/b)^2, k = 2x_0, l = 2y_0\varepsilon, m = x_0^2 + y_0^2\varepsilon - a^2.$$

Минимальное число точек, необходимое для решения, составляет четыре, однако для повышения точности оно может быть увеличено. При использовании 4 точек система 4 уравнений с 4 неизвестными решается однозначно. При большем количестве точек используется метод наименьших квадратов. В этом случае решение имеет вид:

$$c = A^{-1}b,$$

где A^{-1} – матрица, обратная к матрице A ; b – вектор-столбец свободных членов; c – вектор искомых чисел. A называется структурной матрицей, она состоит из координат точек на контуре.

Матрица A имеет размерность $n \times 4$ (n строк, 4 столбца), вектор b – размерность $n \times 1$ (n строк, 1 столбец), вектор-столбец искомых величин c – размерность 4×1 (4 строки, 1 столбец):

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} y_1^2 & x_1 & y_1 & 1 \\ y_2^2 & x_2 & y_2 & 1 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ y_n^2 & x_n & y_n & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{pmatrix} x_1^2 \\ x_2^2 \\ \dots \\ x_n^2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{c} = \begin{pmatrix} \varepsilon \\ k \\ l \\ m \end{pmatrix}.$$

При решении этого уравнения методом наименьших квадратов находят коэффициенты ε, k, l, m , а затем вычисляются x_0 и y_0, a и b . Подобный алгоритм реализован в программе обработки интерферограмм «ZEBRA». Задача определения центра и контура зрачка может решаться и другими способами.

В работе описанного алгоритма могут быть сбои, поэтому должна быть предусмотрена ручная коррекция области зрачка по положению и размерам.

Для эффективного поиска максимумов на следующем этапе обработки необходима информация о направлении полос. Алгоритмы поиска направления полос делятся на два типа: сканирующие и аппроксимирующие.

Сканирующий алгоритм основан на сканировании по окружности, центр которой совпадает с центром интерферограммы, а радиус жестко задан в программе. При этом окружность может пересечь несколько максимумов (Рис. 64).

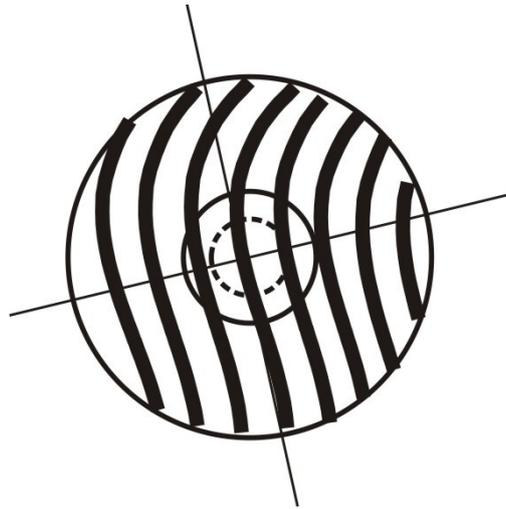


Рис. 64 К определению преимущественного направления полос

В программе «ZEBRA» использован аппроксимирующий алгоритм. Аппроксимирующий алгоритм заключается в следующем. В некоторой опорной точке определяют область, в которой ищут профиль полосы. Профиль аппроксимируется параболой.

При определении направления полос возможны сбои, особенно на интерферограммах плохого качества. Поэтому линия, перпендикулярная полосам, как правило, может быть откорректирована вручную.

При дальнейшей обработке интерферограммы необходимо определить координаты максимумов. Если деформация полос невелика, и полосы равномерно изогнуты, то идентификация полос в автоматическом режиме проходит нормально (Рис. 65а). Идентификация полос сложна, если деформация превышает 1-2 полосы (Рис. 65б). Затруднена идентификация кольцевых интерферограмм (Рис. 65в). Если кольца разорваны, то очень трудно обнаружить, что полоса справа есть продолжение полосы слева (Рис. 65г).

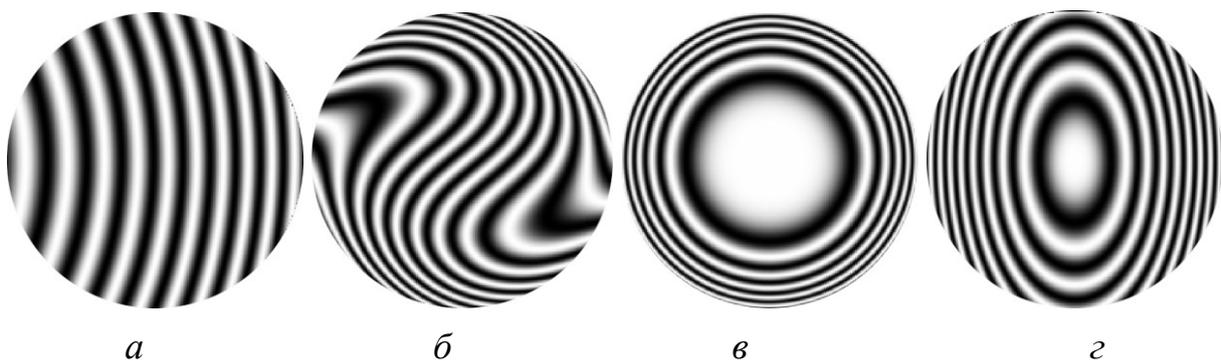


Рис. 65 Примеры интерферограмм

Существует два типа алгоритмов расстановки точек: сканирующие и следящие за полосой. Первый тип – сканирование интерферограммы – используется, например, в интерферометре ZYGO Mark II. В методе сканирования производят сканирование области интерферограммы в направлении, параллельном линии идентификации, найденной на

предыдущем этапе. Линия идентификации, перпендикулярная преимущественному направлению полос, должна пересекать все полосы на интерферограмме.

Метод слежения за полосой используется в программе «ZEBRA». Он имеет ряд преимуществ по сравнению со сканирующими алгоритмами: не требует, чтобы основная линия сканирования пересекала все полосы, более устойчив при работе с изогнутыми полосами и кольцевыми полосами.

Первое сканирование осуществляется поперек полос через центр картины. Движение идет от точки A на краю интерферограммы у вершины клина (вершину клина указывают для определения знака отклонения). Находят все максимумы, расположенные на линии сканирования (Рис. 66).

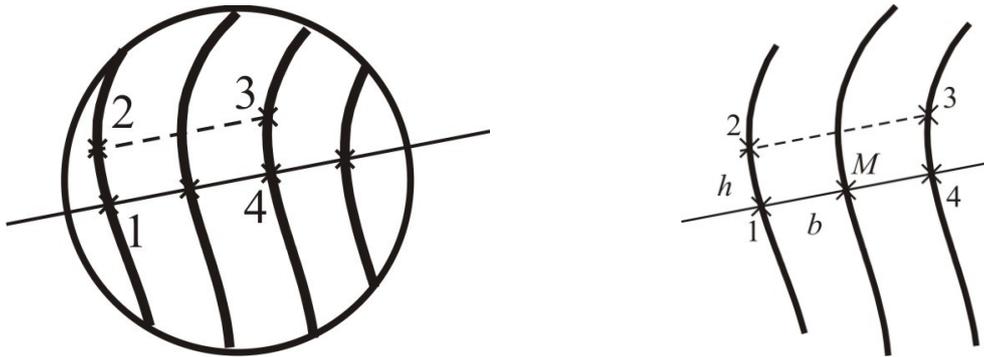


Рис. 66 К процедуре алгоритма слежения за полосой

От каждого найденного максимума начинается процедура слежения за полосой. То есть на основной линии находят соседние максимумы, строят прямоугольник 1234, находят следующий максимум на полосе на расстоянии h от точки M . Величина h ограничена сверху шириной полосы b ($h < b$). Далее процедура повторяется, затем тот же алгоритм повторяется для интерферограммы по другую сторону от линии сканирования [4], [10].

Для уточнения положения максимума интерференционной полосы строят профиль полосы. Поскольку интенсивность меняется по гармоническому закону, можно определить координаты максимума с точностью до долей ячейки (Рис. 67).

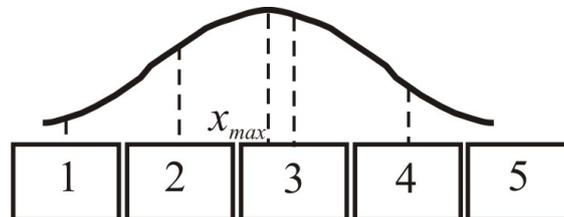


Рис. 67 К уточнению координат максимумов

Зная координаты максимумов интерференционных полос при выбранной форме описания волнового фронта (например, с помощью полиномов Цернике), восстанавливают форму волнового фронта.

Уравнение деформации волнового фронта $W(x,y)$ можно записать в виде разложения по полиномам Цернике:

$$W = \sum \sum C_{nm} P_{nm},$$

где C_{nm} – коэффициенты Цернике, P_{nm} – полиномы Цернике.

Так как разность хода меняется при переходе между соседними максимумами на одну длину волны, то левая часть этого уравнения будет содержать целые числа, соответствующие номерам полос.

Число коэффициентов Цернике в уравнении определяется выбранным порядком полинома. Так как известны координаты точек максимумов, то уравнение волнового фронта будет представлять собой уравнение с коэффициентами Цернике в качестве неизвестных. Число уравнений будет задаваться количеством точек.

Пусть N – число уравнений (число точек), n – число неизвестных коэффициентов. Система уравнений с неравным количеством неизвестных и уравнений решается методом наименьших квадратов (МНК). Систему уравнений можно записать в матричном виде следующим образом:

$$AC=B,$$

где A – структурная матрица, размерностью $N \times n$, набор значений полиномов в измеренных точках, C – вектор неизвестных коэффициентов, размерностью $n \times 1$, B – вектор правых частей – значения волновой абберации $N \times 1$.

Решение системы уравнений имеет вид:

$$C=A^{-1} B.$$

Например, при $n=6$ и $N=100$ (например, 5 полос по 20 точек на полосе, всего 100 точек). Вектор C состоит из 6 коэффициентов, вектор B содержит целые числа – значения волновой абберации, соответствующие номеру полосы (в нашем примере 5 полос):

$$C = \begin{pmatrix} C_{00} \\ C_{20} \\ C_{40} \\ C_{11} \\ C_{31} \\ C_{22} \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \dots \\ 2 \\ \dots \\ 3 \\ \dots \\ 5 \end{pmatrix},$$

$$A = \begin{pmatrix} P_{00} & P_{20}(x_{11}, y_{11}) & P_{40}(x_{11}, y_{11}) & P_{11}(x_{11}, y_{11}) & P_{31}(x_{11}, y_{11}) & P_{22}(x_{11}, y_{11}) \\ P_{00} & P_{20}(x_{12}, y_{12}) & P_{40}(x_{12}, y_{12}) & P_{11}(x_{12}, y_{12}) & P_{31}(x_{12}, y_{12}) & P_{22}(x_{12}, y_{12}) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ P_{00} & P_{20}(x_{520}, y_{520}) & P_{40}(x_{520}, y_{520}) & P_{11}(x_{520}, y_{520}) & P_{31}(x_{520}, y_{520}) & P_{22}(x_{520}, y_{520}) \end{pmatrix}$$

В первой строке находятся значения полиномов, соответствующих первой точке на первой полосе, во второй строке – соответствующие второй точке на первой полосе, и т.д. В последней строке в нашем примере – значения полиномов на пятой полосе и двадцатой точке на этой полосе.

Строк в матрице столько, сколько точек, столбцов столько, сколько полиномов.

Решая уравнение, находят коэффициенты Цернике. При известных полиномах это эквивалентно определению формы волнового фронта.

Следует упомянуть о точности восстановления волнового фронта. Если подставить координаты измеренных точек в выражение для восстановленного волнового фронта, то полученный результат будет отличаться от действительного значения волновой аберрации в этой точке зрачка. Это объясняется присутствием ошибки восстановления. *Ошибка восстановления* – это разность между реальным значением аберрации и значением, вычисленным с помощью найденного выражения. Ошибку восстановления описывают с помощью дисперсии или среднеквадратической ошибки восстановления:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 (W' - W)^2 \rho d\rho d\varphi,$$

где σ – среднеквадратическое отклонение восстановленного волнового фронта, W' – реальный волновой фронт, W – восстановленный волновой фронт, ρ , φ – координаты на зрачке.

Основные недостатки метода расшифровки на основе выделения центров полос следующие:

- невозможность определения знака приращения фазы для интерференционных картин сложной формы без участия оператора;
- снижение точности выделения центров полос из-за вариаций амплитуд интерферирующих волновых полей и искажений, вызываемых спекл-шумами, вибрациями и воздушной турбулентностью;
- неопределенность в определении фазы в промежутках между центрами полос, зависящая от выбранного метода аппроксимации;
- трудность определения и компенсации дефектов интерферометра.

Системы, использующие этот метод расшифровки, обладают рядом недостатков: точность выделения центров полос не превышает десятой доли полосы, алгоритмы обработки сложны и недостаточно эффективны, а также велико полное время обработки и необходимо участие оператора в процессе обработки и расшифровки.

Однако применение этого метода не требует модификации оптической схемы интерферометра, что позволяет использовать его для автоматизации расшифровки интерферограмм практически во всех существующих схемах классических и голографических интерферометрах.

3.6.4 Расшифровка интерферограмм с помощью преобразования Фурье

Если частоты средней интенсивности, а также вариации интенсивности и фазы меньше, чем пространственная частота

интерференционных полос, то фаза (волновая aberrация) может быть выделена с помощью фильтрации в частотной области.

Пусть интенсивность по полю интерферограммы определяется следующим выражением:

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\sqrt{I_1(x, y) \cdot I_2(x, y)} \cdot \cos[2\pi \cdot W(x, y)],$$

а пространственная несущая частота имеется только в направлении оси x , тогда уравнение, описывающее распределение интенсивности, имеет следующий вид:

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cdot \cos[\varphi(x, y) + 2\pi\omega_x x],$$

где $I(x, y)$ – интенсивность по полю интерферограммы, $a(x, y)$ – постоянная составляющая интенсивности, $b(x, y)$ – амплитуда колебания интенсивности, $\varphi(x, y)$ – фаза суммарного колебания, ω_x – пространственная частота полос в направлении оси x .

Воспользуемся формулой Эйлера:

$$\cos \varphi = \frac{e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}}{2}.$$

Тогда уравнение интерферограммы в комплексной форме:

$$I(x, y) = a(x, y) + c(x, y) \exp(i2\pi\omega_x x) + c^*(x, y) \exp(-i2\pi\omega_x x),$$

где $*$ – знак комплексного сопряжения,

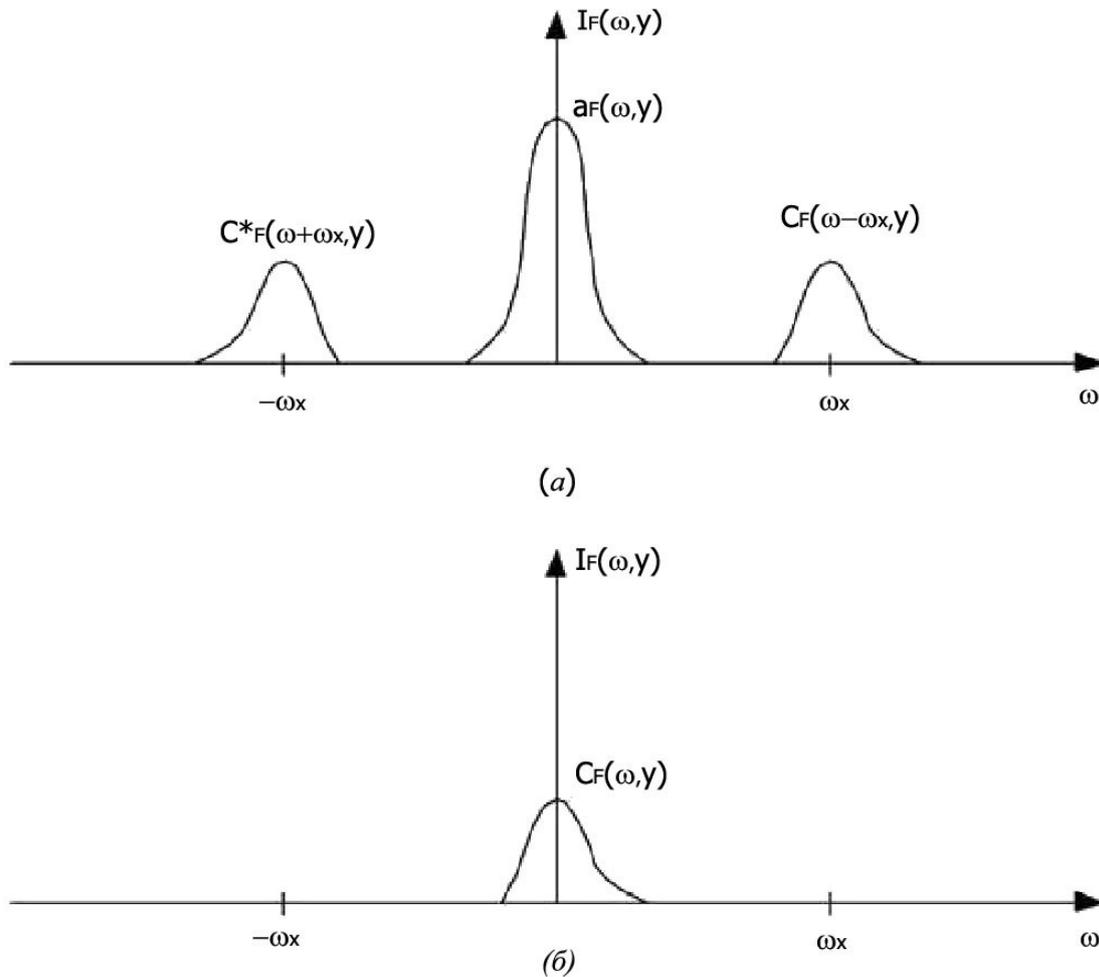
$$c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) \exp(i\varphi(x, y)).$$

Применим к выражению одномерное преобразование Фурье по координате x :

$$F_x(I(x, y)) = I_F(\omega, y) = a_F(\omega, y) + c_F(\omega - \omega_x, y) + c_F^*(\omega + \omega_x, y),$$

где I_F , a_F , c_F – Фурье-спектры I , a и c соответственно, ω – пространственная частота.

Вид функции $I_F(\omega, y)$ представлен на Рис. 68а.



*Рис. 68 Разделение частотных составляющих в спектральной области.
 (а) – Фурье-спектр интерференционной картины,
 (б) – фильтрация в частотной области*

На рисунке представлен одномерный случай. На картине преобразования Фурье видны центральный максимум и смещенные вправо и влево дополнительные максимумы. Центральный максимум зависит от величины a и отвечает за общую неравномерность освещенности интерференционной картины. Смещенные максимумы зависят от c и c^* и несут в себе информативную часть. Кроме того, если график между максимумами проходит не на нулевом уровне, то присутствуют высокочастотные и низкочастотные шумы

В случае идеальной интерферограммы с контрастом равным 1 Фурье-спектр представляет собой дельта-функции такие, что побочные максимумы составляют $1/2$ от центрального максимума по высоте (Рис. 69).

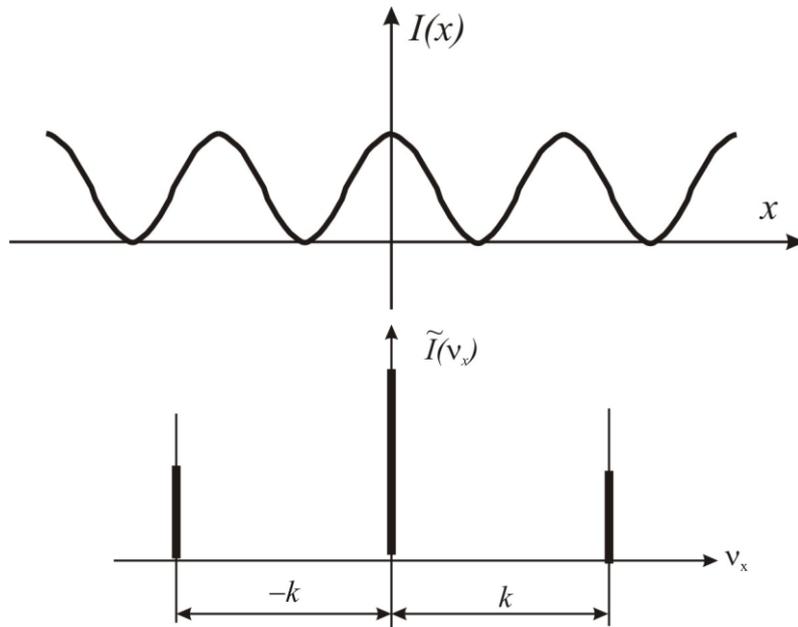


Рис. 69 Сечение идеальной интерферограммы и ее Фурье-спектр

В случае реальной интерферограммы неравномерность картины ведет к уширению центрального максимума, а шумы дают равномерный фон. Боковые максимумы при этом также не являются дельта-функциями. Кроме того, реальная картина всегда двумерная. На Рис. 70 показана реальная интерферограмма и реальный спектр.

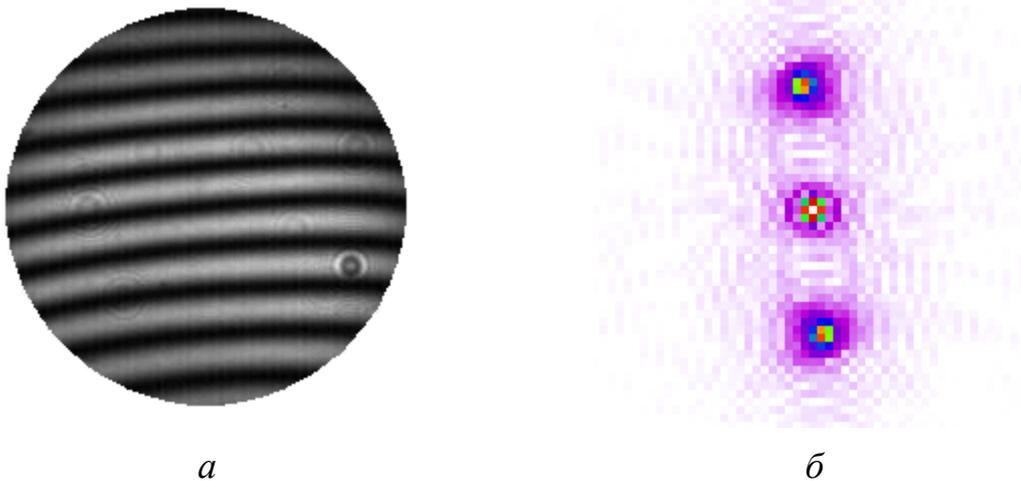


Рис. 70 Реальная интерферограмма (а) и ее спектр (б)

Таким образом, Фурье-спектр интерферограммы – функция $I_F(\omega, y)$ является тримодальной с пиками в точках с координатами ω_x , $-\omega_x$ и начале координат (Рис. 68а). Компонента c_F функции $I_F(\omega, y)$ может быть выделена фильтрацией в частотной области (исключением фоновой составляющей a_F и $c_F^*(\omega + \omega_x, y)$).

В процессе обработки Фурье-спектра находят зону положительного лепестка, определяют его размер, обнуляют остальной спектр и смещают информативный лепесток на ω_x . После сдвига на ω_x (Рис. 68б) получаем:

$$I_{OF}(v_x, v_y) = c_F(v_x, v_y).$$

В результате обратного преобразования Фурье приходим к следующему выражению:

$$c(x, y) = 1/2b(x, y)e^{2\pi W(x, y)} = 1/2b(x, y)[\cos 2\pi W_0(x, y) + i \cdot \sin 2\pi W_0(x, y)].$$

Полученную комплексную функцию можно описать следующим выражением:

$$c(x, y) = \text{Re}[c(x, y)] + i \text{Im}[c(x, y)].$$

Таким образом, фаза по модулю π может быть вычислена в виде:

$$\varphi(x, y) = \text{arctg} \frac{\text{Im}(c(x, y))}{\text{Re}(c(x, y))}.$$

Процесс расширения диапазона с π до 2π , а также операция устранения 2π -неоднозначностей (разрывов) фазы будут рассмотрены ниже.

Этот метод можно распространить и на двумерный случай, при этом фильтрация производится в одной полуплоскости в частотном пространстве. Отметим, что в случае замкнутых интерференционных полос фаза не может быть вычислена достоверно, так как происходит «переналожение» спектров.

К недостаткам метода можно отнести следующее:

- теряется знак W_0 , поскольку \sin и \cos отдельно не определяются;
- при малом числе полос сложно выделить информативную часть на спектре, так как она сливается с центральной частью;
- при неравномерности поля интерферограммы происходит размытие центральной части спектра, что усложняет поиск информативной части [5], [6].

3.6.5 Гетеродинный метод

Принцип гетеродинирования, преобразования частоты в радиотехнике и электронике, известен давно и получил широкое применение. Он заключается в смещении на нелинейном элементе двух взаимно когерентных сигналов с различными, в общем случае, частотой и фазой. В результате чего выделяется сигнал с промежуточной частотой, равной разности частот и фазой, равной разности фаз исходных сигналов. Если частота и фаза одного сигнала – сигнала гетеродина – известны, то сигнал промежуточной частоты несет всю информацию о частоте и фазе другого, измерительного сигнала.

В оптических двухлучевых интерферометрах принцип реализуется путем изменения частоты на фиксированную величину в одной из ветвей интерферометра.

Для сдвига частоты в гетеродинных интерферометрах могут применяться различные устройства. Например, если опорное зеркало интерферометра движется со скоростью V (Рис. 71) то частота отраженного света окажется сдвинутой на величину $2V/\lambda$. Реально этот метод может быть выполнен за счет пилообразного сдвига зеркала во времени с амплитудой $\lambda/2$.

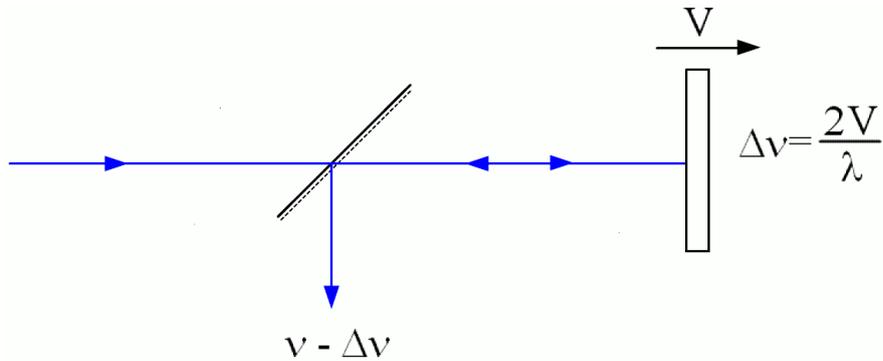


Рис. 71 Сдвиг частоты при помощи движения опорного зеркала

Аналогично, если луч с круговой поляризацией проходит через вращающуюся полуволновую пластинку его частота изменяется на величину, равную удвоенной скорости вращения полуволновой пластины (Рис. 72)

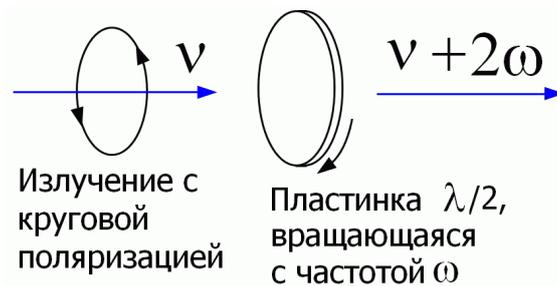


Рис. 72 Сдвиг частоты при помощи вращения полуволновой пластинки

Такое поляризационное устройство сдвига частоты удобно реализовывать путем размещения фиксированной четвертьволновой и вращающейся четвертьволновой пластины в опорном плече интерферометра так, чтобы излучение проходило через них 2 раза (Рис. 73).

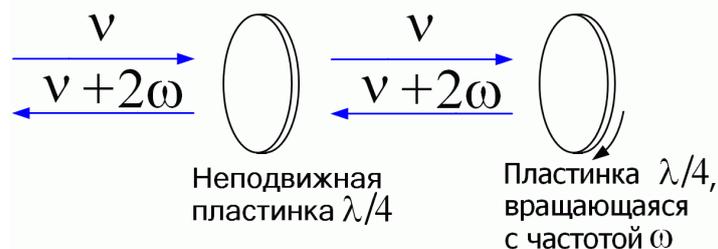


Рис. 73 Поляризационное устройство, состоящее из двух четвертьволновых пластинок. Опорное зеркало не показано

Если первая четвертьволновая пластина будет соответствующим образом ориентирована, то это приведет к преобразованию линейно-поляризованного луча в луч с круговой поляризацией. Так как через вращающуюся четвертьволновую пластинку излучение проходит дважды, то она действует как вращающаяся полуволновая пластина, сдвигая частоту проходящего через нее света. На втором проходе неподвижная четвертьволновая пластинка превращает свет с круговой поляризацией обратно в линейно-поляризованный свет. Принципиальная трудность применения вращающихся полуволновых и четвертьволновых пластин заключается в том, что для реально доступных скоростей вращения нельзя получить сдвиг частоты существенно больше одного или двух килогерц.

В качестве устройства для сдвига частоты может использоваться дифракционная решетка (Рис. 74), поскольку она смещает частоту луча в N -ном порядке на величину $N \cdot V \cdot f$, где V – составляющая скорости движения решетки в направлении, перпендикулярном ее штрихам, а f – пространственная частота решетки. То есть сдвиг частоты равняется произведению N на число линий решетки, которые данная точка пересекает за секунду. Характерно то, что при использовании дифракционной решетки сдвиг частоты не зависит от длины волны.

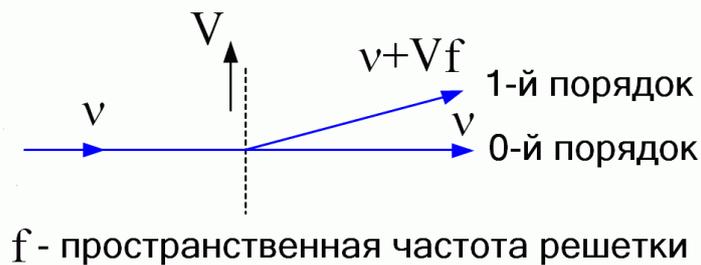


Рис. 74 Сдвиг частоты с помощью дифракционной решетки

Акустооптическая ячейка Брэгга (Рис. 75) сдвигает частоту света так же, как дифракционная решетка, поскольку в данном случае распространяющаяся в ячейке акустооптическая волна выполняет роль движущейся решетки. Сдвиг частоты первого дифракционного порядка равен частоте напряжения для возбуждения ячейки Брэгга и не зависит от длины волны света.

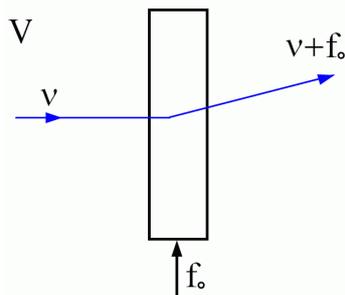


Рис. 75 Сдвиг частоты с помощью ячейки Брэгга

Двойной электрооптический эффект Поккельса позволяет производить одновременную модуляцию света независимыми сигналами. Эффектом Поккельса называют явление возникновения двойного лучепреломления в оптических средах при наложении постоянного или переменного электрического поля. Этот эффект возникает только в средах, не имеющих центральной симметрии. На практике он проявляется во вращении плоскости поляризации выходной световой волны при приложении напряжения к кристаллу по причине изменения в кристалле показателей преломления по направлениям осей x и y (т.е. изменения эллипсоида показателей преломления). Для некоторых кристаллов (например, ниобата лития или арсенида галлия) этот поворот может достигать 90° в зависимости от приложенного напряжения. Если поместить такой кристалл (называемый *ячейкой Поккельса*) между двумя поляризационными фильтрами (линейным поляризатором и анализатором) с углом в 90° между их плоскостями поляризации (Рис. 76), то получится модулятор. При отсутствии напряжения на ячейке Поккельса плоскость поляризации луча дополнительно не вращается и световой луч, плоскополяризованный линейным поляризатором на входе, не проходит через анализатор на выход модулятора. При максимальном напряжении на ячейке Поккельса, она будет поворачивать плоскость поляризации практически на 90° вправо, плоскости поляризации луча на выходе ячейки и анализатора совпадут, обеспечивая полное прохождение входного луча на выход модулятора. Таким образом, ячейка Поккельса позволяет модулировать световую волну по интенсивности путем амплитудной модуляции напряжения, подаваемого на эту ячейку. Частота модуляции может превышать 10 ГГц, глубина модуляции при этом может достигать до 99,9%.

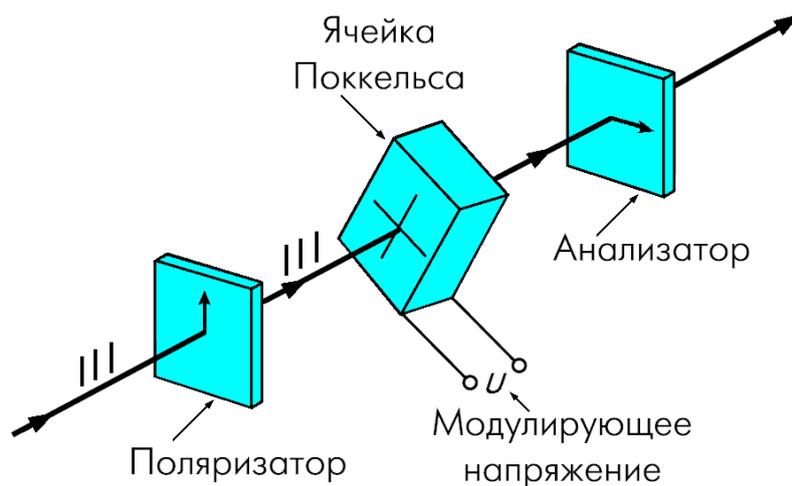


Рис. 76 Схема электрооптического модулятора на ячейке Поккельса

В гетеродинном интерферометре может использоваться двухчастотный газовый лазер, в котором активная среда находится в аксиальном магнитном поле, что приводит к Зеемановскому разделению излучения на составляющие с двумя частотами. Они имеют круговую

поляризацию в противоположных направлениях и разность частот в несколько мегагерц.

На выходе интерференционной схемы интенсивность результирующего колебания меняется по гармоническому закону с частотой равной, как уже говорилось, разности частот интерферирующих излучений. Причем сигнал проявляется как фазовая модуляция полученной промежуточной частоты. Прием сигнала в случае гетеродинного способа детектирования фазового модулированного излучения ведется на промежуточной частоте $\Delta\nu$. Эта частота может быть выбрана в любом диапазоне, например, в радиодиапазоне, поэтому влияние нестабильности конструкции интерферометра в случае гетеродинного приема не будет сказываться на величине принимаемого сигнала, поскольку он не зависит от первоначальной разности хода интерферирующих лучей.

Наиболее распространены три основных разновидности гетеродинных интерферометров:

- с электрооптическим частотным модулятором;
- с двухчастотным Зеемановским лазером;
- с акустооптическим модулятором.

С помощью гетеродинной методики разность фаз или разность оптических путей можно определять непосредственно [5]. Наиболее важные свойства можно рассмотреть на примере интерферометра, схема которого приведена на Рис. 77.

В обоих плечах расположены ячейки Брэгга для образования в интерферирующих лазерных пучках различных частотных сдвигов ($\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$). Пусть ω – оптическая частота излучения лазера, тогда для двух интерферирующих пучков можно записать:

$$A_1 = A_{01} \cos((\omega + \Delta\omega_1)t + \varphi_1),$$

$$A_2 = A_{02} \cos((\omega + \Delta\omega_2)t + \varphi_2).$$

Фотодетекторы вырабатывают фототок:

$$i = \langle A_1 + A_2 \rangle^2,$$

Где угловые скобки означают усреднение, возникающее из-за конечных частотных границ пропускания фотодетектора.

С учетом приведенных выше выражений можно записать:

$$i = A_{01}^2 \langle \cos^2((\omega + \Delta\omega_1)t + \varphi_1) \rangle + A_{02}^2 \langle \cos^2((\omega + \Delta\omega_2)t + \varphi_2) \rangle + \\ + A_{01}A_{02} \langle \cos((2\omega + \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2)t + \varphi_1 + \varphi_2) \rangle + A_{01}A_{02} \langle \cos((\Delta\omega_1 - \Delta\omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2) \rangle.$$

Допуская, что границы пропускания фотодетектора позволяют реагировать на частоту $(\Delta\omega_1 - \Delta\omega_2)$, которая значительно меньше ω , можно заметить, что только последний член этого выражения будет определять амплитуду переменного фототока. Детектор, помещенный в некоторую стационарную точку, вырабатывает фототок, пропорциональный фазовому искажению $\Delta\varphi_s$:

$$i = A_{01}A_{02} \langle \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi_s) \rangle.$$

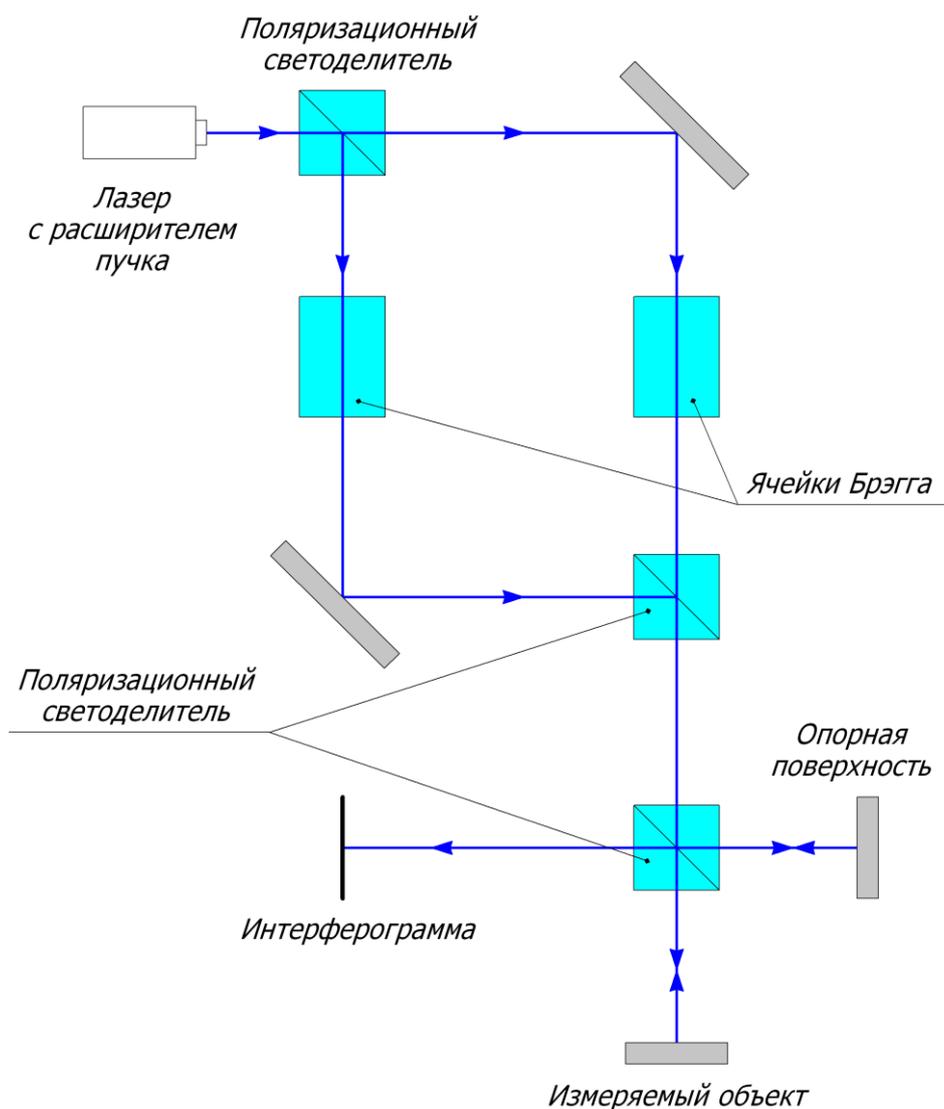


Рис. 77 Гетеродинный интерферометр Тваймана-Грина

Детектор в другой точке пучка вырабатывает соответственно фототок, пропорциональный фазовому искажению $\Delta\varphi_r$:

$$i = A_{01}A_{02} \langle \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi_r) \rangle$$

Сигналы с разных фотодетекторов поступают на фазовый компаратор. При перемещении одного датчика относительно другого на выходе компаратора образуется уровень аналогового напряжения, пропорциональный оптической разности фаз. Метод реализует измерение оптической разности фаз по одному сечению интерферограммы. При высокоскоростных измерениях необходимо создавать системы, состоящие из набора параллельно работающих детекторов; при медленно меняющихся процессах применяют электронные сканирующие детекторы (например, электронно-лучевую трубку типа диссектора). Применение для этой цели системы с механическим сканированием подходит только для измерения стационарных объектов.

На Рис. 78 показана измерительная система с диссектором в качестве сканирующего устройства, разработанная Масси (Massie, 1984).

Оптический луч от лазера разделяется на две составляющие, в каждую из них с помощью акустооптических модуляторов вносится частотный сдвиг. В одном из плеч интерферометра Майкельсона полуволновая пластинка поворачивает плоскость поляризации на 90° , далее оба пучка идут по одному направлению, не интерферируя между собой, поскольку плоскости поляризации каждого пучка ортогональны.

В селективном интерферометре Гваймана-Грина один из пучков отражается на контролируемой поверхности, второй – от эталонного зеркала, затем после прохождения линейного поляризатора, ориентированного под углом 45° к обеим плоскостям поляризации, обе волны интерферируют в выходной плоскости интерферометра. Детектор, помещенный в некоторую точку (x,y) , будет давать фототок $i = A_{01}A_{02}\langle \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi) \rangle$.

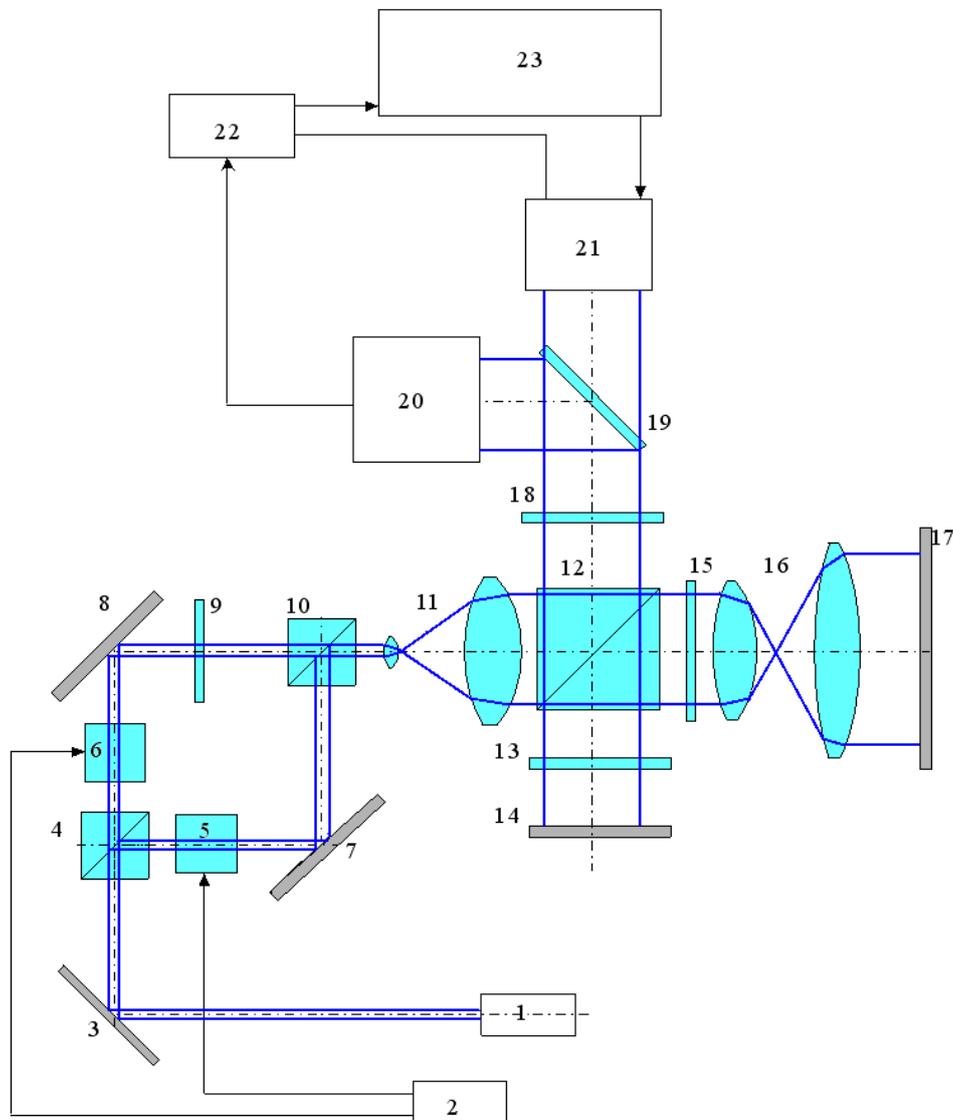


Рис. 78 Гетеродинный интерферометр на основе электронно-лучевой трубки

На Рис. 78: 1 – лазер, 2 – генератор частот, 3, 7, 8 – зеркала, 4, 10, 12, 19 – светоделитель, 5, 6 – ячейки Брэгга, 11, 16 – расширители излучения, 13, 15 – пластинки $\lambda/4$, 14 – эталонная поверхность, 17 – контролируемая поверхность, 18 – линейный поляризатор, 20 – детектор, 21 – диссектор, 22 – фазовый компаратор, 23 – ЭВМ. Детектор, помещенный в другую точку, будет давать сигнал $i_0 = A_{01}A_{02}\langle \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi_0) \rangle$. Эти сигналы поступают на фазовый компаратор, с выхода которого оптическая разность фаз снимается как уровень аналогового напряжения. Измеряя фазу в различных точках относительно некоторой опорной точки (x_0, y_0) можно определить разность фаз по полю.

Фазовый анализ, производимый с помощью гетеродинной интерферометрии, обеспечивает высокую точность, однако использование такой технологии требует сложной аппаратуры.

3.6.6 Фазофиксирующая интерферометрия

В *фазофиксирующей интерферометрии* фаза модулируется по времени следующим образом:

$$\varphi(x, y, t) = a \sin(\omega t) + \varphi'(t).$$

Модуляция может быть реализована колебанием плоского зеркала с амплитудой a и частотой ω в опорном плече, а φ' определяется за счет поступательного движения этого же зеркала. Схема интерферометра, в котором поступательное движение зеркала обеспечивается пьезокерамикой, показана на Рис. 79.

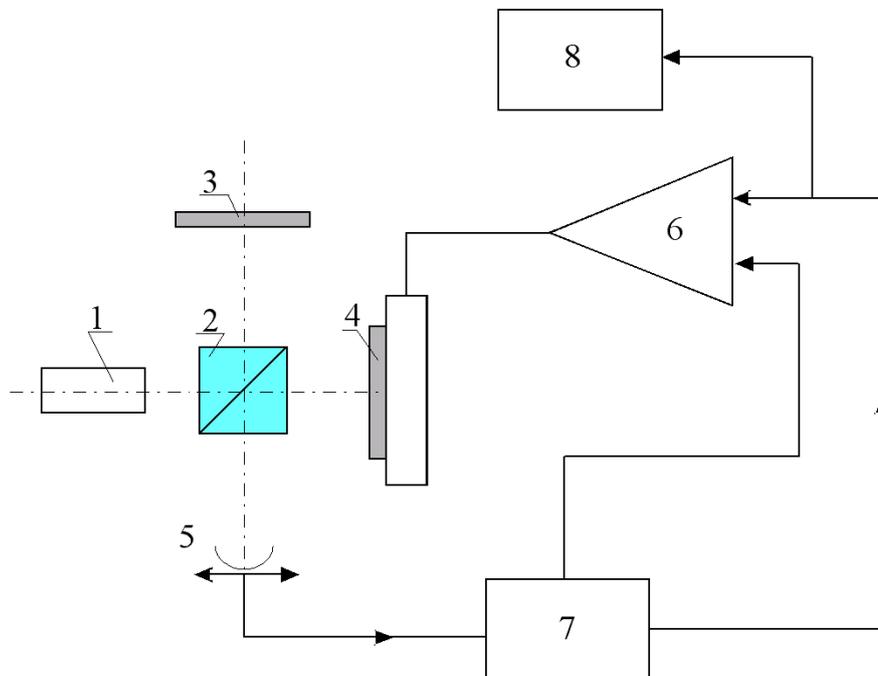


Рис. 79 Схема фазофиксирующего интерферометра с пьезокерамикой:

- 1 – лазер, 2 – светоделитель, 3 – контролируемый образец,
4 – эталонное зеркало с пьезокерамикой, 5 – приемник, 6 – двигатель,
7 – перестраиваемый генератор, 8 – монитор

Результирующая интенсивность будет равна:

$$I(x, y, t) = I(x, y) \cdot [1 + V(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) + \alpha \sin \omega t + \varphi'(t))].$$

Фотоэлектрический сигнал можно представить в следующем виде:

$$U = U_0 + U_\omega + U_{2\omega} + U_{3\omega} + \dots$$

Компоненту сигнала U_ω можно выделить с помощью соответствующего электронного фильтра. Выходной сигнал с фильтра поступает на фазовый детектор, который управляет перестраиваемым генератором с частотой ω . Управление производится так, чтобы изменить фазу φ' , при которой положение $U_\omega = 0$ удастся зафиксировать. Изменение разности фаз для различных точек синхронно φ' . Это означает, что величина φ' определяет непосредственно разность фаз. В этом методе сдвиг опорной волны осуществляется перемещением плоского зеркала, управляемого пьезоэлектрическим преобразователем.

При построении интерферометрических систем часто используют свойство фотодиодных лазеров изменять длину волны излучения при изменении тока накачки. Такие системы не содержат механически перемещающихся элементов, таких как перемещаемое пьезоэлектрическим преобразователем зеркало. Поэтому их точность не зависит от свойств механических преобразователей и определяется лишь параметрами электронной управляющей системы. Конфигурация системы на основе фотодиодного лазера показана на Рис. 80.

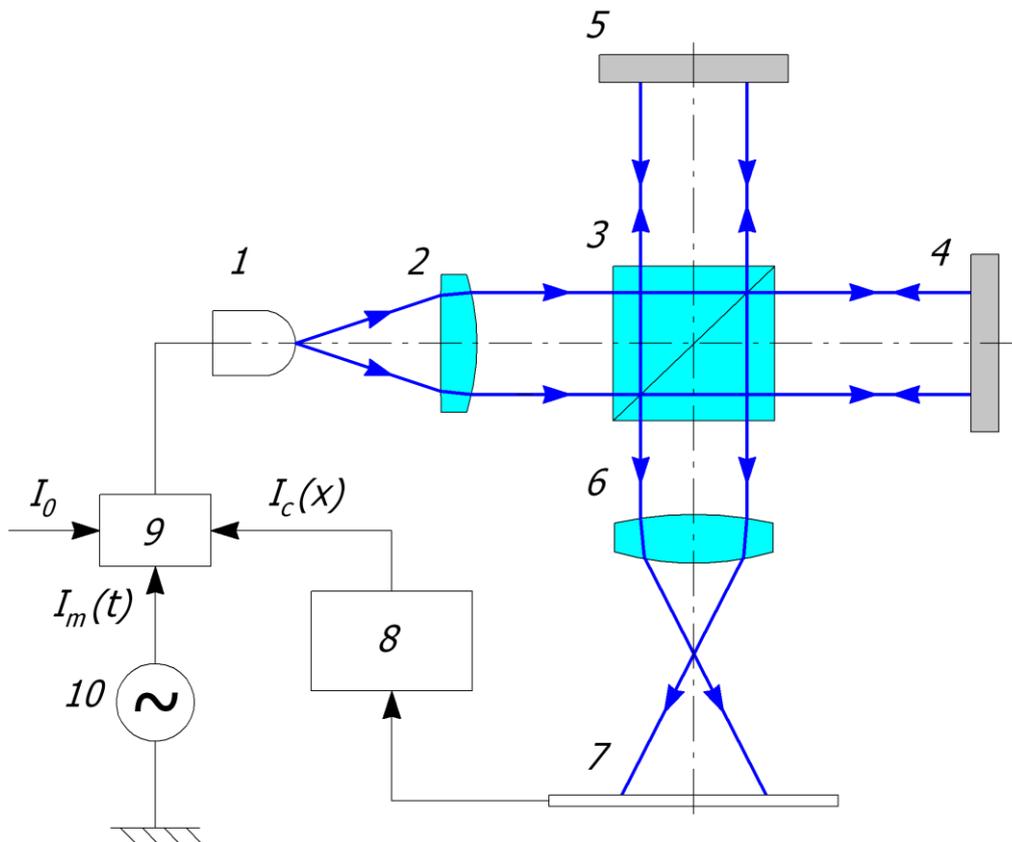


Рис. 80 Схема фазофиксирующего интерферометра с диодным лазером

На Рис. 80: 1 – фотодиодный лазер, 2 – объектив, 3 – светоделитель, 4 – контролируемая поверхность, 5 – эталон, 6 – изображающая система, 7 – устройство ввода на основе CCD-камеры, 8 – формирователь сигнала обратной связи, 9 – генератор тока накачки. В качестве оптической системы используется интерферометр Тваймана-Грина. Ток накачки состоит из постоянной составляющей I_0 , модулированного тока $I_m(t)$ и тока управления $I_c(x)$.

Модулированный ток задается как:

$$I_m(t) = \alpha \cos \omega_c t$$

Если профиль объекта в некотором сечении $D(x)$, оптическая разность хода между опорным и объектным пучками интерферометра D_0 в точке, где $D(x)=0$, то $I_c(x)=0$.

Профиль поверхности может быть измерен, если значение фазы всегда выравнивается до φ_L :

$$\varphi_L = (4\pi / \lambda_0) D_0,$$

где λ_0 – центральная длина волны диодного лазера.

Изменяя ток накачки, а, следовательно, и длину волны диодного лазера с λ_0 до $\lambda_0 + \lambda_c$, получим:

$$\varphi_L = (4\pi / \lambda_0) D_0 = (4\pi / (\lambda_0 + \lambda_c)) (D_0 + D(x)),$$

где $\lambda_c = \beta I_c(x)$, β – константа.

Тогда:

$$D(x) = (D_0 / \lambda_0) \beta I_c(x).$$

Из этого выражения следует, что можно измерять профиль поверхности, зная управляющий ток $I_c(x)$.

Основной проблемой фазофиксирующей интерферометрии является то, что измерение фазы очень чувствительно к фазовым дрейфам всей аппаратуры, поэтому достигаемая точность измерений обычно не превышает $\Delta W_{rms} = 1/30$ длины волны [1], [5].

3.6.7 Расшифровка интерферограмм методом пошагового фазового сдвига

При построении интерференционных систем в последние годы наиболее часто используются методы получения и расшифровки интерферограмм на основе пошагового сдвига. Это вызвано простотой задания отдельных значений фазового сдвига, несложными алгоритмами и высокой точностью расшифровки. Кроме того, существующие схемы интерферометров довольно просто модифицируются.

Метод пошагового сдвига основан на регистрации нескольких интерферограмм при изменении фазы опорной волны на известную величину. Фаза опорной волны модулируется по времени следующим образом:

$$f_r = (r - 1) f_0.$$

Фазовый сдвиг между интерферирующими пучками может быть реализован различными способами. На Рис. 81 показана принципиальная схема оптической установки, в которой фазовый сдвиг задается перемещением зеркала, закрепленного на пьезокерамике. Пучок света от когерентного источника, попадая на делительный куб, разделяется на объектный и опорный пучки. В опорном пучке находится зеркало, закрепленное на пьезокерамике, которое предназначено на внесения фазовых сдвигов. Конфигурация объектного пучка зависит от задачи измерения и формы поверхности тестируемого объекта. В выходной плоскости помещен массив детекторов для регистрации интенсивности в каждой точке поля. После каждого фазового сдвига информация о поле интенсивностей вносится в компьютер.

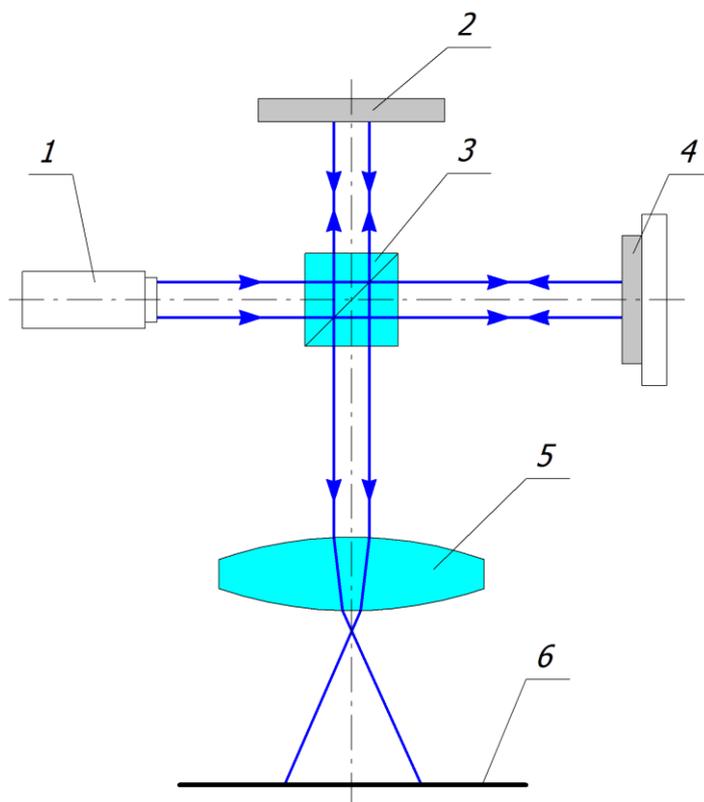


Рис. 81 Схема интерферометра Тваймана-Грина с перемещением зеркала, закрепленного на пьезокерамике: 1 – лазер с расширителем пучка, 2 – испытуемый образец, 3 – светоделительный куб, 4 – эталонное зеркало, закрепленное на пьезокерамике, 5 – объектив, 6 – плоскость регистрации интерферограммы

Существуют два способа внесения фазового сдвига: дискретный и непрерывный. Дискретный сдвиг изменяет фазу светового пучка на некоторую величину, затем осуществляется ввод в компьютер установившегося значения интерференционной картины.

На Рис. 82 показан график зависимости изменения фазы от времени при дискретном фазовом сдвиге. Регистрация интерферограмм происходит

в течение времени Δt , соответствующему горизонтальным линиям на графике.

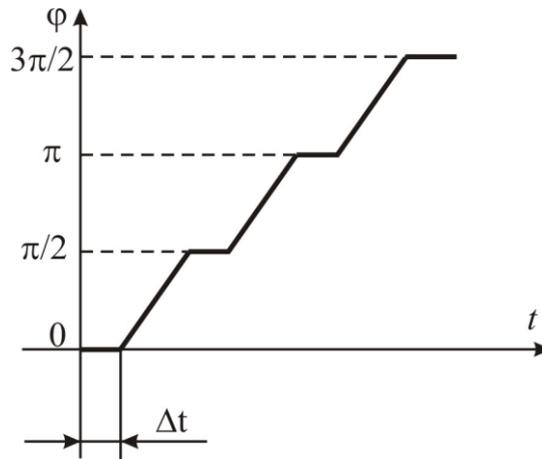


Рис. 82 Дискретный фазовый сдвиг

При непрерывном сдвиге фаза меняется линейно со временем. Значения интенсивностей считываются с помощью интегрирующего детектора, который усредняет значения по мере изменения фазы. Усреднение происходит за временной интервал, при котором фаза меняется на заданную величину. При этом должна поддерживаться точная синхронизация между временем интегрирования на детекторе и перемещением сдвигаемого с помощью пьезокерамики зеркала.

На Рис. 83 показан график зависимости фазы от времени при непрерывном фазовом сдвиге, при этом регистрация интерференционной картины в течение времени Δt выполняется в процессе движения.

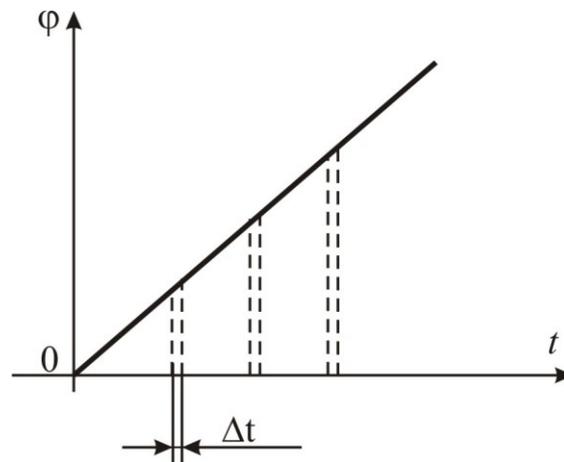


Рис. 83 Непрерывный фазовый сдвиг

При различных фазовых сдвигах интенсивность интерферограммы со сдвигом δ_i можно представить в виде: $I(x, y) = I_0(x, y) \cdot [1 + V(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) + \delta_i)]$, где $i = 1, 2 \dots m$ (m — число фазовых сдвигов) и $\delta_1 = 0$.

Если фазовые сдвиги одинаковы в интервале $[0; \pi]$, то есть $\delta_i = 2\pi(i-1)/m$,

то фаза может быть определена по формуле:

$$\varphi(x, y) = \operatorname{arctg} \frac{\sum_{i=1}^m I_i \sin \delta_i}{\sum_{i=1}^m I_i \cos \delta_i}.$$

Алгоритмы, полученные при различном значении m , называются m -шаговыми или m -точечными.

Например, при трех произвольных сдвигах (трехшаговый алгоритм), решая тригонометрическую систему, состоящую из трех уравнений, получим:

$$\varphi(x, y) = \operatorname{arctg} \frac{(I_2 - I_3) \sin \delta_1 + (I_3 - I_1) \sin \delta_2 + (I_1 - I_2) \sin \delta_3}{(I_3 - I_2) \cos \delta_1 + (I_1 - I_3) \cos \delta_2 + (I_2 - I_1) \sin \delta_3}.$$

При $\delta_1=0$, $\delta_2=2\pi/3$, $\delta_3=4\pi/3$ последнее выражение примет вид [5]:

$$\varphi(x, y) = \operatorname{arctg} \sqrt{3} \frac{I_3 - I_2}{2I_1 - I_2 - I_3}.$$

При $\delta_1=\pi/4$, $\delta_2=3\pi/4$, $\delta_3=5\pi/4$ выражение примет еще более простой вид:

$$\varphi(x, y) = \operatorname{arctg} \frac{I_3 - I_2}{I_1 - I_2}.$$

При $\delta_1=0$, $\delta_2=\pi/2$, $\delta_3=\pi$ получим:

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{I_1 - I_3}{I_2 - I_1}.$$

При четырех фазовых сдвигах $\delta_1=0$, $\delta_2=\pi/2$, $\delta_3=\pi$, $\delta_4=3\pi/2$ получим столь же простое выражение:

$$\varphi(x, y) = \operatorname{arctg} \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}.$$

На погрешность обработки интерферограммы и вычисления фазы оказывает влияние и тот факт, что величину шага невозможно выдержать точно. Для уменьшения влияния этой погрешности был предложен пятишаговый алгоритм определения фазы (Харихаран)

Если фаза изменяется на один шаг с некоторой погрешностью шага $\Delta\Delta\varphi$, то можно записать:

$$\varphi_j = \varphi_{j-1} + \Delta\varphi + \Delta\Delta\varphi,$$

где $\Delta\varphi$ – шаг фазы.

Для осуществления предложенного алгоритма необходимо сделать пять снимков со следующими шагами по фазе: $-2\Delta\varphi$, $-\Delta\varphi$, 0 , $\Delta\varphi$, $2\Delta\varphi$.

Если шаг изменения фазы равен $\Delta\varphi = \pi/2$, то фазу можно определить:

$$\varphi(x, y) = \operatorname{arctg} \frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1}.$$

Если шаг фазы $\Delta\varphi \neq \pi/2$, а изменяется с некоторой погрешностью $\Delta\varphi = \pi/2 \pm \Delta\Delta\varphi$, то появляется дополнительный множитель \sin :

$$\varphi_1 = \arctg \left(2 \sin \Delta\varphi \frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1} \right).$$

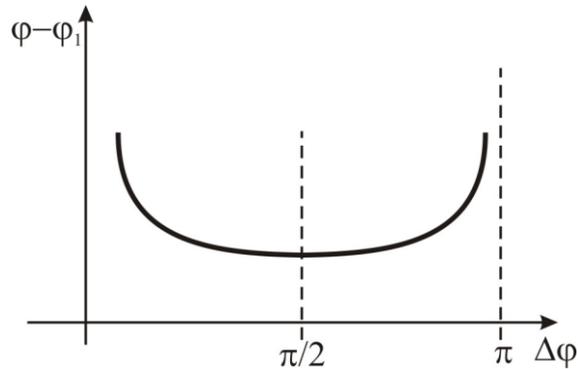


Рис. 84 Зависимость погрешности определения фазы от шага изменения фазы

На Рис. 84 показан график $\varphi - \varphi_1$ – разности фаз между значениями, вычисленными по формулам с учетом погрешности и без нее. Кривая симметрична относительно точки $\Delta\varphi = \pi/2$ и идет практически параллельно в окрестности этой точки при наличии $\Delta\varphi$. Существенное изменение фазы наблюдается только по краям, при $\Delta\varphi$ приближающемся к π . Таким образом, в этом алгоритме ошибка разности фаз слабо зависит от ошибки изменения шага фазы при шаге $\pi/2$. Например, при ошибке шага $\Delta\Delta\varphi = 2^\circ$ ошибка определения фазы $\varphi_1 - \varphi = 0,02^\circ$, если $\Delta\varphi = \pi/2$.

За время применения фазово-сдвиговой интерферометрии было предложено множество алгоритмов для расчета фазы. Разнообразие алгоритмов объясняется, в первую очередь, различными задачами, решаемыми с помощью фазового сдвига, а также имеющимся оборудованием. Решение о применении того или иного алгоритма принимается после оценки влияния погрешностей. В литературе [6] довольно подробно описаны способы генерации алгоритмов и методы устранения погрешностей. Отметим, что оценка влияния погрешностей на какой-либо алгоритм, а также его устойчивость к определенным ошибкам проводится либо с помощью ряда Фурье, либо с помощью характеристического полинома. Некоторые алгоритмы для обработки интерферограмм (до 6 шагов включительно) приведены в Табл. 14.

Основными источниками погрешностей в фазосдвигающей интерферометрии являются ошибки при задании сдвига. Чтобы уменьшить погрешность изменения фазы, устройство для его внесения должно обладать высокой точностью, что приводит к усложнению аппаратуры. Учесть ошибку установки фазового сдвига сложно, поскольку его измерение трудно реализуемо, а сам сдвиг проявляется косвенно через изменение интенсивности. Поэтому перед измерениями необходимо проводить калибровку устройств, что значительно усложняет процедуру измерений. Для уменьшения ошибки можно проводить несколько серий измерений и усреднять результирующие фазовые значения.

Число необходимых интерферограмм можно уменьшить, если использовать алгоритмы со сдвигом $\pi/2$. В этом случае проводится только одно добавочное измерение. При использовании m -шагового алгоритма необходимы две последовательности из m -интерферограмм, сдвинутые на $\pi/2$ или $m+1$ интерферограмма. Эту процедуру можно предложить для построения и более сложных алгоритмов. Если взять две последовательности по $m+1$ интерферограмм, сдвинутые на $\pi/2$, то получим $(m+2)$ -шаговый алгоритм с еще меньшей величиной ошибки.

Имея выражения для трехшагового $\varphi(x, y) = \arctg \frac{I_3 - I_2}{I_1 - I_2}$ и четырехшагового $\varphi(x, y) = \arctg \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}$ алгоритма, можно получить два класса уравнений расшифровки. Алгоритмы класса A (Табл. 15) основаны на трехточечном алгоритме, алгоритмы класса B – на четырехточечном (Табл. 16).

Табл. 14. Основные алгоритмы обработки фазово-сдвиговых интерферограмм

Количество шагов	$tg \varphi$	Величина сдвига	Автор, год
3	$\frac{\sqrt{3}(I_2 - I_3)}{I_2 + I_3 - 2I_1}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot 2\pi/3$	Bruning, 1974
	$\frac{I_1 - I_3}{2I_2 - I_1 - I_3}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi/2$	Creath (1988)
	$\frac{-2I_2 + I_1 + I_3}{I_1 - I_3}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi/2$	Wyant (1984)
4	$\frac{I_2 - I_4}{I_3 - I_1}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi/2$	Bruning (1974)
	$\frac{3I_2 - (I_1 + I_3 + I_4)}{(I_1 + I_2 + I_4) - 3I_3}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi/2$	Schwider (1993)
	$\frac{\sqrt{3}(I_2 - I_3)}{I_1 + I_3 - I_1 - I_4}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi/2$	Larkin, Oreb (1992)
	$\frac{I_1 - 3I_2 + 3I_3 - I_4}{\sqrt{3}(I_1 - I_2 - I_3 + I_4)}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot 2\pi/3$	Surrel (1993)

Табл. 14 (Продолжение)			
Количество шагов	$tg\varphi$	Величина сдвига	Автор, год
5	$\frac{2(I_4 - I_2)}{I_1 - 2I_3 + I_5}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 2$	Schwider (1983)
	$\frac{I_1 - 4I_2 + 4I_4 - I_5}{I_1 + 2I_2 - 6I_3 + 2I_4 + I_5}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 2$	Schmidt, Creath (1995)
	$\frac{3I_1 - 6I_2 + 4I_3 - 2I_4 + I_5}{2I_1 + 2I_2 - 3I_3 + 2I_4 - 2I_5}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 2$	Bi (2004)
	$\frac{I_1 - 2I_2 + 2I_4 - I_5}{2(I_2 - 2I_3 + I_4)}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 2$	Surrel (1997)
6	$\frac{-\sqrt{3}(I_2 + I_3 - I_5 - I_6)}{2I_1 + I_2 - I_3 - 2I_4 - I_5 + I_6}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 3$	Brining (1974)
	$\frac{-3I_2 + 4I_4 - I_6}{I_1 - 4I_3 + 3I_5}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 2$	Schmidt, Creath (1995)
	$\frac{4I_4 + I_5 - I_1 - 3I_2 - I_6}{I_1 - I_2 - 4I_3 + 3I_5 + I_6}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 2$	Surrel (1996)
	$\frac{I_1 - 4I_2 + 2I_3 + 2I_4 + I_5 - 2I_6}{2I_1 - I_2 - 2(I_3 + I_4 - 2I_5) - I_6}$	$\Delta_i = (i-1) \cdot \pi / 2$	Onodera (2003)

Табл. 15. Алгоритмы класса A

Количество шагов	$-tg\varphi$	$-tg(\varphi + \pi / 4)$
3	$\frac{-I_1 + 2I_2 - I_3}{I_1 - I_3}$	$\frac{I_2 - I_3}{I_1 - I_2}$
4	$\frac{-I_1 + 3I_2 - I_3 - I_4}{I_1 - 3I_3 + I_2 + I_4}$	$\frac{2(I_2 - I_3)}{I_1 - I_2 - I_3 + I_4}$
5	$\frac{-I_1 + 4I_2 - 4I_4 + I_5}{I_1 + 2I_2 - 6I_3 + 2I_4 + I_5}$	$\frac{3I_2 - 3I_3 - I_4 + I_5}{I_1 - I_2 - 3I_3 + 3I_4}$
6	$\frac{-I_1 + 5I_2 + 2I_3 - 10I_4 + 3I_5 + I_6}{I_1 + 3I_2 - 10I_3 + 2I_4 + 5I_5 - I_6}$	$\frac{4(I_2 - I_3 - I_4 + I_5)}{I_1 - I_2 - 6I_3 + 6I_4 + I_5 - I_6}$

Табл. 16. Алгоритмы класса *B*

Количество шагов	$-tg\varphi$	$-tg(\varphi + \pi/4)$
4	$\frac{I_2 - I_4}{I_1 - I_3}$	$\frac{I_1 + I_2 - I_3 - I_4}{I_1 - I_2 - I_3 + I_4}$
5	$\frac{2(I_2 - I_4)}{I_1 + I_5 - 2I_3}$	$\frac{I_1 + 2I_2 - 2I_3 - 2I_4 + I_5}{I_1 - 2I_2 - 2I_3 + 2I_4 + I_5}$
6	$\frac{3I_2 - 4I_4 + I_6}{I_1 - 4I_3 + 3I_5}$	$\frac{I_1 + 3I_2 - 4I_3 - 4I_4 + 3I_5 + I_6}{I_1 - 3I_2 - 4I_3 + 4I_4 + 3I_5 - I_6}$

Приведенные алгоритмы реализуются с помощью простых операций, поэтому при их цифровой реализации достигается высокая скорость расшифровки. Погрешность алгоритма *4B* существенно выше, чем алгоритмов *4A* и *5B*. Лучшие результаты у алгоритмов *5A* и *6B*. Наименьшую погрешность из приведенных выше алгоритмов дает алгоритм *6A*. Алгоритмы класса *A*, полученные из трехточечных алгоритмов, дают такую же ошибку при расшифровке, что и алгоритмы класса *B* при числе точек в формуле расшифровки на единицу больше. Наиболее быстрыми при фиксированном числе интерферограмм, полученных при различных фазовых сдвигах, являются алгоритмы класса *B*. Алгоритмы класса *A* обеспечивают большую точность при том же числе сдвигов.

3.6.7.1 Техническое обеспечение фазового сдвига

Управление сдвигом фаз между рабочим и эталонным пучками в интерферометре осуществляется с помощью устройств, называемых *фазовыми модуляторами*. Разность фаз между интерферирующими пучками определяется разностью длин оптических путей, которые проходят эти пучки. Таким образом, существует возможность управления разностью фаз за счет изменения либо разности хода лучей при постоянном показателе преломления, либо за счет изменения скорости распространения световой волны, то есть изменения показателя преломления. Поэтому всю совокупность известных методов можно разделить на «отражающие» и «преломляющие». Еще один способ классификации – по физико-механическим принципам, лежащим в основе управления активным элементом модулятора. Некоторые схемы фазовых модуляторов описаны в разделе «Гетеродинный метод».

Широкое применение при создании фазовых модуляторов нашел пьезоэлектрический эффект. Это объясняется малыми габаритами таких устройств, низкой стоимостью, высокой точностью внесения фазового сдвига, относительно низкими управляющими напряжениями, низкой потребляемой мощностью, большой механической прочностью, надежностью, высоким быстродействием.

При подаче на пьезопривод управляющего напряжения происходит сжатие или растяжение пьезокерамики (Рис. 85). В зависимости от типа и размера керамики для изменения разности хода на одну длину волны может потребоваться напряжение от нескольких до 100 и более вольт. Пластина площадью в несколько квадратных сантиметров может сдвигать груз до 10 кг.

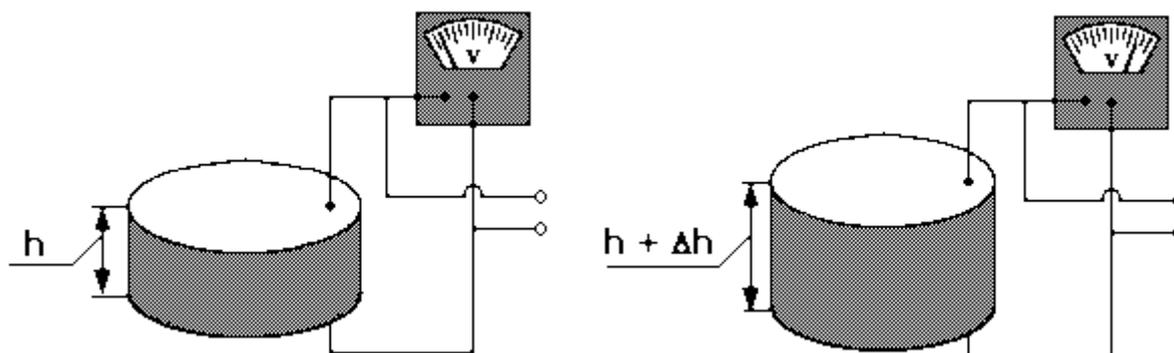


Рис. 85 Пластина из пьезокерамики

Помимо несомненных плюсов – относительной простоты внедрения пьезокерамики в интерферометрические схемы, простоты сопряжения с компьютером, точности позиционирования, удобства калибровки и управления сдвигом – данный метод обладает рядом недостатков. Прежде всего, это высокая чувствительность пьезокерамики к изменению температуры, а при работе пьезокерамика нагревается. Для минимизации этой составляющей ошибок необходимо как можно чаще осуществлять калибровку сдвига. При проведении высокоточных измерений производить калибровку необходимо каждый раз перед сбором данных. На точность внесения фазового сдвига также оказывает влияние нелинейность перемещения пьезокерамики в зависимости от прилагаемого напряжения, а также гистерезис. Для проведения измерений необходимо выбирать наиболее линейный участок петли гистерезиса.

Примеры модификаций некоторых интерферометров для внесения фазового сдвига с помощью пьезокерамики приведены на Рис. 86 – Рис. 88 [6].

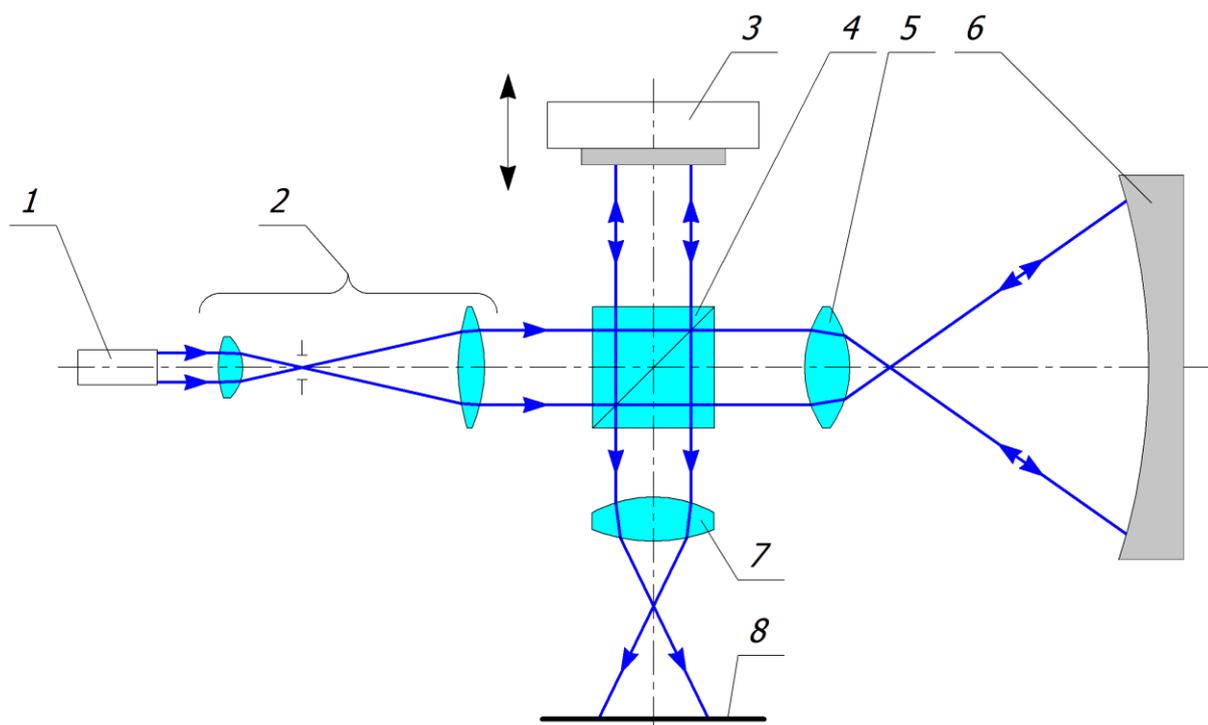


Рис. 86 Модификация неравноплече интерферометра Тваймана-Грина для внесения фазового сдвига: 1 – лазер, 2 – расширитель, 3 – эталонное зеркало с пьезокерамикой, 4 – светоделитель, 5 – объектив, 6 – контролируемое зеркало, 7 – изображающая система, 8 – плоскость регистрации

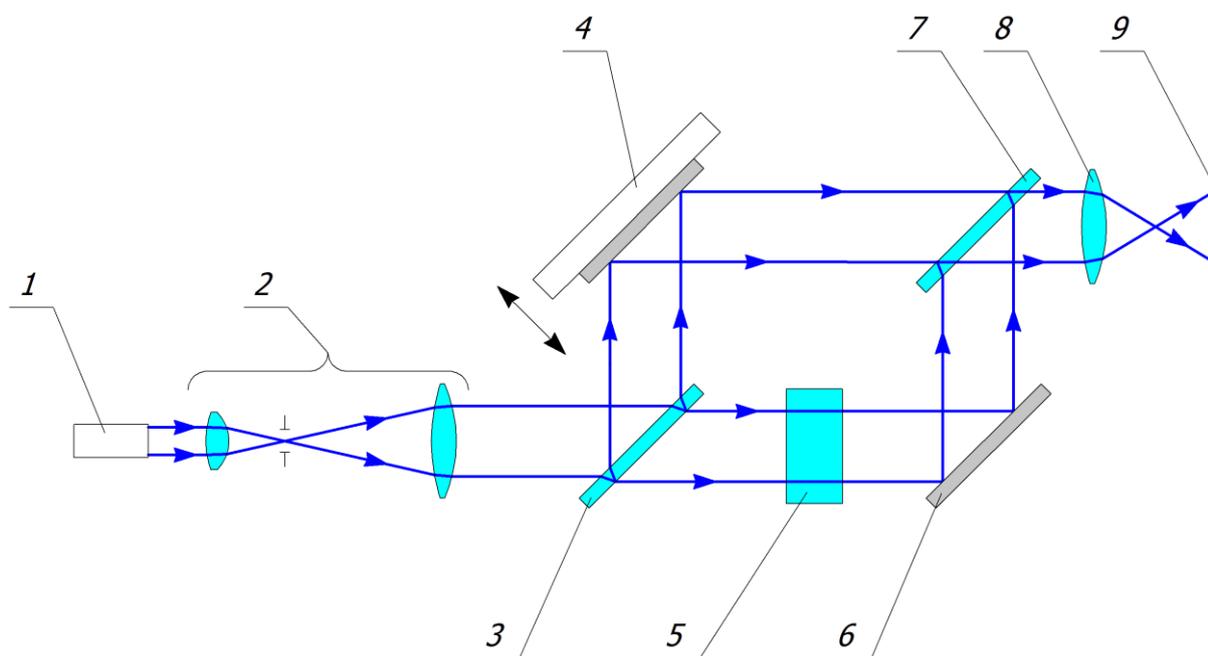


Рис. 87 Модификация интерферометра Цендера – Маха для внесения фазового сдвига: 1 – лазер, 2 – расширитель, 3, 7 – светоделители, 4 – зеркало с пьезокерамикой, 5 – контролируемый образец, 6 – зеркало, 8 – изображающая система, 9 – плоскость регистрации

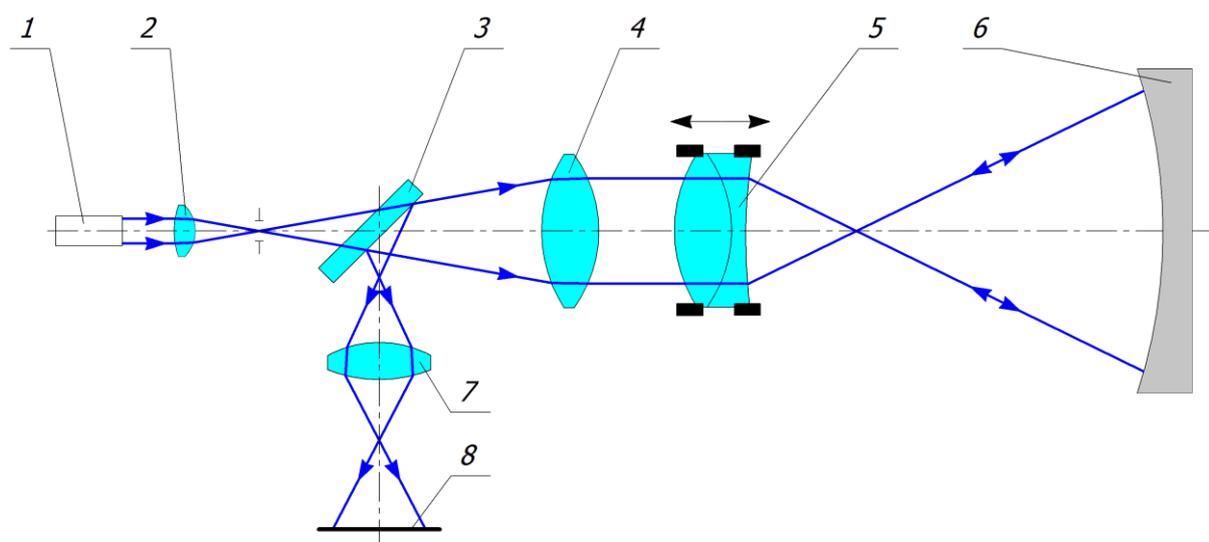


Рис. 88 Конфигурации интерферометра Физо с внесением управляемого фазового сдвига с помощью пьезокерамики: 1 – лазер, 2 – объектив, 3 – светоделитель, 4 – коллимирующий объектив, 5 – эталонная насадка с пьезокерамикой, 6 – контролируемое зеркало, 7 – изображающая система, 8 – плоскость регистрации

На Рис. 89 более детально показано видоизменение эталона в схеме Физо для контроля плоских волновых фронтов с использованием пьезокерамики.

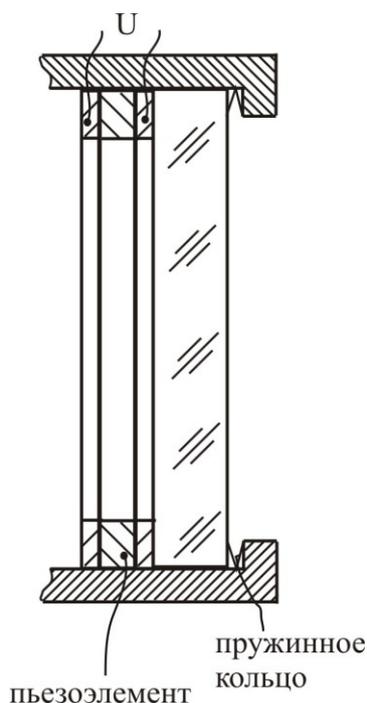


Рис. 89 Расположение элементов в плоской насадке

3.6.7.2 Разглаживание фазы

В большинстве алгоритмов фаза рассчитывается с помощью функции арктангенс, имеющей период π . Можно показать, что знаки числителя и знаменателя в каждом из приведенных выше алгоритмов

эквивалентны знакам синуса и косинуса искомой фазы. То есть, анализируя знаки числителя и знаменателя, можно расширить область определения функции от 0 до 2π . Таким образом, значения фазы однозначно определяются только в пределах 2π . Это связано с периодической зависимостью интенсивности интерферограммы от разности фаз интерферирующих волновых фронтов.

Для определения полной фазы необходимо выполнить операцию, устраняющую разрывы. Эта операция называется *сшивкой (развертыванием) фазы*. Следует отметить, что методы устранения фазовой неоднозначности в интерферометрии продолжают активно развиваться. Разработка новых, более совершенных методов, позволяет расширить область применения фазово-сдвиговой интерферометрии. При увеличении диапазона до сотен длин волн появляется возможность использовать интерференционные оптические системы для исследования объектов сложной формы с диффузной поверхностью без наличия дополнительных компенсирующих элементов [5]. Для устранения 2π -неоднозначности наибольшее распространение получили методы, основанные на анализе пространственной структуры картины фаз.

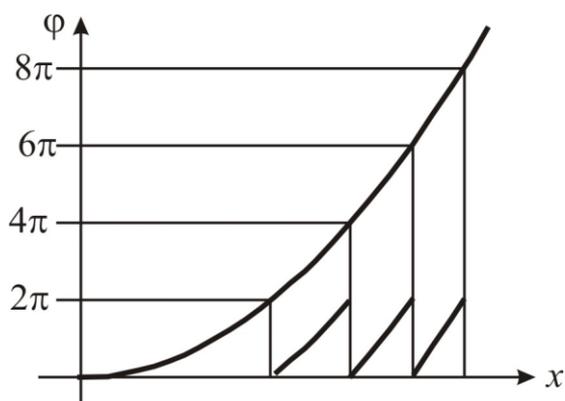


Рис. 90 К алгоритму сшивки (разглаживания) фазы

Практически все алгоритмы разглаживания фазы базируются на предположении об отсутствии резких (более периода) перепадов фазы в пределах периода, то есть на предположении, что волновой фронт является плавным.

Первые алгоритмы по сшивке волнового фронта строились на сравнении соседних значений в столбцах и строках массива фаз. Этот метод дает неплохие результаты для чистых, незашумленных картин. Однако чистые картины полос на практике встречаются довольно редко. Поэтому при использовании таких алгоритмов развертки возникают серьезные проблемы, связанные с влиянием различных источников шума на качество восстановления поля фаз. Поскольку процедура развертывания на каждом шаге зависит от предыдущих вычислений, единичная ошибка приводит к лавинообразному нарастанию погрешности [5].

Лучшие результаты дает модификация этого метода с использованием анализа по областям. Каждая точка связывается с определенной областью, в которой не должно быть фазовых скачков. Такие области ограничены линиями фазовых разрывов. Каждой области ставится в соответствие целое число 2π , которое добавляется или вычитается для всех точек области. Этот метод более устойчив, чем метод анализа по строкам и столбцам [5]. Также в последнее время получают широкое распространение алгоритмы, основанные на оценке «достоверности» значения фазы в той или иной точке. Сначала обрабатываются точки, в которых с наименьшей вероятностью существует неоднозначность, а затем происходит оценка необработанных (зашумленных) областей с учетом уже проделанной («достоверной») сшивки.

Алгоритмы развертывания фаз корректно работают в случае, если фазовая картина плавная, то есть перепады в соседних точках не превышают некоторого порога и можно проследить пространственную границу переходов через период. Подобные ограничения на пространственное распределение исследуемого поля фаз являются существенным недостатком методов развертывания. Для измерения объектов с поверхностями, имеющими разрывы или скачки в соседних точках, необходимо либо увеличить длину волны излучения, либо каким-либо способом получить некоторую добавочную априорную информацию о поверхности объекта [5].

3.6.7.3 Интерферометры фазового сдвига с одномоментной регистрацией

Одним из серьезных препятствий для более широкого использования и повышения точности фазосдвигающей интерферометрии (ФСИ) является чувствительность метода к внешним вибрациям и турбулентности воздуха. Вибрационная чувствительность ФСИ связана с основополагающим принципом метода – для вычисления фазы волнового фронта необходима серия интерферограмм. Т.к. для записи интерференционных картин обычно используется видеокамера, то необходимо, чтобы турбулентность воздуха и вибрации были минимизированы в течение времени регистрации изображения. Несоблюдение этих условий может привести к ошибочным измерениям или даже к тому, что набор данных просто не может быть проанализирован. Во многих случаях, например, при контроле крупногабаритной оптики, эти требования могут быть трудновыполнимы. Погрешности измерения фазы обычно проявляются в виде периодической деформации (ряби) с частотой сигнала в два раза большей частоты интерференции.

Алгоритм «2+1»

Алгоритм «2+1», предложенный Везеновичем (Angel, Wizinowich – 1988; Wizinowich – 1989, 1990), решает проблему контроля методом ФСИ в присутствии вибраций. Сначала осуществляется быстрая съемка двух интерферограмм со сдвигом фаз в 90° для контроля модуляции интенсивности, а затем записывается третья интерферограмма, которая дает среднюю интенсивность по полю. Третья интерферограмма усредняет две интерферограммы с помощью сдвига фаз в 180° , при этом максимумы одной интерференционной картины совпадают с минимумами другой, тем самым при сложении уничтожается полосовая картина.

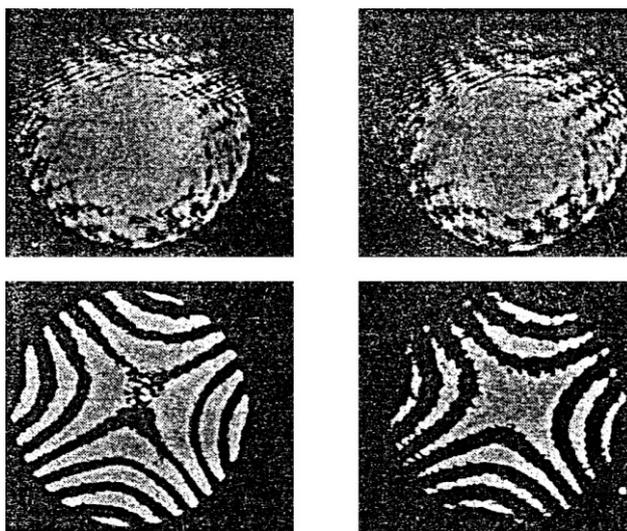


Рис. 91 Интерферограммы зеркала, подверженного сильной вибрации. Вверху – при скорости регистрации, обычной для видимой области; внизу – при скорости, соответствующей алгоритму «2+1». Интерферограммы сдвинуты по фазе на 90°

Получаем три записываемые интенсивности:

$$I_1(x,y) = I'(x,y) + I''(x,y)\cos[\varphi(x,y)];$$

$$I_2(x,y) = I'(x,y) + I''(x,y)\cos[\varphi(x,y) - \pi/2] = I'(x,y) + I''(x,y)\sin[\varphi(x,y)];$$

$$I_3(x,y) = 1/2\{I'(x,y) + I''(x,y)\cos[\varphi(x,y)]\} + \\ + 1/2\{I'(x,y) + I''(x,y)\cos[\varphi(x,y) + \pi]\} = I'(x,y)$$

Соответственно, получаем формулы для расчета фазы и модуляции в каждой точке поля:

$$\varphi(x,y) = \arctg[(I_2 - I_3) / (I_1 - I_3)];$$

$$\gamma(x,y) = \frac{\sqrt{[(I_2 - I_3)^2 + (I_1 - I_3)^2]}}{I_3}.$$

Отметим, что небольшое количество кадров в рассматриваемом алгоритме делает его уязвимым для других форм ошибок, таких как нелинейность фазового сдвига и калибровки.

Возможно, больший интерес представляет не сам алгоритм, а его аппаратная реализация. Эта система детально описана Везеновичем (1990) и имеет две ключевые особенности. Во-первых, две

интерферограммы (I_1 и I_2) должны быть записаны за столь короткий промежуток времени, насколько это вообще возможно. Для решения этой задачи была использована камера с архитектурой построчного переноса заряда. Каждая фотоячейка на приемнике сопровождается смежной ячейкой хранения. Информация с ячеек хранения считывается для создания видеосигнала, пока активные фотоячейки накапливают свет для создания следующего кадра видеосигнала. В конце периода накопления заряд собирается в активных пикселях и быстро переносится в ячейки хранения, которые в тот момент свободны, после чего накапливается следующее поле изображения. Передача сигнала длится около микросекунды, что возможно благодаря синхронизированному затвору. Приемник осуществляет запись при двух экспозициях примерно за миллисекунду с задержкой между кадрами около микросекунды. Необходимо чтобы требуемый фазовый сдвиг соответствовал каждой из этих двух экспозиций. Это является второй ключевой особенностью реализации метода. Система, которая использовалась для этих целей, схематично показана на Рис. 92.

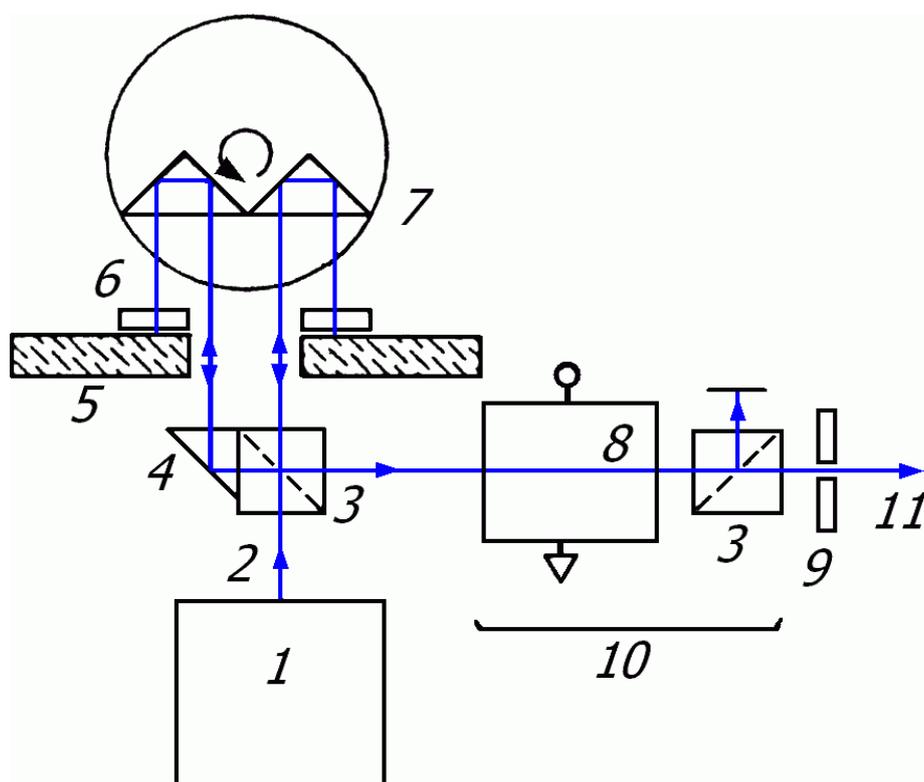


Рис. 92 Фазовращатель (селектор) используемый для реализации алгоритма «2+1»: 1 – Лазер (частота ω_0), 2 – луч диаметром 1 мм, 3 – поляризационный светоделитель, 4 – прямоугольная призма, 5 – зеркало, 6 – пластинка $\lambda/4$, 7 – фазовращатель (прямоугольные призмы, пластинки $\lambda/2$, на поворотном столе) 8 – ячейка Поккельса, 9 – затвор, 10 – селектор частоты, 11 – луч, идущий на интерферометр (частоты $\omega_0 - \Delta\omega$ или $\omega_0 + \Delta\omega$)

Вращающийся поворотный стол с двумя прямоугольными призмами вносит в лучи Доплеровский частотный сдвиг на величины $+\Delta\omega$ и $-\Delta\omega$. Между эталонным и контролируемым пучками существует разность хода. Если несколько увеличить частоту лазерного излучения, то за время прохождения света по пути, равному разности хода для текущей длины волны, произойдет, соответственно, больше или меньше колебаний. Если изменить частоту должным образом, то можно получить дополнительный цикл равный $\frac{1}{4}$ длины волны, или сдвиг фазы на 90° . Речь идет об очень малых изменениях частоты ($\Delta\omega/\omega$), порядка 10^{-8} , соответствующих большим величинам разности хода, характерным для контроля крупногабаритных зеркал. Из-за четвертьволновых пластин соединяющиеся в обратном ходе лучи являются ортогонально поляризованными. Ячейка Поккельса выбирает одну из ортогональных или сразу обе поляризации, входящие в интерферометр, затвор обеспечивает необходимую экспозицию. Все эти устройства должны быть синхронизированы с массивом элементов приемника. Интерферометр, используемый с данной системой, не должен иметь поляризующих компонентов для того, чтобы вводимая поляризация отражалась в контролируемом и эталонном плечах интерферометра без изменения интенсивности излучения в зависимости от поляризации.

Система работает следующим образом. Фазовый сдвиг устанавливается равным 90° , и записываются две зависимые от времени интерферограммы. Ячейка Поккельса производит сдвиг между двумя экспозициями так, что только одна частота используется для каждого кадра. После этого интерферограммы оцифровываются и записываются, а фазовый сдвиг с помощью поворотного стола меняется на 180° . В этой точке ячейка Поккельса устанавливается так, чтобы пропускать обе частоты в интерферометр, затем происходит запись третьей интерферограммы. Такая система позволяет избавиться от эффектов вибрации.

Другой подход к устранению вибраций для ФСИ заключается в увеличении скорости одного из стандартных алгоритмов посредством использования скоростной видеокамеры. Отметим, что скорость введения фазового сдвига также должна быть увеличена, но это не является большой проблемой. Также отметим, что увеличение частоты кадров не гарантирует отсутствия ошибок.

Интерферометр Тваймана-Грина

Фирмой «4D-Technology» разработан фазосдвигающий интерферометр с одномоментной регистрацией. Используемый метод способен значительно снизить чувствительность к вибрациям и позволяет получить полные данные с помощью лишь одного импульса лазерного излучения. Существует несколько типов фазосдвигающих интерферометров с одномоментной регистрацией. Подход, хорошо

работающий в широком спектральном диапазоне, предполагает использование четвертьволновой пластины, за которой под различными углами установлены линейные поляризаторы, позволяющие реализовать сдвиг фазы. В этом случае рабочий и опорный пучки лучей обладают круговой поляризацией с противоположной ориентацией (Рис. 93).

Если рассматриваемые циркулярно-поляризованные лучи проходят через линейный поляризатор, то между ними возникает фазовый сдвиг, пропорциональный двойному углу поворота поляризатора.

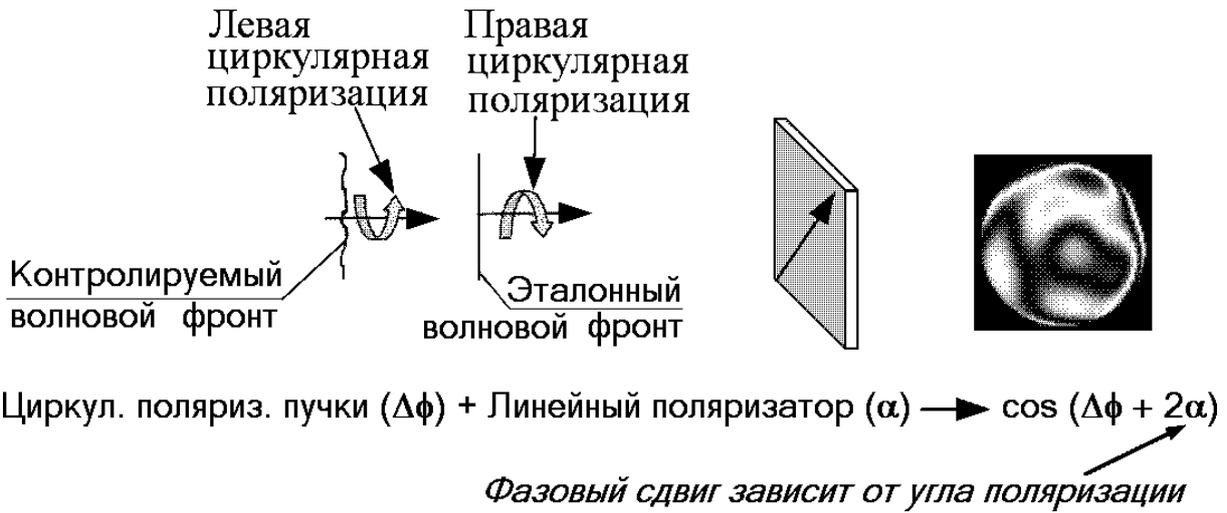


Рис. 93 Зависимость фазового сдвига от угла поляризации

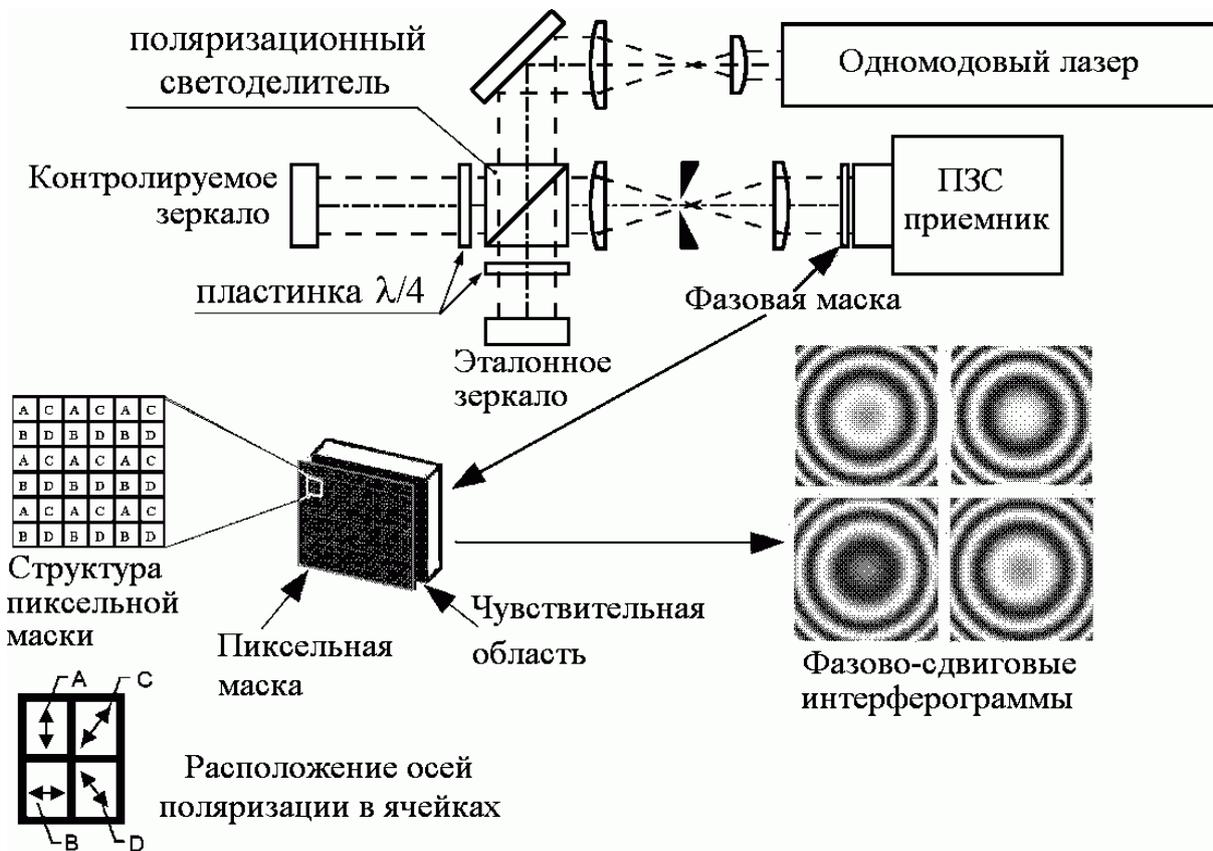


Рис. 94 Интерферометр Тваймана-Грина с одномоментной регистрацией

На Рис. 94 показана фазовая маска в виде матрицы, каждая ячейка которой состоит из четырех линейно поляризующих элементов с осями, расположенными под углами 0, 45, 90 и 135 градусов. Поляризующие элементы расположены напротив соответствующих фотодетекторов. В этом случае маска порождает сетку из четырех интерферограмм, сдвинутых по фазе на 0, 90, 180 и 270 градусов. Фазосдвигающее устройство такого рода часто называют геометрическим фазовращателем, поскольку сдвиг фазы не зависит от длины волны.

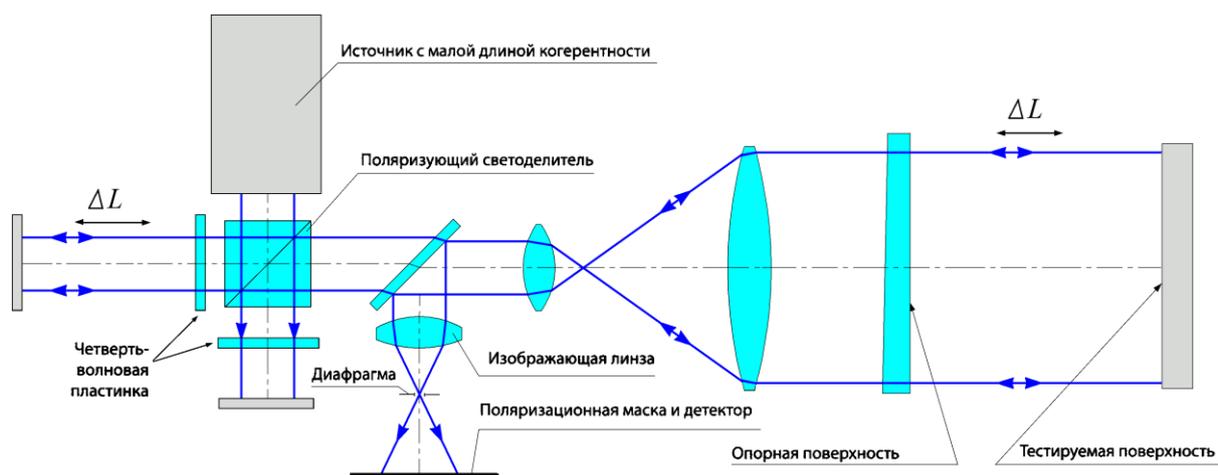
Фазосдвигающий интерферометр с матрицей микрополяризаторов очень хорошо работает в условиях вибрации и в широком диапазоне длин волн. Поскольку такой интерферометр использует короткую экспозицию, вибрации и турбулентность воздуха «замораживаются».

Влияние турбулентности воздуха на результат контроля может быть снижено за счет проведения цикла из нескольких измерений с последующим усреднением полученного набора данных. Но для этого цикла измерений должно выполняться условие, состоящее в том, что промежутки времени между измерениями должны превосходить промежутки времени за которое происходит изменение турбулентности. В этом случае происходит эффективное усреднение данных.

Интерферометр Физо

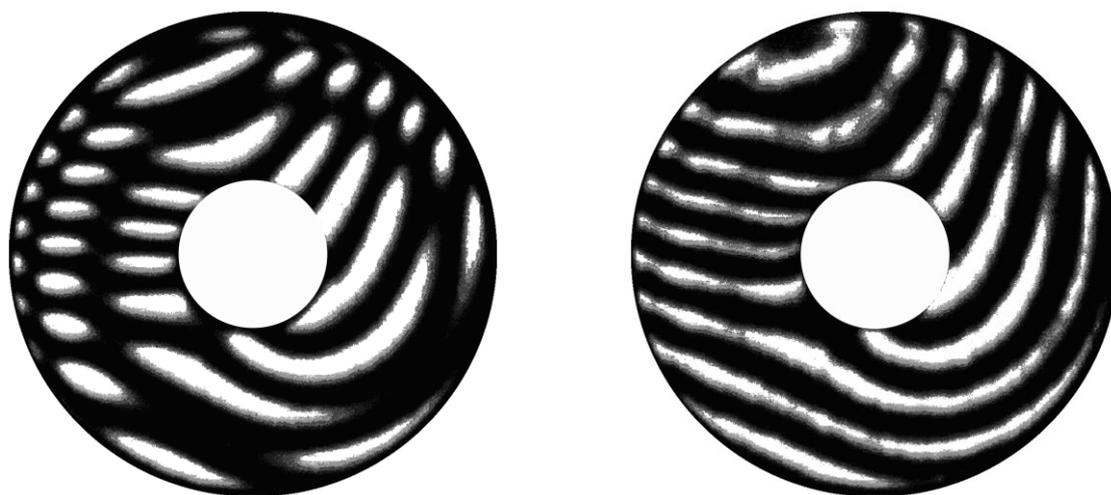
Интерферометр Физо с одномоментной регистрацией изготовить сложнее, чем интерферометр Гваймана-Грина. Это связано с тем, что интерферометр Физо содержит общий ход лучей, а также с трудностью получения опорного и тестового лучей с ортогональной поляризацией. В принципе, для этого может быть использована четвертьволновая пластинка, помещенная между тестируемой и опорной поверхностями. Это позволяет изменить направление поляризации тестового луча на 90 градусов. Однако на практике такой подход не дает хороших результатов, особенно при тестировании сферической оптики.

Для сохранения центрированной схемы предложено использовать источник света с малой длиной когерентности, как это показано на Рис. 95. Излучение источника фактически состоит из двух ортогонально поляризованных лучей, сдвинутых по времени. Относительная задержка этих двух лучей установлена равной длине хода между опорным и тестируемым зеркалами в интерферометре Физо. Интерференция возникает в результате отражении луча с большой длиной оптического пути от контрольной поверхности, а луча с малой длиной оптического пути – от тестируемой поверхности.



Картина интерференции возникает при отражении луча с большой длиной оптического пути от опорной поверхности и отражении луча с малой длиной оптического пути от тестируемой поверхности. Тестирующий и опорный лучи обладают ортогональной поляризацией.

Рис. 95 Интерферометр Физо с одномоментной регистрацией



а) источник с большой длиной когерентности

б) источник с малой длиной когерентности

Рис. 96 Интерференционные полосы, получаемые при тестировании стеклянной пластины

Все лучи являются осевыми, поэтому проблемы из-за внеосевых аберрации не возникает. Оба луча источника отражаются как от тестируемой, так и от контрольной поверхности, при этом только два луча с совпадающей длиной пути дают интерференцию. Несмотря на то, что контрастность полос снижается, картина остается более чем удовлетворительной для анализа. Применение источника с малой длиной когерентности приводит к существенному подавлению ложных полос. Одним из эффективно работающих источников света является модулированный лазерный диод с длиной когерентности около 300 мкм.

Рассматриваемый интерферометр не только дает хорошие результаты при наличии вибраций, но, кроме того, позволяет измерять

тонкие стеклянные пластины, что практически недоступно для лазерного интерферометра с большой длиной когерентности. Рис. 96а показывает полосы интерференции, полученные с помощью источника с большой длиной когерентности, а Рис. 96б изображает результаты, полученные с помощью источника с малой длиной когерентности.

Если используется источник света с большой длиной когерентности, то интерференционные полосы, получающиеся в результате интерференции света отраженного от двух поверхностей, делают измерения бессмысленными. Напротив, источник света с малой длиной когерентности не создает нежелательных интерференционных полос, при этом измерение дает превосходные результаты. Настроив задержку луча в интерферометре, можно получать полосы создаваемые излучением отраженным либо от первой, либо от второй поверхности контролируемой пластины.

В целом, добавление современной электроники, компьютерной техники и программ к давно известным интерферометрическим методам приводит к новым, весьма существенным, возможностям применения интерферометрии.

3.6.8 Сравнительный анализ методов

Каждый из рассмотренных в этой главе методов имеет свои достоинства и недостатки. Методы, основанные на анализе одной интерферограммы, не требуют модификаций интерферометров, что является несомненным преимуществом. Однако они не позволяют проводить расшифровку интерференционных картин со сложной структурой полос, а точность расшифровки этих методов относительно невелика.

Наиболее высокую точность обеспечивает гетеродинный метод, но его минусом является сложность реализации и высокая стоимость аппаратуры. Метод пошагового фазового сдвига обладает высокой точностью и скоростью обработки, но требует модификаций интерферометров. Впрочем, аппаратура, необходимая для этого, дешевле той, которая применяется в гетеродинных интерферометрах.

В настоящее время наиболее распространенными являются амплитудный и фазово-сдвиговой методы. Рассмотрим точность расшифровки интерференционных картин с помощью этих двух подходов отдельно [49]. Отметим, что для получения и расшифровки интерферограмм использовались одинаковые аппаратные средства, такие как компьютер, интерферометр, плата захвата изображения и т.д., а программное обеспечение было различным. Анализ результатов производился по выборке, содержащей не менее 100 измерений (Рис. 97, Рис. 98).

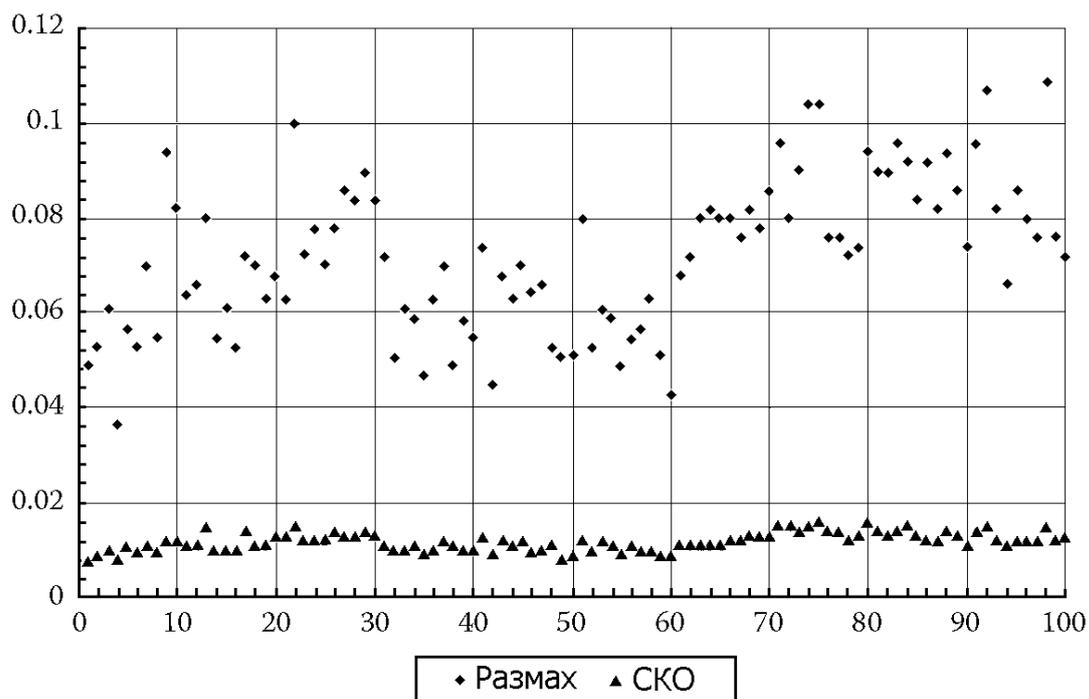


Рис. 97 Разброс значений ошибки волнового фронта при измерении методом трассировки полос

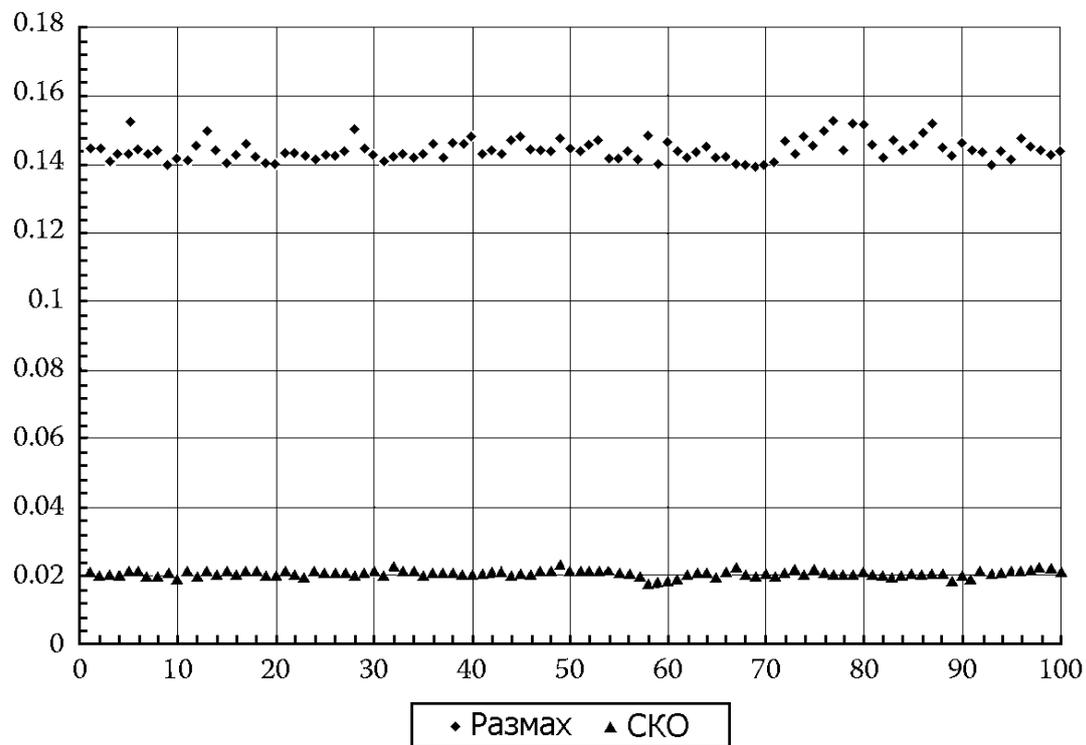


Рис. 98 Разброс значений ошибки волнового фронта при измерении методом фазовой модуляции

Разброс результатов при анализе фазово-сдвиговым методом меньше, чем при анализе амплитудным методом. Измерения, сделанные при использовании полосового метода, сильно разнятся во времени из-за

изменений в окружающей среде. Фазосдвигающая система не так сильно подвержена этому недостатку, т.к. она может производить в автоматическом режиме несколько измерений и выдавать оператору среднее значение по этим измерениям. Это способствует сглаживанию получаемых результатов во времени, тогда как при амплитудной обработке ошибка, связанная, например, с воздушной турбулентностью, может быть «заморожена». Очевидно, что система, использующая фазово-сдвиговой метод, больше подвержена влиянию вибраций, так как процесс измерения происходит дольше, в отличие от статической обработки по одному кадру, когда интерференционная картина оказывается «замороженной». Если интерференционная картина настроена на бесконечно широкую полосу, то программное обеспечение может справиться с маленькими колебаниями, а если картина содержит нескольких интерференционных полос, то тогда могут произойти более серьезные эффекты восстановления фазы, т.к. происходит хаотичное смещение интерференционных полос.

Результаты сравнения всех методов, рассмотренных в этой главе, приведены в Табл. 17 [5], [6].

Табл. 17. Сравнение методов расшифровки интерференционных картин

Параметр	Выделение координат полос	Разделение частотных составляющих	Гетеродинная интерферометрия	Метод пошагового фазового сдвига
Число интерферограмм	1	1	–	Минимум 3
Разрешение, λ	1...1/10	1/10...1/30	1/100...1/1000	1/10...1/100
Определение фазы в промежутках между экстремумами	Нет	Да	Да	Да
Автоматическое определение знака полос	Нет	Нет	Да	Да
Необходимость дополнительной аппаратуры	Нет	Нет	Да (частотный сдвиг)	Да (фазовый сдвиг)
Сложность аппаратуры	Низкая	Низкая	Очень высокая	Высокая
Скорость обработки	Низкая	Умеренная	Очень низкая	Высокая
Стоимость	Умеренная	Умеренная	Очень высокая	Высокая

3.6.9 Расшифровка сдвиговых интерферограмм

В классической интерферометрии исследование волнового фронта, отраженного от объекта, выполняют, сравнивая его с опорным (априорно известным) волновым фронтом. Однако в реальных условиях не всегда возможно сформировать опорный волновой фронт с требуемыми характеристиками. Если форма измеряемого волнового фронта значительно отличается от плоской или сферической, необходимо применять компенсирующие элементы, что значительно усложняет эксперимент. Методы сдвиговой интерферометрии свободны от этих недостатков, однако они не получили широкого распространения из-за сложности и неоднозначности интерпретации интерференционных картин. Развитие компьютерной техники позволяет предложить методы расшифровки, с помощью которых можно восстанавливать поля фаз с высокой точностью в реальном масштабе времени.

Уравнение волнового фронта, описывающее интерференцию бокового сдвига, может быть получено на базе уравнения волнового фронта в виде разложения по полиномам Цернике.

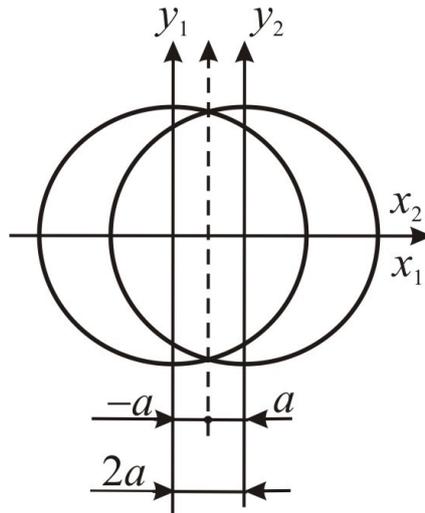


Рис. 99 Волновые фронты со сдвигом $2a$

Выберем за направление сдвига координату x , а величину сдвига возьмем равной $2a = \pm a$. Один волновой фронт смещен на величину $-a$, другой – на величину $+a$ (Рис. 99). Результирующий волновой фронт – это разность двух волновых фронтов:

$$V(x,y) = W(x-a,y) - W(x+a,y),$$

где a – половина величины сдвига, $W(x,y)$ – уравнение волнового фронта в виде разложения по коэффициентам Цернике в декартовых координатах.

При малом сдвиге можно получить приближенное уравнение сдвигового волнового фронта:

$$V(x,y) \approx -\frac{\partial W(x,y)}{\partial x} 2a.$$

Рассмотрим выражения для сдвиговых волновых фронтов в случае отдельных аберраций. С точностью до аберраций третьего порядка уравнение волнового фронта имеет вид:

$$W(\rho, \varphi) = C_{20}(2\rho^2 - 1) + C_{40}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1) + C_{11}\rho\cos\varphi + C_{31}(3\rho^3 - 2\rho)\cos\varphi + C_{22}\rho^2\cos 2\varphi + S_{11}\rho\sin\varphi + S_{31}(3\rho^3 - 2\rho)\sin\varphi + S_{22}\rho^2\sin 2\varphi.$$

Расфокусировка

Волновой фронт при наличии расфокусировки можно описать:

$$W_{20}(\rho, \varphi) = C_{20}(2\rho^2 - 1).$$

Или в декартовых координатах:

$$W_{20}(x, y) = C_{20}[2(x^2 + y^2) - 1].$$

Разностный волновой фронт:

$$V_{20}(x, y) = C_{20}[2(x - a)^2 + 2y^2 - 1 - 2(x + a)^2 - 2y^2 + 1] = \\ = C_{20}[2x^2 - 4xa - 2a^2 - 2x^2 - 4ax - 2a^2] = -C_{20}8ax = \bar{C}_{20}x.$$

По приближенной формуле:

$$V_{20}(x, y) \approx -\frac{\partial W_{20}(x, y)}{\partial x} 2a = -2a \frac{\partial(C_{20} \cdot [2(x^2 + y^2) - 1])}{\partial x} = -8axC_{20} = \bar{C}_{20}x.$$

Астигматизм

В случае наличия астигматизма:

$$W_{22}(\rho, \varphi) = C_{22}\rho^2\cos 2\varphi.$$

В декартовых координатах:

$$W_{22}(x, y) = C_{22}(\rho^2\cos^2\varphi - \rho^2\sin^2\varphi) = C_{22}(y^2 - x^2).$$

Разностный волновой фронт:

$$V_{22}(x, y) \approx C_{22}[(y^2 - (x - a)^2 - y^2 + (x + a)^2)] = C_{22}(-x^2 + 2xa - a^2 + x^2 + 2xa + a^2) = C_{22}4ax = \bar{C}_{22}x.$$

По приближенной формуле:

$$V_{22}(x, y) \approx -\frac{\partial W_{22}(x, y)}{\partial x} 2a = -2a \frac{\partial(C_{22} \cdot [y^2 - x^2])}{\partial x} = 4axC_{22} = \bar{C}_{22}x.$$

Кома

При наличии комы волновой фронт можно описать:

$$W_{31}(\rho, \varphi) = C_{31}(3\rho^3 - 2\rho)\cos\varphi = C_{31}\rho\cos\varphi(3\rho^2 - 2).$$

В декартовых координатах это выражение:

$$W_{31}(x, y) = C_{31}y[3(x^2 + y^2) - 2].$$

Для разностного волнового фронта получим:

$$V_{31}(x, y) = C_{31}y[3(x - a)^2 + 3y^2 - 2 - 3(x + a)^2 - 3y^2 + 2] = C_{31}y12xa = \\ = \bar{C}_{31}xy.$$

$$V_{31}(x, y) \approx -\frac{\partial W_{31}(x, y)}{\partial x} 2a = -2a \frac{\partial(C_{31} \cdot [3y^3 + 3x^2y - 2y])}{\partial x} = -12axyC_{31} = \bar{C}_{31}xy.$$

Сферическая абберация

При наличии сферической абберации третьего порядка

$$W_{40}(\rho, \varphi) = C_{40}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1).$$

В декартовых координатах:

$$W_{40}(x, y) = C_{40}[6(x^2 + y^2)^2 - 6(x^2 + y^2) + 1] = C_{40}[6x^4 + 12x^2y^2 + 6y^4 - 6x^2 - 6y^2 + 1].$$

Разностный волновой фронт:

$$\begin{aligned} V_{40}(x, y) &\approx -\frac{\partial W_{40}(x, y)}{\partial x} 2a = -2a \frac{\partial (C_{40} \cdot [6x^4 + 12x^2y^2 + 6y^4 - 6x^2 - 6y^2 + 1])}{\partial x} = \\ &= -2aC_{40}(24x^3 + 24xy^2 - 12x) = -24aC_{40}(2x^3 + 2xy^2 - x) = \bar{C}_{40}(2x^3 + 2xy^2 - x). \end{aligned}$$

Из полученных выражений для отдельных аббераций можно увидеть, что у отдельных абберационных членов значение степени на единицу меньше, чем в исходных уравнениях волновых фронтов. Можно предположить, что интерферограммы бокового сдвига имеют вид интерферограмм Тваймана-Грина, но для аббераций со степенью ρ на единицу меньше:

- расфокусировка на интерферограмме сдвига выглядит как наклон волнового фронта (Рис. 100);
- сферическая абберация – как кома (Рис. 101);
- кома – как астигматизм (Рис. 102);
- астигматизм на интерферограмме сдвига выглядит как изменяющийся наклон при изменении направления сдвига (Рис. 103).

Астигматизм легко обнаружить, наблюдая, сохраняется ли число полос при изменении направления сдвига.

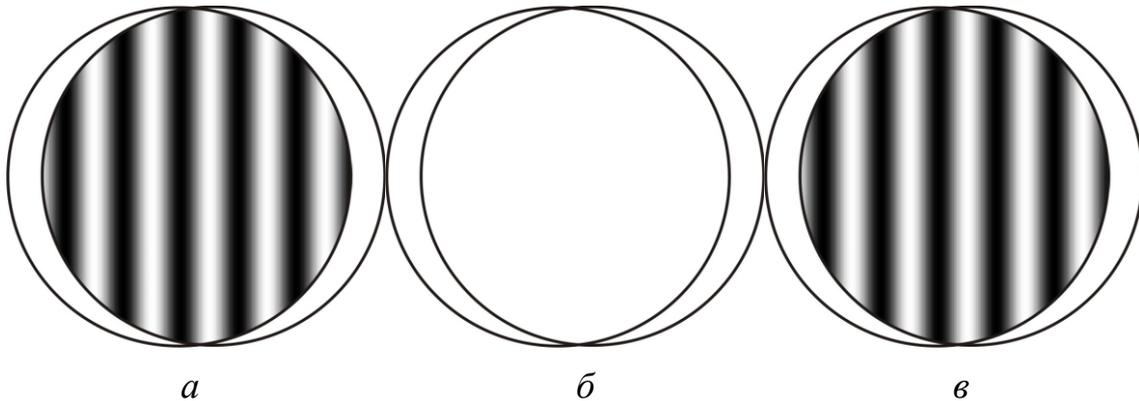
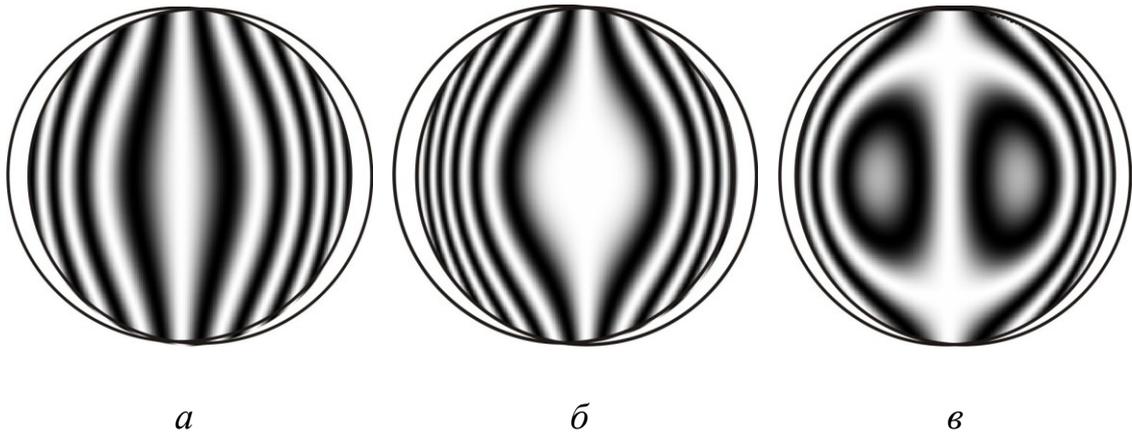
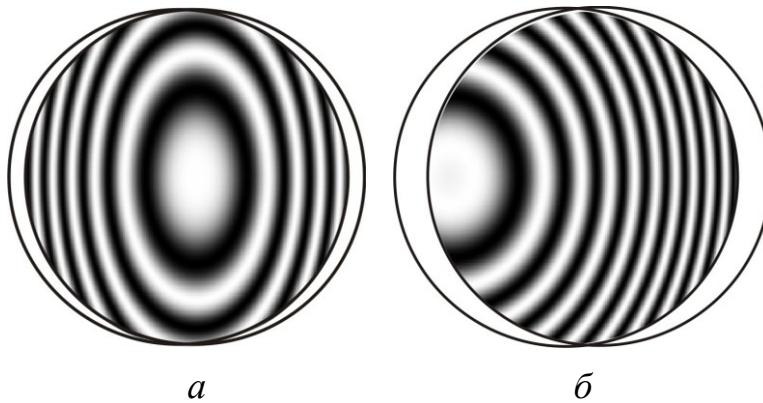


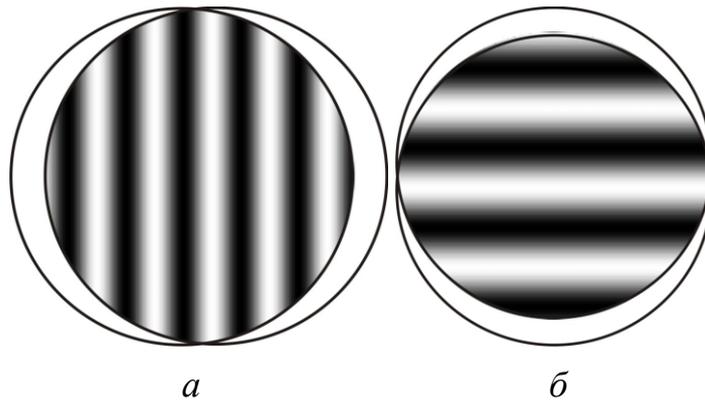
Рис. 100 Вид интерферограмм сдвига при наличии расфокусировки: а – предфокальная картина, б – в фокусе, в – зафокальная



*Рис. 101 Вид интерферогамм сдвига при наличии сферической аберрации:
а – предфокальная картина, б – в фокусе, в – зафокальная*



*Рис. 102 Вид интерферогамм сдвига при наличии комы:
а – в фокусе, б – при расфокусировке*



*Рис. 103 Вид интерферогамм сдвига при наличии астигматизма:
а – при сдвиге в направлении x , б – при сдвиге в направлении y*

В настоящее время разработаны методы компьютерной обработки интерферогамм сдвига. Один из методов предложен Риммером и Вайантом [11].

Волновой фронт можно описать с помощью выражения:

$$W(x, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n B_{mn} x^m y^{n-m},$$

где число коэффициентов $N = (k+2)(k+1)/2$.

Выражение для волнового фронта, сдвинутого в направлении x на величину a :

$$W(x+a, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n B_{mn} (x+a)^m y^{n-m}.$$

Аналогично для волнового фронта, сдвинутого на величину b по y :

$$W(x, y+b) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n B_{mn} x^m (y+b)^{n-m}.$$

С другой стороны, существует выражение для биннома Ньютона:

$$(x+a)^m = \sum_{j=0}^m \binom{m}{j} x^{m-j} a^j,$$

$$\text{где } \binom{m}{j} = \frac{m!}{(m-j)!j!}.$$

Таким образом, можно переписать выражения для волнового фронта:

$$W(x+a, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \sum_{j=0}^m B_{mn} \binom{m}{j} x^{m-j} y^{n-m} a^j,$$

$$W(x, y+b) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n \sum_{j=0}^{n-m} B_{mn} \binom{n-m}{j} x^m y^{n-m-j} b^j.$$

Составляя разности: $W(x+a, y) - W(x, y)$ и $W(x, y+b) - W(x, y)$, получим:

$$\Delta W_a = W(x+a, y) - W(x, y) = \sum_{n=0}^{k-1} \sum_{m=0}^n C_{mn} x^m y^{n-m},$$

$$\Delta W_b = W(x, y+b) - W(x, y) = \sum_{n=0}^{k-1} \sum_{m=0}^n D_{mn} x^m y^{n-m}.$$

Где число коэффициентов C_{mn} , D_{mn} $M = k(k+1)/2$. Коэффициенты определяются выражениями:

$$C_{nm} = \sum_{j=1}^{k-n} \binom{j+m}{j} B_{j+n, j+m} a^j, \quad D_{nm} = \sum_{j=1}^{k-n} \binom{j+n-m}{j} B_{j+n, m} b^j.$$

Значения коэффициентов C_{mn} , D_{mn} определяются при обработке двух интерферограмм, полученных при двух взаимно перпендикулярных направлениях сдвига x и y , с помощью метода наименьших квадратов. Затем вычисляются коэффициенты B_{mn} при решении систем линейных уравнений.

Метод Риммера и Вайанта [50] нахождения формы волнового фронта с использованием коэффициентов Цернике был затем развит Окуда и др. для повышения точности.

3.7 Схемы и методы контроля оптики

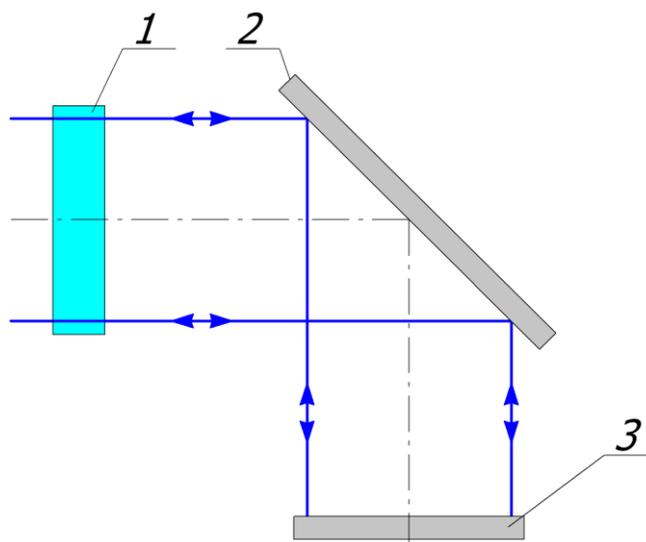
Схемы контроля оптики на интерферометре отличаются конфигурацией рабочей и эталонной ветвей. Например, в интерферометре Физо рабочая и эталонная ветви конструктивно совпадают, поэтому можно говорить о внесении изменений в схему, расположенную после выходного окна интерферометра. Таким образом, схема контроля – это дополнительные к прибору узлы и детали позволяющие решить измерительную задачу.

Получить эталонный волновой фронт и волновой фронт от контролируемой детали можно разными способами, поэтому всегда имеется возможность осуществлять контроль одной и той же оптической системы или детали разными способами, используя разные установки испытуемой оптической системы в схему контроля.

В схеме контроля могут присутствовать дополнительные детали, например, при контроле объектива его можно поставить в схему телескопической системы. В этом и других подобных случаях требуется вычесть ошибки дополнительных элементов схемы из результатов измерений, а также требуется аттестация дополнительных деталей.

3.7.1 Контроль плоских поверхностей на интерферометре Физо

На рассмотренном в главе 3.5.2 интерферометре ИКД-110 можно контролировать плоскости диаметром до 105 мм, поскольку предельный размер контролируемой поверхности определяется размером выходного окна интерферометра.



*Рис. 104 Контроль плоской поверхности в схеме с дополнительным зеркалом: 1 – эталонная насадка в выходном окне интерферометра
2 – контролируемое зеркало, 3 – дополнительное плоское зеркало*

При наклоне испытуемой поверхности и использовании дополнительного эталонного или предварительно аттестованного плоского зеркала можно контролировать плоскости диаметром до 150 мм (Рис. 104).

Для контроля крупногабаритных плоскостей диаметром до 300 мм используются дополнительные телескопические насадки, построенные по схеме Галилея (Рис. 105).

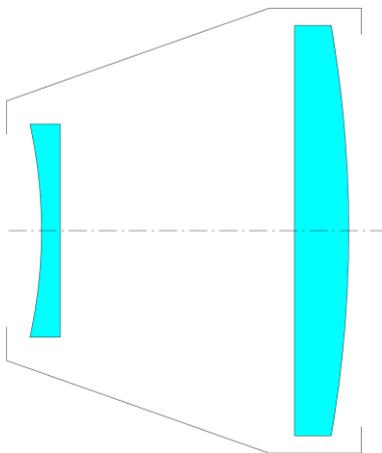
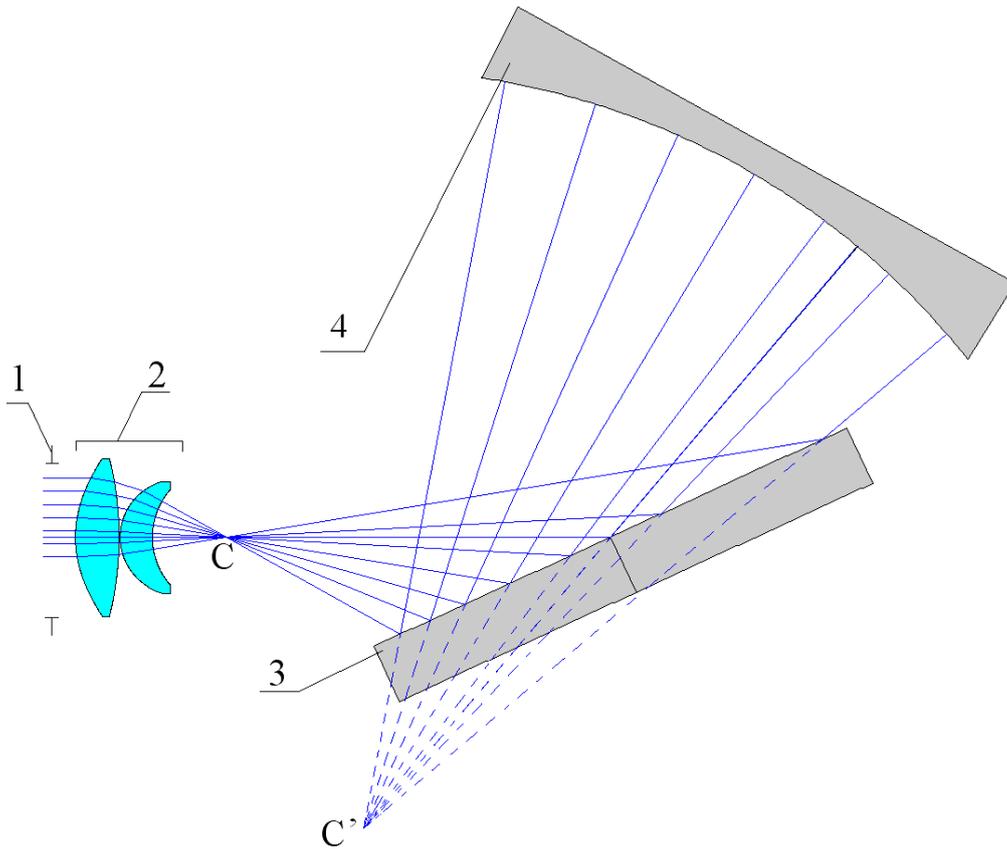


Рис. 105 Телескопическая насадка для контроля плоскостей диаметром до 300 мм

Схема телескопической насадки может быть достаточно сложной, вплоть до использования асферических поверхностей, так как для сокращения габаритов и веса насадки оба ее компонента должны иметь короткие фокусные расстояния.

Для контроля крупногабаритных поверхностей используется схема Коммона (Рис. 106). В схеме используется дополнительное сферическое зеркало высокого качества, а контролируемая плоскость наклонена по отношению к главному лучу.

Расфокусировка в схеме проявляется так же, как и сферичность испытуемой поверхности. Из-за наклона контролируемого зеркала при наличии сферичности появляется астигматизм. Также зеркало может иметь собственный астигматизм. Поэтому в схеме сложно разделить технологическую сферичность, расфокусировку и технологический астигматизм. Задачу решают с помощью получения снимков, отличающихся разными углами падения на контролируемую плоскость, которые затем обрабатывают с помощью специализированной программы.



*Рис. 106 Контроль плоских поверхностей в схеме Коммона:
1 – выходное окно интерферометра, 2 – сферическая эталонная насадка,
3 – контролируемое плоское зеркало, 4 – сферическое эталонное зеркало*

В практике контроля крупногабаритной оптики часто возникают ситуации, когда отсутствует сферическое вспомогательное зеркало, позволяющее охватить в наклонном ходе всю поверхность испытуемого зеркала. Тогда используют контроль поверхности по зонам, а далее математически объединяют результаты. При составлении программы обработки исходят из монотонности плоской поверхности.

При аттестации эталонных плоских поверхностей, а также для контроля плоскостей при отсутствии эталона применяют контроль по методу трех плоскостей.

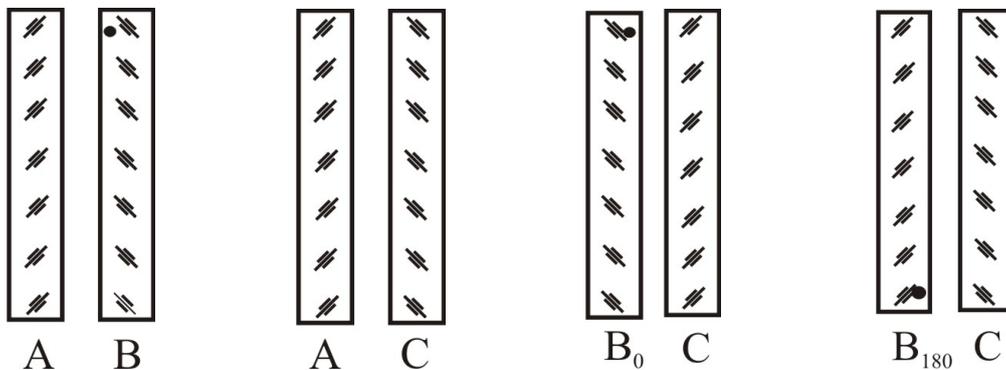


Рис. 107 Расположение пластин при контроле по методу трех плоскостей

Для реализации метода требуется иметь не менее трех плоских деталей, которые в разных сочетаниях устанавливаются в рабочей ветви интерферометра, без использования собственного эталона интерферометра. На Рис. 107 показано, в каких сочетаниях устанавливаются пластины. Пластины с поверхностями A и B должны быть прозрачными. Минимальное число интерферограмм, позволяющих получить данные для описания деформации всех трех поверхностей, – четыре. В четвертой схеме, как видно, используют поворот одной из пластин на 180 градусов вокруг оптической оси.

После обработки интерферограмм получают четыре набора коэффициентов Цернике, соответствующих четырем интерферограммам. Для каждой поверхности можно вычислить косинусные коэффициенты Цернике по формулам, которые условно можно записать

$$\text{плоскость } A = [(A+B)+(A+C) - (B_0+C)]/2,$$

$$\text{плоскость } B = [(A+B)+(B_0+C) - (A+C)]/2,$$

$$\text{плоскость } C = [(A+C)+(B_0+C) - (A+B)]/2.$$

Для синусных коэффициентов Цернике сочетание B_0+C заменяется на $B_{180}+C$. Здесь буквами в скобках обозначены волновые фронты в виде коэффициентов Цернике. Коэффициенты Цернике независимы друг от друга, поэтому для каждого коэффициента вычисления можно выполнять отдельно. Например, для коэффициента C_{40} :

$$C_{40A} = C_{40A+B} + C_{40A+C} - C_{40B_0+C}.$$

3.7.2 Контроль сферических поверхностей на интерферометре

Физо

Поскольку интерферометр Физо дает плоский эталонный волновой фронт, то для контроля сферических поверхностей необходимы дополнительные элементы, формирующие сферический эталонный волновой фронт.

К сферическому эталону предъявляются следующие требования:

- апертура на выходе должна быть больше, либо равна апертуре контролируемой поверхности. Теоретически апертура сферического эталона не может превышать 1:0,5, а реально выпускаемые насадки имеют апертуру до 1:0,65;
- последняя поверхность эталона должна быть конфокальной;
- входной диаметр эталонной насадки должен быть равен диаметру выходного окна интерферометра;
- сферический эталон должен обеспечивать идеальное качество изображения. Типичные требования к качеству изображения для эталонов: размах волнового фронта – менее $0,1\lambda$, среднеквадратическое отклонение – менее $0,03\lambda$.

Все эти требования приводят к тому, что сферическая насадка представляет собой объектив, создающий дифракционное изображение

точки, центр кривизны последней поверхности совпадает с изображением точки.

Простейшим объективом такого рода может быть линза, имеющая первую поверхность эллипсоидную, а вторую – сферическую конфокальную (Рис. 108).

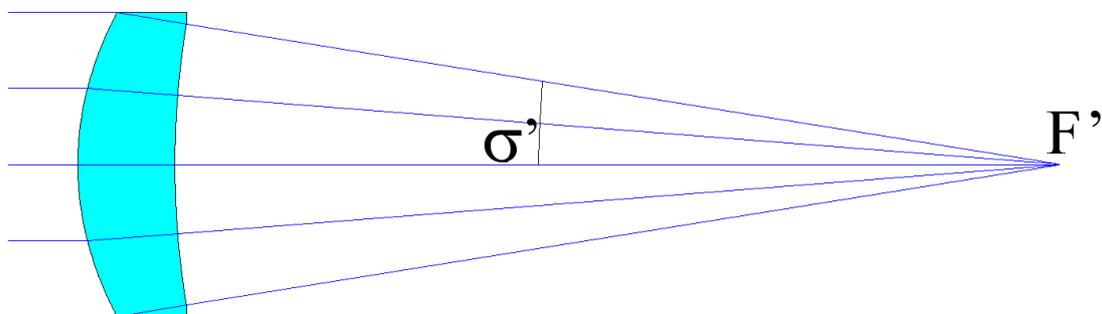


Рис. 108 Простейший сферический эталон

Для выходной апертуры не более 0,025 эллипсоидальную поверхность можно заменить сферической.

На Рис. 109 и Рис. 110 показаны схемы контроля сферических поверхностей со сферическими эталонными насадками. На этих рисунках: 1 – выходное окно интерферометра, 2 – сферический эталон, 3 – контролируемая поверхность. Буквой Э обозначена конфокальная поверхность эталона. Эталонный волновой фронт образуется при отражении от конфокальной поверхности, второй волновой фронт – после сферической насадки и отражения от контролируемой поверхности.

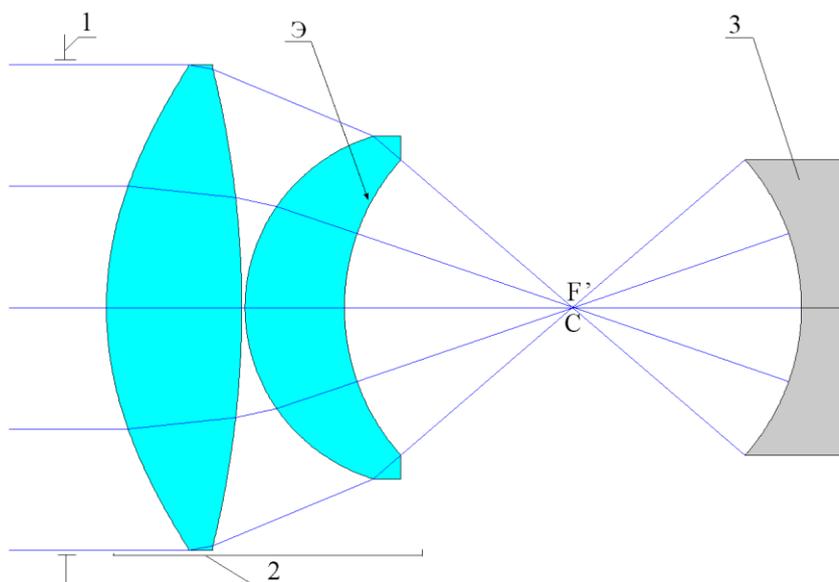


Рис. 109 Контроль вогнутой сферической поверхности

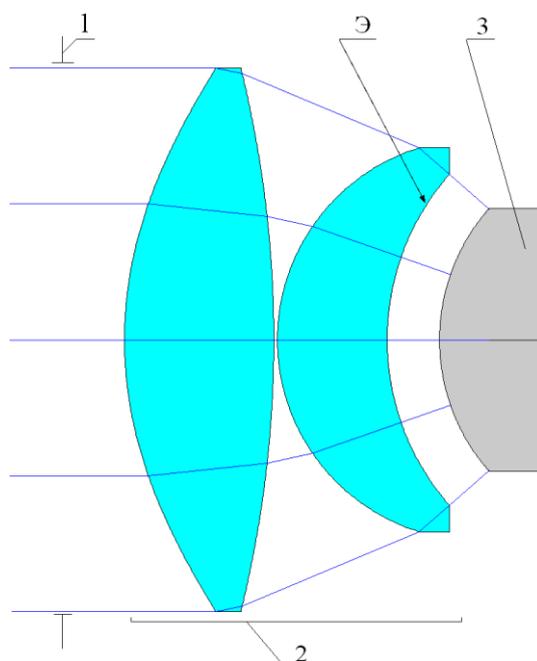


Рис. 110 Контроль выпуклой сферической поверхности

Настройка схемы контроля сферических поверхностей несколько сложнее, чем плоских, так как требуется совместить фокус насадки и центр кривизны испытываемой поверхности. Это выполняется обычно в два этапа: сначала грубая настройка с помощью экрана, затем – аналогично настройке при контроле плоскостей – путем наблюдения центров кривизны на экране монитора.

Также для контроля сферических поверхностей применяется интерферометр Тваймана-Грина.

3.7.3 Контроль асферических поверхностей

Плоская поверхность является частным случаем сферической поверхности с бесконечным радиусом кривизны. Сферические и плоские поверхности являются частным случаем более сложных поверхностей – асферических, т.е. имеющих отклонения от сферической формы. Применение в приборах и системах асферических поверхностей позволяет решать новые задачи, выдвигаемые наукой и техникой. Асферические поверхности необходимы в оптических системах современных больших телескопов, в астрономических приборах, работающих за пределами земной атмосферы, приборах, работающих в рентгеновских лучах и др. С помощью асферических поверхностей можно решить такие задачи, как улучшение качества изображения и упрощение конструкции, снижение размеров и массы приборов и систем.

Контроль асферических поверхностей на интерферометре может выполняться двумя способами – в сопряженных фокусах и компенсационным методом.

3.7.3.1 Контроль асферических поверхностей в сопряженных фокусах

Контроль с использованием сопряженных фокусов применяется для асферик второго порядка (за исключением сплюснутого эллипсоида).

Отражающие поверхности второго порядка, образованные вращением кривых второго порядка вокруг оси, соединяющей их геометрические фокусы, имеют полезное свойство: геометрические фокусы этих поверхностей являются оптически сопряженными анаберрационными точками. Центр кривизны волнового фронта, сформированного интерферометром, устанавливается в одном из геометрических фокусов отражающей асферической поверхности второго порядка, при этом если асферическая поверхность имеет идеальную форму, то отраженные от нее лучи образуют сферический волновой фронт, центр которого расположен в другом геометрическом фокусе. В этом случае все отклонения формы волнового фронта от идеального могут быть отнесены к технологическим погрешностям [12]. Для практического использования метода анаберрационных точек необходимо создание автоколлимационной системы, состоящей из контролируемой асферической поверхности и вспомогательного сферического или плоского зеркала (т.е. элемента полностью скорректированного на сферическую абберацию). Принцип построения автоколлимационной системы заключается в том, что центр кривизны сферического зеркала совмещается с одним из геометрических фокусов контролируемой асферической поверхности, а центр кривизны волнового фронта сформированного интерферометром – с другим. Однако причиной деформации волнового фронта являются не только погрешности асферической поверхности, но и погрешности совмещения центра кривизны волнового фронта и дополнительного зеркала с каждым из геометрических фокусов асферической поверхности.

На Рис. 111 показаны примеры схем контроля асферических поверхностей второго порядка в сопряженных фокусах.

В схеме на Рис. 111а для контроля вогнутого параболоида 3 используется плоский эталон 1 и дополнительное сферическое зеркало 2 небольшого диаметра и с небольшим радиусом кривизны. На Рис. 111б показана схема контроля выпуклого параболоида 3: используется плоский эталон 1 и дополнительное сферическое зеркало 2 большого диаметра. Передний фокус параболоида находится в бесконечности, задний – совмещен с центром кривизны сферического зеркала. На Рис. 111в для контроля вогнутого параболоида 3 используется сферическая насадка 1 и дополнительное плоское зеркало 2.

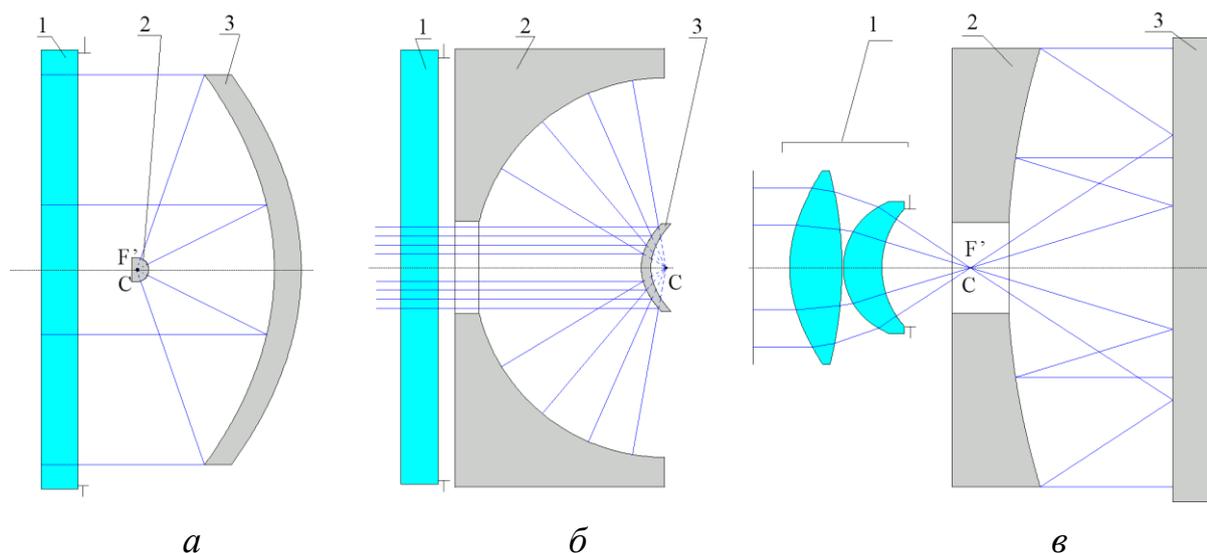


Рис. 111 Схемы контроля вогнутого (а) и выпуклого параболоида (б) с использованием плоского эталона Физо, и вогнутого параболоида (в) с помощью сферической насадки

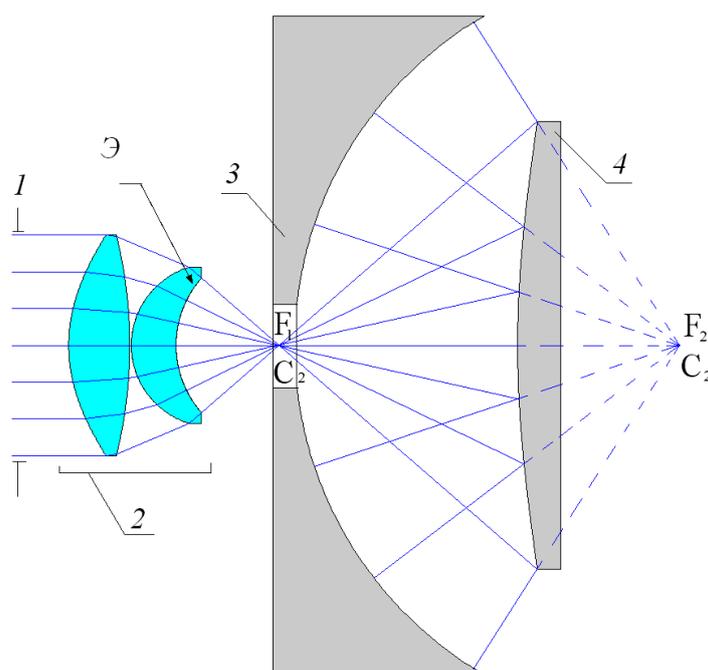


Рис. 112 Схема контроля гиперboloида: 1 – выходное окно интерферометра, 2 – сферическая насадка, Э – эталонная конфокальная поверхность, 3 – дополнительное сферическое зеркало, 4 – контролируемый гиперboloид

Для контроля гиперboloидов на интерферометре Физо требуются насадка, формирующая идеальный сферический волновой фронт, и дополнительное сферическое зеркало. Центр кривизны дополнительного сферического зеркала совмещается с мнимым фокусом гиперболы,

действительный фокус совмещается с фокусом сферической насадки (Рис. 112).

Схемы контроля выпуклых гиперболоидов, вогнутых и выпуклых эллипсоидов аналогичны уже приведенным.

Стоит отметить, что существуют способы контроля вогнутых асферических поверхностей без компенсатора. Такой метод основан на использовании вращательной симметрии. Измерения проводятся в пределах кольцевой зоны, а фокусировка интерферометра осуществляется для каждой такой зоны поверхности отдельно. Если кольцевая зона достаточно мала, то разброс аберраций может уложиться в динамический диапазон прибора. Измеряемая кольцевая область рассматривается как отдельная субапертура, а общая топография получается при сшивке данных полученных от отдельных субапертур.

Методу испытаний по субапертурам присущи следующие недостатки:

- необходимость "сшивать" данные по отдельным субапертурам, чтобы выделить аберрации, обусловленные всей поверхностью;
- неточность фокусировки и смещение фокуса должны быть устранены;
- все юстировочные ошибки должны быть учтены при оценке данных.

Пример нескольких шагов сканирования по субапертурам представлен на Рис. 113.

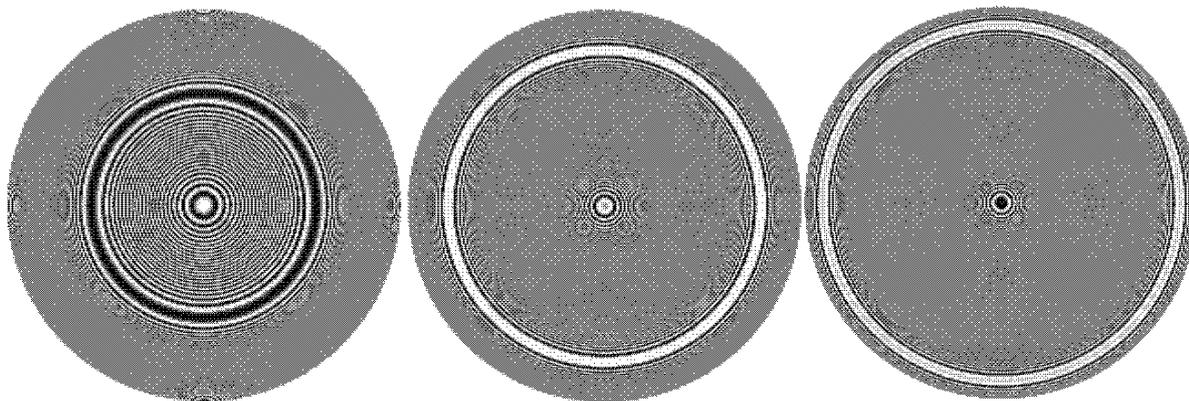


Рис. 113 Сканирование по субапертурам

Также проконтролировать асферическую поверхность без компенсатора можно за счет снижения чувствительности контроля при переходе на большие значения контрольной длины волны. Это может быть реальная длина волны в ИК-диапазоне спектра или эффективная длина волны при использовании 2-х и более длин волн видимого диапазона в многоволновой интерферометрии. Этот подход позволяет изготовить асферические поверхности с меньшей точностью и требует для финишной стадии при обработке точных поверхностей использовать

компенсационный метод. Поэтому компенсационный метод остается наиболее распространенным в практике технологического и аттестационного контроля вогнутых зеркал.

3.7.3.2 Контроль асферических поверхностей с использованием компенсаторов

В ряде случаев специально рассчитывается и изготавливается компенсатор, стоящий близко к центру кривизны поверхности. Чаще всего таким способом контролируются асферические поверхности высокого порядка, а также сплюснутые сфероиды. Компенсатор может быть как простым, одноэлементным, так и достаточно сложным, состоящим из нескольких линз и зеркал. Асферическую поверхность и компенсатор помещают в схему контроля (Рис. 114) и контролируют суммарную aberrацию компенсатора и поверхности.

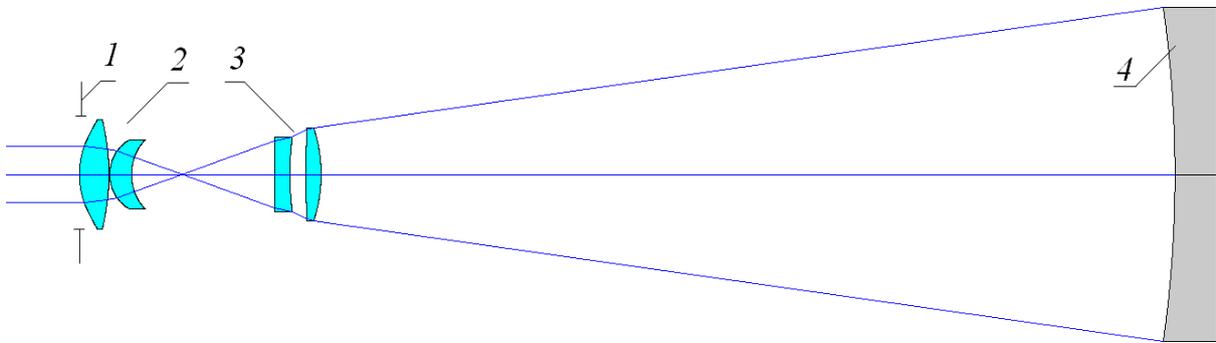


Рис. 114 Контроль асферической поверхности компенсационным методом:

1 – апертурная диафрагма интерферометра Физо, 2 – сферическая эталлонная насадка, 3 – компенсатор, 4 – контролируемая поверхность

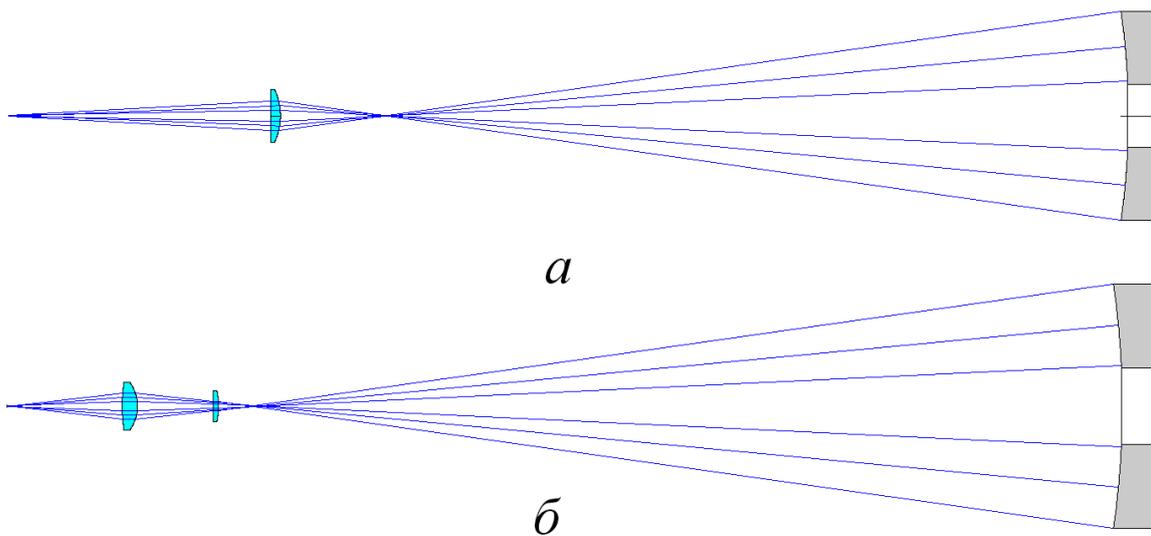


Рис. 115 Компенсаторы для контроля асферических поверхностей
а) плосковыпуклая линза, б) компенсатор Оффнера

Возможны другие виды компенсаторов, например, плосковыпуклая линза, работающая с увеличением (Рис. 115а), компенсатор Оффнера (Рис. 115б) и т.д. [1], [6], [12].

Рассмотрим особенности бесконтактного контроля различных видов несферических оптических поверхностей.

Характерной особенностью любой асферической поверхности является то, что ее нормали не имеют общей точки пересечения. Поэтому на контролируемую асферическую поверхность необходимо направлять негомоцентрический пучок лучей, который будут падать на асферическую поверхность по нормальям. Для создания негомоцентрических пучков применяют специальные оптические элементы, называемые компенсаторами аберраций нормалей. Для каждой асферической поверхности разрабатывают индивидуальный компенсатор, который обеспечивает максимально близкую к идеальной компенсацию аберраций ее нормалей.

Оптическую систему, состоящую из компенсатора и контролируемой поверхности, принято называть *компенсационной схемой*. При расчете любой компенсационной схемы требуется оптимизация ее параметров, которую выполняют с помощью компьютерных программ, предназначенных для расчета хода лучей через оптические системы. Компенсационные схемы для контроля асферической поверхности можно рассчитывать в автоколлимационном ходе лучей, но часто оптимизация компенсационных систем для контроля светосильных асферических поверхностей прекращается из-за того, что световые лучи не проходят через какой-либо оптический компонент. Эта проблема может быть решена, если при расчете контролируемую асферическую поверхность заменить имитатором, который в процессе расчета компенсационной схемы позволит избавиться от автоколлимационного хода лучей [16]. Важно, чтобы такой имитатор представлял собой точную математическую модель контролируемой поверхности, т.е. формировал негомоцентрический пучок, лучи которого точно совпадут с нормальями к этой асферической поверхности. Тогда на завершающей стадии расчета, т.е. после замены такого имитатора на контролируемую асферическую поверхность, состояние аберрационной коррекции в компенсационной схеме не изменится. Наиболее простым способом задания такого имитатора для расчета является использование расчета в обратном ходе лучей, т.е. от асферической поверхности к центру кривизны эталонной поверхности интерферометра. Для этого в пространстве предметов, перед асферической поверхностью, задается показатель преломления равный нулю, тогда угол преломления также будет равен нулю и луч из такого имитатора будет распространяться по нормали к поверхности, при этом задача оптимизации конструкции корректора аберраций нормалей значительно упрощается. Таким образом, в такой модели асферическая

поверхность становится частью линзы с нулевым показателем преломления.

3.7.3.3 Особенности контроля вогнутых асферических поверхностей

Компенсационный метод для контроля асферических поверхностей был впервые описан В.П. Линником в 1921 году [17]. Он предложил контролировать параболические зеркала с помощью двойной ахроматической линзы. Также им было показано, что aberrациями высших порядков можно пренебрегать для зеркал диаметром до 1 м и относительным отверстием до 1:6. В 1924 г. Д. Д. Максудов предложил использовать компенсационный метод для контроля параболических зеркал с помощью значительно меньших по размеру сферических зеркал. В дальнейшем идея контроля компенсационным методом была развита в работах Куде, Берча, Долла, Росса, Уханова и ряде других.

Возможно использование одного из двух видов компенсации aberrаций асферической поверхности – это так называемые «оптическая компенсация» и «компенсация aberrаций нормалей» асферической поверхности. Основное их различие состоит в том, что в первом случае лучи света падают на контролируемую асферическую поверхность под разными углами, определяемыми условиями работы оптической системы в целом, а при компенсации aberrаций нормалей все лучи падают нормально к контролируемой поверхности. Простейшим примером оптической компенсации может служить одиночная линза, специально рассчитанная для этой цели.

Во многих практических случаях асферическая поверхность входит в состав сложной оптической системы. Контролируя такую систему на качество изображения, можно осуществить косвенный контроль асферической поверхности. Типичным примером оптической компенсации является хорошо известная система телескопа Шмидта, состоящая из двух оптических элементов: пластины, одна или обе поверхности которой соответствующим образом асферизованы, и вогнутого сферического зеркала. Пластина определенным образом трансформирует падающий волновой фронт, компенсируя aberrации, вносимые сферическим зеркалом, в результате чего достигается высокое качество изображения всей системы в целом.

Недостаток контроля асферических поверхностей методом оптической компенсации заключается в том, что вывод о качестве изготовленной поверхности делают по результатам контроля всей оптической системы. В то время как результирующее качество изображения в измерительном стенде оказывается вполне удовлетворительным, а контролируемая асферическая поверхность может исправлять как ошибки корректора, так и юстировки измерительного стенда в целом.

Второй тип компенсации (компенсация аберраций нормалей контролируемой поверхности) заключается в использовании дополнительного голограммного, линзового или зеркального оптического элемента – компенсатора. Падающий на него плоский или сферический волновой фронт трансформируется таким образом, что выходящие из него лучи света падают по нормали к контролируемой асферической поверхности.

Простые и небольшие компенсаторы получили успешное применение по следующим причинам:

- вогнутые асферические зеркала сами преобразуют расходящийся волновой фронт от точечного источника в сходящийся волновой фронт, искаженный аберрациями контролируемой поверхности;
- большая часть аберраций, вносимых контролируемой асферической поверхностью, относится к известным видам аберраций;
- знак аберрации контролируемой асферической поверхности противоположен знаку аберраций, вносимых компенсатором.

Благодаря первой причине компенсатор может быть значительно меньше контролируемой асферической поверхности. Вторая позволяет получать хорошую компенсацию при одном оптическом элементе удобной формы. Наконец, третья дает возможность использовать простую вспомогательную оптику. Простые по конструктивному исполнению компенсаторы могут применяться для контроля любых вогнутых асферических поверхностей, образованных вращением отрезка конического сечения вокруг главной оси.

Пример универсального компенсатора

Для некоторого диапазона апертур и конических постоянных можно рассчитать универсальный компенсатор, близкий по конструктивным параметрам к компенсатору, предложенному Д.Т.Пуряевым [12]. Рассмотрим возможный вариант такого компенсатора:

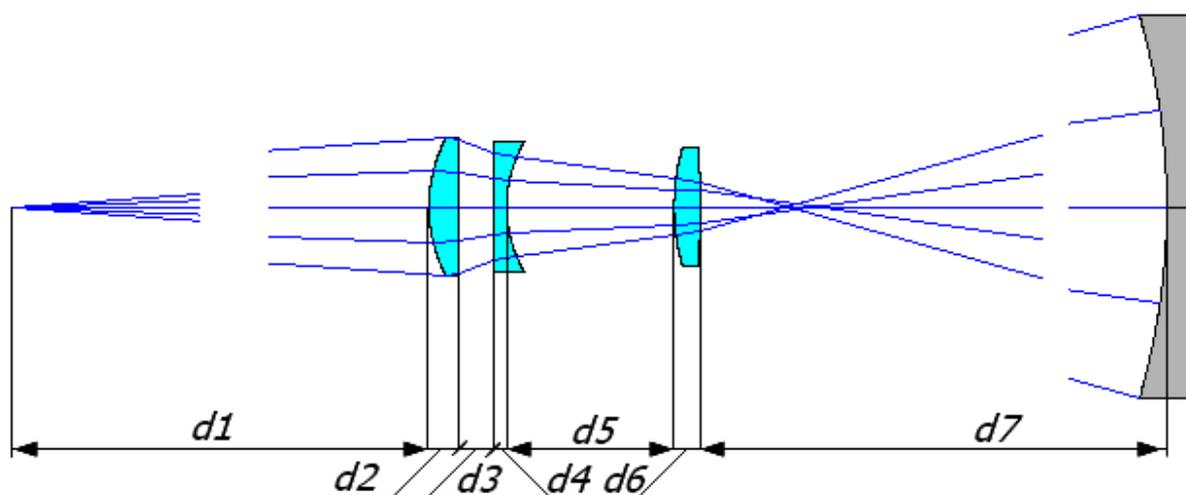


Рис. 116 Универсальный компенсатор

Первая линза: $d4=50$ мм; $R1=-247,7$ мм; $R2=\infty$; стекло ТФ10; $n=1,799898$ для $\lambda=0,6328$ мкм; $\varnothing=200$ мм.

Вторая линза: $d4=20$ мм; $R3=\infty$; $R4=-212,8$ мм; стекло К8; $n=1,5146489$ для $\lambda=0,6328$ мкм; $\varnothing=220$ мм.

Третья линза: $d6=44$ мм; $R4=-352,4$ мм; $R5=997,7$ мм; стекло ТФ10; $n=1,799898$ для $\lambda=0,6328$ мкм; $\varnothing=240$ мм.

Табл. 18. Универсальный компенсатор

№	Параметры асф. пов-ти			$d1$, мм	$d3$, мм	$d5$, мм	$d7$, мм	Остаточный размах ошибки, λ	Остаточное СКО, λ
	Радиус кривизны, мм	Коническая постоянная	Св.Ø, Мм						
1	1124,7	-1,153	640	1579,033	59,287	278,29	1323,29	0,012	0,021
2	1124,7	-1,3	640	1297,676	65,36	277,03	1341,4	0,043	0,003
3	1124,7	-1,6	640	1096,114	82,26	269,18	1350,61	0,013	0,002
4	1124,7	-2	640	926,9808	101,09	261,07	1365,72	0,053	0,006
5	1124,7	-0,6	640	3611,517	5,84	318,52	1327,35	0,023	0,006
6	2000	-1	1000	1171,348	108,04	232,16	2188,85	0,043	0,008
7	2000	-1,5	960	885,5994	142,43	220,07	2213,39	0,083	0,016
8	720	-1	360	4373,093	6,47	348,14	910,94	0,018	0,004
9	720	-1,55410	462	1374,584	69,72	280,9	1183,21	0,012	0,004
10	48000	-1	6200	401,8632	522,33	81,52	48475	0,018	0,006

При установке $d1=83,374$ мм; $d3=167,567$ мм; $d5=21,323$ мм данный компенсатор может быть проконтролирован с плоским зеркалом, остаточная ошибка составляет $4,8\lambda$ по размаху и $0,8\lambda$ по СКО.

Полученный таким образом компенсатор при сравнении с компенсатором Д.Т. Пуряева [25] для параметров главного зеркала БГА имеет явное преимущество:

	Компенсатор Д.Т. Пуряева	Текущий расчет
Остаточная aberrация (размах), λ	0,24	0,014
Остаточная aberrация (СКО), λ	0,06	0,0024

3.7.3.4 Использование в качестве компенсатора дифракционного оптического элемента

В качестве компенсатора может использоваться дифракционный оптический элемент (Рис. 117), который представляет собой плоскую стеклянную подложку, на одной из сторон которой сформирована дифракционная структура. Обычно эта структура представляет собой круговую дифракционную структуру с переменной частотой.

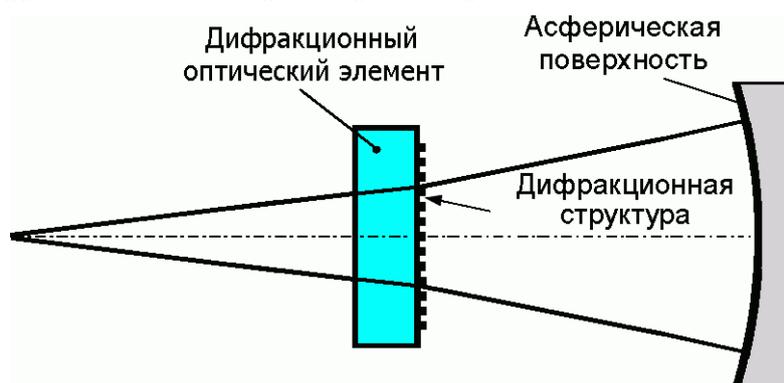


Рис. 117 Использование дифракционного оптического элемента в качестве компенсатора

Преимуществом дифракционного элемента является то, что дифракционная структура может быть промоделирована на компьютере так, чтобы сформировать требуемый волновой фронт. Современные высокоточные технологии изготовления позволяют сформировать такую микроструктуру, чтобы обеспечить высокое качество преобразуемого им волнового фронта.

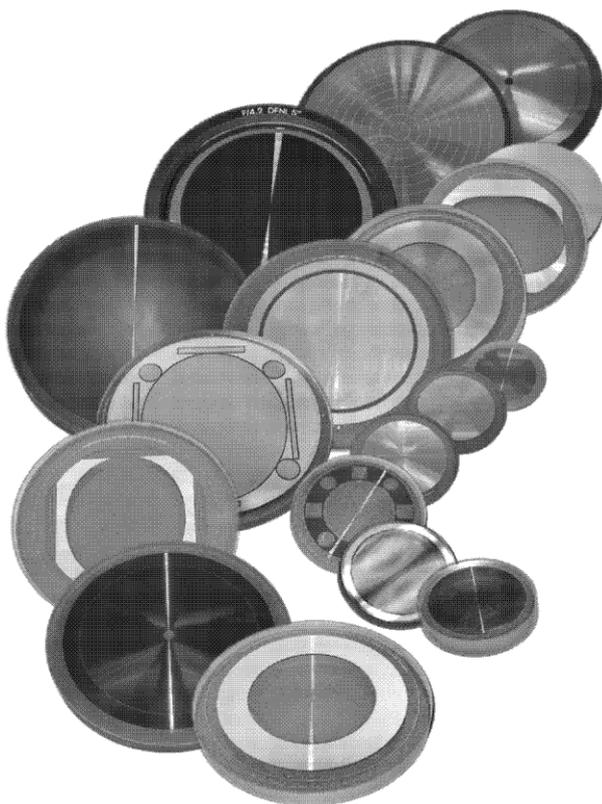


Рис. 118 Внешний вид различных вариантов дифракционного корректора

При расчете синтезированной голограммы, важно не только получить низкую максимальную пространственную частоту, но и не близкую к нулевой минимальную. При низкой пространственной частоте возникает муар из-за переналожения 3-х порядков: нулевого, «+1» и «-1» (Рис. 119).

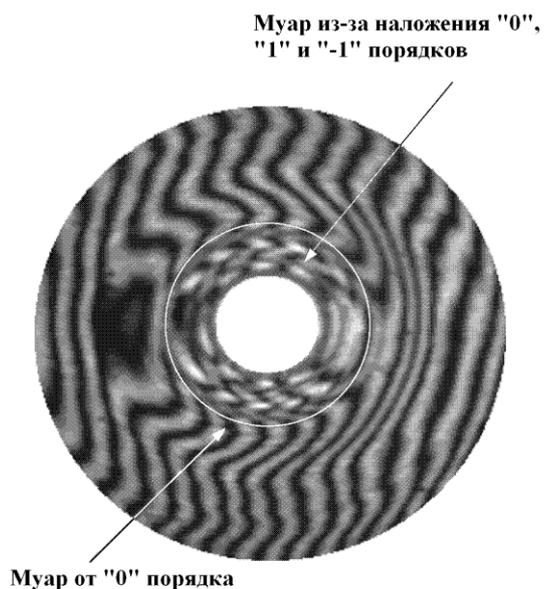


Рис. 119 Возникновение муара на интерферограмме из-за интерференции между несколькими порядками дифракции на низкочастотном киноформном элементе

За счет того что такой корректор состоит только из одного элемента, схема контроля проще в настройке и, соответственно, обладает меньшими ошибками, связанными с неправильной юстировкой, что резко снижает вероятность некорректных измерений.

Обычно концентрично основной дифракционной структуре наносятся дополнительные кольцевые юстировочные структуры. Например, на Рис. 118 зона с зеркальным покрытием формирует автоколлимационное изображение точечного источника в рабочей ветви, а дополнительная зона, работающая на проход, может формировать автоколлимационное изображение вершины контролируемой поверхности. Это позволяет по наблюдаемым интерференционным картинам провести не только начальную юстировку компонентов интерференционной схемы контроля, но и контролировать стабильность этой юстировки в реальном масштабе времени [13].

Также дифракционный элемент, работающий на отражение, может быть использован для аттестации линзовых и зеркально-линзовых компенсаторов аберраций нормалей.

3.7.3.5 Особенности контроля выпуклых асферических поверхностей

Контроль выпуклых асферических зеркал компенсационным методом обычно требует, по крайней мере, одного оптического вспомогательного элемента, размер которого должен быть больше контролируемого выпуклого элемента. Исключением может быть только компенсационный контроль выпуклых зеркал из прозрачных оптически однородных материалов из автоколлимационной точки с учетом рефракции в проходящем свете. Такой контроль возможен при обеспечении высоких требований к оптическим свойствам материала, качеству нерабочей поверхности, участвующей в компенсации и разнотолщинности корпуса асферизируемой поверхности, которые вносят дополнительные двукратные искажения в проходящий волновой фронт и, следовательно, в результат контроля.

Как правило, выпуклые поверхности зеркал телескопов имеют форму гиперболоидов вращения.

Для исследования выпуклого гипербоидального зеркала (ВГЗ) Д. Хиндл предложил использовать автоколлимационную компенсационную схему, использующую большое вогнутое сферическое зеркало, центр кривизны которого совмещен с одним из фокусов исследуемого выпуклого гипербоидального зеркала. Такое вспомогательное зеркало получило название *сферы Хиндла* (Рис. 120).

Использование промышленно выпускаемых неравноплечих интерферометров для контроля ВГЗ сопряжено с построением в рабочей ветви интерферометра схемы контроля в отраженном свете, выполненной по одному из двух описанных ниже вариантов: методу анаберрационных

точек, либо компенсационному методу. Особенность построения схемы контроля ВГЗ в отраженном свете заключается в том, что она обязательно должна содержать элемент, по крайней мере, того же размера что и контролируемое ВГЗ. Необходимость контроля в отраженном свете обусловлена, как правило, тем, что большинство материалов используемых для изготовления ВГЗ не прозрачны и не позволяют осуществлять автоколлимационный контроль с тыльной стороны заготовки.

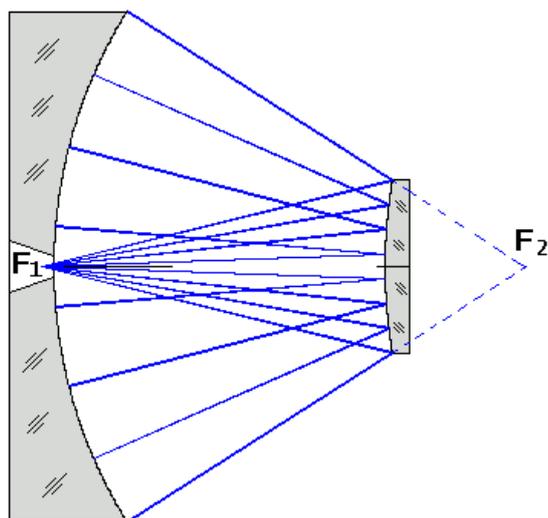


Рис. 120 Схема Хиндла

Метод анаберрационных точек для контроля ВГЗ сводится к созданию в рабочей ветви схемы Хиндла или ее модификаций (см. ниже). Схема построения рабочей ветви интерферометра по методу Хиндла приведена на Рис. 120: вспомогательное автоколлимационное сферическое зеркало, устанавливается в рабочей ветви относительно контролируемого ВГЗ так, что центр его кривизны совмещается с ближним фокусом F_2 ВГЗ, а точечный источник света в рабочей ветви интерферометра совмещается с дальним фокусом F_1 ВГЗ. Понятно, что центральная часть зеркала остается неисследованной. Чтобы она не была чрезмерно большой, расстояние между зеркалами должно быть значительным, а значит, и сфера Хиндла должна иметь большой диаметр. Интерферометр по такой схеме был построен Д.Т. Пуряевым.

Достоинством данной схемы является то, что она имеет повышенную чувствительность за счет двойного отражения от контролируемой поверхности, и для проведения контроля формы поверхности ВГЗ достаточно применить только вспомогательное эталонное сферическое зеркало, которое также может быть аттестовано с помощью интерферометра, используемого при построении данной схемы контроля ВГЗ. В то же время, при расшифровке интерференционной картины в этом случае необходимо учитывать непостоянство угла падения на контролируемую поверхность (КП) ВГЗ в зависимости от удаления

точки падения от ее оптической оси, поскольку цена интерференционной полосы определяется известной формулой:

$$H(\lambda, \varepsilon, m) = \lambda/2m \cos \varepsilon_r,$$

где λ – длина волны контроля,

ε_r – угол падения луча рабочего пучка на расстоянии r от оси КП ВГЗ,

m – число отражений от КП.

Этот учет необходим для корректировки технологических операций обработки поверхности ВГЗ.

Основной недостаток схемы – большой диаметр вспомогательного сферического зеркала, существенно (в несколько раз) превышающего размеры контролируемого ВГЗ из-за необходимости согласования их световых апертур. В ряде случаев это обстоятельство делает невозможным применение данной схемы в связи со сложностью (невозможностью) изготовления или разгрузки в схеме контроля вспомогательного сферического зеркала, либо его высокой себестоимостью.

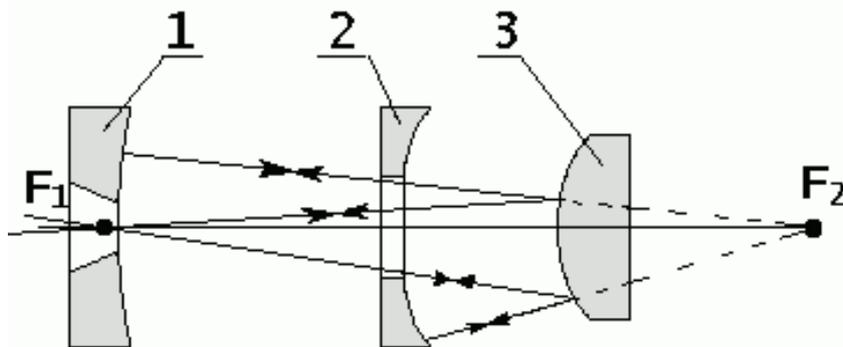


Рис. 121 Модификация схемы Хиндла

Как вариант может использоваться модификация схемы Хиндла (Рис. 121), в которой для контроля ВГЗ 3 вместо крупногабаритного вспомогательного сферического зеркала введена система из двух зеркал 1 и 2 близких по диаметру, причем более чем в три раза меньших по сравнению с диаметром вспомогательного сферического зеркала в описанной выше схеме.

Несомненные достоинства данной модификации – значительное уменьшение диаметров вспомогательных сферических зеркал при достаточно свободных допусках на абсолютные значения радиусов кривизны и отсутствие требований к точной фазировке. К недостаткам следует отнести увеличение числа оптических компонентов (необходимость изготовления двух вспомогательных зеркал вместо одного) и необходимость юстировки интерференционной схемы в процессе работы. Возможно использование каждого из вспомогательных сферических зеркал отдельно, но тогда они должны быть выполнены таким образом, чтобы средняя зона поверхности ВГЗ контролировалась при использовании обоих зеркал. Полученные в результате данные

сшиваются с помощью специальной программы, минимизирующей отклонение топографий в общей зоне.

Общим существенным недостатком компоновки обеих схем является то, что она связана со значительной протяженностью рабочей ветви, определяемой параметрами контролируемой поверхности. Дальняя фокальная точка F_1 ВГЗ располагается на значительно большем расстоянии от поверхности зеркала, чем ближняя F_2 , с которой совмещен центр кривизны вспомогательного сферического зеркала (зеркал). Вследствие этого обе схемы имеют низкую виброустойчивость и помехозащищенность от воздушных потоков, также повышаются требования к осветительной части применяемого для контроля интерферометра из-за большой разницы хода между рабочей и опорной ветвями.

Существует требование высокой точности взаимного расположения оптических компонентов интерферометра. В процессе изготовления, контроля и аттестации ВГЗ необходимы периодические проверки параметров взаимного расположения оптических компонентов, что требует проведения сложных юстировочных операций. Вспомогательные сферические зеркала должны иметь значительную апертуру, что в совокупности с высокими требованиями к форме их поверхности создает сложности в их изготовлении.

В другой модификации схемы Хиндла (Рис. 122) используется *компенсатор Симпсона-Оланда-Мекеля* [41]. В нем используются силовые линзовые компоненты 1, рассчитанные на минимум сферической аберрации. Это позволяет добиться сокращения протяженности рабочей ветви в схеме контроля ВГЗ за счет увеличения апертуры интерферометра и изготовления последней линзы с полупрозрачной хиндл-поверхностью 2, что позволяет максимально приблизить ее к поверхности контролируемого ВГЗ 3 и уменьшить световой диаметр контрольной схемы. К недостаткам данной схемы следует отнести сложность создания компенсатора для ВГЗ с диаметром более 300 мм. Все погрешности изготовления компенсатора вносят аберрации в волновой фронт рабочей ветви интерферометра, а отделение ошибок компенсатора от ошибок контролируемого ВГЗ вызывает определенные технические трудности в процессе обработки интерферограмм в реальном масштабе времени. Для калибровки схемы используется вогнутое сферическое зеркало (Рис. 122а). Если использовать схему с одиночным мениском, то его сферическая аберрация также участвует в компенсации аберраций асферической поверхности, а её присутствие усложняет процесс аттестации схемы, т.е. такой вариант уже не полностью соответствует методу анаберационных точек.

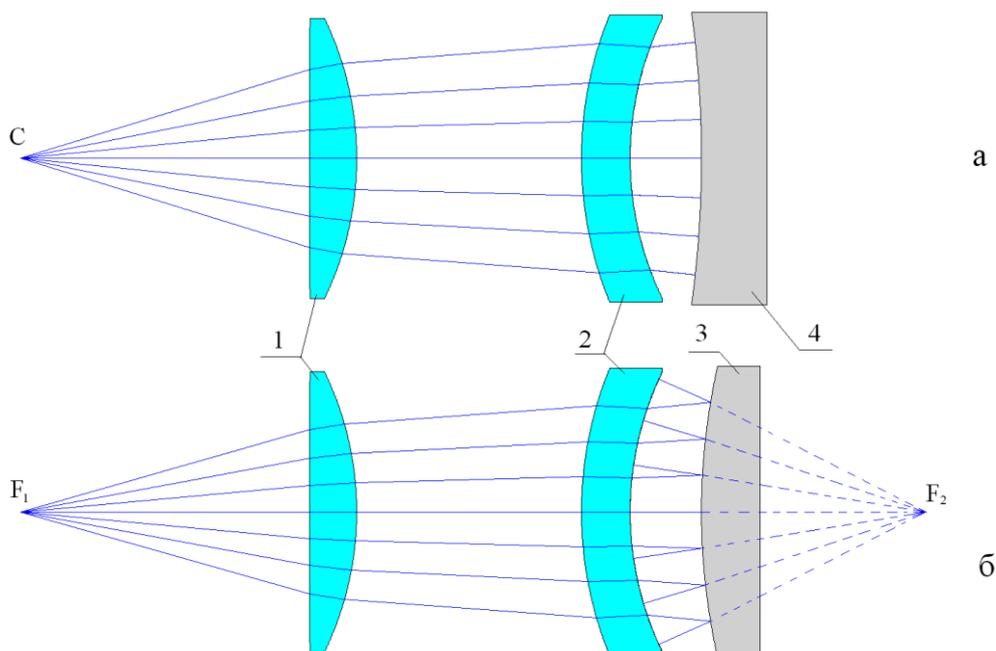


Рис. 122 Компенсатор Симпсона-Оланда-Мекеля

*а – схема калибровки компенсатора с вогнутым сферическим зеркалом 4,
б – схема контроля гиперболидального зеркала 3;
1 – силовая линза, 2 – Хиндл-мениск*

Еще одна модификация схемы Хиндла для контроля выпуклых гиперболоидов без экранирования была предложена Д.Т. Пуряевым [12], [25]. Схема контроля показана на рисунке Рис. 123.

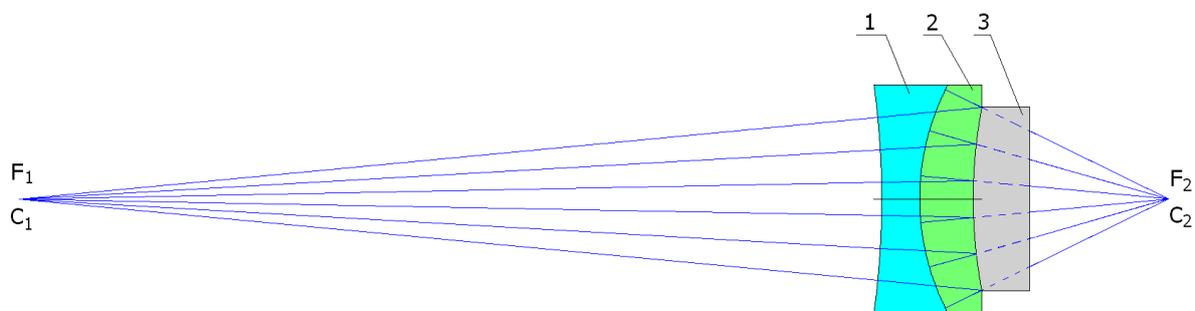


Рис. 123 Иммерсионный интерферометр

*1 – линза, 2 – иммерсионная жидкость, 3 – контролируемое зеркало;
C₁ – центр кривизны первой поверхности линзы, C₂ – центр кривизны
второй поверхности линзы, F₁ и F₂ – фокусы гиперболоида*

Здесь поверхности компенсатора концентричны фокусам гиперболоида. Поверхность, обращенная к контролируемому зеркалу, полупрозрачная – светоделительная. Для избежания преломления на этой поверхности лучей, идущих от источника, пространство между компенсатором и зеркалом заполняется иммерсией с показателем преломления, равным показателю преломления стекла компенсатора. Поверхность компенсатора, обращенная к источнику, является сферой

сравнения Физо. Таким образом, схема представляет собой интерферометр.

Принципиально данная схема, как и схема с компенсатором Симпсона-Оланда-Мекеля, позволяет контролировать зеркала достаточно большого диаметра, т.к. диаметр компенсатора должен быть лишь чуть больше диаметра контролируемой поверхности.

Основные недостатки компенсационного метода заключаются в сложности дополнительного компенсатора и снижении надежности контроля из-за практической невозможности его аттестации.

Использование линзовых элементов в качестве компенсатора нормалей вполне оправданно для компенсации аберраций нормалей к ВГЗ. Например, для некоторых ВГЗ (Рис. 124) возможен контроль при преобразовании однолинзовым компенсатором 1, сферического (или плоского) волнового фронта в гиперболоидальный, падающий по нормали к контролируемой поверхности ВГЗ 2.

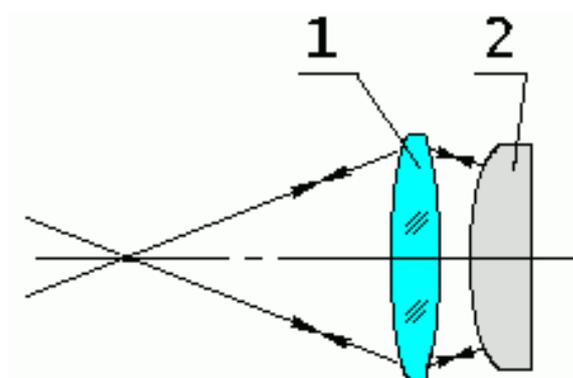


Рис. 124 Однолинзовый компенсатор

Применение метода ограничивается использованием его для контроля малогабаритной оптики в связи со сложностью, а иногда даже невозможностью, расчета одиночной линзы с учетом полной компенсации аберраций нормалей конкретного ВГЗ, сложностью изготовления, аттестации и разгрузки крупногабаритной линзы в схеме контроля ВГЗ.

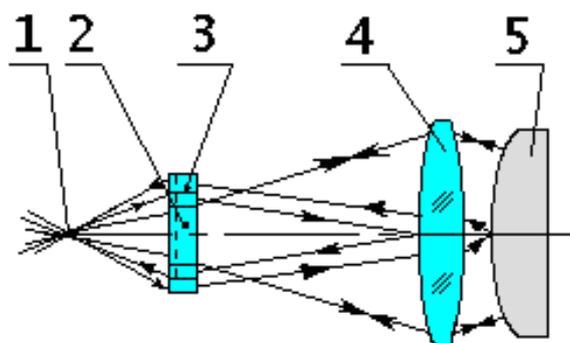


Рис. 125 Компенсатор с голограммным элементом

Расширение возможностей вышеописанной схемы возможно за счет использования, совместно с линзовым компонентом 4 (Рис. 125), дополнительного элемента осевой синтезированной голограммы. Ее

использование позволяет корректировать сферическую абберацию в широких пределах. Нанесение концентрично основной синтезированной голограмме дополнительных кольцевых юстировочных голограмм 3, формирующих автоколлимационное изображение как точечного источника в рабочей ветви 1, так и поверхности линзы и контролируемой поверхности ВГЗ 5, облегчает юстировку схемы. Однако ошибки изготовления и разгрузки линзы, а также синтезированной голограммы вносят искажения в проходящий через них рабочий волновой фронт, несущий информацию о контролируемом ВГЗ.

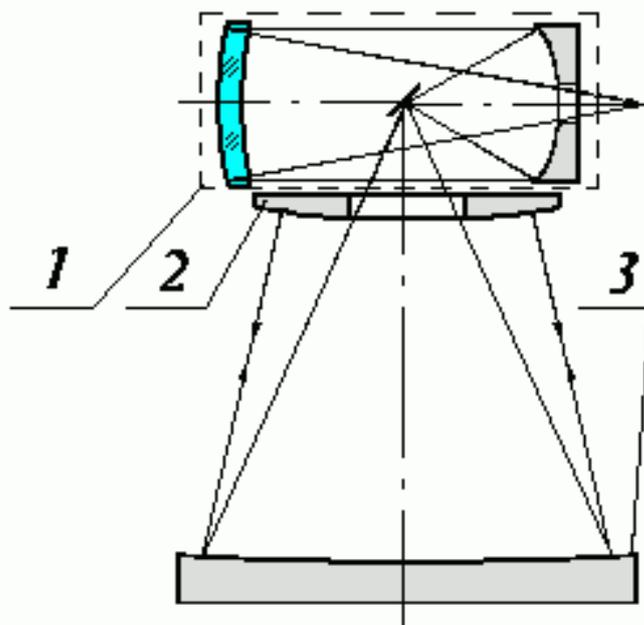


Рис. 126 Компенсационная схема с использованием вогнутого сферического зеркала

Дж.М. Сасианом [46] предложена компоновка компенсационной схемы с использованием вогнутого сферического зеркала (Рис. 126). Благодаря использованию корректора 1 вспомогательное сферическое зеркало 3 имеет диаметр, сравнимый с диаметром контролируемого ВГЗ 2, а его кривизна меньше, чем требуется в схеме Хиндла. Изготовление такого вспомогательного сферического зеркала проще и дешевле. Кроме того, общая длина контрольной схемы (рабочей ветви интерферометра) значительно уменьшается, что повышает ее помехоустойчивость.

Основным недостатком данной интерференционной схемы контроля является наличие кроме вогнутого сферического зеркала, сложного зеркально-линзового корректора. Это увеличивает количество оптических компонентов компенсационной схемы, следовательно, повышает сложность ее юстировки. Увеличивается число возможных источников погрешностей измерений, так как параметры зеркально-линзового компенсатора и значение радиуса кривизны вспомогательного сферического зеркала должны быть жестко согласованны.

Близкая по принципу схема (Рис. 127) на основе линзового корректора 1 и вспомогательного сферического зеркала 2, которое также имеет диаметр, сравнимый с диаметром контролируемого ВГЗ 3, была предложена в МГТУ им. Баумана. Первая поверхность первой линзы корректора 1 является эталоном Физо, что упрощает настройку положения компенсатора.

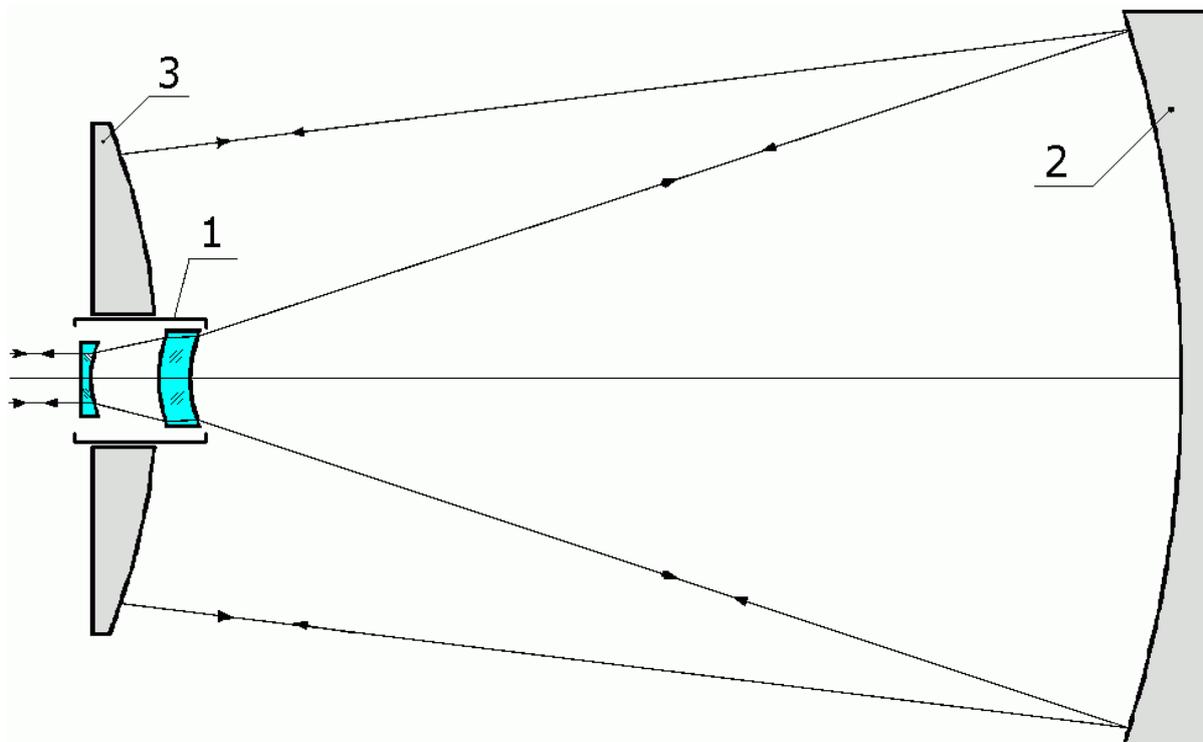


Рис. 127 Компенсационная схема на основе линзового корректора и вспомогательного сферического зеркала

Возможно создание схемы контроля близкой по построению к интерферометру типа Физо (Рис. 128). Формирование гиперболидаидального волнового фронта сравнения происходит за счет дифракции волнового фронта на голографический рельефе 2, который нанесен на вогнутой поверхности мениска 1, за которым располагается контролируемое ВГЗ 3. Падающие на контролируемую поверхность лучи и отраженные от неё проходят голограммную структуру в нулевом порядке.

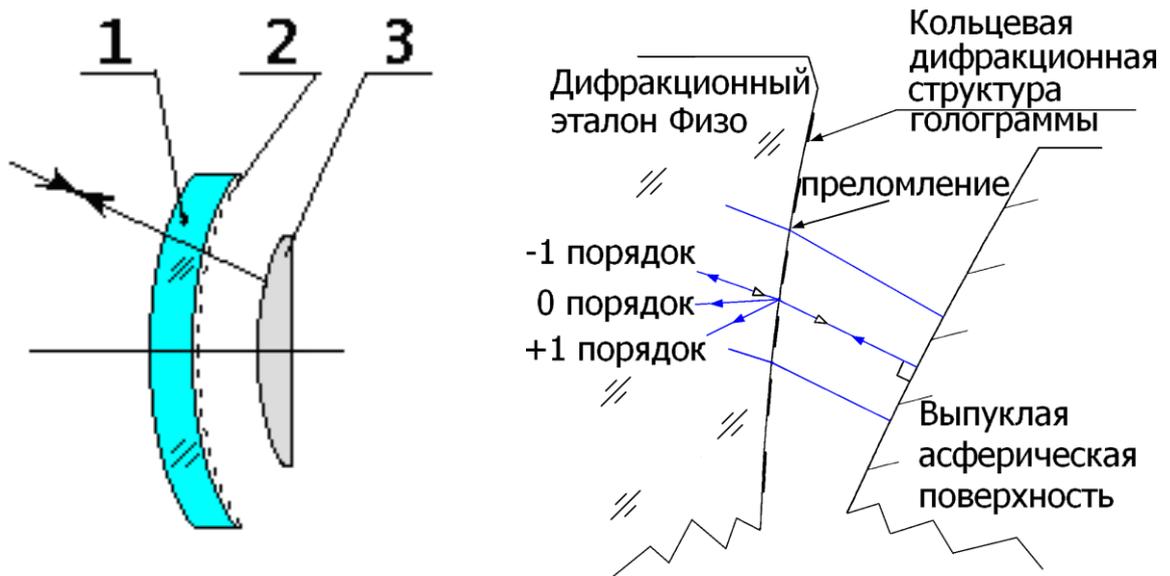


Рис. 128 Схема контроля близкая по построению к интерферометру типа Физо

Построение такой схемы контроля требует: использования крупногабаритной зеркальной или линзовой системы для формирования сходящегося волнового фронта, применения специальной технологии для нанесения голографического рельефа на крупногабаритную вогнутую поверхность, изготовления дополнительного компенсатора для аттестации эталонной поверхности с голографическим рельефом. Такая технология использовалась при создании вторичных зеркал к телескопам Magelan и VLT.

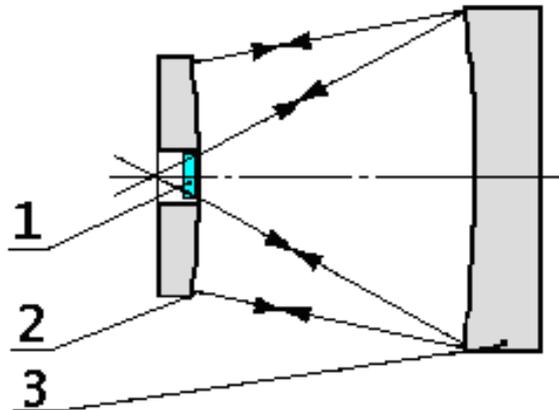


Рис. 129 Схема контроля с использованием однокомпонентного корректора и вогнутого зеркала

Одной из наиболее оптимальных для контроля крупногабаритных ВГЗ является схема контроля, изображенная на Рис. 129. В ней для контроля ВГЗ 2 совместно с вогнутым контрольным зеркалом 3 используется однокомпонентный корректор 1 в виде плоскопараллельной подложки с синтезированной голограммой, что позволяет отказаться от многоэлементной линзовой или зеркально-линзовой схемы, сложной в

изготовлении и юстировке. Нанесение concentric оси рабочей голограммы дополнительных юстировочных голограмм упрощает юстировку и контроль за стабильностью взаимного положения элементов в схеме. Вследствие этого повышается надежность контроля ВГЗ.

Общим недостатком компенсационных схем контроля является сложность их аттестации.

3.7.4 Контроль неоднородности стекла на интерферометре

Для определения неоднородности показателя преломления пластины требуется записать и расшифровать четыре интерферограммы, для этого необходимо кроме эталона в интерферометре иметь дополнительное зеркало. Схема получения трех интерферограмм показана на Рис. 130, четвертая интерферограмма необходима для учета погрешностей изготовления дополнительного зеркала. Однако если известно, что эти погрешности на порядок меньше погрешностей контролируемой пластины, то можно определить неоднородность показателя только по трем интерферограммам.

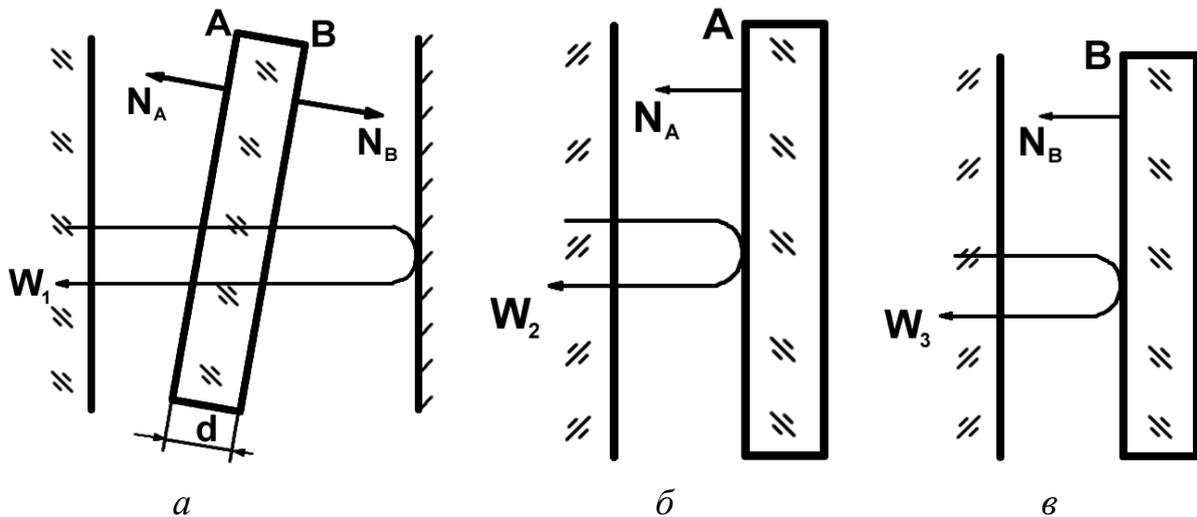


Рис. 130 Схемы получения интерферограмм при контроле неоднородности стекла

Первая интерферограмма получена от двух эталонов, между которыми размещена контролируемая пластина (Рис. 130а). Чтобы исключить интерференцию от поверхностей A и B пластины, ее наклоняют на угол 1-2 градуса. Вторую и третью интерферограммы получают от поверхностей A (Рис. 130б) и B (Рис. 130в), работающих на отражение, при этом используется один эталон, а контролируемая пластина разворачивается соответствующей стороной к интерферометру.

Отклонение волнового фронта для первой интерферограммы в упрощенном методе (методе трех интерферограмм) можно записать:

$$W_1 = 2W_A(n_0 - 1) + 2W_B(n_0 - 1) + d\Delta n,$$

где Δn – искомое отклонение показателя преломления, d – номинальная толщина пластины, n_0 – номинальное значение показателя преломления, W_A – деформация волнового фронта из-за погрешностей изготовления поверхности A , W_B – деформация волнового фронта из-за погрешностей изготовления поверхности B .

С учетом того, что на третьей интерферограмме пластина повернута поверхностью B к интерферометру, и с учетом связи деформации W_A и искажений волнового фронта при втором измерении (вторая интерферограмма) W_2 можно записать выражение для вычисления неоднородности:

$$\Delta n = \frac{W_1 - 2[W_2 - W_3](n_0 - 1)}{2d}.$$

При обработке данных неоднородность показателя преломления может быть представлена коэффициентами Цернике, картой распределения показателя преломления и т.д. Результат контроля неоднородности оценивается по размаху Δn и характеру искажений. При контроле градианов удобно строить сечения показателя преломления и сравнивать их с теоретической кривой.

3.7.5 Контроль объективов и афокальных систем

На Рис. 131 приведена схема контроля объектива с использованием сферической насадки и плоского эталона. Сферическая насадка должна иметь положительное фокусное расстояние для удобства настройки. Фокус сферической насадки при контроле совмещается с фокусом контролируемого объектива.

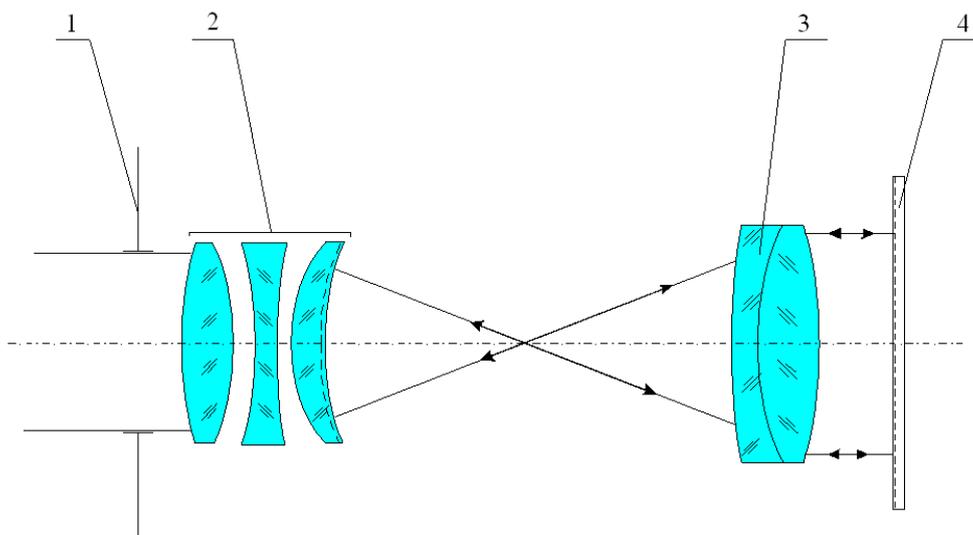


Рис. 131 Схема контроля объектива: 1 – выходное окно интерферометра, 2 – сферическая насадка, 3 – контролируемый объектив, 4 – дополнительное плоское эталонное зеркало

Возможна другая схема контроля объектива – с использованием дополнительного сферического зеркала (Рис. 132). Дополнительное

сферическое зеркало может быть вогнутым и выпуклым, однако вогнутое удобнее для настройки схемы.

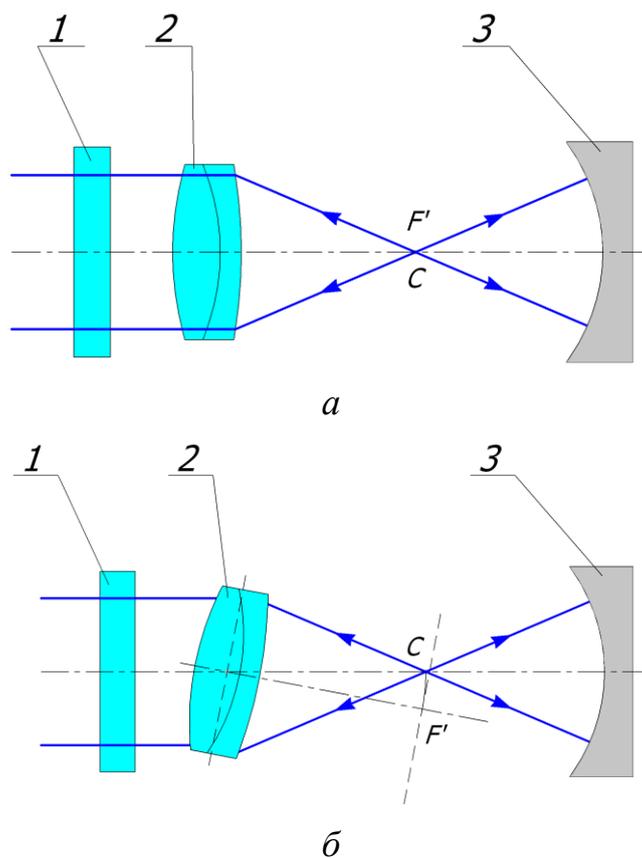


Рис. 132 Схема контроля объектива с дополнительным сферическим зеркалом: 1 – плоский эталон в выходном окне интерферометра
2 – контролируемый объектив, 3 – дополнительное сферическое зеркало

Для контроля объектива по полю требуется поворот объектива на заданный угол (Рис. 132б). Поворот желательно осуществлять вокруг узловой точки. При этом может быть измерена кривизна поля.

Афокальные системы контролируются с помощью автоколлимационного зеркала. Для этого в схему, изображенную на Рис. 132, вместо сферического зеркала 3 вводится плоское зеркало, устанавливаемое перпендикулярно оптической оси телескопической системы.

При контроле объектива очень высоки требования к центрировке объектива. Оправа должна обеспечивать смещения по x и y , а также повороты вокруг осей x и y (наклоны). Важно также обеспечить точное фокусирующее движение. Расфокусировка при окончательном анализе удаляется из результатов, поскольку в реальных условиях практически всегда имеется возможность сфокусировать объектив.

3.7.6 Контроль защитных куполов

В системах наблюдения и аэрофотосъемке используется такой компонент как защитный купол, позади которого камера может свободно менять направление наблюдения, когда это необходимо. Вариант проверки такого элемента показан на Рис. 133. Для возврата излучения в интерферометр используется высококачественное автоколлимационное вогнутое сферическое зеркало.

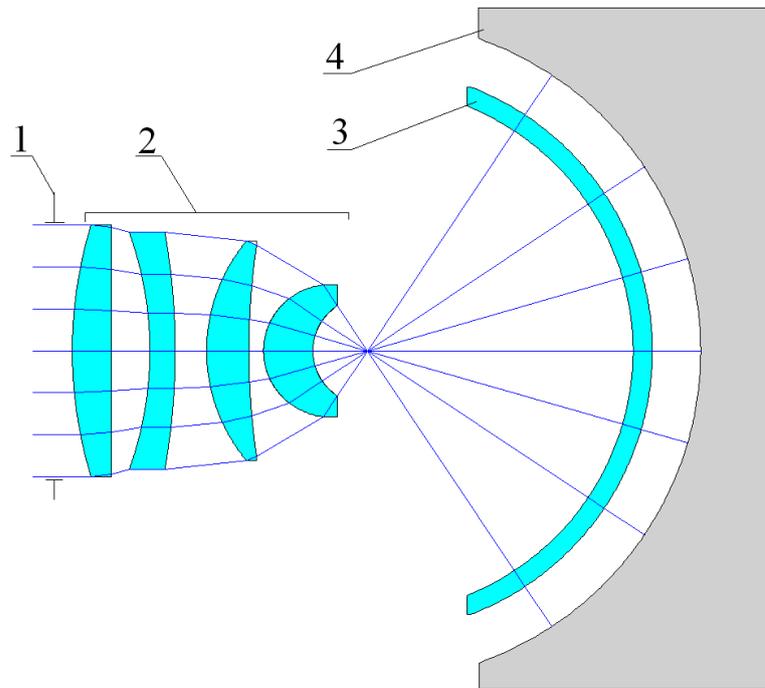


Рис. 133 Контроль защитных куполов

*1 – выходное окно интерферометра, 2 – сферическая насадка Физо
3 – контролируемая деталь, 4 – дополнительное сферическое зеркало*

4 КОНТРОЛЬ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ МЕТОДОМ ГАРТМАНА

Метод был предложен Гартманом в 1900 году и получил широкое распространение среди астрономов благодаря тому, что он может быть использован для аттестации готового телескопа путем наблюдения звезд.

Основу метода Гартмана составляет разбиение световой волны, падающей на исследуемую оптическую поверхность, на отдельные пучки. Это разбиение достигается помещением на пути световой волны экрана с отверстиями, который называется *диафрагмой Гартмана*. Вне фокуса системы устанавливается приемник, на котором пучки света засвечивают участки в виде пятен. Для идеальной системы положение пятен на снимке можно вычислить. Идеальный волновой фронт при этом не обязательно должен быть сферическим, а в принципе может иметь любую форму, так как интерес представляют лишь отклонения от него. Измерив положение пятен на снимке и сравнив эти измерения с вычислениями, получим систему поперечных aberrаций [14].

Основной принцип всех методов контроля с применением экрана заключается в том, что волновой фронт оценивается в ряде предварительно выбранных точек и результаты сравниваются с теоретическими значениями. Наличие у волнового фронта погрешностей в некоторой области приводит к фокусировке света в точке, отличающейся от теоретического фокуса или к пересечению с осью в плоскости, не совпадающей с плоскостью для случая идеального фронта. Погрешности формы волнового фронта оценивают, определяя, в какой точке плоскости пересекается свет от некоторой области, каково различие между ней и теоретической точкой пересечения луча и идеальной волны.

Метод Гартмана, используемый для измерения поперечных aberrаций оптических систем, имеет ряд достоинств, делающих его незаменимым при контроле, например, крупногабаритной оптики:

- простота реализации;
- возможность использования метода для контроля оптических систем как в цеховых условиях, так и при периодической проверке на месте эксплуатации;
- возможность измерения больших значений aberrаций.

Метод получил широкое распространение при исследовании астрономической оптики (главного зеркала и всего объектива) как в обсерватории, так и в цеховых условиях, его также применяют при грубой настройке системы в присутствии значительных aberrаций. В последнее время метод применяют при работе адаптивных зеркал и систем. Области применения метода:

- технологический контроль в процессе изготовления главных зеркал телескопа;

- аттестационный контроль главных зеркал телескопа в цеховых условиях;
- повторная аттестация главного зеркала и всего телескопа в обсерватории, а также переаттестация в обсерватории;
- исследование атмосферных и температурных явлений в обсерватории;
- контроль объективов с преломляющей и отражающей оптикой;
- контроль в текущем режиме адаптивной оптики, непрерывное слежение за формой составного зеркала в процессе работы.

Существует несколько видов диафрагмы Гартмана – с радиальным, спиральным или квадратным расположением отверстий (Рис. 134).

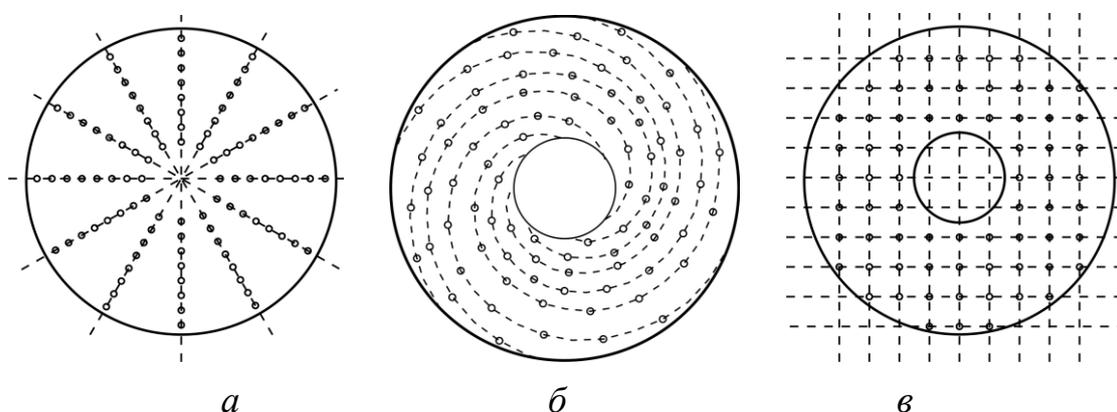


Рис. 134 Вид диафрагм Гартмана с радиальным (а), спиральным (б) и квадратным (в) расположением отверстий

Сам Гартман и его последователи долгое время употребляли диафрагму с радиально выполненными отверстиями (Рис. 134а). Такая диафрагма позволяет выявить характерные дефекты поверхностей – зональные погрешности, являющиеся результатом классических методов шлифования и полирования. Кроме того, такая диафрагма удобна при обработке гартманограммы в полярных координатах. Однако при таком расположении отверстия оказываются расположенными неравномерно: их плотность велика в центре и мала по краям.

Спиральное распределение отверстий (Рис. 134б) позволяет устранить некоторые недостатки радиального расположения. На данный момент наилучшим считается расположением является квадратная схема с равным удалением отверстий друг от друга (Рис. 134в).

Оптимальный диаметр отверстий в диафрагме выбирается из соотношения $d=0,005-0,0025f'$, где f' – фокус исследуемой системы или расстояние от зрачка до точки схождения лучей.

При регистрации гартманограммы в выходной или входной зрачок исследуемой системы помещается диафрагма Гартмана (Рис. 135), представляющая собой непрозрачную заслонку с серией отверстий.

Диафрагма пропускает отдельные пучки лучей, затем выполняется регистрация следов лучей во внефокальных зонах на приемнике и исследование направления хода лучей, связанного с искажениями волнового фронта. Для получения информации об aberrациях оптической системы необходим как минимум один снимок. Часто выполняют два снимка – один перед фокусом исследуемой системы (предфокальный), другой – за фокусом (зафокальный).

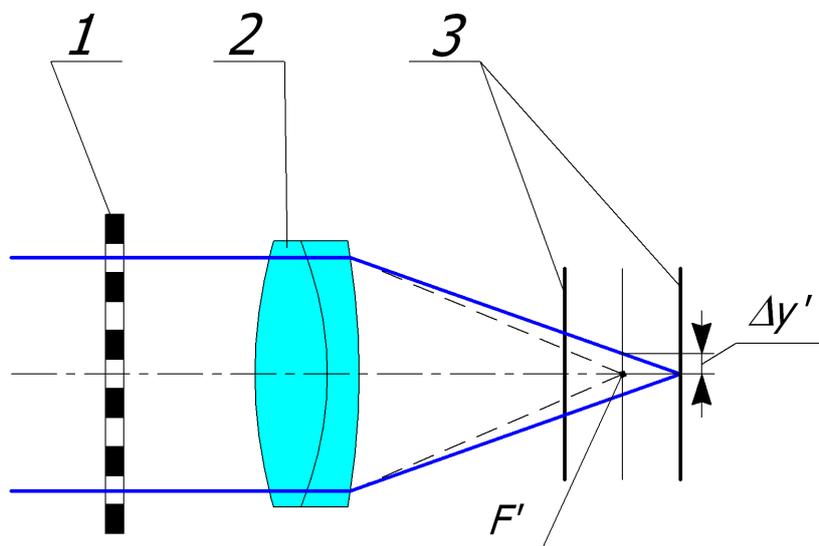


Рис. 135. Схема получения гартманограммы: 1 – диафрагма Гартмана, 2 – исследуемый объектив, 3 – плоскость регистрации

Если волновой фронт не имеет деформаций, расположение пятен гартманограммы соответствует расположению отверстий на диафрагме Гартмана. В случае присутствия aberrаций зарегистрированные положения светлых пятен будут отличаться от их теоретического положения. При обработке гартманограммы (зафокальной или предфокальной) получают aberrации в плоскости регистрации, а затем производят пересчет aberrаций в фокальную плоскость или в плоскость установки.

4.1 Реализация Метода Гартмана

Положение отверстий в экране Гартмана необходимо знать с очень высокой точностью для устранения погрешностей при определении ошибок поверхности. Их диаметр должен быть мал, но не настолько, чтобы их дифракционные изображения на фотопластинке накладывались друг на друга.

После установки и центрирования экрана относительно зеркала с целью предотвратить появление внеосевых aberrаций центрируют точечный источник света. Это удобнее сделать, если размеры его оправы таковы, что в него не попадают лучи, отраженные от центральной части зеркала. Тогда без сложного оборудования можно центрировать источник, оценивая и выравнивая на глаз зазор между его оправой и пучками света.

При контроле главных четырехметровых зеркал (схема Ричи-Кретьена), установленных в обсерваториях в Китт-Пик и Сьерро-Тололо, осветитель был без труда отцентрирован с точностью выше, чем 0,2 см, и не вызывал заметных внеосевых эффектов.

Для удобства источник помещают между зеркалом и центром его кривизны. Поскольку его сопряженное изображение при этом окажется за центром кривизны и сходящиеся лучи света можно «перехватывать» как в предфокальной, так и в зафокальной областях без виньетирования освещающего пучка; фокус в этом случае совпадает с положением сопряженного изображения точечного источника. В общем, изображение высокоаберрировано для зеркал, не являющихся сферой. Для облегчения идентификации темных пятен на пластине Гартмана ее следует располагать за границами каустики. Яркость произвольно выбранного источника света следует выбирать так, чтобы обеспечить достаточно большое время экспозиции и не допустить передержки фотопластины.

Приемник должен быть расположен строго перпендикулярно к оптической оси, иначе при обработке данных зеркалу будет приписан ложный астигматизм. Для ориентирования ее держателя предлагается следующий способ. В держатель устанавливают чистую стеклянную пластину, центр которой четко маркирован небольшим кругом. Наблюдатель рассматривает через него центр зеркала. Если держатель ориентирован правильно, то зрачок глаза наблюдателя совпадает с центром круга.

После правильной установки источника и экрана экспонируют один или несколько приемников, обычно располагаемых между источником и его сопряженным изображением.

На Рис. 136 приведена схема контроля главного зеркала телескопа методом Гартмана. Диафрагма 1 располагается перед зеркалом в параллельном ходе лучей. Зеркало 4 работает в расчетном режиме, источником света служит естественная звезда. Изображение (гартманограмма) регистрируется в плоскостях 2 и 3. По аналогичной схеме контролируется вся оптическая схема телескопа в целом.

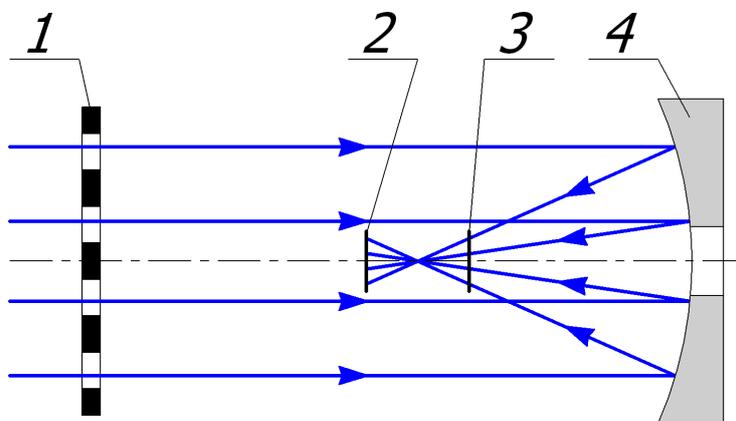


Рис. 136 Контроль главного зеркала методом Гартмана

Недостатком приведенной схемы является размер требуемой диафрагмы: необходимо изготовить диафрагму Гартмана диаметром, по меньшей мере, равным диаметру главного зеркала.

На Рис. 137 приведена схема контроля зеркала с диафрагмой в сходящемся пучке лучей. Благодаря малому размеру диафрагмы легко решается ряд проблем, связанных с изготовлением, измерением и установкой диафрагмы. Однако усложняется математический аппарат и увеличивается погрешность контроля вследствие близости диафрагмы к плоскости регистрации.

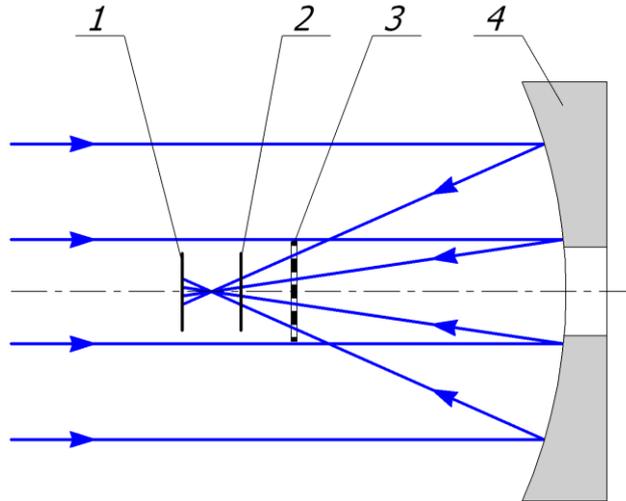


Рис. 137 Схема контроля зеркала по методу Гартмана с диафрагмой в сходящемся пучке лучей

На Рис. 138 приведена схема контроля шестиметрового зеркала БТА в цеховых условиях. Главное зеркало БТА (Большой Телескоп Азимутальный) имело диаметр 6 м и радиус при вершине 48 м. Асферизация зеркала не превышала 6 мкм, то есть отступление от сферы составляло не более 6 мкм. Контроль производился в цеховых условиях в Лыткарино и на телескопе в Бюракане (Армения) в 1977 году. Зеркало контролировалось из центра кривизны.

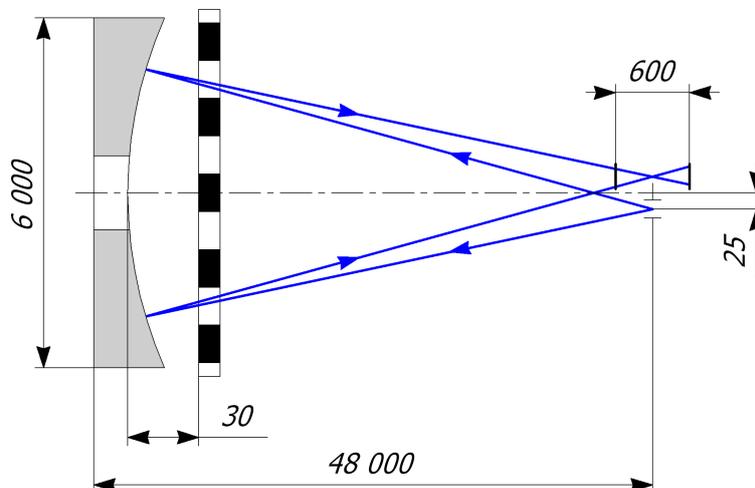


Рис. 138 Схема контроля главного зеркала БТА по методу Гартмана

Диафрагма Гартмана устанавливалась на оправе зеркала на расстоянии 30 мм от вершины, диаметр диафрагмы – 6 м. На диафрагме имелось 225 радиально расположенных отверстий диаметром 130 мм. Аттестация самой диафрагмы производилась с помощью фотограмметрической камеры, имеющей объектив с исправленной дисторсией и аттестованной по точной сетке. По фотографии измерялись координаты на снимке и затем рассчитывались координаты точек на диафрагме. Погрешность аттестации диафрагмы Гартмана составила 0,5 мм при допуске 1 мм.

Тест-объект «точка» имела сложное устройство, показанное на Рис. 139. Ртутная лампа 1 с помощью конденсора 2 освещает диафрагму 3. Объектив микроскопа 4 создает уменьшенное изображение точечной диафрагмы 5.

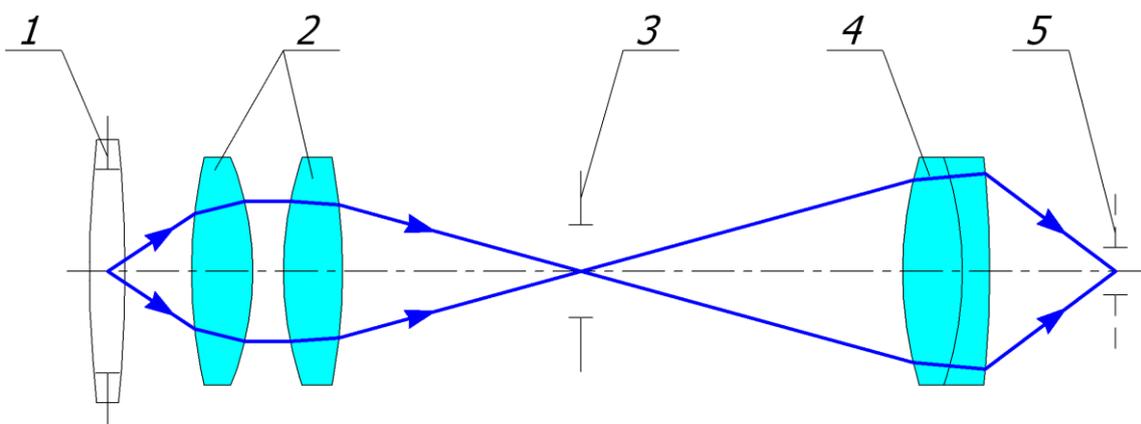


Рис. 139 Формирование «точки» для схемы контроля главного зеркала БТА

Размер точки в центре кривизны составил 0,01 мм. Отступление от оси – 25 мм. Расстояние между двумя положениями фотопластинок равнялось 600 мм.

Фотографирование при контроле главного зеркала БТА производилось с большой выдержкой 1 – 2 минуты. Измерение снимков производилось вручную на микроскопе УИМ с погрешностью 0,003 мм. Наведение осуществлялось с помощью визира в виде окружности, который обеспечивал наименьшую погрешность при измерении пятен на гартманограмме. Отметим, что пятна на гартманограмме были размыты вследствие дифракции и атмосферных явлений. Дальнейшая обработка позволила получить результат измерения в виде СКО деформации поверхности, равного 0,2 мкм, а также в виде размаха деформации поверхности, равного 6 мкм.

Приведенная схема используется при контроле зеркал близких к сфере из центра кривизны. Гартманограмма, полученная из центра кривизны, отличается наличием дисторсии в изображении, затрудняющей обработку.

4.2 Метод Гартмана–Шека

Модификацией метода Гартмана можно считать метод Гартмана–Шека. Метод Гартмана–Шека был разработан для контроля формы волнового фронта в адаптивных оптических системах в режиме реального времени.

Основным узлом в схеме является датчик Гартмана–Шека, состоящий из диафрагмы – матрицы линз 1 – и матричного приемника изображения 2 (Рис. 140).

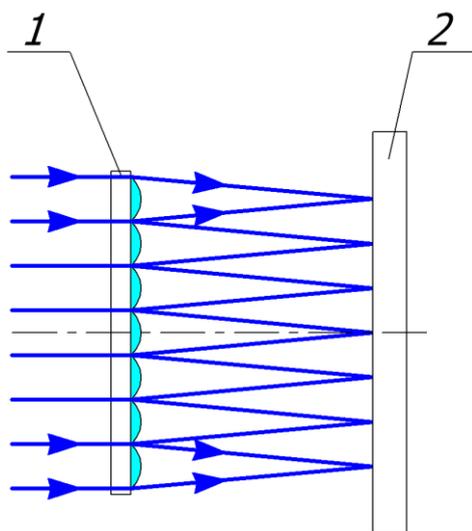


Рис. 140 Датчик Гартмана–Шека

Диафрагма в датчике Гартмана–Шека представляет собой множество линз, наклеенных на прозрачную подложку. Волновой фронт делится линзами на участки, то есть выполняется пространственная дискретизация волнового фронта. Следует отметить, что эта же задача решается и в классическом методе с помощью отверстий в диафрагме Гартмана.

Датчик Гартмана–Шека обеспечивает несколько преимуществ метода по сравнению с классическим. В пределах каждой субапертуры световой пучок фокусируется в пятно гораздо меньшего размера, чем в классической гартманограмме, что повышает точность при измерении координат точек. Линзы матрицы имеют большую апертуру, чем пучки лучей, идущих через отверстия в классической схеме, что обеспечивает большую освещенность. Это особенно важно при контроле по реальной звезде.

Схема контроля объектива по схеме Гартмана–Шека приведена на Рис. 141. Такая схема может работать как в лаборатории, так и в обсерватории, в том числе при контроле по естественной звезде.

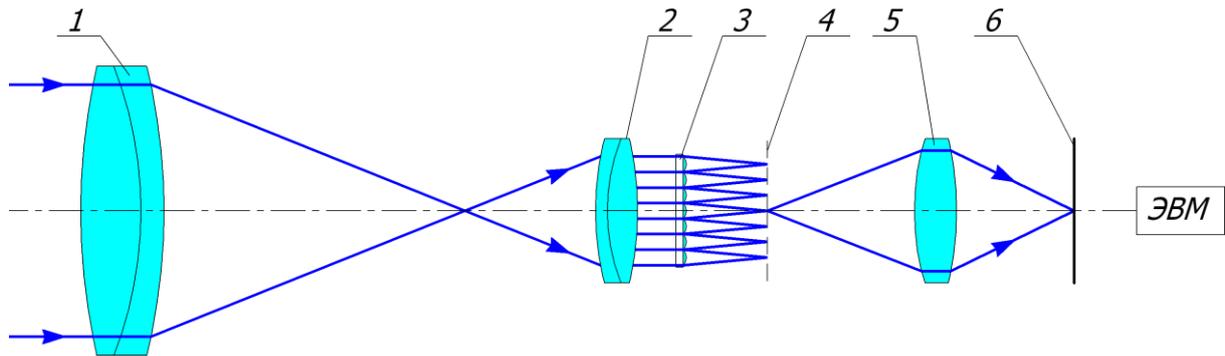


Рис. 141 Контроль объектива методом Гартмана–Шека

Световые пучки попадают в контролируемый объектив 1. Дополнительный объектив 2 формирует параллельный пучок лучей, падающий на диафрагму Гартмана–Шека. В плоскости 4 образуется гартманограмма, которую объектив 5 переносит на ПЗС-матрицу 6. Информация далее считывается компьютером. В компьютере также производится подавления помех, накопление сигналов и вычисления по координатам пятен на гартманограмме в каждом кадре.

5 ПРЯМЫЕ АВТОМАТИЗИРОВАННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

5.1 Измерение оптической передаточной функции

Современные установки для измерения ОПФ построены на косвенном измерении: сначала измеряются ФРЛ (или ФРТ, или пограничная кривая), а затем вычисляется ОПФ. Для измерения ЧФХ требуется специальный канал сравнения со своим источником и приемником для задания начальной фазы.

Для экспериментального определения ОПФ разработан ряд методов, основанных на использовании гармонического анализа изображения, интерференции, голографии [15]. Практическое применение нашли фотоэлектрические методы, основанные на гармоническом анализе изображения, создаваемого исследуемой оптической системой. Принцип таких методов заключается в том, что тест-объект проецируется исследуемой системой в плоскость наилучшего изображения, где сканируется анализатором изображения. Затем световой поток преобразуется фотоэлектронным приемником, передающим электрические сигналы на регистрирующий прибор, фиксирующий амплитуду модулированного светового потока, пропорциональную коэффициенту передачи модуляции. Принципиальная схема установки для определения ОПФ показана на Рис. 142.

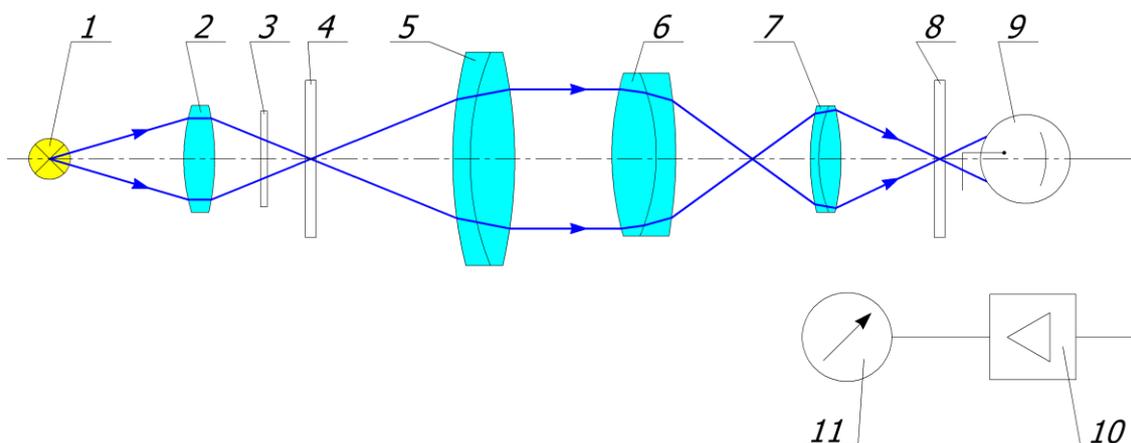


Рис. 142 Принципиальная схема измерения функции передачи модуляции фотоэлектрическим методом

Тест-объект 4, расположенный в фокальной плоскости объектива коллиматора 5, освещается с помощью конденсора 2 источником света 1. Изображение тест-объекта, созданное исследуемым объективом 6 в плоскости наилучшего изображения, проецируется микрообъективом 7 в плоскость сканирующего анализатора 8.

Световые сигналы, пройдя через фотоэлектронный приемник 9, преобразуются в электрические, которые поступают на усилитель 10 и

регистрируются прибором 11. В качестве регистрирующего прибора может быть использован гальванометр, измеряющий амплитуду сигнала, или осциллограф. Светофильтр 3 используют для согласования спектральных характеристик источника света и приемника.

В установках для измерения ОПФ в качестве тест-объекта 4 используются решетки, яркость которых изменяется по синусоидальному закону вдоль одной из координатных осей. Решетки имеют различные пространственные частоты. При этом анализатором является сканирующая щель, ширина которой не должна превышать четверти периода решетки с наибольшей пространственной частотой. Также используют точечный объект или щель, изображения которых представляет собой соответственно пятно или линию рассеяния. Тогда анализатором служит маска (решетка), пропускание которой изменяется по синусоидальному закону. Изменяя пространственные частоты решетки и измеряя амплитуды модулированных сигналов для различных пространственных частот, проводят гармонический анализ функции распределения освещенности в изображении точечного источника или щели, то есть определяют ФПМ.

Функция передачи фазы, которая характеризует поперечный сдвиг изображения, измеряется с помощью специальных отметок на тест-объекте или с помощью опорного сигнала на анализаторе. Отметки и опорный сигнал обеспечивает отсчет начальной фазы. Сложность изготовления синусоидальных решеток и зависимость результатов измерения от точности их изготовления привели к применению простых периодических решеток с прямоугольным распределением яркости, изготовление которых не представляет трудностей.

В зависимости от способа выделения синусоидальных составляющих различают метод непосредственного сканирования, метод гармонического анализа электрическим фильтром, метод гармонического анализа пространственным фильтром.

Вид объекта в установках трех поколений (по классификации М.Я. Шульмана)

Три поколения установок для измерения ОПФ отличаются видом объектов и соответственно видом гармонического анализа [53].

В установках первого поколения применяется мира синусоидального профиля. Гармонический анализ не требуется, поскольку в объекте присутствует только одна гармоника. В установках второго поколения используются миры с прямоугольным профилем штрихов – прямоугольные миры. Это периодический объект, содержащий гармоники с пространственной частотой, кратной основной частоте. В установках второго поколения основная гармоника выделяется с помощью электрического фильтра. Фильтр представляет собой узкополосный усилитель, срезающий высшие гармоники и пропускающий основную. Измеряется также фаза гармоники. Для измерения фазы используется

дополнительная ветвь со своим фотоприемником. Она задает начальную фазу.

Миры в установках второго поколения отличаются большим разнообразием. На Рис. 143 приведены примеры тест-объектов для установок второго поколения. Мира переменной частоты с прямоугольным профилем штрихов использовалась в установке К. Мурата, в установке ЭОС-2 Герасимовой (ЦНИИГАиК, Москва), в установке ОУ-25 (ЦКБК, Москва).

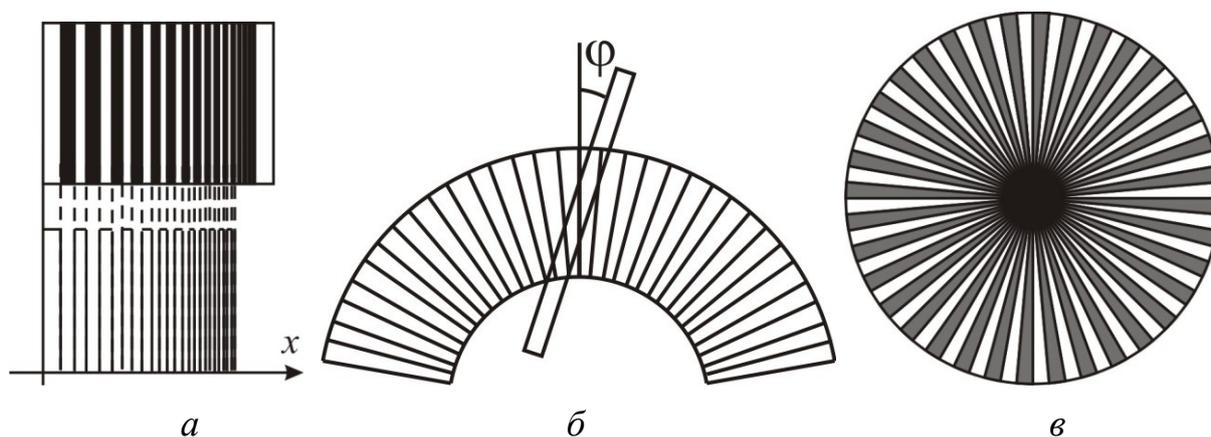


Рис. 143 Вид некоторых тест-объектов в установках второго поколения

Мира линейно смещается для выполнения сканирования и смены частоты. Скорость смещения переменная, подбирается таким образом, чтобы получить постоянную временную частоту.

Еще один тип объекта – щель, наклоняющаяся по отношению к вращающейся решетке. Тест-объект такого вида используется в установке Берча (1958 г.), в установке Бабака (ЛИТМО), 1975 г., в установках EROS фирмы Ealing. Решетка нанесена по краю вращающегося диска (Рис. 143б). Длина штрихов невелика и можно считать частоту решетки постоянной. Здесь сканирование обеспечивается вращением миры, а изменение частоты – поворотом щели на угол от 0 до практически 90 градусов.

Радиальная мира с прямоугольным профилем штрихов используется в установке Новика (НИКФИ, 1976 г.). Мира имеет разное число штрихов в центральной зоне и на краю (Рис. 143в). Сканирование осуществляется вращением миры, а изменение частоты – путем поступательного смещения центра миры.

В установке ODETA (Old Delft Transfer Analyser) фирмы De Oude Delft используется тест-объект в виде двух скрещенных решеток. Угол между решетками плавно изменяется для управления частотой, сканирование производится за счет смещения щели.

В третьем поколении установок используются непериодические тест-объекты и электронный гармонический анализ. В качестве тест-объектов могут использоваться щель (установка фирмы Роденшток, Германия), полуплоскость – лезвие ножа (установке фирмы Тропель,

США), две взаимно перпендикулярные щели с соотношением сторон – щель в виде буквы «Т» (установка фирмы Канон, Япония).

5.1.2 Метод непосредственного сканирования

Пространственную частоту в методе непосредственного сканирования варьируют, заменяя прямоугольные миры с различными пространственными частотами, настраивая электрический фильтр на первую гармонику каждой миры, либо используют прямоугольные миры с переменной частотой штрихов [15]. В последнем случае необходимо изменять скорость сканирования изображения так, чтобы временная частота f оставалась постоянной: $f=Nv=const$, где v – скорость сканирования изображения, N – пространственная частота первой гармоники прямоугольной решетки.

Кроме того, непрерывное изменение пространственной частоты осуществляется наклоном штрихов прямоугольной решетки с постоянной пространственной частотой относительно ограничительной щели, при этом пространственная частота $N=\sin \theta/p$, где p – период прямоугольной решетки, θ – угол наклона штрихов решетки к ограничительной щели. При изменении угла наклона от 0 до 90° пространственная частота меняется от 0 до максимальной величины, равной частоте прямоугольной решетки. Временная частота остается постоянной.

Также используют радиальную миру, при этом пространственная частота меняется в результате смещения центра вращения перпендикулярно направлению сканирования. В этом случае в качестве анализатора используют небольшое круглое или прямоугольное отверстие, чтобы уменьшить ошибку от сходимости штрихов, возрастающую по мере приближения к центру.

Изменяют пространственную частоту с помощью оптических систем переменного увеличения при условии, что качество системы не вносит искажения в изображение.

Функцию передачи модуляции измеряют по прямоугольным мирам, не выделяя гармоник изображения. Пересчет полученных результатов производят по формуле Колтмена:

$$K'(v)=\pi/4[K'_{np}(v) + 1/3K'_{np}(3v) - 1/5K'_{np}(5v) + 1/7K'_{np}(7v) - \dots],$$

где $K'_{np}(v)$ – коэффициент передачи модуляции изображения прямоугольной миры с частотой v , $K'(v)$ – коэффициент передачи модуляции изображения синусоидальной миры с частотой v .

Для перехода от ФПМ по синусоидальным мирам к ФПМ по прямоугольным мирам применяется следующая формула:

$$K'_{np}(v)=4/\pi[K'(v) - 1/3K'(3v) + 1/5K'(5v) - 1/7K'(7v) + \dots] [51], [52].$$

Микрофотометр Ащеулова

Установка дает возможность измерять ЧКХ объективов методом непосредственного сканирования изображения миры с прямоугольным профилем штрихов. Расположение узлов установки показано на Рис. 144.

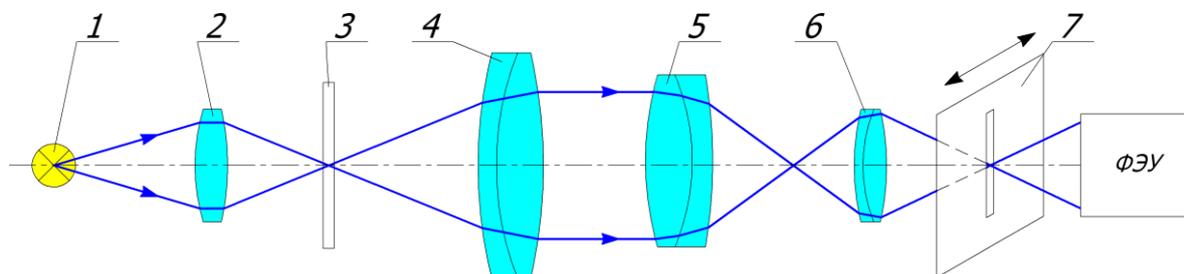


Рис. 144 Микрофотометр Ащеулова

В качестве осветителя 1 используется ленточная лампа накаливания СИ-6-100 Вт с телом накаливания 2x8 мм и стабилизированное питание. Конденсор 2 проецирует тело накаливания на объектив коллиматора 4. Миры 3 представляет миру Ащеулова. Контролируемый объектив 5 строит изображение миры. На выходе используются сменные объективы микроскопа 6, сканирующая щель 7 (стандартная, спектральная), ФЭУ и микроамперметр для измерения фототока.

Измерение по полю происходит путем поворота коллиматора на некоторый угол ω . При этом приемный блок перемещается перпендикулярно оптической оси $y' = f' \operatorname{tg} \omega$. Миры и щель могут быть повернуты на 90 градусов для сагиттальных измерений.

Рабочим движением является сканирующее смещение щели. Установочные движения – фокусировки: продольное смещение миры в коллиматоре и продольное смещение приемного блока (объектив микроскопа, щель, ФЭУ).

Для каждой частоты измеряются минимальный и максимальный фототок, величина которого пропорциональна интенсивности в изображении миры. Контраст изображения может быть найден по значениям фототока:

$$K_{np}' = (I'_{max} - I'_{min}) / (I'_{max} + I'_{min}).$$

Индекс «пр» обозначает величину контраста, найденную по мире прямоугольного профиля. Фурье-анализ дает для прямоугольной миры слагаемые с частотами: ν , 3ν , 5ν и т.д. Поэтому найденное значение контраста должно быть пересчитано в значение контраста для синусоидальной миры по формуле Колтмена, приведенной выше.

Из выражения для пересчета контраста видно, что получить значение синусоидального контраста для одной частоты можно только измерив три и более значений контраста по прямоугольной мире. При этом предъявляемые частоты должны быть кратны основной частоте. Расчет по формуле Колтмена можно выполнять только для точек на оси или вблизи оси и нельзя для внеосевых точек.

При измерении ЧКХ для внеосевых точек на установке Ащеулова необходимо вводить поправки в значения пространственных частот для меридионально ориентированных штрихов (для вертикальных штрихов). Это объясняется тем, что при повороте коллиматора мира оказывается наклоненной по отношению к плоскости изображения. Таким образом, окончательные значения частот будут равны:

$$V_t = V_{t \text{ изм}} \cos \omega, \quad V_s = V_{s \text{ изм}}.$$

Метод гармонического анализа электрическим фильтром

В качестве тест-объекта используют прямоугольную решетку с разными по ширине светлыми и темными штрихами и постоянной пространственной частотой:

$$N = d/p, \quad d - \text{ширина светлых штрихов.}$$

Пространственную частоту изменяют с помощью электрического фильтра, настроенного на временную частоту: $f_0 = N'v$, N' – пространственная частота первой гармоники в плоскости изображения, v – скорость сканирования изображения решетки щелью.

На выходе электрического фильтра образуется гармоника с временной частотой f , а высшие гармоники отфильтровываются. Амплитуда гармоники пропорциональна коэффициенту передачи модуляции для синусоидальной решетки с пространственной частотой N' . При уменьшении скорости в два раза пройдет гармоника с частотой: $f_0 = (v/2)2N_1 = \text{const}$. То есть вторая гармоника прямоугольной решетки с пространственной частотой $2N$; при уменьшении в три раза – третья гармоника с пространственной частотой $3N$ и т.д. Таким образом, электрический фильтр осуществляет гармонический анализ изображения прямоугольной решетки с постоянной пространственной частотой.

5.1.3 Метод гармонического анализа пространственным фильтром

Метод основан на разложении функции рассеяния исследуемой оптической системы на синусоидальные составляющие с помощью пространственного и электрического фильтров.

В качестве тест-объекта используют светящуюся точечную диафрагму или щель, распределение яркости в которых можно рассматривать как δ -функцию. Анализатором служит прямоугольная решетка с переменной пространственной частотой. Выделяя первую гармонику прямоугольных сигналов для каждой пространственной частоты с помощью электрического фильтра, можно измерить ОПФ, то есть ее амплитудную и фазовую характеристики. Таким образом, разложение функции распределения освещенности в изображении светящейся точки (линии) происходит с помощью пространственного и электрического фильтров. В качестве пространственного фильтра удобно использовать радиальную миру с большим количеством штрихов, которая

обеспечивает плавное изменение пространственных частот. Радиальную миру на определенном радиусе можно рассматривать как прямоугольную решетку со светлыми и темными штрихами одинаковой ширины. Пространственная частота зависит от радиуса радиальной миры: $N=m/(2\pi R)$, где m – число пар секторов миры, R – радиус миры, на котором расположено изображение точечной диафрагмы. Временная частота остается постоянной $f_0=mn=const$, где n – частота вращения миры (об/с).

С помощью метода гармонического анализа пространственным фильтром можно получить непрерывный спектр пространственных частот и быстро измерить ФПМ.

Установка НИКФИ

Установка предназначена для измерения ЧКХ путем оптико-электронного гармонического анализа. Выделение из сигнала первой гармоники происходит с помощью электрического фильтра.

Схема построена в обратном ходе лучей (Рис. 145), что позволяет при использовании радиальной миры с небольшим числом секторов получать большие пространственные частоты. Однако при такой схеме построения требуется точечная диафрагма размером меньше пятна рассеяния контролируемого объектива для обеспечения наименьшей погрешности в результатах измерения.

На Рис. 145: 1 – источник света, 2 – конденсор, 3 – точечная диафрагма, 4 – контролируемый объектив, 5 – объектив коллиматора, 6 – вращающаяся радиальная мира.

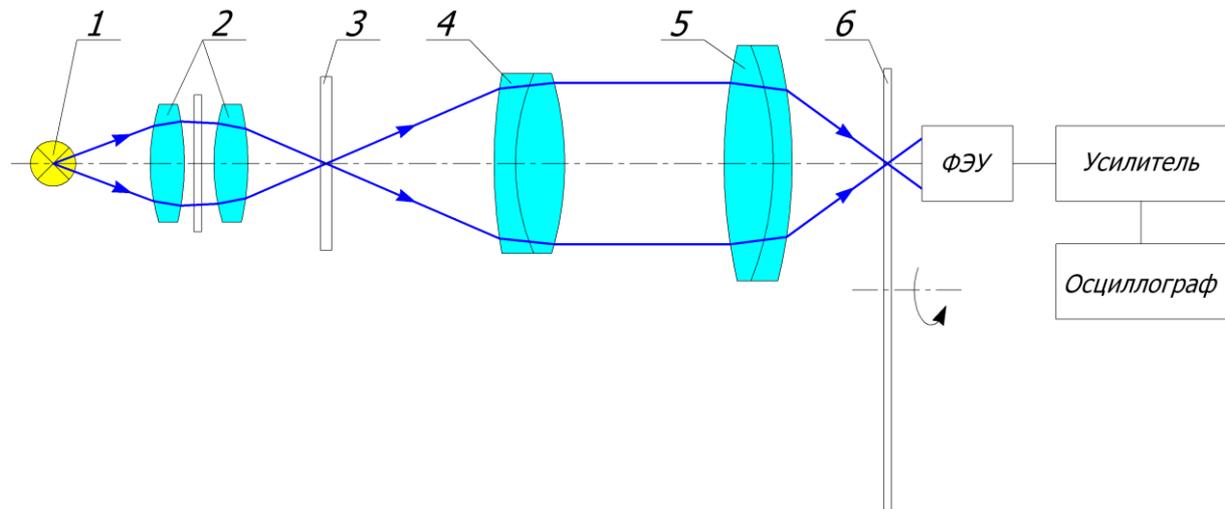


Рис. 145 Установка НИКФИ

В качестве источника используется ксеноновая лампа ДКсШ-1000, работающая на постоянном токе. Точечная диафрагма имеет размер около 7 мкм. Радиальная мира вращается с постоянной скоростью,

следовательно, электрический сигнал от фотоприемника будет модулирован с временной частотой f :

$$f = \nu \cdot V,$$

где f – временная частота (1/сек), ν – пространственная частота (1/мм),

V – линейная скорость миры на данной частоте (мм/сек).

Мира имеет прямоугольный профиль штрихов, поэтому содержит частоты, кратные нечетным числам: $\nu, 3\nu, \dots$. То же относится и к временной частоте. Поэтому во времени фототок изменяется следующим образом (записана только переменная часть):

$$I'(t) = 1 + 4/\pi [k'(\nu) \cos 2\pi ft - 1/3 k'(3\nu) \cos 2\pi 3ft + \dots],$$

где k' – контраст, измеренный по прямоугольной мире. Если в схему включить узкополосный электрический фильтр, пропускающий частоту f , но срезающий высшие гармоники, то после него получаются такие же колебания, какие могли бы быть получены от синусоидальной миры с частотой ν .

Частота миры плавно меняется за счет смещения центра радиальной миры. В результате на осциллографе получаем амплитуду первой гармоники периодического сигнала в зависимости от радиуса раstra, т.е. в зависимости от ν :

$$\nu = n/2\pi r,$$

где n – число секторов миры, r – радиус, на котором находится выбранная частота, ν – пространственная частота.

Линия, огибающая переменный по времени сигнал, представляет собой ЧКХ, поскольку амплитуды пропорциональны контрасту в изображении.

5.1.4 Измерение ОПФ по пограничной кривой

Установки третьего поколения используют электронный гармонический анализ – определение гармоник (частоты, амплитуды и фазы), расчет ОПФ производится математически путем расчета преобразования Фурье. Основные черты этих установок:

- неперіодический объект;
- регистрация изображения с помощью линеек и матриц ПЗС;
- наличие компьютера и программ обработки изображения;
- частично автоматическая настройка (фокусировка);
- возможность устранения шумов и влияния элементов установки;
- удобство представления результатов.

Схема установки для измерения ОПФ по пограничной кривой (фирма Тропель, США) приведена на Рис. 146: 1 – источник света, 2 – конденсор, 3 – тест-объект – полуплоскость, 4 – объектив коллиматора, 5 – контролируемый объектив, 6 – объектив микроскопа, 7 – ПЗС-матрица.

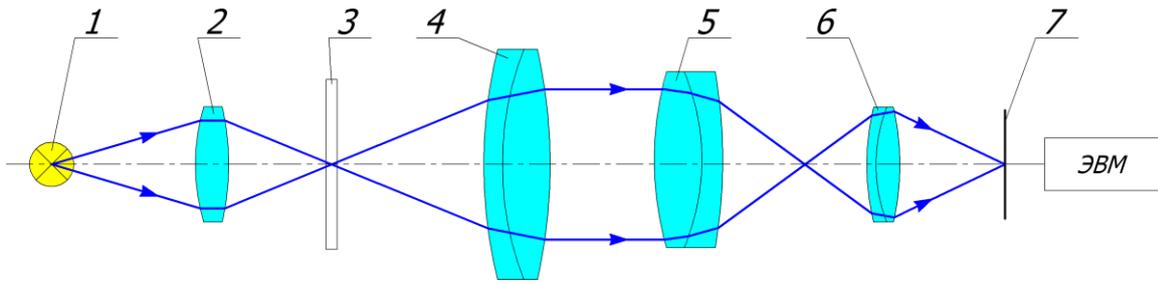


Рис. 146 Пример установки третьего поколения

Тест-объектом в установке является полуплоскость. Имеется возможность измерения по полю за счет вращения объектива вокруг задней узловой точки. Погрешность измерения составляет 5-7%.

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные установки для измерения различных параметров и характеристик оптических элементов и систем представляют собой сложные измерительные комплексы. В состав этого комплекса входит собственно оптическая часть и компьютерный блок. Использование компьютеров позволяет удобно управлять процессом регистрации, измерения, обеспечивает сохранение и быструю обработку результатов с помощью специализированного программного обеспечения. Построение новых измерительных комплексов и совершенствование методов измерения невозможно без понимания общих принципов построения как оптической части, так и алгоритмов программ для обработки результатов.

**7 ПРИЛОЖЕНИЕ А. ТЕРМИНЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В
ОСТ 3-6216-87 И ОСТ 3-5476-83**

Термин	Пояснение
Контролируемая поверхность	Реальная поверхность оптической детали или поверхность волнового фронта
Образцовая поверхность сравнения	Поверхность, с которой производится сравнение контролируемой поверхности
Номинальная поверхность	Поверхность заданной (в технической документации) формы без учета допускаемых отклонений
Отклонение контролируемой поверхности	Разность отклонений контролируемой и номинальной поверхностей от поверхности сравнения
Ближайшая поверхность	Номинальная поверхность относительно которой в пределах рабочей части поверхности среднеквадратическое отклонение контролируемой поверхности минимально
Бугор	Часть поверхности, ограничивающая тело детали, отсеченная ближайшей поверхностью
Яма	Часть поверхности, ограничивающая среду, отсеченная ближайшей поверхностью
Рабочий волновой фронт (РВФ)	Волновой фронт, отраженный от поверхности оптической детали, установленной в рабочее положение с размером и формой световой зоны, указанной в технической документации
Ошибка контролируемой поверхности	Отклонение контролируемой поверхности от ближайшей поверхности
Ширина интерференционной полосы	Расстояние между ближайшими максимумами или минимумами интенсивности результирующей световой волны, соответствующее изменению оптической разности хода между интерферирующими фронтами на одну длину волны света, используемого при измерениях
Плоскость локализации интерференционной картины	Плоскость, в которой контрастность интерференционной картины максимальна

Масштабный множитель	Коэффициент перехода от ошибки, наблюдаемой в схеме контроля, к контролируемому параметру
Вклад ошибки	Вклад каждой ошибки в среднеквадратическую ошибку волнового фронта
Бесконечно широкая полоса	Наблюдается при бесконечно малом клине, когда разность фаз интерферирующих волновых фронтов на световой зоне не превышает π
Ребро клина	Линия пересечения интерферирующих волновых фронтов (контролируемой поверхности и поверхности сравнения)
Координаты интерференционных полос	Координаты геометрических центров полос, соответствующие максимумам или минимумам интенсивности света

8 ЛИТЕРАТУРА

- [1] Оптический производственный контроль. Под ред. Д. Малакары. Пер. с англ. Е.В. Мазуровой и др.; Под ред. А.Н. Соснова. – М.: Машиностроение, 1985 – 400 с.
- [2] Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. Под ред. Проф. Д.Т. Пуряева. – М.: Машиностроение, 1987. – 264 с.
- [3] Hariharan Basics of Interferometry. Second Edition. Academic Press. 2006
- [4] Кирилловский В.К. Оптические измерения. Ч.5. Аберрации и качество оптического изображения. СПб, СПбГУ ИТМО, 2006
- [5] Гужов В.И., Ильиных С.П. Компьютерная интерферометрия. Новосибирск, Изд-во НГТУ, 2004. – 251 с.
- [6] Optical shop testing. Third Edition. Edited by Daniel Malacara. 2007
- [7] М. Борн, Э. Вольф Основы оптики. М.: Наука, 1970. – 856 с.
- [8] ОСТ 3-5476-83 «Классификация ошибок волнового фронта и погрешностей изготовления оптических деталей»
- [9] ОСТ 3-6216-87 «Поверхности оптические. Интерференционные методы контроля отклонения от плоскостности»
- [10] Руководство по комплексу программ MathOptixZebra. Рукопись. СПб ГУИТМО (ТУ), 2000
- [11] Malacara D., Servin M., Malacara Z. Interferogram analysis for optical testing. – New York. «Taylor & Francis Group». 2005
- [12] Пуряев Д.Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. – М.: Машиностроение, 1976, – 262 с
- [13] Poleshchuk A.G., Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Asfour J. – M., Computer generated holograms: fabrication and application for precision optical testing Pr. SPIE, 2008, v. 7102
- [14] Витриченко Э.В. Методы исследования астрономической оптики. – М.: Наука, 1980
- [15] Афанасьев В.А. Оптические измерения. Учебник для вузов, 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Высшая школа, 1981
- [16] Иконина А.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Имитаторы эллиптических и гиперболических зеркал. Сборник трудов ПО-2010, том 1, часть 1
- [17] Линник В.П. Способ исследования параболических зеркал и астрономических объективов. Второй съезд Российской ассоциации физиков. Киев: Держ. вид., 1921. с. 17–18
- [18] Линник В.П. Способ исследования параболических зеркал и астрономических объективов. Труды ГОИ, Т.VII, 1931, вып.67, с. 15
- [19] Максудов Д.Д. Анаберрационные отражающие поверхности и системы и новые способы их испытания. Труды ГОИ. Т.VIII, 1932, вып.86, – 120 с.
- [20] Couder A. Procède d'Examen d'un Miroir Concave Non-spherique. Revue d'Optique therique et instrumentalle. 1927. A.6. №2., p. 49–55

- [21] Dall H.E. A Null Test for Paraboloids. In: *Amateur Telescopes Making (Book Three)*. Scientific American, New York, 1953, p. 149-153
- [22] Ross F.E. Parabolizing mirrors without a flat. *Astrophysical Journal*. 1943. V.98, p. 341–346
- [23] Offner A. A. Null Corrector for Paraboloidal Mirrors. *Applied Optics*. 1963. V.2. №2. p. 153-155
- [24] Offner A. Field Lenses and Secondary Axial Aberration. *Appl. Opt.* 1969. V. 8, 1735.
- [25] Креопалова Г.В., Пуряев Д.Т. Исследование и контроль оптических систем. М.: Машиностроение, 1978. – 224 с., с ил.
- [26] Русинов М.М. Несферические поверхности в оптике. – М.: Недра, 1973. – 296 с.
- [27] Зверев В.А., Кривоустова Е.В. Компенсатор Оффнера в автоколлимационной схеме контроля вогнутых отражающих поверхностей вращения несферической формы. *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*. Выпуск 18. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. с. 255-264
- [28] Максудов Д.Д. Изготовление и исследование астрономической оптики. 2-е изд. – М.:Наука, 1984. – 272 с.
- [29] Cuder A. Procédé d'examen d'un miroir concave non sphérique. *Revue d'Optique théorique et instrumentale*. 1927, ann 6, №2. p.49
- [30] Doll H.E. A Null Test for Paraboloids. *Amateur Telescopes Making*. Scientific American. New York. 1953. V.3. p.149.
- [31] Ross F.E. Parabolizing Mirrors Without a Flat. *Astrophysics Journal*. 1943. V.989. P.341.
- [32] Offner A. A Null Corrector for Paraboloidal Mirror. *Appl.Opt.* 1963. V.2. P.153.
- [33] Liu Ying-Moh, Lawrence George N., Koliopoulos Christ L. Subaperture testing of aspheres with annular zones. *Appl. Opt.* Vol. 27, № 21, p. 4505-4513
- [34] Doll H.E. A Null Test for Paraboloids. *J. Br. Astron. Assoc.* 1947. V. 57.P. 201
- [35] Schlauch J. Construction of a Dall Tester. *Sky and Telesc.* 1959. V.18. P.222
- [36] Stolzmann D.E. M. Hatch Extension of the Doll Noll Test. *Sky and Telesc.* 1976. V.52. P.210
- [37] Уханов М.А. Применение линзового компенсатора для исследования параболических зеркал и зеркал Манжена. *ОМП*, 1961. №5. с. 27-29
- [38] Hindle J.H. A New Test for Cassegrainian and Gregorian Secondary Mirrors. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1932. V.91. P.592
- [39] Parks R.E., Shao L.Z. Testing Large Hyperbolic Secondary Mirrors. *Opt. Eng.* Vol. 27(12), p. 1057-1062 (Dec. 1988)

- [40] Кривовяз Л.М., Пуряев Д.Т., Знаменская М.А. Практика оптической измерительной лаборатории. – М.: Машиностроение, 1974. – 332 с.
- [41] Simpson F. A., Oland D. H., Meckel J. Testing Convex Aspheric Lens Surfaces with a Modified Hindle Arrangement. *Opt. Eng.* V.13. P.101-106 (May, June 1974).
- [42] Серегин А.Г., Потемин И.С., Тульева Т.Н. К расчету параметров модифицированной схемы Хиндла при контроле гиперболических поверхностей. *ОМП*, 1991 №9, с. 83-85
- [43] Gaviola E. A New Method For Testing Cassegrain Mirrors. *J. Opt. Soc. Am.* 29, 480 (1939)
- [44] Bruns D. G. Null Test for Hyperbolic Convex Mirrors. *Appl. Opt.*, Vol. 22(01), 12-13 (Jan. 1983)
- [45] Ларионов Н.П., Лукин А.В., Рафиков Р.А. Контроль асферических поверхностей при помощи осевых синтезированных голограмм. *ОМП*. 1980 № 11, с. 40-44
- [46] Sasian J. M. Design of Null Lens Correcors for the Testing of Astronomical Optics. *Opt. Eng.*, Vol. 27(12), 1051-1056 (dec.1988)
- [47] Burge J.H. Anderson D.S. Full-Aperture Interferometric Test of Convex Secondary Mirrors Using Holographic Test Plates. *Advansed Technology Optical Telescopes V*, L.M.Stepp, Editor, Proc. SPIE 2199, (1941)
- [48] Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир. 1970. 364 с.
- [49] Handbook of optical metrology: principles and applications / Toru Yoshizawa, editor. CRC Press, Taylor & Francis Group
- [50] Rimmer M.P., Wyant J.C. Evaluation of Large Aberrations Using a Lateral-Shear Interferometer Having Variable Shear. – *Appl. Opt.*, 14, 142 (1975)
- [51] Coltman, J. W., June 1954, The Specification of Imaging Properties by Response to a Sine Wave Target, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 44, No. 6, pp. 468-471
- [52] Norman B. Nill. July 2001. Conversion Between Sine Wave and Square Wave Spatial Frequency Response of an Imaging System. Technical report. MITRE, Center for Integrated Intelligence Systems Bedford, Massachusetts.
- [53] Шульман М.Я. Измерение передаточных функций оптических систем. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1980. – 208 с.: ил.
- [54] Virendra N. Mahajan, Guang-ming Dai. Orthonormal polynomials in wavefront analysis: analytical solution. *Optical Society of America*. Vol. 24, No.9, September 2007
- [55] D.Malacara, J.Martin Carpio-Valadez и J.Javier Sanchez-Mondragon. Wavefront fitting with discrete orthogonal polynomials in a unit radius circle. *Optical Engineering*, Vol. 29 No. 6, 672-675, 1990
- [56] Серегин Д.А., Парпин М.А. Выделение aberrаций на некруглом зрачке. Сборник трудов ПО-2010, том 1, часть 1

[57] Модовая структура излучения He-Ne лазера»
(vekshin.by.ru/lab1.pdf)

[58] Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем.
– Л: Машиностроение, 1982. – 270 с

[59] Проектирование оптических систем. Под ред. Р. Шеннона,
Дж. Вайанта. Пер. с англ. под ред. И.В. Пейсахсона – М.: Мир, 1983 – 430 с



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ И КОМПЬЮТЕРНОЙ ОПТИКИ

Кафедра прикладной и компьютерной оптики – одна из крупнейших кафедр российских ВУЗов, занимающихся задачами современной оптической науки

Кафедра возникла при слиянии двух кафедр оптического факультета: теории оптических приборов и кафедры оптических приборов и компьютерной оптики. Поэтому на кафедре учат специалистов, имеющих самое широкое представление об оптике в целом, от проектирования оптических систем самого разного назначения до компьютерной обработки изображений и интерферограмм.

Овладение такими разнообразными знаниями невозможно без практической работы с приборами, и кафедра имеет в своем составе несколько учебно-исследовательских лабораторий.

В лаборатории оптических измерений и контрольно-измерительных приборов студенты получают знания и навыки в области метрологии, учатся измерять характеристики оптических систем и параметры деталей и материалов.

Лаборатория микроскопов и медицинских оптических приборов знакомит с различными типами микроскопов (поляризационными, биологическими, металлографическими), методами наблюдения микрообъектов и т.п., а также с приборами, применяемыми офтальмологами для диагностики зрения.

Лаборатория геодезических приборов позволяет получить начальные навыки работы с теодолитами, дальномерами другими приборами, применяемыми в геодезии и картографии, узнать особенности проектирования различных их узлов и конструкции.

В лабораториях компьютерных средств контроля оптики и исследования качества оптического изображения занимаются проблемами контроля качества

оптических поверхностей оптической системы в целом, а также компьютеризации и автоматизации этих процессов.

В учебном процессе используются научный потенциал и лабораторная база крупнейшего в России научного центра в области оптики – ВНЦ ГОИ им. С.И.Вавилова, ведущего оптического предприятия – ОАО "ЛОМО".

Достижения кафедры отмечены двумя Ленинскими премиями, пятью Государственными премиями, премией Совета Министров, премией французской Академии Наук. Кроме того, работы, выполненные на кафедре, отмечались многочисленными медалями и дипломами международных и российских выставок, медалями С.П.Королева, Ю.А.Гагарина, премиями Минвуза.

За период существования кафедры было подготовлено более 150 кандидатов наук, из них 30 иностранцев, а также 16 докторов наук. Большинство научных и производственных подразделений в области прикладной оптики в России, а также многие в США, Израиле и Китае возглавляют ученики нашей научной школы.

В настоящее время кафедра прикладной и компьютерной оптики факультета Оптико-информационных систем и технологий является одним из крупнейших подразделений Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики, ориентированным на выпуск высококвалифицированных специалистов в области оплотехники.

С информацией о кафедре можно ознакомиться на сервере: **aco.ifmo.ru**

Галина Эдуардовна Романова
Михаил Анатольевич Парпин
Дмитрий Александрович Серегин

Конспект лекций по курсу «Компьютерные методы контроля оптики»

Учебное пособие

В авторской редакции

Дизайн

М.А. Парпин,
Г.Э. Романова

Верстка

М.А.Парпин
Г.Э.Романова

Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского
государственного университета информационных технологий,
механики и оптики

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати 23.06.2011

Заказ № 2393

Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского государственного
университета информационных технологий,
механики и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

