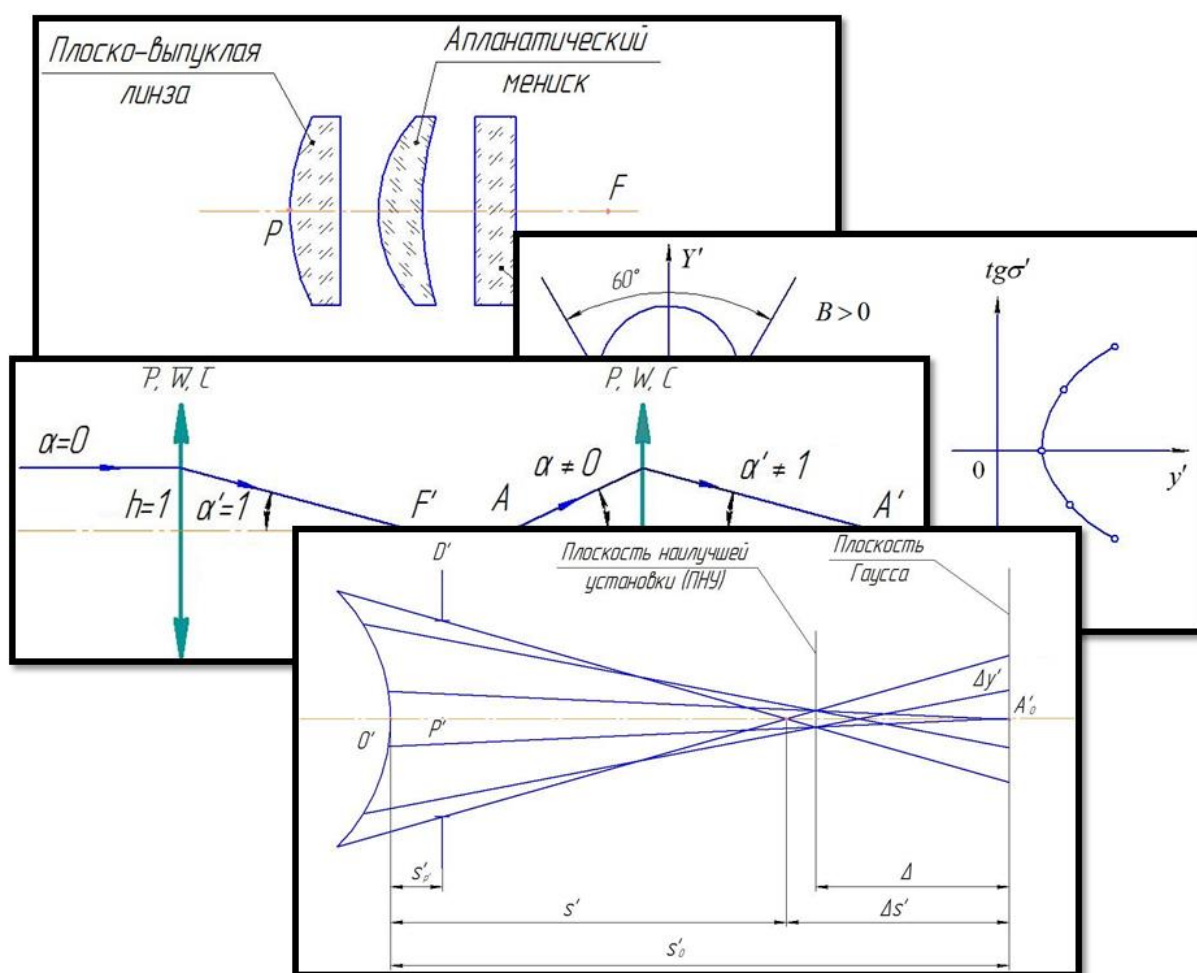


Л.Н. Андреев, В.В. Ежова

ПРИКЛАДНАЯ ТЕОРИЯ АБЕРРАЦИЙ.  
ЧАСТЬ ПЕРВАЯ



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**Л.Н. Андреев, В.В. Ежова**  
**ПРИКЛАДНАЯ ТЕОРИЯ АБЕРРАЦИЙ.**  
**ЧАСТЬ ПЕРВАЯ**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО  
по направлению подготовки 12.04.02 Оптическое приборостроение в качестве учебного  
пособия для реализации основных профессиональных образовательных  
программ высшего образования магистратуры

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург  
2020

Андреев Л.Н., Ежова В.В., Прикладная теория аберраций. Часть первая. – СПб: Университет ИТМО, 2020. – 103 с.

Рецензент(ы):

Губанова Людмила Александровна, доктор технических наук, профессор, профессор (квалификационная категория "ординарный профессор") факультета фотоники и оптоинформатики, Университета ИТМО.

Учебное пособие предназначено для преподавателей, ведущих лекционные, практические и лабораторные занятия по дисциплинам «Расчет и автоматизация проектирования оптических систем», «Теория и методы проектирования оптических систем», «Фотоника» и для обучающихся по данной дисциплине. Также пособие можно использовать при написании магистерских диссертаций по специализации «Проектирование оптических систем».

В учебном пособии рассмотрены основные положения теории аберраций 3-го порядка, относящиеся к оптическим системам, состоящим из тонких компонентов. Показана эффективность использования аппарата теории аберраций к расчёту различных оптических систем. Для иллюстраций приведены принципиальные оптические схемы, их компоновка и предварительный аберрационный расчёт.



**Университет ИТМО** – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2020  
© Андреев Л.Н., Ежова В.В., 2020

## Содержание

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	5
ГЛАВА 1. Теория aberrаций.....	7
1.1. Понятие и геометрический смысл aberrаций 3-го порядка. Причины появления монохроматических aberrаций.....	7
1.2. Общий вид разложения aberrаций третьего порядка. Фигуры рассеяния. Плоскость наилучшей установки.....	11
1.3. Универсальное выражение разложения aberrаций 3-го порядка. Связь aberrаций с коэффициентами aberrаций при различных условиях нормирования .....	17
1.4. Выражения монохроматических коэффициентов aberrаций 3-го порядка для системы из тонких компонентов с помощью переменных $P$ и $W$ .....	20
1.5. Выражение коэффициентов aberrаций 3-го порядка для одного тонкого компонента через $P$ , $W$ и $\bar{P}$ , $\bar{W}$ .....	22
1.6. Выражение коэффициентов aberrаций 3-го порядка для оптической системы, состоящей из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком конечной величины .....	24
1.7. Выражения коэффициентов aberrаций 3-го порядка в переменных Ланге и $\bar{P}$ , $\bar{W}$ и $\Phi$ .....	26
1.8. Хроматические aberrации 1-го порядка оптических систем. Причины появления хроматических aberrаций.....	27
1.9. Хроматические aberrации положения и увеличения для системы из тонких компонентов.....	30
1.10. Хроматические aberrации 1-го порядка для одного тонкого компонента и одной тонкой линзы .....	31
1.11. Хроматические aberrации 1-го порядка для системы из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком конечной величины.....	33
1.12. Классификация aberrаций оптических систем.....	34
1.13. Волновые aberrации и их связь с геометрическими aberrациями. Приближённые формулы для вычисления волновых aberrаций .....	35
1.14. Схемы для расчета параксиальных и нулевых лучей через оптические системы .....	36
1.15. Схемы для вычисления основных параметров $\bar{P}$ , $\bar{W}$ и $\bar{C}$ компонентов и для определения связи $\bar{P} = f(P, W)$ и $\bar{W} = f(W)$ .....	40
ГЛАВА 2. Элементная база для оптических систем .....	42
2.1. Основные параметры $\bar{P}$ , $\bar{W}$ и $\bar{C}$ тонкой линзы.....	42
2.2. Основные параметры $\bar{P}$ , $\bar{W}$ и $\bar{C}$ систем из одинаковых бесконечно тонких компонентов или линз .....	44

2.3. Типы и свойства апланатических менисков .....	47
2.4. Оптические схемы объективов .....	50
2.4.1. Двухлинзовый склеенный объектив .....	50
2.4.2. Двухлинзовый несклеенный объектив .....	52
2.4.3. Трёхлинзовый склеенный объектив .....	53
2.4.4. Двухкомпонентный объектив .....	55
2.5. Плоскопараллельная пластинка.....	57
2.6. Компенсаторы хроматических аберраций .....	58
ГЛАВА 3. Краткий обзор методов расчета оптических систем .....	63
3.1. Метод проб .....	63
3.2. Алгебраический и комбинированный методы.....	64
3.3. Автоматизированные методы коррекции аберраций и оптимизации оптических систем .....	64
3.4. Методика расчёта по частям .....	65
3.5. Модульный принцип проектирования оптических систем.....	66
ГЛАВА 4. Габаритный и предварительный аберрационный расчёты некоторых оптических систем.....	67
4.1. Расчёт объектива микроскопа.....	67
4.2. Расчёт объективов для оптической записи и считывания информации.....	82
4.3. Расчёт симметричного двухкомпонентного окуляра с улучшенной коррекцией аберраций .....	86
4.4. Расчёт конденсоров на минимум сферической аберрации третьего порядка.....	88
4.5. Расчёт апланатических конденсоров.....	90
4.6. Расчёт операционных очков .....	90
4.7. Расчёт объективов для наблюдения внутренних полостей .....	93
4.8. Расчет широкоугольного окуляра для микроскопа .....	95
4.9. Расчёт панкратического окуляра для микроскопа.....	96
4.10. Расчёт афокальной насадки для коллимации лазерного излучения	98
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	101

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Теория аберраций третьего порядка, основные положения которой были разработаны ещё в середине XIX столетия, сыграла и продолжает играть значительную роль в области проектирования оптических систем.

Среди зарубежных учёных следует отметить, прежде всего, труды Ф. Л. фон Зейделя, К. Шварцшильда, А. Кольшуттера, М. Берека, М. Герцбергера. В нашей стране большой вклад в развитие теории аберраций внесли А. И. Тудоровский, Г. Г. Слюсарев, В. Н. Чуриловский, И. А. Турыгин, Д. Ю. Гальперн, Д. С. Волосов, А. П. Грамматин и др.

Наибольшее прикладное значение получила теория аберраций третьего порядка, разработанная Г. Г. Слюсаревым применительно к оптическим системам, состоящим из тонких компонентов. Из этой теории вытекает, что все монохроматические аберрации 3-го порядка и хроматические аберрации 1-го порядка зависят лишь от трёх основных параметров  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$ . Между основными параметрами и аберрациями существует линейная зависимость, что очень удобно в практических расчётах [1-5, 8, 9, 11, 12].

На основе этой теории оптик-расчетчик имеет возможность выбрать оптимальную принципиальную оптическую схему, необходимое количество компонентов (оптических элементов или модулей), их тип и выполнить предварительный абберационный расчёт. Следует заметить, что для наиболее простых и распространённых компонентов (одиночные линзы, двухлинзовый склеенный и несклеенный объективы, трёхлинзовый компонент и некоторые другие) разработана методика расчёта в зависимости от величины основных параметров [6, 7, 9-11, 14].

Учебное пособие предназначено для студентов, изучающих дисциплины «Расчет и автоматизация проектирования оптических систем», «Теория и методы проектирования оптических систем», «Фотоника», которые являются основой для последующих дисциплин программы магистратуры по специализации «Проектирование оптических систем» и развития общепрофессиональных компетенций: ОПК-3 Способен организовывать и осуществлять научные исследования, представлять, оформлять и защищать результаты интеллектуальной деятельности; ОПК-4 Способен организовывать процесс принятия, обоснования и оценки эффективности управленческих и (или) стратегических решений в профессиональной сфере с учетом экономических, финансовых, экологических, социальных, интеллектуально правовых и других ограничений, и профессиональных компетенций: ПК-1. Способен проводить научные исследования в области оптической и лазерной инженерии, оптоэлектроники, биотехники, оптических материалов и технологий; ПК-С1.1 Способен выполнять проектирование оптических схем оптико-электронных приборов, узлов и блоков различного назначения с учетом технологических требований. Также пособие будет полезно и при написании магистерских диссертаций.

Данное пособие включает четыре главы.

*В первой главе* рассмотрены причины появления aberrаций, дана классификация монохроматических и хроматических aberrаций, приведены фигуры рассеяния, свойственные каждой aberrации. Приводится связь aberrаций с коэффициентами aberrаций 3-го порядка (суммами Зейделя) при различных условиях нормировки, а также формулы, необходимые при расчёте оптических систем. Подробный и строгий вывод формул можно найти в изданиях, приведённых в библиографии.

*Вторая глава* посвящена изучению коррекционных возможностей и расчёту элементной оптической базы, в том числе одиночных линз, апланатических менисков, склеенных компонентов различных типов, плоскопараллельной пластинки, компенсаторов хроматических aberrаций и др.

*В третьей главе* дан краткий обзор известных методов расчёта оптических систем, в том числе метода проб, алгебраического, комбинированного, метода расчёта по частям, модульного принципа проектирования, а также автоматизированных методов расчёта.

*В четвёртой главе* приводятся габаритный и предварительный aberrационный расчёты некоторых конкретных оптических систем, главным образом тех, которые не вошли в классическую литературу.

Рассмотрены расчёты объективов микроскопа различных типов, в том числе высокоапертурных и широкопольных (планахроматов, планапохроматов, плансуперапохроматов), оптических систем для преобразования лазерного излучения, в том числе объективов для оптической записи и считывания информации, афокальных насадок, операционных очков, объективов для рассматривания внутренних полостей и некоторые другие.

В заключение следует отметить, что оригинальные методики расчёта сложных светосильных и широкоугольных фотографических объективов можно найти в известных монографиях М. М. Русинова и Д. С. Волосова.

Особенности расчёта астрономической зеркальной и зеркально-линзовой оптики опубликованы в ряде работ В. А. Зверева и Г. И. Цукановой.

Автоматизированные методы коррекции aberrаций и оптимизации, которые являются заключительным этапом расчёта оптических систем, разработаны и отражены в трудах А. П. Грамматина и С. А. Родионова.

## ГЛАВА 1. Теория aberrаций

### 1.1. Понятие и геометрический смысл aberrаций 3-го порядка. Причины появления монохроматических aberrаций

Аберрации следует рассматривать как нарушение гомоцентричности пучков лучей или сферичности волновых поверхностей, а так же как нарушение расположения точки изображения в реальной оптической системе по отношению к идеальной, т.е. качества изображения оптической системы [13, 17].

Аберрации оптических систем делятся на монохроматические и хроматические.

Монохроматические aberrации характеризуются отступлением реальных систем от идеальных для лучей определенной длины волны.

Хроматические aberrации возникают при прохождении лучей естественного света (полихроматического) через границы раздела оптических сред вследствие дисперсий последних. Монохроматические aberrации могут быть также разделены на aberrации 3-го порядка в aberrации высшего порядка, а хроматические aberrации - на aberrации 1-го порядка, 3-го порядка и aberrации высшего порядка.

Следует заметить, что систематическая и полная теория aberrаций может быть получена при помощи функций, называемых эйконалами, и изложена в специальной литературе [1, 4, 8, 9-13].

Эйконалы представляют собой функции от тех или иных параметров, выражающих оптические расстояния между специальным образом выбранными точками.

Оптическим путем называется сумма  $\sum_A^B n \cdot l$  произведений показателей преломления  $n$  на отрезке  $l$ , отсчитываемых вдоль пути луча, соединяющего точки  $A$  и  $B$ .

*Причины появления монохроматических aberrаций.* При рассмотрении свойств идеальной оптической системы установлено условие, при котором может существовать изображение неограниченной части пространства, полученное широкими гомоцентрическими пучками лучей, – условие тангенсов (рис.1.1 а) [7, 8, 14]:

$$J = n \cdot y \cdot \operatorname{tg} \sigma = \dots = n' \cdot y' \cdot \operatorname{tg} \sigma', \quad (1.1)$$

где  $J$  - инвариант Лагранжа-Гельмгольца,  $y$  и  $y'$  - величина предмета и изображения,  $n$  и  $n'$  - показатели преломления пространства предметов и изображений,  $\sigma$  и  $\sigma'$  - углы пересечения первого параксиального луча с оптической осью.



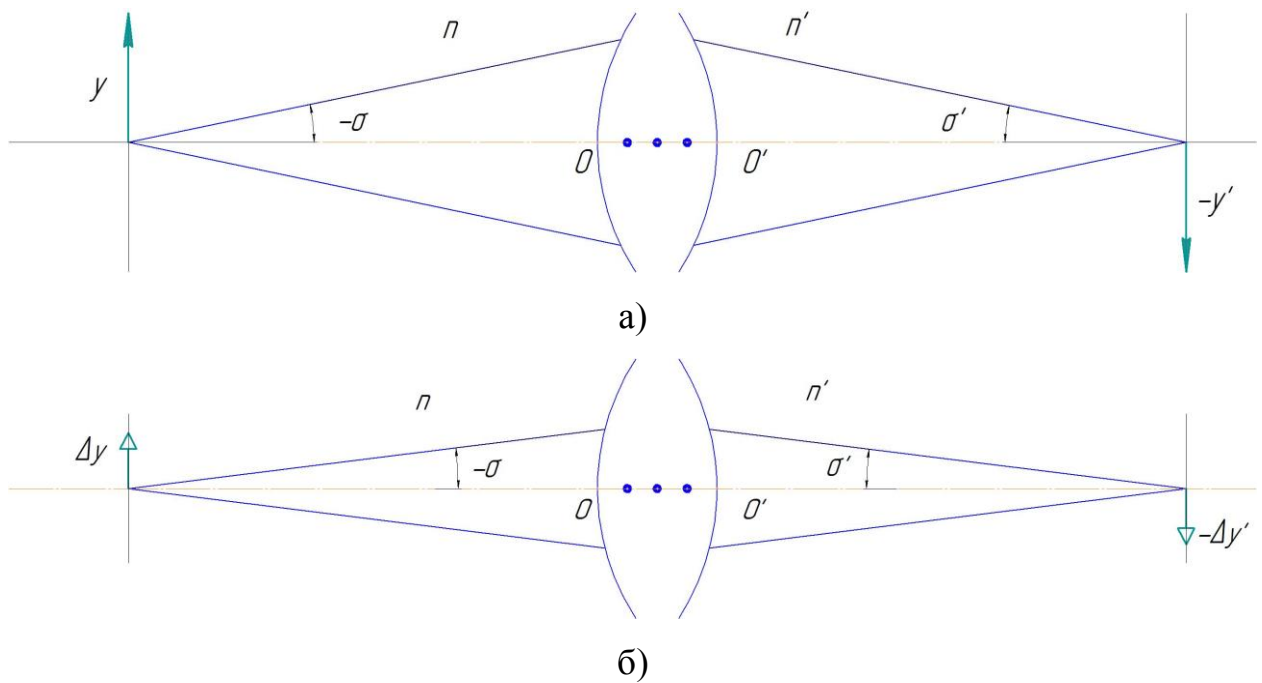


Рисунок 1.1. Изображение пространства предметов:  
 а) идеальной оптической системы, б) реальной оптической системы

Для реальной оптической системы условием существования идеального изображения бесконечно малого участка вблизи оптической оси широкими гомоцентрическими пучками лучей является условие синусов (рис.1.1 б), которое может быть получено из энергетических условий [7, 8, 14]:

$$J = n \cdot \Delta y \cdot \operatorname{tg} \sigma = \dots = n' \cdot \Delta y' \cdot \operatorname{tg} \sigma'. \quad (1.2)$$

Далее рассмотрено преломление гомоцентрических пучков через плоскую и сферическую поверхности (рис.1.2 и 1.3).

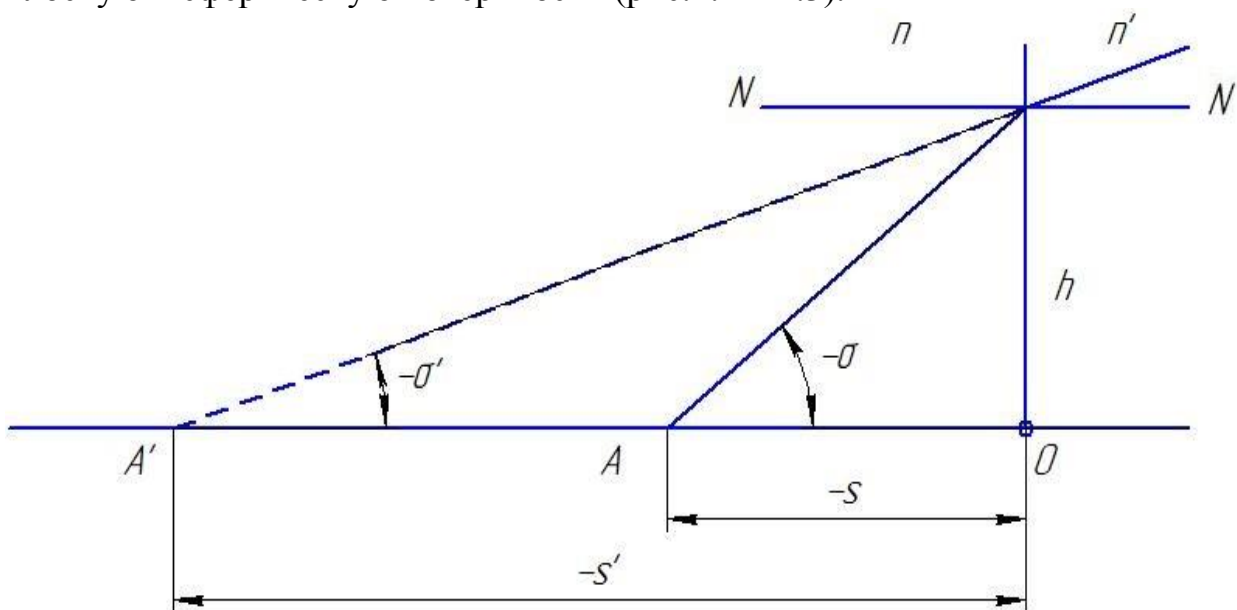


Рисунок 1.2. Преломление гомоцентрического пучка плоской поверхностью

Тогда для плоской поверхности можно записать:

$$s' = s \frac{n'}{n} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \sigma \cdot \left(1 - \frac{n^2}{n'^2}\right)} \quad (1.3)$$

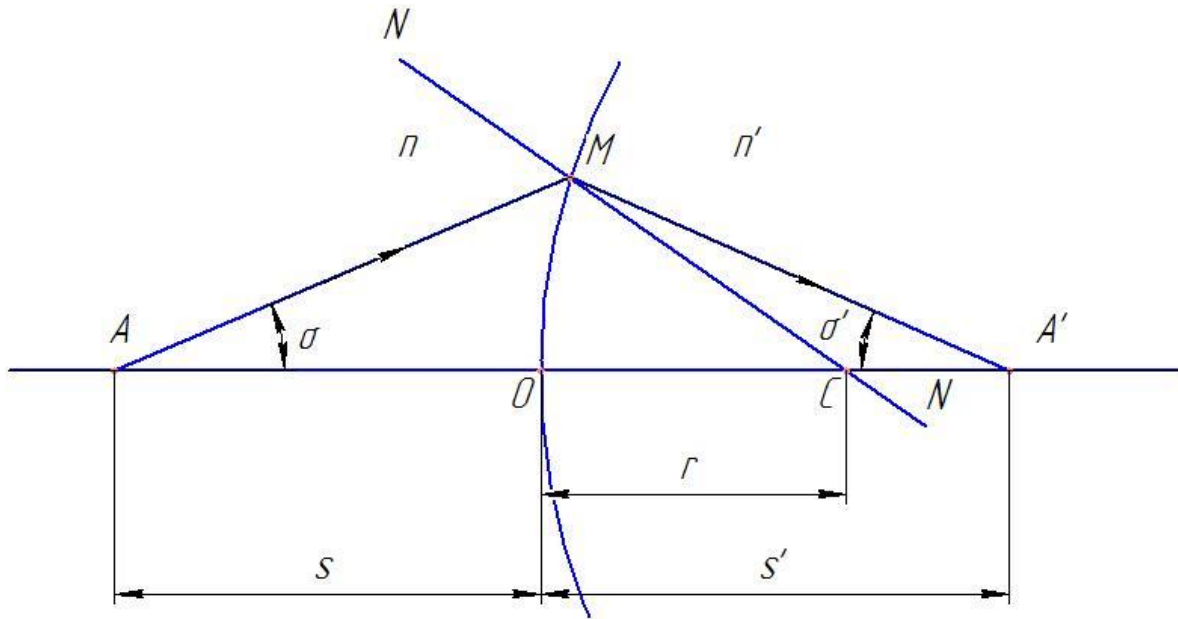


Рисунок 1.3. Преломление гомоцентрического пучка сферической поверхностью

Для сферической поверхности [7, 8, 14]:

$$r - s' = \frac{n}{n'} (r - s) \frac{\sin \sigma}{\sin \sigma'}. \quad (1.4)$$

Из (1.3) следует, что в случае преломления гомоцентрического пучка плоской поверхностью гомоцентричность нарушается, т.е. появляется сферическая aberrация (погрешность), за исключением случая, когда вершина пучка находится в вершине поверхности  $O$ .

Во втором случае (1.4), при преломлении гомоцентрического пучка сферической поверхностью, существуют три пары сопряжённых точек, для которых отсутствует сферическая aberrация и выполняется условие синусов. Такие точки называются апланатическими. В случае расположения вершины пучка во всех других положениях гомоцентричность пучков нарушается, т.е. появляются aberrации.

Более строгое и полное рассмотрение причин появления aberrаций и саму теорию aberrаций оптических систем можно найти в известных работах Ф.Л. фон Зейделя, К. Шварцшильда, А. Кольшуттера, А.И.Тудоровского, Г.Г.Слюсарева и других авторов [2, 4, 8-10].

Далее рассматривается геометрический смысл в общем случае [7, 8, 14].

На рис.1.4 изображена центрированная оптическая система, где  $XA_0Y$  и  $X'A_0'Y'$  - плоскости предмета и изображения;  $\bar{X}P\bar{Y}$  и  $\bar{X}'P'\bar{Y}'$  - плоскости

входного и выходного зрачков;  $A_0B_0 = Y_0$  - величина предмета;  $A'_0B'_0 = Y'_0$  - гауссово изображение предмета;  $s$  - расстояние плоскости предметов от вершины первой поверхности;  $s'_0$  - расстояние плоскости изображения от вершины последней поверхности;  $s_p$  - положение входного зрачка относительно вершины первой поверхности;  $s'_{p'}$  - положение выходного зрачка относительно вершины последней поверхности. Если бы система была идеальной, то любой луч, вышедший из точки  $B_0$ , прошел бы через точку  $B'_0$  и, следовательно,  $Y'_0 = Y_0\beta_0$ , где  $\beta_0$  - линейное увеличение в области Гаусса.

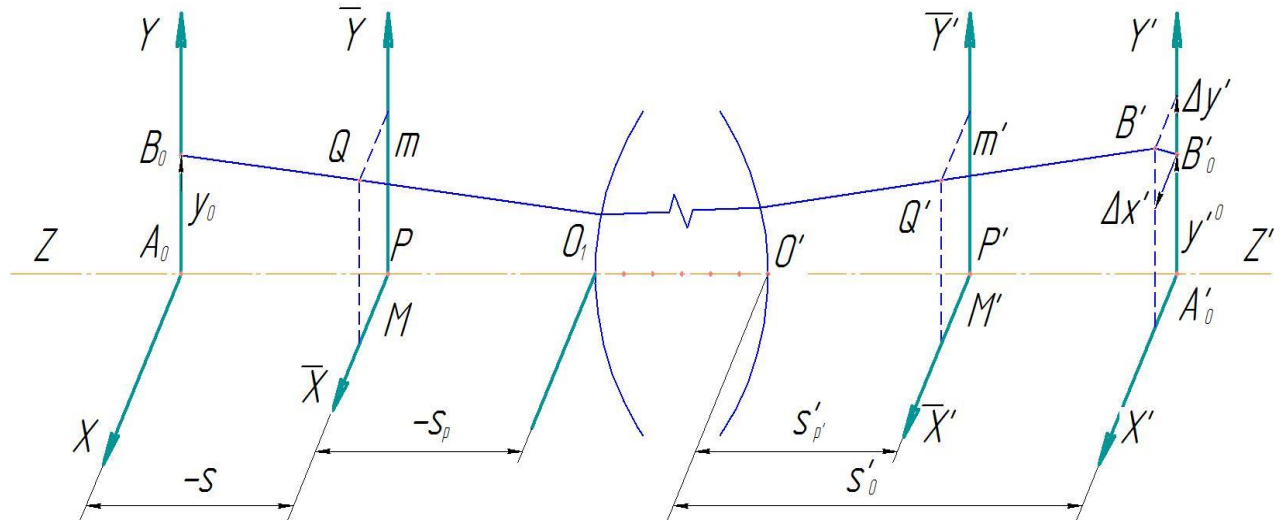


Рисунок 1.4. Геометрический смысл монохроматических aberrаций

В реальной системе в общем случае этого не происходит, и луч  $BQ$ , перескакающий входной зрачок в точке  $O$  с координатами  $m$  и  $M$ , пройдя через оптическую систему и плоскость выходного зрачка в точке  $O'$  с координатами  $m'$  и  $M'$ , пересекает плоскость Гаусса в некоторой точке  $B'$ , а не в точке  $B'_0$ . Отрезок  $B'_0B'$  и является aberrацией. Обычно находят проекции aberrаций на две плоскости: меридиональную  $\Delta y'$  и сагиттальную  $\Delta x'$ . Тогда координаты точки  $B'$  определяются:  $s'_0$ ,  $y'_0 + \Delta y'$  и  $\Delta x$ .

На основании изложенного можно сформулировать второе определение aberrаций [7, 8, 14].

Если условиться определять положение лучей в пространстве какими-либо координатами, линейными или угловыми, то отступления значений этих координат в реальной системе от их значений, вычисленных по формулам гауссовой или параксиальной оптики, называются aberrациями оптической системы, или её ошибками, или погрешностями. Координаты точки  $B'$ , то есть пересечение луча с плоскостью Гаусса, могут быть вычислены путем расчета хода реальных лучей по тригонометрическим схемам, формулам Федера или с помощью программ на ЭВМ. Однако существуют и приближённые способы. Как известно, формулы параксиальной (гауссовой) оптики были получены при замене тригонометрических функций самими

аргументами, что справедливо в случае малых углов. Чтобы расширить область применения этих формул, используют разложение тригонометрических функций в ряды. И, в зависимости от числа членов в разложении, получают формулы для определения координат пересечения луча с той или иной степенью точности.

## 1.2. Общий вид разложения aberrаций третьего порядка. Фигуры рассеяния. Плоскость наилучшей установки

Наибольшее распространение в вычислительной оптике получило разложение aberrаций, выполненное Зейделем, которое было получено при условии ограничения двумя членами в разложении тригонометрических функций.

Опустив вывод формул Зейделя, вытекающий из теории эйконалов, можно рассмотреть разложение aberrаций в самой общей форме.

Разложение Зейделя имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\Delta y' &= m'(m'^2 + M'^2)A + (3m'^2 + M'^2) \cdot y \cdot B + m' y^2 C + y^3 E, \\ \Delta x' &= M'(M'^2 + m'^2)A + 2m' M' \cdot y \cdot B + M' y^2 D,\end{aligned}\tag{1.5}$$

где  $\Delta y'$  и  $\Delta x'$  - меридиональная и саггитальная составляющие aberrаций;  $M'$  и  $m'$  - координаты пересечения луча с плоскостью выходного зрачка;  $y$  - величина предмета;  $A, B, C, D, E$  - коэффициенты, зависящие от конструктивных элементов системы ( $r, d, n$ ), а также от положения предмета и входного зрачка.

Каждый из коэффициентов в (1.5) определяет отдельную aberrацию, для которой характерна своя геометрическая фигура рассеяния [7, 8, 14].

Разложение Зейделя называют также и разложением aberrаций 3-го порядка, так как в каждый коэффициент ( $A, B, C, D, E$ ) входят множители, содержащие произведения  $M', m'$  и  $y$  в третьей степени. Величины  $M', m'$  и  $y$  являются величинами 1-го порядка малости, по сравнению с фокусным расстоянием оптической системы [7, 8, 14].

Поэтому ошибки, возникающие при определении координат луча по (1.5), не превышают величин 5-го порядка малости.

При исследовании фигур рассеяния, определяемых каждым коэффициентом, предполагается, что присутствует только один коэффициент, а остальные равны нулю. Исследования удобно проводить в полярных координатах.

Координаты пересечения луча с плоскостью выходного зрачка выражаются через радиус-вектор на входном зрачке:

$$\begin{aligned}m' &= r \cdot \cos \theta, \\ M' &= r \cdot \sin \theta,\end{aligned}$$

где  $\theta$  - угол между радиус-вектором и осью координат.

Сферическая аберрация определяется коэффициентом  $A$  при условии, что  $B = C = D = E = 0$  (рис. 1.5) [7, 8, 14].

Переходя к полярным координатам и опуская подробные выводы, которые можно найти в соответствующей литературе, получают:

$$\Delta y'^2 + \Delta x'^2 = (Ar^3)^2 = R^2. \quad (1.6)$$

Это уравнение окружности с радиусом  $R = Ar^3$  (рис. 1.5).

Следовательно, при наличии только одного коэффициента  $A$ , если луч в плоскости выходного зрачка описывает окружность радиусом  $r$ , то в плоскости Гаусса луч также описывает окружность, но с радиусом  $R = Ar^3$ .

Это приводит к тому, что энергия в кружке рассеяния сосредоточена, в основном, в центральной зоне и очень быстро рассеивается по площади по мере увеличения  $r$ .

Особенностью сферической аберрации 3-го порядка является то, что она не зависит от величины предмета  $u$ .

Плоскость наилучшей установки. Как следует из рисунка 1.5, при перемещении плоскости установки вдоль оптической оси от оптической системы и плоскости Гаусса можно заметить, что диаметр кружка рассеяния вначале будет уменьшаться, затем начнёт возрастать [7, 8, 14].

Плоскость, перпендикулярная оптической оси, в которой диаметр кружка рассеяния минимален, называется плоскостью наилучшей установки (ПНУ).

Как правило, ПНУ не совпадает с плоскостью Гаусса.

Далее показано как с помощью введения ПНУ можно уменьшить размеры пятна рассеяния при наличии сферической аберрации.

В области аберраций 3-го порядка величина смещения плоскости наилучшей установки относительно плоскости Гаусса равна:

$$\Delta_{ПНУ} \approx \frac{3}{4} \Delta s'_{кр}.$$

В этой плоскости диаметр кружка рассеяния в четыре раза меньше, чем в плоскости Гаусса, то есть  $\Delta'_{ПНУ} = \frac{1}{4} \Delta u'_{кр}$ .

На рисунке 1.5 на графиках продольной и поперечной сферической аберрации приведены положения ПНУ.

Положение ПНУ зависит от величины остаточных аберраций отдельных зон преломляющих поверхностей и от формы кривых сферической аберрации; это положение очень часто изменяется при диафрагмировании системы, то есть при уменьшении диаметра действующей диафрагмы и, следовательно, площади сечения всего пучка, выходящего из системы [12].

Коррекция аберраций оптической системы обычно выполняется для плоскости Гаусса. Однако ПНУ, в которой получается наиболее благоприятное распределение лучей в пятне рассеяния, часто смещена

относительно плоскости идеального изображения. Для определения этого смещения на графиках поперечных aberrаций, построенных в системе координат  $\Delta y'$  и  $\text{tg}\sigma'$ , через начало координат проводят прямую (секущую), отклонение которой от кривой поперечной aberrации является минимальным. В оптическом выпуске указывают величину смещения ПНУ относительно плоскости Гаусса [7, 8, 14].

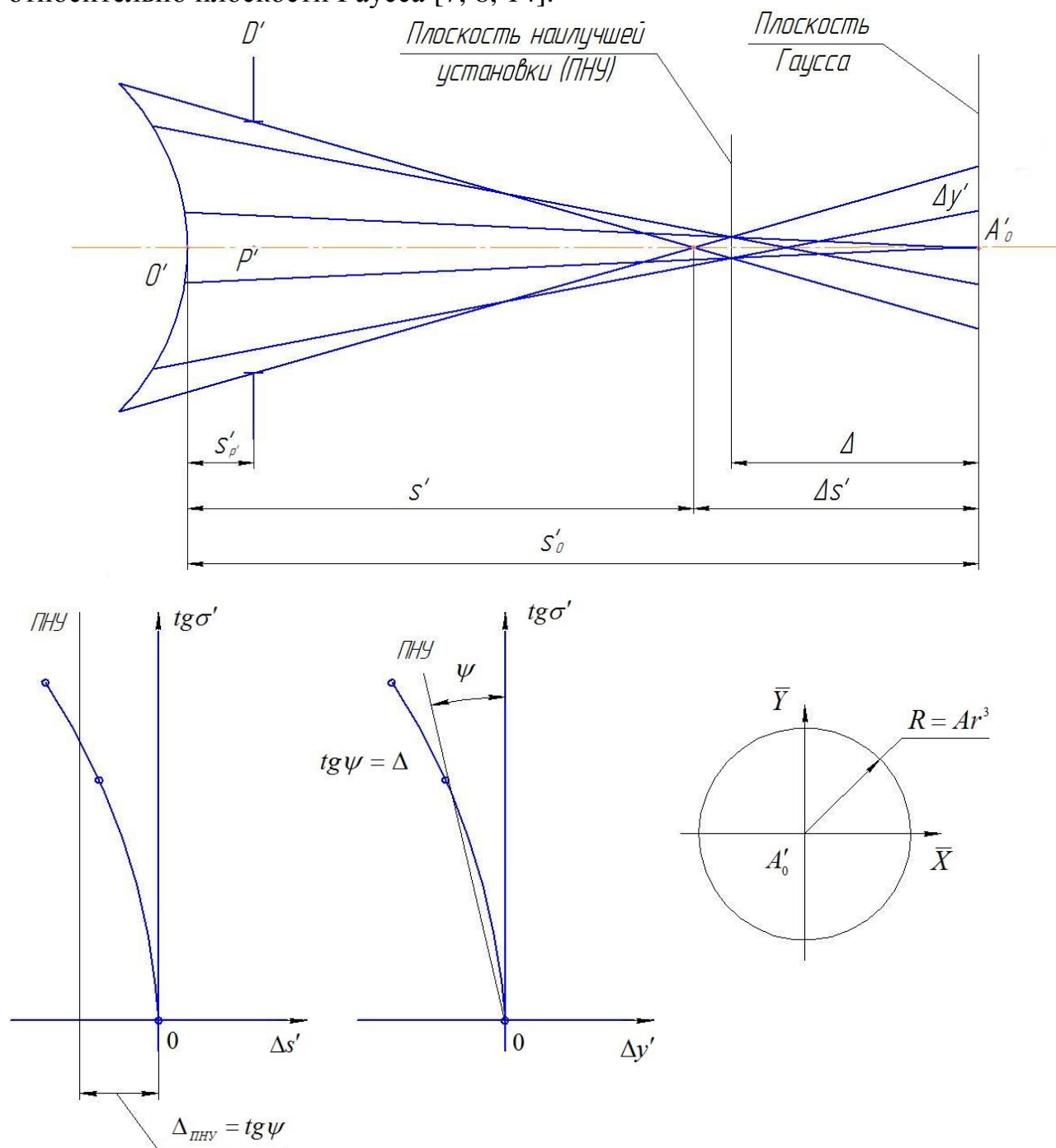


Рисунок 1.5. Геометрический смысл сферической aberrации и введения плоскости наилучшей установки (ПНУ)

Кома определяется коэффициентом  $B$  при условии, что остальные

коэффициенты  $A = C = D = E = 0$  [7, 8, 14]. Принимая во внимание (1.5), получают:

$$\begin{aligned} \Delta y' &= (3m'^2 + M'^2) \cdot y \cdot B, \\ \Delta x' &= 2m' M' \cdot y \cdot B. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Переходя к полярным координатам, получают уравнение второй степени:

$$\left(\Delta y' - 2r^2 \cdot y \cdot B\right)^2 + \Delta x'^2 = \left(r^2 \cdot y \cdot B\right)^2 = R_k^2. \quad (1.8)$$

Это уравнение окружности с радиусом  $R_k = r^2 y B$ , центр которой смещен в меридиональной плоскости от изображения в плоскости Гаусса на  $2R_k$ .

Таким образом, если луч, выходящий из внеосевой точки  $B$ , описывает по зрачку окружность с радиусом  $r$ , то в плоскости Гаусса луч также опишет окружность, но с радиусом  $R_k = r^2 y B$ .

Если весь зрачок заполнить лучами, то в плоскости Гаусса получат фигуру, которая ограничена двумя прямыми, образующими угол  $60^\circ$ , и полуокружностью с радиусом  $R_k$ , который пропорционален второй степени  $m'$  и первой, которая определяется знаком коэффициента  $B$  (рис. 1.6).

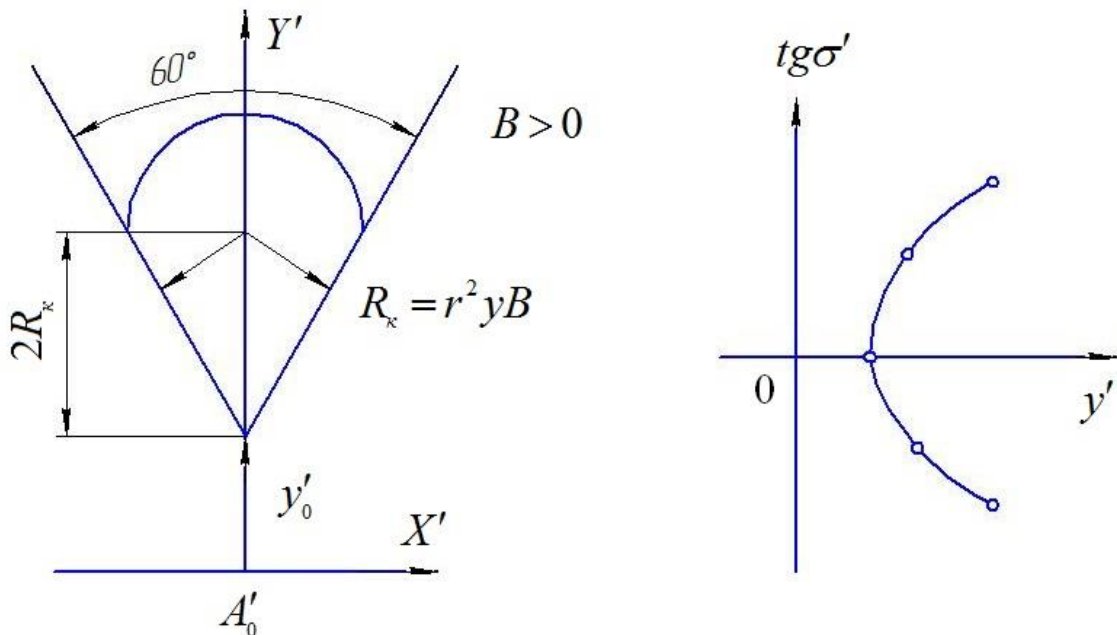


Рисунок 1.6. Геометрический смысл комы

Астигматизм и кривизна поверхности изображения определяются коэффициентами  $C$  и  $D$  [7, 8, 14].

В случае получения изображения бесконечно тонкими лучами при  $m' \rightarrow 0$  и  $M' \rightarrow 0$  из общего выражения (1.5) после несложных преобразований получают:

$$z'_m = y'^2 (s'_p - s'_0) \cdot C, \quad (1.9)$$

$$z'_s = y'^2 (s'_p - s'_0) \cdot D.$$

Разность этих величин называется астигматизмом:

$$z'_s - z'_m = y'^2 (s'_p - s'_0) \cdot (D - C). \quad (1.10)$$

Таким образом, если  $C$  и  $D$  не равны нулю, то изображение предмета, даваемое бесконечно тонкими лучами, лежит не на плоскости, а на искривленных поверхностях (параболоидах) (рис. 1.7).

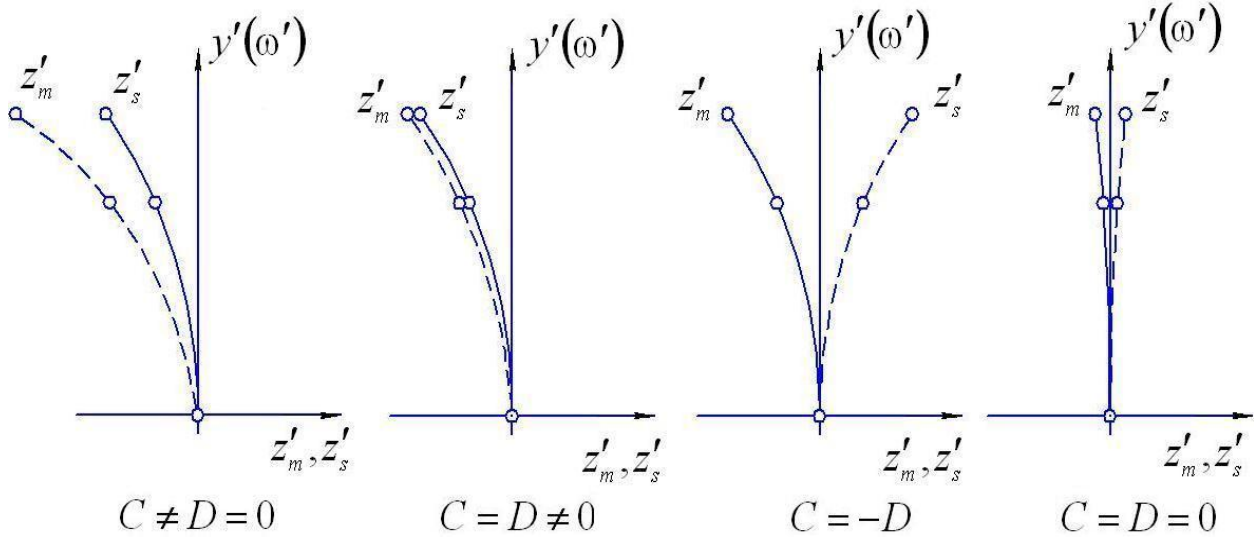


Рисунок 1.7. Графическое представление астигматизма и кривизны изображения

Для того, чтобы изображение было плоским, необходимо выполнение условия  $C = D = 0$ . В случае если изображение образуется широкими пучками лучей при  $m' \neq 0$  и  $M' \neq 0$ , тогда, если  $C \neq 0$  и  $D \neq 0$ , фигура рассеяния – эллипс:

$$\left( \frac{\Delta y'^2}{ry^2 C} \right)^2 + \left( \frac{\Delta x'^2}{ry^2 D} \right)^2 = 1. \quad (1.11)$$

Таким образом, если луч в плоскости выходного зрачка описывает окружность, то в плоскости Гаусса он описывает эллипс с полуосями, равными  $ry^2 C$  и  $ry^2 D$ . В теории aberrаций показано, что при смещении плоскости изображения вдоль оптической оси эллипс вырождается в окружность или прямые линии.

Дисторсия определяется коэффициентом  $E \neq 0$ , а  $A = B = C = D = 0$ . Особенностью дисторсии является то, что она не зависит от  $m'$  и  $M'$ .

Если кроме дисторсии других aberrаций нет, то точка изображается в виде точки (гомоцентрический пучок остается гомоцентрическим), но эта точка смещена от идеальной [7, 8, 14]:

$$\Delta y'_D = y^3 E. \quad (1.12)$$

Наличие дисторсии приводит к искажению прямых линий, не проходящих через ось (рис. 1.8).



Если квадратный предмет изображается в виде подушки – это положительная дисторсия ( $E > 0$ ). Если изображение квадрата имеет выпуклые стороны (в виде бочки), то это отрицательная дисторсия ( $E < 0$ ).

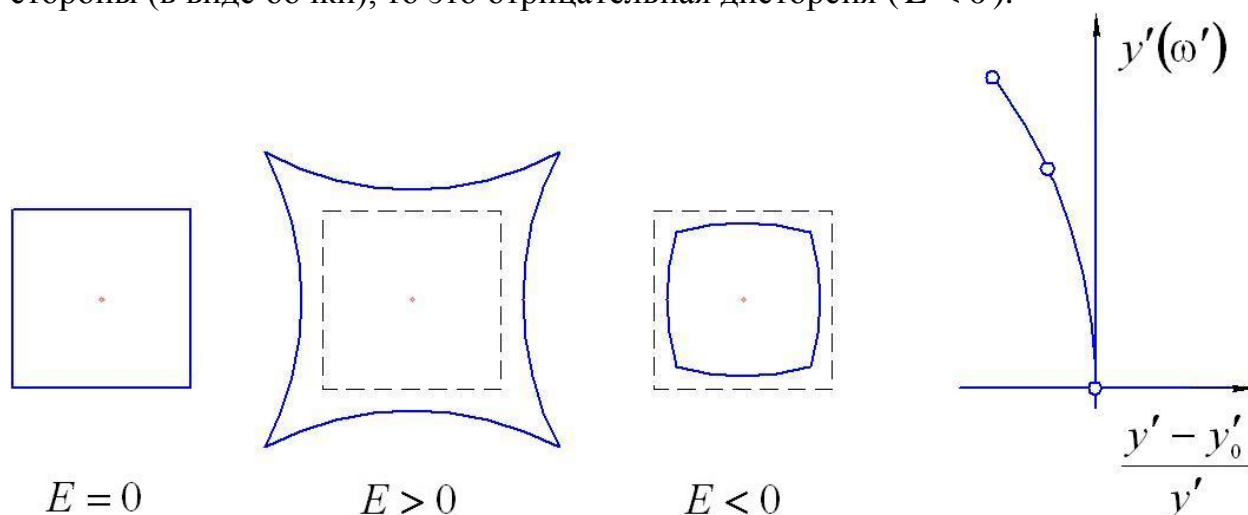


Рисунок 1.8. Геометрический смысл дисторсии

Таким образом, если ограничиться не слишком большими полями и относительными отверстиями, координаты пересечения лучей с плоскостью Гаусса достаточно точно описываются разложением aberrаций 3-го порядка. В области Зейделя присутствуют пять монохроматических aberrаций: сферическая aberrация, кома, астигматизм, кривизна поверхности и дисторсия. Каждой aberrации свойственна вполне определенная фигура рассеяния.

Однако в чистом виде, за редким исключением, отдельные aberrации не наблюдаются. В реальных оптических системах практически присутствуют все пять aberrаций 3-го порядка. По этой причине фигуры рассеяния имеют сложный вид. Кроме того, как правило, в оптических системах присутствуют в той или иной мере aberrации высшего порядка. Поэтому фигуры (кружки) рассеяния принимают еще более сложную форму.

Кольшуттер показал, что число aberrаций (членов в разложении aberrаций) в зависимости от порядка aberrаций определяются выражением:

$$N = \frac{(t+1)(t+7)}{8}, \quad (1.13)$$

где  $N$  - число aberrаций,  $t$  - порядок aberrаций.

Например, если  $t=3$ , то  $N=5$ , то есть пять aberrаций 3-го порядка. Если  $t=5$ , то  $N=9$ , то есть девять aberrаций пятого порядка. Если  $t=7$ , то  $N=14$ , то есть четырнадцать aberrаций седьмого порядка и т.д.

В действительности же дело обстоит гораздо сложнее в связи с тем, что показатели преломления оптических сред зависят от длины волны света, то есть  $n = f(\lambda)$ .

В параксиальной области наблюдается хроматизм положения,

вторичный спектр и хроматизм увеличения (рис.1.11-1.13) [7, 8, 13, 14].

В области Зейделя присутствуют все пять aberrаций, из которых наибольшее практическое значение имеют в светосильных системах - сферохроматические aberrации, а в широкоугольных – хроматическая дисторсия. Кроме перечисленных хроматических aberrаций, в оптических системах имеются и хроматические aberrации высшего порядка.

### 1.3. Универсальное выражение разложения aberrаций 3-го порядка. Связь aberrаций с коэффициентами aberrаций при различных условиях нормирования

Универсальное выражение разложения aberrаций 3-го порядка имеет вид [7, 8, 13, 14, 17]:

$$\begin{aligned}
 -2n_i\alpha_i\Delta y_i &= \frac{\sigma_p(\sigma_p^2 + \psi_p^2)}{\alpha_p^3} \cdot \sum_1^k S_I + \frac{\omega_q}{\beta_q} \cdot \frac{(3\sigma_p^2 + \psi_p^2)}{\alpha_p^2} \cdot \sum_1^k S_{II} + \\
 &+ \frac{\sigma_p}{\alpha_p} \cdot \frac{\omega_q^2}{\beta_q} \cdot \left( 3\sum_1^k S_{III} + J^2 \sum_1^k S_{IV} \right) + \frac{\omega_q^3}{\beta_q^3} \cdot \sum_1^k S_V \\
 -2n_i\alpha_i\Delta x_i &= \frac{\psi_p(\psi_p^2 + \sigma_p^2)}{\alpha_p^3} \cdot \sum_1^k S_I + \frac{\sigma_p\psi_p\omega_q}{\alpha_p^2\beta_q} \cdot \sum_1^k S_I + \frac{\psi_p}{\alpha_p} \frac{\omega_q^2}{\beta_q} \cdot \left( 3\sum_1^k S_{III} + J^2 \sum_1^k S_{IV} \right),
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

где  $n_i$  - показатель преломления в  $i$ -м пространстве,

$\alpha_i$  - угол нулевого (первого параксиального) луча в  $i$ -м пространстве,

$\Delta y_i$  - меридиональная составляющая aberrации в  $i$ -м пространстве,

$\Delta x_i$  - сагиттальная составляющая aberrации в  $i$ -м пространстве,

$\sigma_p$  и  $\psi_p$  - апертурные углы в меридиональной и сагиттальной плоскостях в  $p$ -м пространстве,

$\alpha_p$  - угол первого параксиального луча в  $p$ -м пространстве,

$\omega_q$  - полевой угол в  $q$ -м пространстве,

$\beta_q$  - угол второго параксиального луча в  $q$ -м пространстве,

$J$  - инвариант Лагранжа-Гельмгольца (в любом пространстве),

$S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}, S_V$  - коэффициенты aberrаций 3-го порядка (суммы Зейделя),

$k$  - число компонентов оптической системы.

В левой части уравнения (1.14) произведение  $n_i\alpha_i\Delta y_i$  представляет инвариант Лагранжа-Гельмгольца.

Универсальность выражения (1.14) заключается в том, что как составляющие aberrаций  $\Delta y_i$  и  $\Delta x_i$ , так и апертурные и полевые углы можно

рассматривать в любом пространстве, что в ряде случаев очень удобно.

Из рассмотрения уравнения (1.14) может быть найдена связь аберрации 3-го порядка с коэффициентами аберраций (суммами Зейделя) при различных условиях нормирования для разных частных случаев [7, 8, 13, 14, 17].

1. Предмет находится на бесконечности:  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\beta_1 = 1$ ,  $n = n' = 1$ ,  $h_1 = f'$ ,  $J = -f'$ .

$$\Delta s' = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' S_I;$$

$$\Delta y'_k = -\frac{3}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' \operatorname{tg} \omega_1 S_{II};$$

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 \sigma'}{f'} S_{II};$$

$$z'_m = -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \omega_1 (3S_{III} + f'^2 S_{IV}); \quad (1.15)$$

$$z'_s = -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \omega_1 (S_{III} + f'^2 S_{IV});$$

$$z'_m - z'_s = \operatorname{tg}^2 \omega_1 S_{III};$$

$$\Delta z_p = -\frac{1}{2} y'^2 S_{IV};$$

$$\Delta y'_D = -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 \omega_1 S_V;$$

$$ds' = S_{Exp};$$

$$\frac{dy'}{y} = -\frac{S_{Exp}}{f'}.$$

2. Предмет находится на бесконечности:  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\beta_1 = 1$ ,  $n = n' = 1$ ,  $h_1 = f'$ ,  $J = -1$ .

$$\Delta s' = \frac{1}{2} f' \cdot \operatorname{tg}^2 \sigma' S_I;$$

$$\Delta y'_k = -\frac{3}{2} f' \cdot \operatorname{tg}^2 \sigma' \operatorname{tg} \omega_1 S_{II};$$

$$\eta = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' S_{II};$$

$$z'_m = -\frac{1}{2} f' \cdot \operatorname{tg}^2 \omega_1 (3S_{III} + S_{IV}); \quad (1.16)$$

$$z'_s = -\frac{1}{2} f' \cdot \operatorname{tg}^2 \omega_1 (S_{III} + S_{IV});$$

$$z'_m - z'_s = f' \cdot \operatorname{tg}^2 \omega_1 S_{III};$$

$$\Delta z_p = -\frac{1}{2} y'^2 \frac{S_{IV}}{f'};$$

$$\Delta y'_D = -\frac{1}{2} f' \cdot \operatorname{tg}^3 \omega_1 S_V;$$

$$ds' = f' \cdot \bar{S}_{Ixp};$$

$$\frac{dy'}{y} = -f' \cdot \bar{S}_{Ixp}.$$

3. Предмет находится на конечном расстоянии:  $\alpha_1 = \beta^X$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\beta_1 = 1$ ,  $n = -n' = 1$ ,  $h_1 = s_1 \alpha_1$ ,  $n = n' = 1$ .

$$J = \beta^X (s_p - s_1);$$

$$\Delta s' = -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' S_I;$$

$$\Delta y'_K = -\frac{3}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' \operatorname{tg} \omega_1 S_{II};$$

$$\eta = -\frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 \sigma'}{J} S_{II};$$

$$z'_m - z'_s = \operatorname{tg}^2 \omega_1 S_{III};$$

(1.17)

$$\Delta z_p = -\frac{1}{2} y'^2 S_{IV};$$

$$\Delta y'_D = -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 \omega_1 S_V;$$

$$ds' = S_{Ixp};$$

$$\frac{dy'}{y} = -\frac{S_{Ixp}}{J}.$$

4. Предмет на конечном расстоянии с телецентрическим ходом главного луча:  $\alpha_1 = \beta^X$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\beta_1 = 0$ ,  $h_1 = s_1 \alpha_1 = s_1 \beta^X$ ,  $J = \beta^X y_0 = y'_0$ .

$$\Delta s' = -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' S_I;$$

$$\Delta y'_K = -\frac{3}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' \left( \frac{y'}{y'_0} \right) S_{II} = -\frac{3}{2} \operatorname{tg}^2 \sigma' \left( \frac{y}{y_0} \right) S_{II};$$

$$\eta = -\frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 \sigma'}{J} S_{II} = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 \sigma'}{y'_0} S_{II} = -\frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 \sigma'}{y_0 \beta^X} S_{II};$$

$$z'_m - z'_s = \left( \frac{y'}{y'_0} \right)^2 S_{III} = \left( \frac{y}{y_0} \right)^2 S_{III};$$

(1.18)

$$\begin{aligned}\Delta z_p &= -\frac{1}{2} y'^2 S_{IV}; \\ \Delta y'_D &= -\frac{1}{2} \left( \frac{y'}{y'_0} \right)^3 S_V = -\frac{1}{2} \left( \frac{y}{y_0} \right)^3 S_V; \\ ds' &= S_{Ixp}; \\ \frac{dy'}{y} &= -\frac{S_{Ixp}}{J} = -\frac{S_{Ixp}}{\beta^X y_0}.\end{aligned}$$

5. Предмет на конечном расстоянии с телецентрическим ходом главного луча:  $\alpha_1 = \beta^X$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\beta_1 = 0$ ,  $h_1 = s_1 \alpha_1 = s_1 \beta^X$ ,  $J = n_1 \beta^X y_0 = n_1 y'_0$ ,  $n_1 \neq 1$ .

$$\begin{aligned}\Delta s' &= -\frac{1}{2} \frac{tg^2 \sigma'}{n^4} S_I; \\ \Delta y'_k &= -\frac{3}{2} \frac{tg^2 \sigma'}{n^3} \left( \frac{y'}{y'_0} \right) S_{II} = -\frac{3}{2} \frac{tg^2 \sigma'}{n^3} \left( \frac{y}{y_0} \right) S_{II}; \\ \eta &= -\frac{1}{2} \frac{tg^2 \sigma'}{n_1^3} \cdot \frac{1}{y'_0} S_{II} = \frac{1}{2} \frac{tg^2 \sigma'}{n_1^3} \cdot \frac{1}{y_0 \beta^X} S_{II}; \\ z'_m - z'_s &= \frac{1}{n_1^2} \left( \frac{y'}{y'_0} \right)^2 S_{III} = \frac{1}{n_1^2} \left( \frac{y}{y_0} \right)^2 S_{III}; \\ \Delta y'_D &= -\frac{1}{2n_1} \left( \frac{y'}{y'_0} \right)^3 S_V = -\frac{1}{2n_1} \left( \frac{y}{y_0} \right)^3 S_V; \\ ds' &= \frac{1}{2n_1^2} S_{Ixp}; \\ \frac{dy'}{y} &= -\frac{S_{Ixp}}{J} = -\frac{S_{Ixp}}{n_1 y_0}.\end{aligned} \tag{1.19}$$

В формулах 1.15 – 1.19:

$\Delta s'$  - продольная сферическая абберация,

$\Delta y'_k$  - поперечная сферическая абберация,

$\eta$  - неизопланатизм,

$z'_m$  и  $z'_s$  - астигматические отрезки,

$z'_s - z'_m$  - астигматизм,

$\Delta z_p$  - кривизна поверхности,

$\Delta y'_D$  - дисторсия,

$ds'$  и  $\frac{dy'}{y'}$  - хроматические абберации.

#### 1.4. Выражения монохроматических коэффициентов аббераций 3-го

**порядка для системы из тонких компонентов с помощью переменных  $P$  и  $W$**

В общем виде выражения монохроматических коэффициентов aberrаций 3-го порядка для системы из тонких компонентов с помощью переменных  $P$  и  $W$  можно записать следующим образом [7, 8, 13, 14, 17]:

$$\begin{aligned}
 S_I &= \sum_1^k h_i P_i; \\
 S_{II} &= \sum_1^k H_i P_i - J \sum_1^k W_i; \\
 S_{III} &= \sum_1^k \frac{H_i^2}{h_i} P_i - 2J \sum_1^k \frac{H_i}{h_i} W_i + J^2 \sum_1^k \Phi_i; \\
 S_{IV} &= \sum_1^k \pi_i \Phi_i; \\
 S_V &= \sum_1^k \frac{H_i^3}{h_i^3} P_i - 3J \sum_1^k \frac{H_i^2}{h_i^3} W_i + J^2 \sum_1^k \frac{H_i}{h_i} \Phi_i (3 + \pi_i),
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

где  $k$  - число компонентов в системе,

$i$  - номер компонента,

$h_i$  и  $H_i$  - высоты пересечения 1-го и 2-го параксиальных лучей с  $i$ -м компонентом,

$J = n_1 \alpha_1 y_1 = \dots = n' \alpha' y'$  - инвариант Лагранжа-Гельмгольца,

$\Phi$  - оптическая сила компонента,

$$P_i = \sum_1^m \left( \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \cdot \Delta \frac{\alpha}{n},$$

$$W_i = \sum_i^m \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \cdot \Delta \frac{\alpha}{n}, \tag{1.21}$$

$$\pi_i = \sum_1^m \frac{1}{h_i} \cdot \frac{\Delta \alpha n}{n_i n'_i}.$$

где  $m$  - число поверхностей в компоненте.

Величины  $P_i$  и  $W_i$  связаны с основными параметрами  $\bar{P}_i$  и  $\bar{W}_i$  (рис.1.9) следующей зависимостью:

$$\begin{aligned}
 P_i &= (\alpha'_i - \alpha_i)^3 \bar{P}_i + 4\alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i)^2 \bar{W}_i + \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) \cdot [2\alpha_i (2 + \pi_i) - \alpha'_i], \\
 W_i &= (\alpha'_i - \alpha_i)^2 \bar{W}_i + \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) \cdot (2 + \pi_i),
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

где  $\alpha_i$  и  $\alpha'_i$  - углы нулевого (первого параксиального) луча для  $i$ -ого компонента.

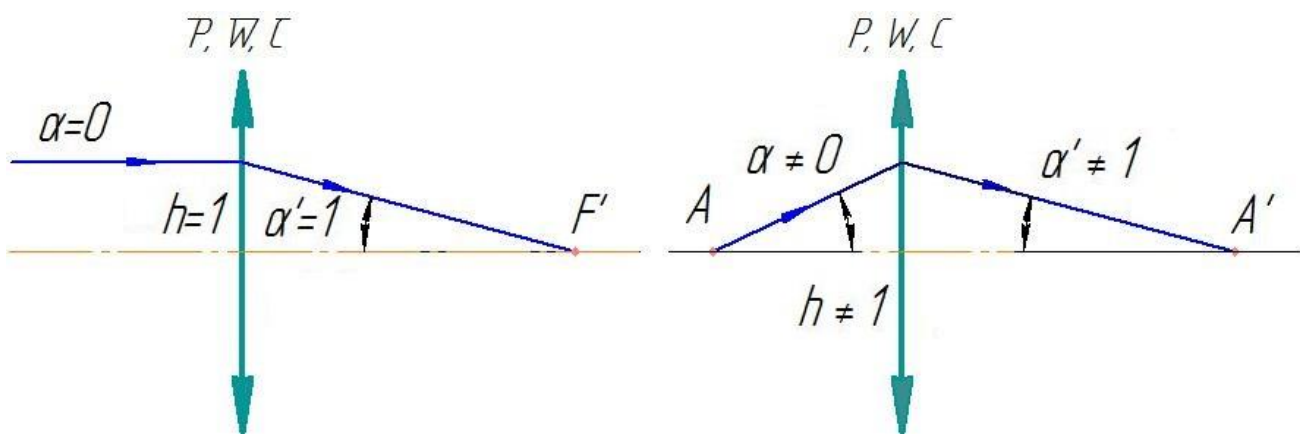


Рисунок 1.9. Иллюстрация условий нормирования основных параметров  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$ ,  $\bar{C}$  и параметров  $P$ ,  $W$ ,  $C$

Основные параметры  $\bar{P}_i$ ,  $\bar{W}_i$  и  $\pi_i$  вычисляются по (1.21) при условии:  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h_1 = f' = 1$ .

Следует заметить также, что величина  $\pi_i$  для тонких компонентов практически является постоянной величиной  $\pi \approx \frac{1}{n} \approx 0.7$ .

### 1.5. Выражение коэффициентов aberrаций 3-го порядка для одного тонкого компонента через $P$ , $W$ и $\bar{P}$ , $\bar{W}$

В случае если предмет находится на конечном расстоянии при условиях нормирования:  $\alpha = \beta^X$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h = a\alpha = a\beta^X$ ,  $\Phi = \frac{\alpha' - \alpha}{h} = \frac{1 - \beta^X}{a\beta^X}$ ,  $H = -a_p$ ,

$\beta = 1$ ,  $J = n\alpha u = \beta^X(a_p - a)$  [7, 8, 13, 14, 17].

Из (1.20) можно получить:

$$S_I = hP = \alpha\beta^X P;$$

$$S_{II} = HP - JW = a_p P - \beta^X(a_p - a)W;$$

$$S_{III} = \frac{H^2}{h} P - 2J \frac{H}{h} W + J^2 \Phi = \frac{a_p^2}{a\beta^X} P - 2(a_p - a) \frac{a_p}{a} W + \beta^X(a_p - a)^2 \frac{(1 - \beta^X)}{a};$$

$$S_{IV} = \pi\Phi = \pi \frac{1 - \beta^X}{a\beta^X} \approx 0.7 \cdot \frac{1 - \beta^X}{a\beta^X}; \quad (1.23)$$

$$S_V = \frac{H^3}{h^3} P - 3J \frac{H^3}{h^3} W + 2J \frac{H}{h^2} \Phi(3 + \pi) = \frac{a_p^3}{a\beta^X} P - 3 \frac{a_p^2}{a^2} \frac{(a_p - a)}{\beta^X} W + \\ + \frac{a_p(a_p - a)}{a^2} (1 - \beta^X)(3 + \pi)$$

Если входной зрачок совпадает с компонентом  $a_p = 0$ , то:

$$\begin{aligned}
S_I &= a\beta^X P; \\
S_{II} &= a\beta^X W; \\
S_{III} &= a\beta^X (1 - \beta^X); \\
S_{IV} &= \pi \frac{1 - \beta^X}{a\beta^X} \approx 0.7 \cdot \frac{1 - \beta^X}{a\beta^X}; \\
S_V &= 0.
\end{aligned} \tag{1.24}$$

Далее следует перейти от  $P$  и  $W$  к основным параметрам  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$ , используя (1.22):

$$\begin{aligned}
P &= (1 - \beta^X)^3 \bar{P} + 4\beta^X (1 - \beta^X)^2 \bar{W} + \beta^X (1 - \beta^X) (5.4\beta^X - 1); \\
W &= (1 - \beta^X)^2 \bar{W} + \beta^X (1 - \beta^X) 2.7
\end{aligned}$$

и подставить их в (1.24).

В случае одного тонкого компонента, когда предмет находится на бесконечности:  $s_1 = \infty$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $h = f' = 1$ ,  $J = n\alpha y = n'\alpha'y' = -1$ , принимая во внимание эти условия нормирования, из (1.24) получают:

$$\begin{aligned}
\bar{S}_I &= \bar{P}; \\
\bar{S}_{II} &= \bar{H} \cdot \bar{P} + \bar{W}; \\
\bar{S}_{III} &= \bar{H}^2 \bar{P} + 2\bar{H}\bar{W} + 1; \\
\bar{S}_{IV} &= \pi \approx \frac{1}{n} \approx 0.7; \\
\bar{S}_V &= \bar{H}^3 \bar{P} + 3\bar{H}^2 \bar{W} + 3.7\bar{H},
\end{aligned} \tag{1.25}$$

где  $\bar{H}$  – приведенная высота пересечения 2-го параксиального луча с компонентом.

В случае если входной зрачок совпадает с компонентом ( $\bar{H} = 0$ ), формулы имеют вид:

$$\begin{aligned}
\bar{S}_I &= \bar{P}; \\
\bar{S}_{II} &= \bar{W}; \\
\bar{S}_{III} &= 1; \\
\bar{S}_{IV} &= \pi \approx \frac{1}{n} \approx 0.7; \\
\bar{S}_V &= 0.
\end{aligned} \tag{1.26}$$

В случае если компонент отрицательной оптической силы при  $s_1 = \infty$  и  $\Phi = \frac{1}{f'} < 0$ , величины основных параметров  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  вычисляются при тех же значениях  $\alpha$ , что и для положительного компонента  $\alpha = 0$ ,  $\alpha' = 1$ . При



вычислении  $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}, S_V$  по (1.25) при  $f'=1$ , надо иметь в виду  $h = \alpha'f' = -1$ ,  $\beta = 1$  и  $J = 1$ .

Тогда формулы (1.25) принимают вид:

$$\begin{aligned}\bar{S}_I &= -\bar{P}; \\ \bar{S}_{II} &= H \cdot \bar{P} - \bar{W}; \\ \bar{S}_{III} &= -H^2 \bar{P} + 2H\bar{W} - 1; \\ \bar{S}_{IV} &= -\pi\Phi \approx -\frac{\Phi}{n}; \\ \bar{S}_V &= H^3 \bar{P} - 3H^2 \bar{W} + H(3 - \pi).\end{aligned}\tag{1.27}$$

Из (1.25) вытекает очень интересное абберационное свойство тонких компонентов, а именно: если исправлена сферическая абберация ( $\bar{S}_I = \bar{P} = 0$ ), то кома ( $\bar{S}_{II}$ ) не зависит от положения зрачка.

Основные параметры  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  в конечном итоге определяются конструктивными элементами  $r, d, n$ .

Поскольку к настоящему времени разработана методика расчета систем, состоящих из бесконечно тонких компонентов в зависимости от  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$ , в том числе двухлинзовых склеенных и несклеенных объективов, трехлинзового компонента, компонента, включающего двухлинзовый объектив и одиночную линзу, то это позволяет в первом приближении находить значения конструктивных элементов. Разработаны различные вспомогательные таблицы и номограммы для оптимального выбора марок стёкол. Этим и объясняется необходимость перехода от параметров  $P$  и  $W$  к основным параметрам  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  [7, 8, 13, 14, 17].

Преимущество выражений коэффициентов аббераций 3-го порядка вида (1.27) заключается в разделении переменных. Одни ( $\bar{P}$  и  $\bar{W}$ ) зависят от внутренних элементов системы ( $r, d, n$ ), а другие – от внешних  $h, H$  и  $\Phi$ . Кроме того, все абберации 3-го порядка линейны относительно  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$ .

## **1.6. Выражение коэффициентов аббераций 3-го порядка для оптической системы, состоящей из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком конечной величины**

Оптические системы из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком конечной величины (рис. 1.10), являются очень распространёнными и часто используются в качестве оборачивающих оптических систем в оптических приборах, объективах типа Петцваля, различных микрообъективах и некоторых других [5, 8, 17, 18].

Такое широкое их распространение объясняется тем, что такие системы

практически удовлетворяют всем требованиям габаритного и предварительного абберационного расчетов в области аббераций 3-го порядка.

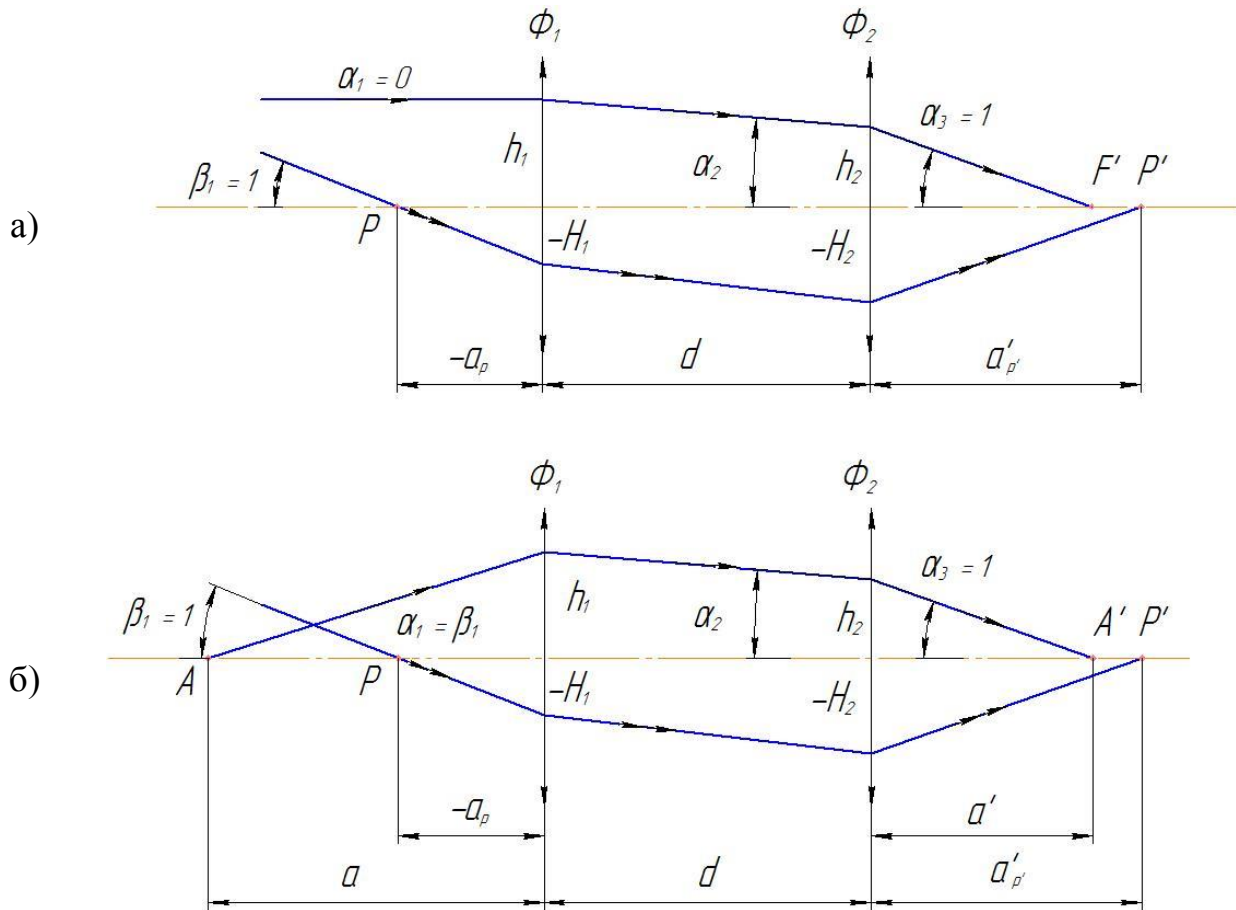


Рисунок 1.10. Оптическая система, состоящая из двух тонких компонентов: а) предмет находится на бесконечности, б) предмет находится на конечном расстоянии

Выражения для коэффициентов аббераций 3-го порядка для таких систем [5, 8, 17, 18]:

$$\begin{aligned}
 S_I &= h_1 P_1 + h_2 P_2; \\
 S_{II} &= H_1 P_1 + H_2 P_2 - J(W_1 + W); \\
 S_{III} &= \frac{H_1^2}{h_1} P_1 + \frac{H_2^2}{h_2} P_2 - 2J \left( \frac{H_1}{h_1} W_1 + \frac{H_2}{h_2} W_2 \right) + J^2 (\Phi_1 + \Phi_2); \\
 S_{IV} &= \pi (\Phi_1 + \Phi_2) \approx 0.7 (\Phi_1 + \Phi_2); \\
 S_V &= \frac{H_1^3}{h_1^2} P_1 + \frac{H_2^3}{h_2^2} P_2 - 3J \left( \frac{H_1^2}{h_1^2} W_1 + \frac{H_2^2}{h_2^2} W_2 \right) + J^2 \left( \frac{H_1}{h_1} (3 + \pi_1) \Phi_1 + \frac{H_2}{h_2} (3 + \pi_2) \Phi_2 \right).
 \end{aligned} \tag{1.28}$$

Переходя от  $P_1, W_1, P_2, W_2$  к  $\bar{P}_1, \bar{W}_1, \bar{P}_2, \bar{W}_2$  по известной формуле (1.22), получают в общем случае систему линейных уравнений относительно  $\bar{P}_1, \bar{W}_1, \bar{P}_2, \bar{W}_2$ :

$$\begin{aligned}
\bar{S}_I &= A_1\bar{P}_1 + B_1\bar{W}_1 + C_1\bar{P}_2 + D_1\bar{W}_2 + E_1; \\
\bar{S}_{II} &= A_2\bar{P}_1 + B_2\bar{W}_1 + C_2\bar{P}_2 + D_2\bar{W}_2 + E_2; \\
\bar{S}_{III} &= A_3\bar{P}_1 + B_3\bar{W}_1 + C_3\bar{P}_2 + D_3\bar{W}_2 + E_3; \\
\bar{S}_{IV} &= (\Phi_1 + \Phi_2)\pi \approx (\Phi_1 + \Phi_2)0.7; \\
\bar{S}_V &= A_4\bar{P}_1 + B_4\bar{W}_1 + C_4\bar{P}_2 + D_4\bar{W}_2 + E_4,
\end{aligned} \tag{1.29}$$

где  $\bar{S}_I, \bar{S}_{II}, \bar{S}_{III}, \bar{S}_{IV}, \bar{S}_V$  - приведенные суммы Зейделя,  $\bar{P}_1, \bar{W}_1, \bar{P}_2, \bar{W}_2$  - основные монохроматические параметры,  $A_1 \dots A_4, B_1 \dots B_4, C_1 \dots C_4, D_1 \dots D_4, E_1 \dots E_4$  - коэффициенты, зависящие от оптических сил компонентов, углов и высот пересечения 1-го и 2-го парааксиальных лучей с компонентом.

Основные параметры компонентов зависят от конструктивных элементов ( $r, d, n$ ).

### 1.7. Выражения коэффициентов aberrаций 3-го порядка в переменных Ланге и $\bar{P}, \bar{W}$ и $\Phi$

Выражения коэффициентов aberrаций 3-го порядка в переменных Ланге имеют следующий вид [5, 8, 17, 18]:

$$\begin{aligned}
S_I &= \sum_1^k h_i P_i; \\
S_{II} &= \sum_1^k h_i P_i \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha}; \\
S_{III} &= \sum_1^k h_i P_i \left( \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha} \right)^2; \\
S_{IV} &= \sum_1^k \frac{1}{h_i} \cdot \frac{\Delta\alpha \cdot n}{\alpha n}; \\
S_V &= \sum_1^k \left[ h_i P_i \left( \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha} \right)^2 + \frac{J^2}{h_i} \cdot \frac{\Delta\alpha \cdot n}{n \cdot n'} \right] \cdot \frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha},
\end{aligned} \tag{1.30}$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  - углы первого и второго парааксиальных лучей.

Выражения коэффициентов aberrаций 3-го порядка в переменных  $\bar{P}, \bar{W}$  и  $\Phi$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
S_I &= \sum_1^k h_i^4 \Phi_i \bar{P}_i + 4 \sum_1^k h_i^3 \Phi_i^2 \alpha_i \bar{W}_i + \sum_1^k h_i^2 \Phi_i \alpha_i [2\alpha_i (2 + \pi_i) - \alpha_i']; \\
S_{II} &= \sum_1^k H_i h_i^3 \Phi_i \bar{P}_i + \sum_1^k h_i^2 \Phi_i^2 (4H_i \alpha_i - J) \bar{W}_i + \sum_1^k h_i \Phi_i \alpha_i [2(H_i \alpha_i - J)(2 + \pi_i) - H_i \alpha_i']; \\
S_{III} &= \sum_1^k H_i^2 h_i^2 \Phi_i^3 \bar{P}_i + 2 \sum_1^k H_i h_i \Phi_i^2 (2H_i \alpha_i - J) \bar{W}_i + \\
&+ \sum_1^k \Phi_i \{ J^2 + H_i \alpha_i [2(H_i \alpha_i - J)(2 + \pi_i) - H_i \alpha_i'] \};
\end{aligned} \tag{1.31}$$

$$S_{IV} = \sum_1^k \Phi_i \pi_i ;$$

$$S_V = \sum_1^k H_i^3 h_i \Phi_i^3 \bar{P}_i + \sum_1^k H_i^2 \Phi_i^2 (4H_i \alpha_i - 3J) \bar{W}_i +$$

$$+ \sum_1^k \frac{H_i}{h_i} \Phi_i [J^2 (3 + \pi) + H_i \alpha_i (2H_i \alpha_i - 3J) (2 + \pi_i) - H_i^2 \alpha_i \alpha']$$

## 1.8. Хроматические aberrации 1-го порядка оптических систем.

### Причины появления хроматических aberrаций

Хроматические aberrации могут быть разделены на группы по признакам той области, к которой относятся лучи, дающие изображение, например 1-го порядка (область Гаусса), 3-го порядка (область Зейделя) и высшего порядка [10, 13, 17].

В отличие от монохроматических aberrаций, хроматические aberrации появляются уже в параксиальной области. Это следует из рассмотрения инвариантов Аббе и Лагранжа-Гельмгольца, действующих, как известно, в параксиальной области:

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r} \text{ - инварианты Аббе;}$$

$$J = n \alpha y = \dots = n' \alpha' y' \text{ - инвариант Аббе Лагранжа-Гельмгольца,}$$

так как  $s' = f(n, n', \dots)$  и  $y' = f(n, n', \dots)$ , а  $n = f(\lambda)$  и  $n' = f(\lambda)$ , то и  $s' = f(\lambda)$  и  $y' = f(\lambda)$ .

Поскольку точка на плоскости определяется двумя координатами  $s'$  и  $y'$ , то в параксиальной области присутствуют две aberrации: хроматизм положения и хроматизм увеличения. Эти aberrации называют также хроматическими aberrациями 1-го порядка.

Геометрическая интерпретация хроматических aberrаций представлена на рис.1.11, 1.12.

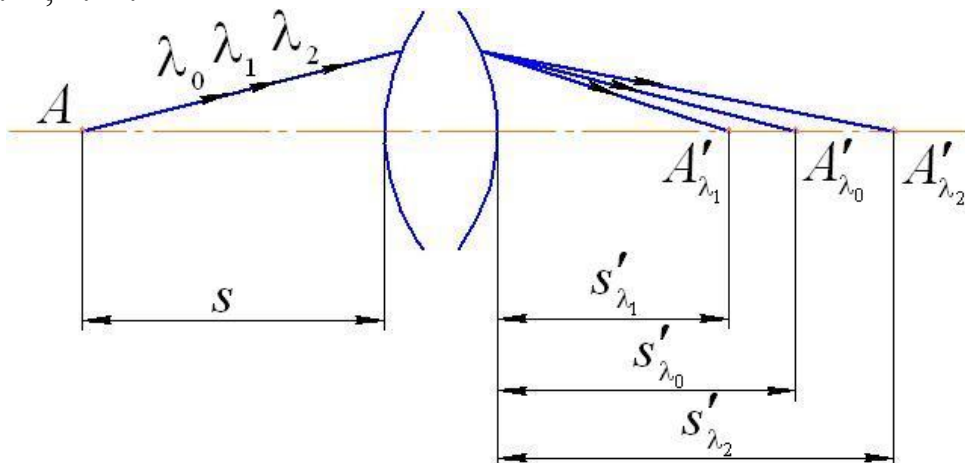


Рисунок 1.11. Геометрическое представление хроматизма положения

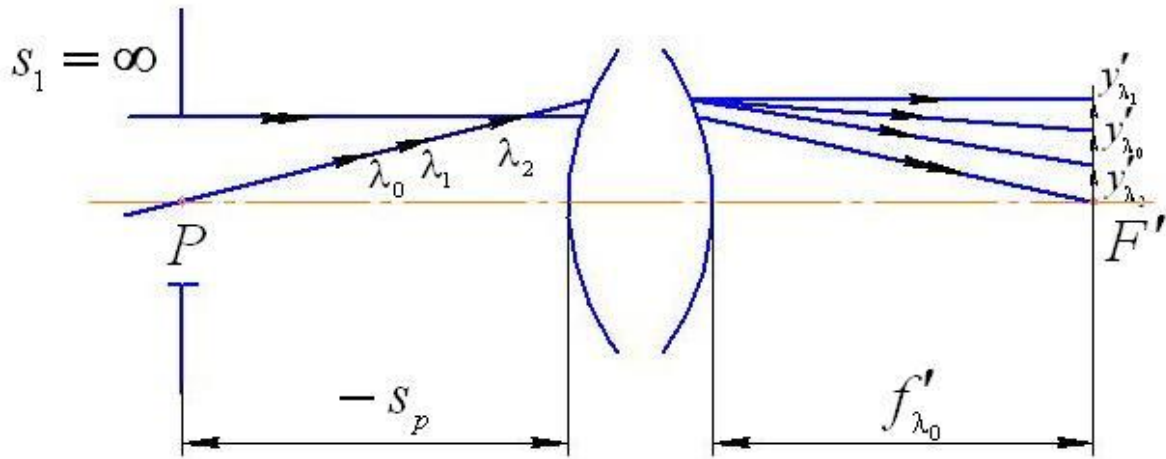


Рисунок 1.12. Геометрическое представление хроматизма увеличения

Далее рассмотрены различные виды ахроматизации оптических систем.

Геометрическое место точек пересечения лучей различных длин волн с оптической осью называется спектром [10, 13, 17].

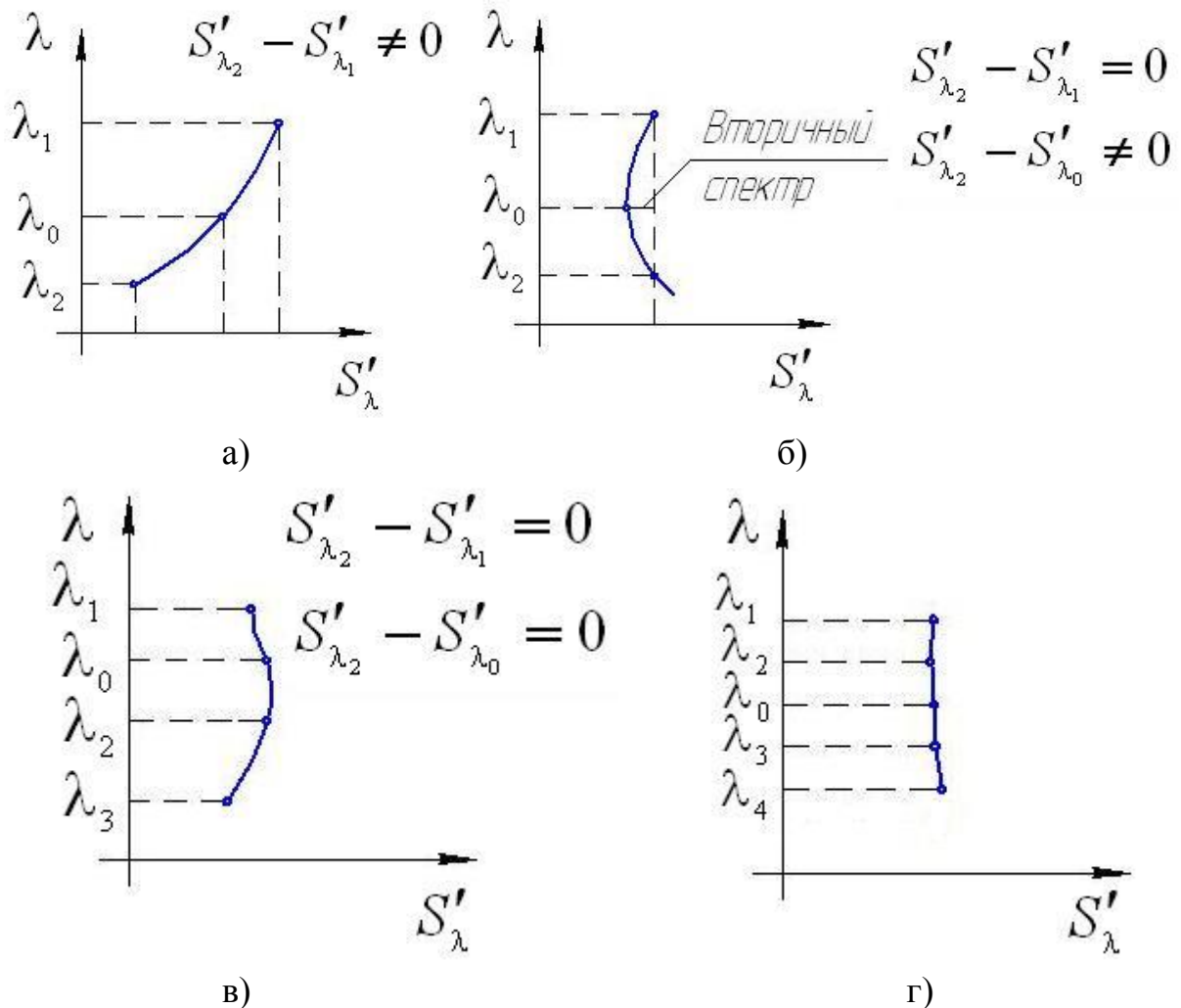


Рисунок 1.13. Различные виды ахроматизации:

а) неахроматизованная система, б) ахромат, в) апохромат, г) суперапохромат

Спектр одиночной линзы (неахроматизованная система) представлен на рис.1.13а. Для каждой длины волны имеется своя точка изображения.

Для ахроматизованной системы, т.е. для системы, у которой в одной точке соединены лучи двух длин волн, спектр имеет вид, изображённый на рис.1.13б. Такие системы называются ахроматами.

В этих системах в каждой точке изображения сводятся лучи двух длин волн, но лучи других длин волн пересекают оптическую ось в другой плоскости. Для визуальных систем обычно соединяют красный и синий лучи (спектральные линии  $C$  и  $F$  или  $C'$  и  $F'$ ), однако изображение, даваемое лучами основной длины волны (линии  $D$  или  $e$ ), не совпадают с ней. Но это явление носит как бы остаточный, вторичный характер. При такой коррекции изображение точки практически неокрашенное, если не считать легкого пурпурного ореола. Подобный спектр называется вторичным.

Величина вторичного спектра, как следует из рис.1.13б, определяется:

$$ds'_{em.cn} = s'_F - s'_D \text{ при } s'_F - s'_C = 0.$$

Для тонкого двухлинзового объектива величина вторичного спектра может быть вычислена по формуле:

$$ds'_{em.cn} = f' \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\nu_2 - \nu_1}, \quad (1.32)$$

где  $f'$  - фокусное расстояние объектива,

$\nu_1$  и  $\nu_2$  - коэффициенты средней дисперсии оптических сред линз,

$\gamma_1$  и  $\gamma_2$  - относительные частные дисперсии.

Для визуальной области имеют:

$$\nu_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \text{ и } \gamma_D = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}.$$

Если в объективе используются обычные марки стёкол, то

$$ds'_{em.cn} \approx \frac{1}{2000} f'. \quad (1.33)$$

Для исправления вторичного спектра применяют оптические среды с близкими по значению величинами относительных частных дисперсий, но различными коэффициентами средней дисперсии, т.е.  $\gamma_1 = \gamma_2$ , а  $\nu_1 \neq \nu_2$  [10, 13, 17].

Системы с исправленным вторичным спектром называются апохроматами (рис.1.13в). Апохроматы дают практически бесцветное изображение точки. Спектральная область у апохроматов обычно от  $g$  до  $C'$ .

Такая коррекция достигается путем использования в качестве оптических сред линз из марок стекла с особым ходом частных относительных дисперсий, например ОФ1, ОФ4, СТК9, СТК19 и др., а также кристаллов, например флюорита ( $\text{CaF}_2$ ), лития фтористого ( $\text{LiF}$ ) и некоторых других.

Эти оптические среды на диаграмме Аббе не лежат на прямой, характерной для обычных марок стекол (рис. 1.14). Точками показаны марки стекол.

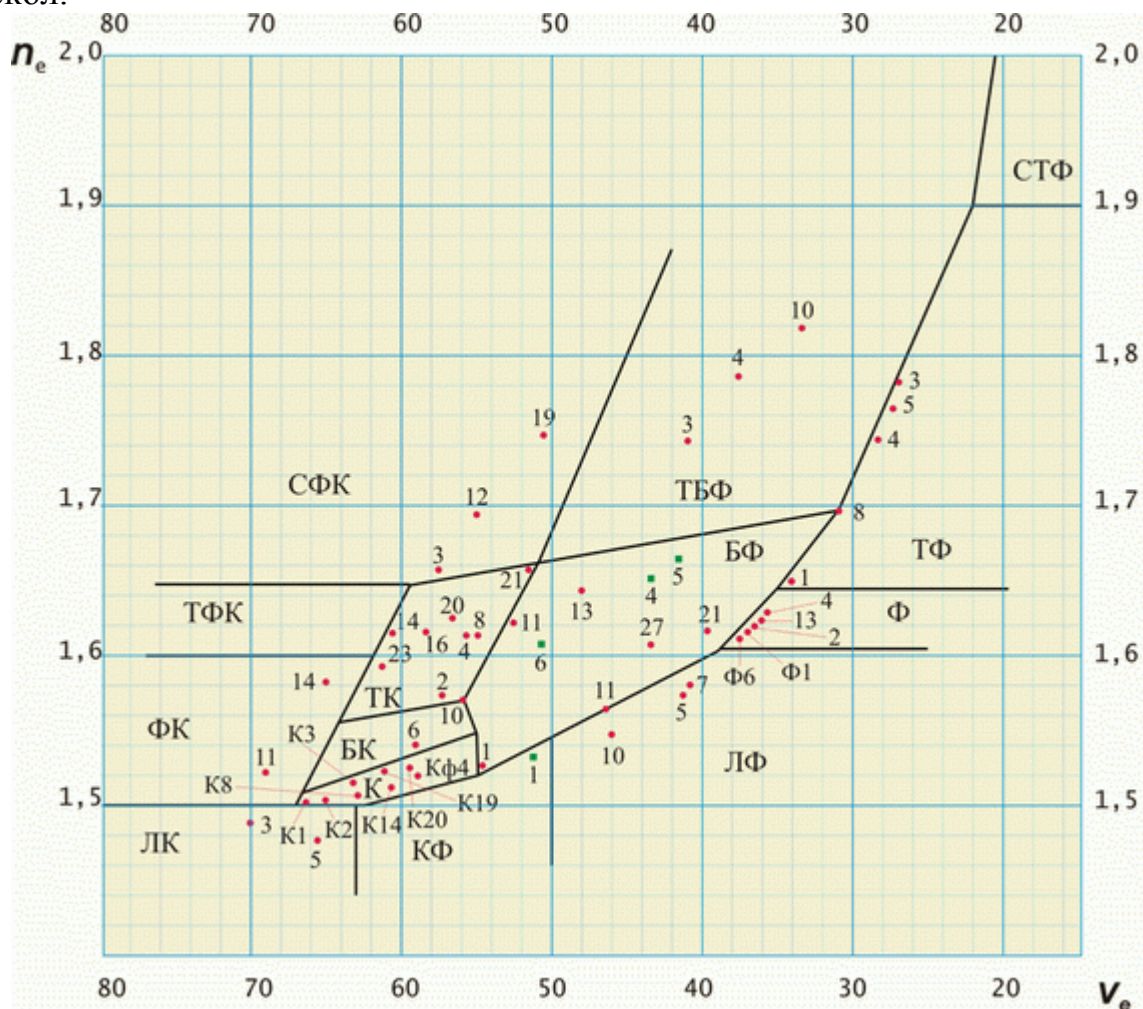


Рисунок 1.14. Диаграмма Аббе

И, наконец, оптические системы, у которых в одной точке сведены лучи более чем для трёх длин волн, называются суперахроматами (рис.1.13г). Спектральный диапазон у суперахроматов существенно увеличен - от 0.24 мкм до 0.70 мкм, т.е. охватывает УФ и видимую область спектра.

В качестве оптических сред для таких случаев в основном используют флюорит и кварцевое стекло, которые отличаются хорошим пропусканием в УФ области.

### 1.9. Хроматические aberrации положения и увеличения для системы из тонких компонентов

Хроматическая aberrация положения в общем виде имеет вид [10, 13, 17]:

$$\begin{aligned}
ds'_{\lambda_1, \lambda_2} &= s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda_1} = \frac{1}{n' \alpha'^2} S_{\text{Ixp}} = \frac{1}{n' \alpha'^2} \sum_1^k hC = \frac{1}{n' \alpha'^2} \sum_1^k h\bar{C}(\alpha' - \alpha) = \\
&= \frac{1}{n' \alpha'^2} \sum_1^k h^2 \Phi \bar{C}
\end{aligned} \tag{1.34}$$

где  $k$  - число компонентов в системе,

$\Phi$  - оптическая сила компонентов,

$h$  - высота пересечения 1-го параксиального луча с компонентами,

$S_{\text{Ixp}}$  - первая хроматическая сумма Зейделя,

$dn = n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}$  - средняя дисперсия,

$m$  - число поверхностей в компоненте.

Хроматизм увеличения определяется следующим выражением:

$$\frac{dy'_{\lambda_1, \lambda_2}}{y'_{\lambda_0}} = \frac{y'_{\lambda_2} - y'_{\lambda_1}}{y'_{\lambda_0}} = \frac{S_{\text{Ixp}}}{J} = \frac{1}{J} \sum_1^k HC = \frac{1}{J} \sum_1^k h\bar{C}(\alpha' - \alpha) = \frac{1}{J} \sum_1^k Hh\Phi\bar{C}. \tag{1.35}$$

где  $S_{\text{Ixp}}$  - вторая хроматическая сумма Зейделя,

$H$  - высота пересечения 2-го параксиального луча с компонентами,

$J = n_1 \alpha_1 y_1 = \dots = n' \alpha' y'$  - инвариант Лагранжа-Гельмгольца.

### 1.10. Хроматические aberrации 1-го порядка для одного тонкого компонента и одной тонкой линзы

В случае одного тонкого компонента общее выражение (1.34) для хроматизма положения принимает вид [10, 13, 17]:

$$\begin{aligned}
ds'_{\lambda_1, \lambda_2} &= s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda_1} = \frac{1}{n' \alpha'^2} S_{\text{Ixp}} = \frac{1}{n' \alpha'^2} hC = \frac{1}{n' \alpha'^2} h\bar{C}(\alpha' - \alpha) = \\
&= \frac{1}{n' \alpha'^2} h^2 \Phi \bar{C} = \frac{1}{n' \alpha'^2} h^2 \sum_1^k \frac{\Phi}{\nu}
\end{aligned} \tag{1.36}$$

где  $\bar{C} = \sum_1^m h \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{dn}{n}$  - основной хроматический параметр,

$m$  - число поверхностей в компоненте,

$k$  - число тонких линз в компоненте,

$h = s_1 \alpha_1 = s' \alpha'$ .

Раскрывая выражение  $\bar{C}$  для одной тонкой линзы, получают, что  $\bar{C} = -\frac{1}{\nu}$ , где  $\nu$  - число Аббе.

Тогда хроматизм положения для одиночной линзы имеет вид:

$$ds'_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{1}{n' \alpha'^2} h\bar{C}(\alpha' - \alpha) = \frac{h^2}{n' \alpha'^2} \frac{\Phi}{\nu}. \tag{1.37}$$



В случае если предмет расположен на бесконечности ( $s_1 = \infty$ ,  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h_1 = f' = 1$ ,  $n = n' = 1$ ), имеют:

$$ds'_{\lambda_1, \lambda_2} = -\frac{f'}{\nu}, \quad (1.38)$$

где  $f'$  - фокусное расстояние линзы,

$\nu$  - коэффициент средней дисперсии оптической среды линзы.

Если предмет расположен на конечном расстоянии ( $s_1 \neq \infty$ ,  $h_1 = s_1 \alpha_1 = s' \alpha'$ ), имеют:

$$ds'_{\lambda_1, \lambda_2} = -\frac{s'^2}{f' \nu}. \quad (1.39)$$

Далее рассмотрен хроматизм увеличения 1-го порядка.

Из общего выражения (1.35) следует:

$$\frac{dy'_{\lambda_1, \lambda_2}}{y'_{\lambda_0}} = \frac{H \bar{C} (\alpha' - \alpha)}{J} = \frac{Hh}{J} \bar{C} = -\frac{Hh}{J} \sum_1^k \frac{\Phi}{\nu}, \quad (1.40)$$

где  $H$  - высота пересечения 2-го парааксиального луча с компонентами,

$k$  - число линз в компоненте.

Для одной тонкой линзы имеют:

$$\frac{dy'_{\lambda_1, \lambda_2}}{y'_{\lambda_0}} = -\frac{Hh}{Jf' \nu}. \quad (1.41)$$

В случае если предмет расположен на бесконечности ( $s_1 = \infty$ ,  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h_1 = f' = 1$ ,  $\beta_1 = 1$ ,  $J = -1$ ,  $H = a_p \beta_1 = a_p$ ), имеют:

$$\frac{dy'_{\lambda_1, \lambda_2}}{y'_{\lambda_0}} = -\frac{a_p}{f' \nu}. \quad (1.42)$$

Если предмет расположен на конечном расстоянии ( $s_1 \neq \infty$ ,  $h_1 = s_1 \alpha_1 = s' \alpha'$ ,  $\beta_1 = 1$ ,  $J = \alpha \beta (a_p - a) = \alpha_1 (a_p - a)$ ), имеют:

$$\frac{dy'_{\lambda_1, \lambda_2}}{y'_{\lambda_0}} = \frac{a_p a}{(a_p - a)} \cdot \frac{1}{f' \nu} = \frac{a'_p a'}{(a'_p - a')} \cdot \frac{1}{f' \nu}. \quad (1.43)$$

Таким образом, из (1.39) и (1.43) следует, что в одной линзе исправить хроматизм положения (т.е. ахроматизировать её) невозможно, так как  $f'$  и  $\nu$  - конечной величины.

У положительной линзы ( $f' > 0$ ) хроматизм положения – отрицательной величины, а у отрицательной линзы ( $f' < 0$ ) - он положительный.

Следовательно, для коррекции хроматизма положения необходимо, по крайней мере, соединить положительную и отрицательную линзы.

Из (1.36) и (1.40) вытекает условие ахроматизации для компонента из тонких линз:

$$\sum_1^m \frac{\Phi}{\nu} = 0. \quad (1.44)$$

Для тонкого двухлинзового объектива, с учётом условия масштаба, условие ахроматизации выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \sum_1^2 \Phi &= 1, \\ \sum_1^2 \frac{\Phi}{\nu} &= 1, \end{aligned} \quad (1.45)$$

$$\Phi_1 = \frac{\nu_1}{\nu_1 - \nu_2},$$

$$\Phi_2 = \frac{\nu_2}{\nu_1 - \nu_2},$$

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  - оптические силы линз при  $f'_{об} = 1$ ,

$\nu_1$  и  $\nu_2$  - коэффициенты средней дисперсии оптических сред линз.

### 1.11. Хроматические aberrации 1-го порядка для системы из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком конечной величины

Хроматические aberrации 1-го порядка для систем из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком конечной величины, определяются следующими выражениями [10, 13, 17]:

$$ds' = \frac{1}{n' \alpha'^2} \sum_1^2 h_i \bar{C}_i (\alpha'_i - \alpha_i), \quad (1.46)$$

где  $ds' = s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda_1}$  - хроматизм положения,

$$\bar{C} = \sum_1^m h \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{dn}{n} - \text{основной параметр,}$$

$dn = n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}$  - средняя дисперсия,

$\alpha_i$  и  $\alpha'_i$  - углы нулевого (первого параксиального) луча,

$m$  - число поверхностей в компоненте.

Хроматическая разность увеличения 1-го порядка имеет вид:

$$\frac{dy'}{y'} = \frac{\sum_1^2 H_i \bar{C}_i (\alpha'_i - \alpha_i)}{J}, \quad (1.47)$$

где  $\frac{dy'}{y'}$  - хроматизм увеличения,

$H$  - высота пересечения 2-го параксиального луча с компонентами,

$J$  - инвариант Лагранжа-Гельмгольца.

Для систем из двух компонентов, раскрывая выражения (1.46) и (1.47), получают:

$$ds' = \frac{1}{n'\alpha'^2} [h_1 \bar{C}_1 (\alpha_2 - \alpha_1) + h_2 \bar{C}_2 (\alpha_3 - \alpha_2)], \quad (1.48)$$

$$\frac{dy'}{y'} = \frac{1}{J} [H_1 \bar{C}_1 (\alpha_2 - \alpha_1) + H_2 \bar{C}_2 (\alpha_3 - \alpha_2)]. \quad (1.49)$$

Принимая во внимание принятые условия формирования для случая, когда предмет расположен на бесконечности,  $a_1 = \infty$ ,  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h_1 = f' = 1$ ,  $\beta_1 = 1$ ,  $J = n_1 \alpha_1 y_1 = \dots = n' \alpha' y' = -1$ .

В случае расположения предмета на конечном расстоянии  $a_1 \neq \infty$ ,  $J = n_1 \alpha_1 y_1 = \beta_1 (a_p - a_1)$ .

Если компонент представлен в виде одиночной линзы, то величина  $\bar{C} = -\frac{1}{v}$ , где  $v$  - коэффициент средней дисперсии или число Аббе  $v_D = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$

или  $v_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$ .

Из рассмотрения выражений (1.48) и (1.49) вытекает, что в таких системах могут быть исправлены обе хроматические аберрации.

Оптические системы, у которых в обоих компонентах основные параметры  $\bar{C}_1 = \bar{C}_2 = 0$ , называют стабильно ахроматизированными, так как в этом случае хроматические аберрации не зависят от положения предмета и зрачка.

В общем случае условием ахроматизации системы является равенство нулю (1.46) и (1.47).

## 1.12. Классификация аберраций оптических систем

На рисунке 1.15 приведена структурная схема основных аберраций оптических систем [1, 4, 5, 8, 10-12, 18].

Таким образом, в оптических системах, в зависимости от их оптических схем и характеристик (относительного отверстия, углового или линейного поля, спектральной области и др.), присутствуют, в той или иной степени, аберрации, приведенные на рисунке 1.15.

Следует отметить, что в области Зейделя, т.е. в случае небольших апертурных и полевых углов, монохроматические аберрации достаточно точно определяются пятью суммами Зейделя, а хроматические аберрации 1-го порядка – двумя хроматическими суммами.

Кроме аберраций третьего порядка, в системах, в зависимости от их характеристик, присутствуют и аберрации высшего порядка. Однако теория аберраций высших порядков сложна и мало изучена, поэтому вряд ли

возможно её использование в практических расчетах в ближайшее время.

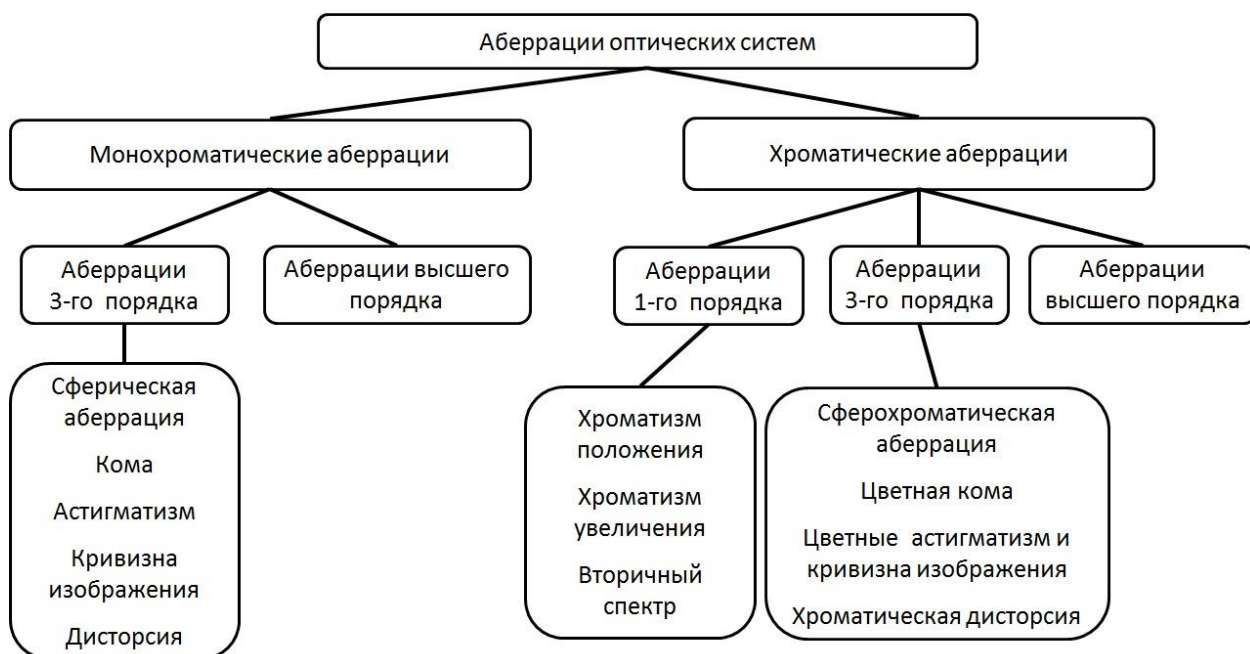


Рисунок 1.15. Структурная схема основных аберрации оптических систем

Гораздо целесообразнее после нахождения предварительного решения на основе теории аберрации третьего порядка, в дальнейшем воспользоваться соответствующими расчетами с помощью программ для оптимизации на ЭВМ.

Одновременно с этим при проектировании оптических систем оптик-расчетчик должен обращать внимание на то, чтобы в оптических системах не появлялись аберрации высшего порядка. Но для этого надо хорошо знать коррекционные возможности элементной оптической базы.

### 1.13. Волновые аберрации и их связь с геометрическими аберрациями.

#### Приближённые формулы для вычисления волновых аберраций

В общем случае волновая аберрация вычисляется по формуле [5, 8, 11, 13]:

$$N = \int_0^{\sin \sigma'_A} \Delta y' d(\sin \sigma'_A), \quad (1.50)$$

где  $\Delta y'$  - поперечная сферическая аберрация,  
 $\sigma'_A$  - апертурный угол.

В случае, когда апертурный угол в пространстве изображений мал, формула (1.50) принимает вид:

$$N = \int_0^{\sigma'_A} \Delta s' \sigma' d\sigma' - \int_0^{\sigma'_A} \Delta \cdot \sigma' d\sigma', \quad (1.51)$$

где  $s'$  - продольная сферическая аберрация,  
 $\Delta$  - смещение плоскости наилучшей установки.

Волновые aberrации, вызванные расфокусировкой, определяются по формуле:

$$\frac{N}{\lambda} = \frac{1}{2\lambda} \Delta\sigma'^2, \quad (1.52)$$

где  $\lambda$  - длина волны света.

В случае если  $\lambda_e = 0.000546$  мм:

$$\frac{N}{\lambda} \approx 850 \cdot \Delta \cdot \sigma'^2. \quad (1.53).$$

Рассматривая  $\Delta y' = \Delta s' \cdot \text{tg} \sigma'_A$  как функцию от  $\sigma'$ ,  $\sin \sigma'$  или  $\text{tg} \sigma'$ , можно вычислить  $N$  графически как площадь, заключенную между кривой  $\Delta y'$  и ординатой  $\sin \sigma'$ .

Приближённые формулы (с учетом aberrаций 3-го и 5-го порядка) для случая, когда  $\sin \sigma'$  невелик, принимают вид:

$$\frac{N}{\lambda} = 110 \cdot \Delta s'_{кр} \cdot \sigma'^2_A, \text{ если } k = \frac{\Delta s'_{кр}}{\Delta s'_3} > 1; \quad (1.54)$$

$$\frac{N}{\lambda} = 70 \cdot \Delta s'_3 \cdot \sigma'^2_A, \text{ если } k = 0,$$

где  $\Delta s'_{кр}$  - продольная сферическая aberrация для края,

$\Delta s'_3$  - продольная сферическая aberrация для зоны.

В формулах (1.54) волновые aberrации определяются в плоскости наилучшей установки.

Кроме приведенных приближённых формул, волновые aberrации вычисляются и с помощью соответствующих программ на ЭВМ.

#### **1.14. Схемы для расчета параксиальных и нулевых лучей через оптические системы**

*Схема для расчета параксиальных и нулевых лучей через оптическую систему, заданную оптическими силами тонких компонентов и расстояниями между ними*

Пусть есть оптическая система, заданная оптическими силами тонких компонентов и расстояниями между ними (рис. 1.16) [5, 9-11, 18].

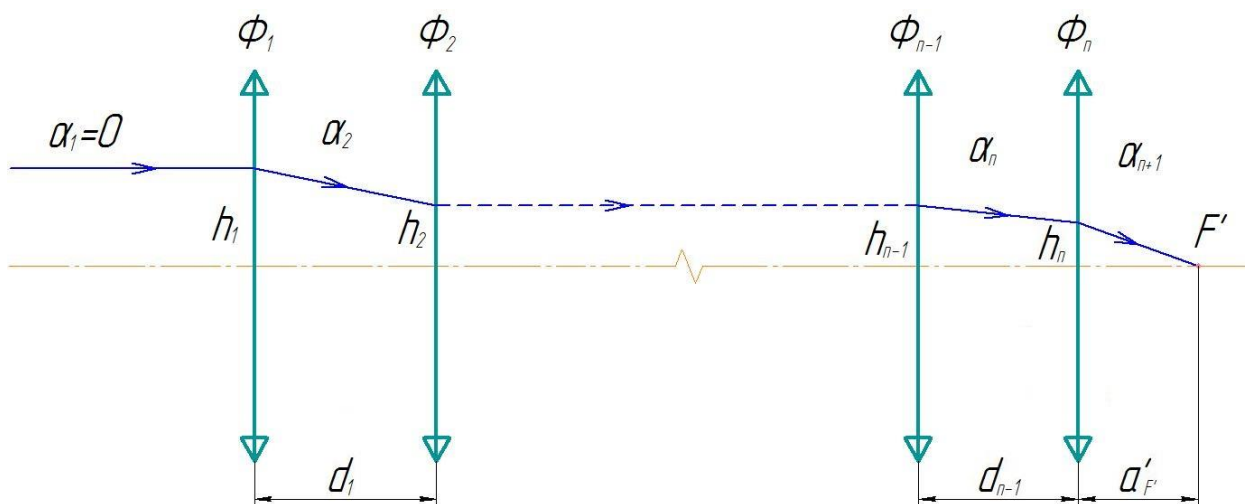


Рисунок 1.16. Оптическая система, состоящая из  $n$  тонких компонентов, предмет находится на бесконечности

Рассматривая рекуррентные выражения:

$$\alpha_{n+1} = \alpha_n + h_n \Phi_n;$$

$$h_{n+1} = h_n - d_n \alpha_{n+1}.$$

Расчет параксиальных лучей (1-го и 2-го) можно проводить по схеме, приведенной на рис. 1.17.

$$\Phi_1 \times h_1 \rightarrow \Phi_1 h_1 + \alpha_1 \rightarrow \alpha_2 \times d_2 \rightarrow \alpha_2 d_2 - h_1 \rightarrow h_2$$

$$\Phi_2 \times h_2 \rightarrow \Phi_2 h_2 + \alpha_2 \rightarrow \alpha_3 \times d_3 \rightarrow \alpha_3 d_3 - h_2 \rightarrow h_3$$

.....

$$\Phi_{n-1} \times h_{n-1} \rightarrow \Phi_{n-1} h_{n-1} + \alpha_{n-1} \rightarrow \alpha_n \times d_{n-1} \rightarrow \alpha_n d_{n-1} - h_{n-1} \rightarrow h_n$$

$$\Phi_n \times h_n \rightarrow \Phi_n h_n + \alpha_n \rightarrow \alpha_{n+1}$$

Рисунок 1.17. Схема для расчета параксиальных лучей

В результате расчета параксиальных лучей в зависимости от положения предмета можно определить следующие величины.

Если предмет расположен на бесконечности  $a_1 = \infty$ ,  $\alpha_1 = 0$ , то  $h_1$  можно выбирать любой величины - 1, 100 и т.д. и вычислять фокусное расстояние и задний фокальный отрезок  $a'_n$ :

$$f' = \frac{h_1}{\alpha_{n+1}},$$

$$a'_n = \frac{h_n}{\alpha_{n+1}}.$$

Если предмет находится на конечном расстоянии  $a_1 \neq \infty$ , то  $\alpha_1$  можно

выбирать любой величины, например -1, тогда  $h_1 = a_1 \alpha_1$ . В результате расчета хода луча определяются линейное увеличение и последний отрезок:

$$\beta = \frac{\alpha_1}{\alpha_{n+1}},$$

$$a'_{p'} = \frac{h_{n+1}}{\alpha_{n+1}}.$$

Если вместо параксиальных углов ( $\alpha$ ) брать тангенсы ( $tg \alpha$ ) и вместо параксиальной высоты  $h_1$  реальную величину на входном зрачке ( $m$ ), то в результате расчета лучей, которые называются нулевыми, вычисляются те же величины для реальных лучей, но для идеальной системы, т.е. координаты лучей определяются без учета aberrаций.

Если предмет расположен на бесконечности:

$$m_1 = \frac{D}{2},$$

$$tg \sigma_1 = 0,$$

$$f' = \frac{m_n}{tg \sigma_{n+1}},$$

$$a'_F = \frac{m_n}{tg \sigma_{n+1}}.$$

Если предмет расположен на конечном расстоянии:

$$m_1 = a_1 tg \sigma_1,$$

$$tg \sigma_1 \neq 0,$$

$$\beta_1 = \frac{tg \sigma_1}{tg \sigma_{n+1}},$$

$$a'_n = \frac{m_n}{tg \sigma_{n+1}}.$$

*Схема для расчета параксиальных лучей через оптическую систему, заданную конструктивными элементами ( $r, d, n$ )*

Из рассмотрения инварианта Аббе  $\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r}$  могут быть написаны рекуррентные формулы [5, 9-11, 18]:

$$\alpha' n' - \alpha n = \frac{n' - n}{r} h,$$

$$\alpha' = \frac{\frac{n' - n}{r} \cdot h + \alpha n}{n'},$$

$$h_n = h_{n+1} - d_{n+1} \alpha_n.$$

Расчет лучей проводится по схеме, приведенной на рис. 1.18.

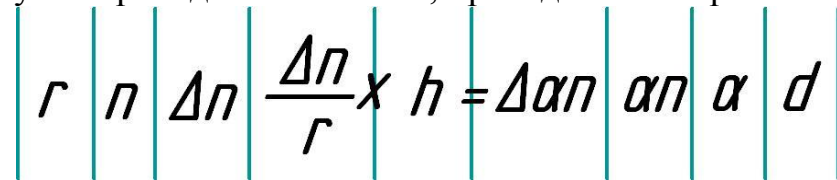


Рисунок 1.18. Схема для расчета параксиальных лучей

Если предмет расположен на бесконечности  $s_1 = \infty$  и  $\alpha_1 = 0$ , то  $h_1$  может быть произвольной величины, кроме 100, в результате расчета получают:

$$f' = \frac{h_1}{\alpha_{n+1}},$$

$$s'_{F'} = \frac{h_n}{\alpha_{n+1}}.$$

Если предмет расположен на конечном расстоянии  $s_1 \neq \infty$ , то  $\alpha_1$  - любой величины, например  $\alpha_1 = -1$ , тогда  $h_1 = s_1 \alpha_1$ .

В результате расчета получают:

$$\beta = \frac{n_1 \alpha_1}{n_{n+1} \alpha_{n+1}},$$

$$s'_{n+1} = \frac{h_n}{n_{n+1} \alpha_{n+1}}.$$

*Схема для определения конструктивных элементов ( $r$  и  $d$ ) по углам пересечения параксиального луча с оптической осью ( $\alpha$ )*

В практике расчета отдельных компонентов, например двухлинзовых склеенных и несклеенных объективов, трёхлинзовых и некоторых других систем по известным методикам, по найденным  $\alpha$ , приходится определять радиусы  $r$  [5, 9-11, 18].

Эту процедуру удобно проводить по схеме, приведенной на рис. 1.19.



Рисунок 1.19. Схема для расчета параксиальных лучей

Следует заметить, что величина  $d$  (толщины линз и воздушные промежутки) определяется из конструктивных соображений.

Высота нулевого луча  $h_1 = f'$ , если предмет находится на бесконечности, и  $h_1 = s_1 \alpha_1$  в случае, если предмет расположен на конечном



расстоянии. Для вычисления последующих величин используется рекуррентная формула:

$$h_n = h_{n+1} - d_{n+1} \alpha_n$$

### 1.15. Схемы для вычисления основных параметров $\bar{P}$ , $\bar{W}$ и $\bar{C}$ компонентов и для определения связи $\bar{P} = f(P, W)$ и $\bar{W} = f(W)$

Раскрывая выражения для основных параметров [5, 9-11, 18], получают:

$$\bar{P} = \sum_1^m \left( \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \cdot \Delta \frac{\alpha}{n},$$

$$\bar{W} = \sum_i^m \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \cdot \Delta \frac{\alpha}{n},$$

$$\bar{C} = \sum_1^m h \frac{\Delta \alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{dn}{n},$$

где  $m$  - число поверхностей,

$n$  - показатель преломления для основной длины волны,

$dn = n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}$  - средняя дисперсия,

$\alpha$  - углы нулевого (первого параксиального) луча, причем  $\alpha_1 = 0$ ,

$\alpha' = 1$ .

Тогда вычисления можно вести в следующей последовательности, показанной на рис. 1.20.

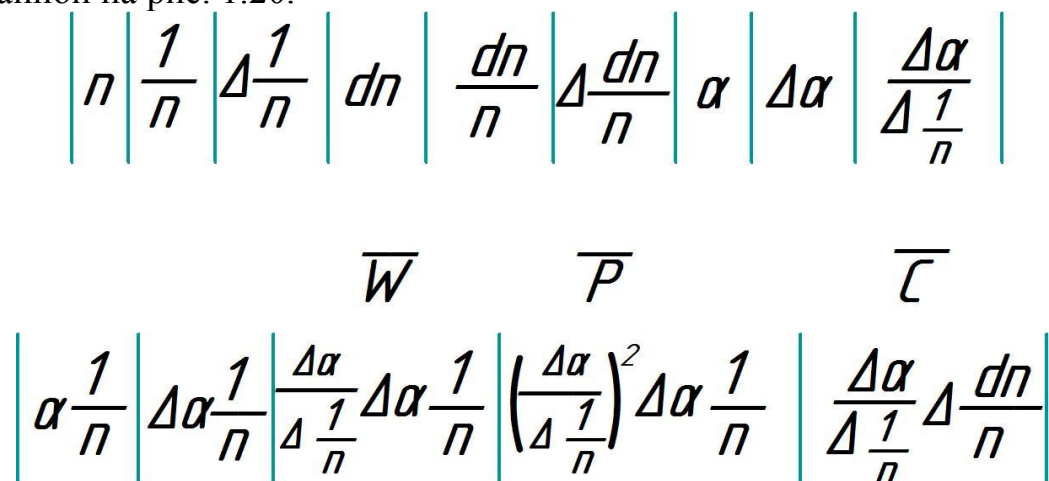


Рисунок 1.20. Схема для расчета параксиальных лучей

Вспомогательная система для нахождения связи  $\bar{P}_i = f(P_i, W_i)$  и  $\bar{W}_i = f(W_i)$  приведена на рис. 1.21.

$$\left| \alpha'_i \right| \left| \alpha_i \right| \left| \alpha'_i - \alpha_i \right| \left| (\alpha'_i - \alpha_i)^2 \right| \left| 4\alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i)^2 \right| \left| 2\alpha_i(2+\pi_i) \right|$$

$$\left| 2\alpha_i(2+\pi_i) - \alpha'_i \right| \left| \frac{\alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i)x}{x2\alpha_i(2+\pi_i)} \right| \left| \frac{\alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i)x}{x(2+\pi_i)} \right| \left| (\alpha'_i - \alpha_i)^3 \right|$$

Рисунок 1.21. Схема для расчета параксиальных лучей

Из (1.22) можно найти  $\bar{P}_i$  и  $\bar{W}_i$ :

$$\bar{P}_i = \frac{P_i - 4\alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i)^2 \bar{W}_i - \alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i) \cdot [2\alpha_i(2 + \pi_i) - \alpha'_i]}{(\alpha'_i - \alpha_i)^3},$$

$$\bar{W}_i = \frac{W_i - \alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i) \cdot (2 + \pi_i)}{(\alpha'_i - \alpha_i)^2}.$$

## ГЛАВА 2. Элементная база для оптических систем

### 2.1. Основные параметры $\bar{P}$ , $\bar{W}$ и $\bar{C}$ тонкой линзы

Раскрывая выражения основных параметров для простой тонкой линзы, получают [5, 9-11, 14, 17, 18]:

$$\bar{P} = \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 \left[ 1 - \left(2 + \frac{1}{n}\right)\alpha_2 + \left(1 + \frac{2}{n}\right)\alpha_2^2 \right], \quad (2.1)$$

$$\bar{W} = \frac{n}{n-1} \left[ 1 - \left(\frac{n+1}{n}\right)\alpha_2 \right], \quad (2.2)$$

где  $\alpha_2$  - угол нулевого (первого параксиального) луча для стекла.

Подставляя значение  $\alpha_2$ , найденное из (2.2) в (2.1), имеют:

$$\bar{P} = \bar{P}_0 + \left[ 1 - \frac{1}{(n-1)^2} \right] \cdot [\bar{W} - \bar{W}_0]^2, \quad (2.3)$$

где  $\bar{P}_0 = \frac{(4n-1)n}{4(2+n)(n-1)}$  - минимальное значение параметра  $\bar{P}$ ,

$\bar{W}_0 = \frac{1}{2(2+n)}$  - минимальное значение параметра  $\bar{W}$ .

Основной хроматический параметр, как было показано,  $\bar{C} = -\frac{1}{\nu}$ , где  $\nu$  -

число Аббе, основной параметр  $\pi \approx \frac{1}{n} \approx 0.7$ .

В таблицах 2.1-2.3 приведены результаты численных значения основных параметров  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  для линз положительной и отрицательной оптической силы различной формы в зависимости от величины показателя преломления.

Таблица 2.1

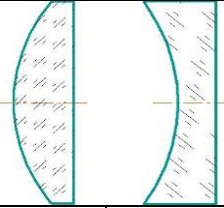
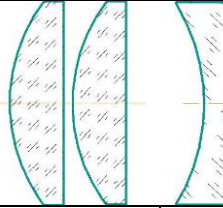
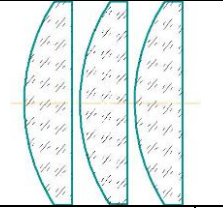
$n$						
	$\bar{P}_1$	$\bar{W}_1$	$\bar{P}_2$	$\bar{W}_2$	$\bar{P}_3$	$\bar{W}_3$
1.5	2.32	-0.33	0.83	0.52	0.81	0.79
1.6	1.62	-0.03	0.83	0.62	0.86	0.89
1.7	1.36	0.16	0.84	0.76	0.92	0.92
1.8	1.17	0.30	0.87	0.83	0.96	1.00
1.9	1.06	0.42	0.90	0.88	1.00	1.04
2.0	1.00	0.53	0.92	0.92	1.04	1.08

Таблица 2.2

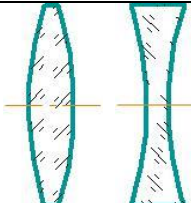
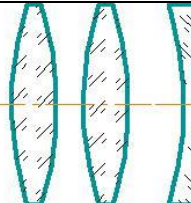
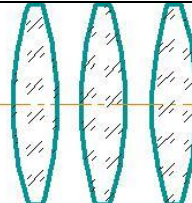



$n$						
	$\bar{P}_1$	$\bar{W}_1$	$\bar{P}_2$	$\bar{W}_2$	$\bar{P}_3$	$\bar{W}_3$
1.5	3.32	1.35	1.93	1.35	1.67	1.35
1.6	2.88	1.35	1.81	1.35	1.61	1.35
1.7	2.59	1.35	1.74	1.35	1.58	1.35
1.8	2.40	1.35	1.69	1.35	1.56	1.35
1.9	2.27	1.35	1.66	1.35	1.54	1.35
2.0	2.17	1.35	1.64	1.35	1.53	1.35

Таблица 2.3

$n$						
	$\bar{P}_1$	$\bar{W}_1$	$\bar{P}_2$	$\bar{W}_2$	$\bar{P}_3$	$\bar{W}_3$
1.5	9.00	3.00	4.16	2.18	3.00	1.90
1.6	7.11	2.67	3.54	2.01	2.67	1.79
1.7	5.90	2.43	3.12	1.89	2.42	1.71
1.8	5.06	2.25	2.82	1.80	2.25	1.65
1.9	4.46	2.11	2.60	1.73	2.13	1.60
2.0	4.00	2.00	2.43	1.68	2.03	1.56

Из рассмотрения таблицы 2.1 вытекают интересные и полезные свойства одиночных линз, которые могут часто использоваться при расчёте.

Например, сферическая абберация, определяемая параметром  $\bar{P}$ , приблизительно в два раза уменьшается по мере увеличения показателя преломления  $n$  от 1.5 до 2.0.

Далее, сферическая абберация для выпукло-плоской линзы примерно в четыре раза меньше, чем у плосковыпуклой.

Для плоско-выпуклой линзы из стекла с показателем преломления  $n = 1.60 \div 1.65$  кома, определяемая параметром  $\bar{W}$ , исправлена ( $\bar{W} \approx 0$ ) при условии, если входной зрачок совпадает с первой линзой, а сферическая абберация ( $\bar{P}$ ) близка к минимуму.

У двояко-выпуклой симметричной линзы величина  $\bar{W}$  практически постоянна и равна 1,35 и не зависит от показателя преломления.

Величина хроматического основного параметра  $\bar{C}$ , определяющего

хроматические aberrации, не зависит от формы линзы и равна  $\bar{C} = -\frac{1}{\nu}$ , т.е. у линз из крона она существенно меньше, чем у линз из флинта.

Также величины  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  для линз отрицательной оптической силы такие же, что и для положительной линзы той же формы (см. таблицы 2.1-2.3).

Числовые значения для  $\bar{P}_0$ ,  $\bar{W}_0$  и  $\left[1 - \frac{1}{(n-1)^2}\right]$ , входящие в (2.3), при различных показателях преломления от  $n = 1.50$  до  $n = 2.00$ , приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4

$n$	$\bar{P}_0$	$\bar{W}_0$	$\left[1 - \frac{1}{(n-1)^2}\right]$
1.50	2.14	0.14	0.85
1.75	1.25	0.14	0.86
2.00	0.90	0.13	0.89

Принимая во внимание полученные результаты, выражение (2.3) можно представить в следующем виде:

$$\bar{P} \approx \bar{P}_0 + 0.85 \cdot [\bar{W} - 0.15]^2. \quad (2.4)$$

## 2.2. Основные параметры $\bar{P}$ , $\bar{W}$ и $\bar{C}$ систем из одинаковых бесконечно тонких компонентов или линз

При расчёте светосильных или высокоапертурных оптических систем с целью устранения появления aberrаций высшего порядка компоненты, имеющие значительную величину относительного отверстия (диаметра), рекомендуется разделить на несколько компонентов меньшей оптической силы [5, 9-11, 14, 17, 18].

Из конструктивных и технологических соображений компоненты целесообразно выбирать одинаковыми.

Далее в общем виде показана связь между основными параметрами  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  всей системы и её составляющими.

На рис. 2.1 представлена принципиальная оптическая схема системы, состоящая из  $k$  одинаковых тонких компонентов, где  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n$  - углы пересечения первого параксиального луча с оптической осью,  $\bar{P}_k, \bar{W}_k$  и  $\bar{C}_k$  - основные параметры системы, а  $\bar{P}_{1/k}, \bar{W}_{1/k}$  и  $\bar{C}_{1/k}$  - основные параметры её составляющих,  $f'_k$  и  $f'_{1/k}$  - фокусные расстояния всей системы и её составляющих соответственно. Отметим, что  $f'_{1/k} = k \cdot f'_k$ .

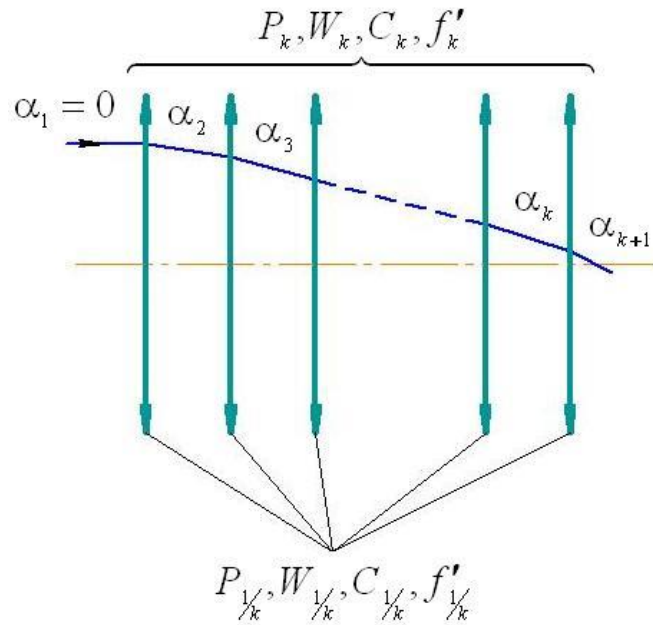


Рисунок 2.1. Принципиальная оптическая схема объектива, состоящая из тонких одинаковых компонентов

Выражения основных параметров для всей системы имеют вид:

$$\begin{aligned} \bar{P}_k &= \sum_1^k P_{1/k}, \\ \bar{W}_k &= \sum_1^k W_{1/k}, \\ \bar{C}_k &= \sum_1^k C_{1/k}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Величины  $P_{1/k}$ ,  $W_{1/k}$  и  $C_{1/k}$  связаны известной зависимостью с  $\bar{P}_{1/k}$ ,  $\bar{W}_{1/k}$  и  $\bar{C}_{1/k}$ :

$$\begin{aligned} P_{1/k} &= (\alpha' - \alpha)^3 \bar{P}_{1/k} + 4\alpha(\alpha' - \alpha)^2 \bar{W}_{1/k} + \alpha(\alpha' - \alpha) \cdot [2\alpha(2 + \pi) - \alpha'], \\ W_{1/k} &= (\alpha' - \alpha)^2 \bar{W}_{1/k} + \alpha(\alpha' - \alpha) \cdot (2 + \pi), \\ C_{1/k} &= \bar{C}_{1/k}(\alpha' - \alpha), \end{aligned} \quad (2.6)$$

где  $\pi \approx \frac{1}{n}$ ,  $\alpha' = \alpha + \frac{1}{k}$ ,  $k$  - число компонентов.

Подставляя величины  $P_{1/k}$ ,  $W_{1/k}$  и  $C_{1/k}$ , найденные из выражений (2.6), в выражения (2.5), могут быть найдены  $\bar{P}_k$ ,  $\bar{W}_k$  и  $\bar{C}_k$ .

В общем же случае выражения, связывающие основные параметры всей системы и её компонентов, имеют вид [5, 9-11, 14, 17, 18]:

$$\begin{aligned}\bar{P}_k &= \frac{\bar{P}_{1/k}}{k^2} + \frac{2(k-1)\bar{W}_{1/k}}{k^2} + \frac{3+\pi}{3k^2} + \frac{2+\pi}{k} + \left(1 + \frac{2\pi}{3}\right), \\ \bar{W}_k &= \frac{\bar{W}_{1/k}}{k} + \frac{(2+\pi)(k-1)}{2k}, \\ \bar{C}_k &= \bar{C}_{1/k}.\end{aligned}\tag{2.7}$$

Рассматривая найденные аналитические выражения для основных параметров всей системы как функции от числа компонентов  $\bar{P}_k = f\left(\bar{P}_{1/k}, k\right)$ ,  $\bar{W}_k = f\left(\bar{W}_{1/k}, k\right)$  и  $\bar{C}_k = f\left(\bar{C}_{1/k}, k\right)$ , интересно проследить поведение основных параметров и можно найти их значения в предельной форме.

При  $k$ , стремящемся к бесконечности ( $k \rightarrow \infty$ ), то есть при бесконечном увеличении количества линз, можно найти числовые значения пределов основных параметров:

$$\begin{aligned}\bar{P}_k &\xrightarrow{k \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{\pi}{2}\right), \\ \bar{W}_k &\xrightarrow{k \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{2\pi}{3}\right), \\ \bar{C}_k &\xrightarrow{k \rightarrow \infty} \bar{C}_{1/k}.\end{aligned}\tag{2.8}$$

Т.е., при  $\pi \approx 0.7$ :  $\bar{P}_k \xrightarrow{k \rightarrow \infty} 1.45$ ,  $\bar{W}_k \xrightarrow{k \rightarrow \infty} 1.35$ .

Из выражений (2.8) очевидно, что значения основных параметров  $\bar{P}_k$ ,  $\bar{W}_k$  при  $k \rightarrow \infty$ , постоянны и колеблются в следующих пределах для видимой области спектра:

$$1.33 \leq \bar{P}_k \leq 1.44, \quad 1.25 \leq \bar{W}_k \leq 1.33.$$

Таким образом, при существенном увеличении числа компонентов монохроматические аберрации в области Зейделя не зависят от количества линз. И увеличение количества линз не приведёт к улучшению коррекции аберраций.

Ниже приводятся зависимости  $\bar{P}_k = f\left(\bar{P}_{1/k}\right)$ ,  $\bar{W}_k = f\left(\bar{W}_{1/k}\right)$  и  $\bar{C}_k = f\left(\bar{C}_{1/k}\right)$  для ряда значений  $k = 2$  и  $k = 3$  при  $\pi \approx 0.7$ .

$$k = 2$$

$$\bar{P}_2 = \frac{1}{4}\bar{P}_{1/2} + \frac{1}{2}\bar{W}_{1/2} + 0.42, \quad \bar{P}_{1/2} = 4\left(\bar{P}_2 - \bar{W}_{1/2} + 0.26\right);$$

$$\bar{W}_2 = \frac{1}{2}\bar{W}_{1/2} + 0.68, \quad W_{1/2} = 2(\bar{W}_2 - 0.68); \quad (2.9)$$

$$\bar{C}_2 = \bar{C}_{1/2};$$

$$f'_2 = \frac{1}{2}f'_{1/2}, \quad f'_{1/2} = 2f'_2.$$

$$k = 3$$

$$\bar{P}_3 = \frac{1}{9}\bar{P}_{1/3} + \frac{4}{9}\bar{W}_{1/3} + 0.70, \quad P_{1/3} = 9\left(\bar{P}_3 - 1.33\bar{W}_{1/3} + 0.50\right);$$

$$\bar{W}_3 = \frac{1}{3}\bar{W}_{1/3} + 0.90, \quad W_{1/3} = 3(\bar{W}_3 - 0.90); \quad (2.10)$$

$$\bar{C}_3 = \bar{C}_{1/3};$$

$$f'_3 = \frac{1}{3}f'_{1/3}, \quad f'_{1/3} = 3f'_3.$$

В таблицах 2.1, 2.2 и 2.3 приведены результаты численных расчётов для систем из тонких одинаковых линз различной формы и различных показателей преломления для  $k=1$ ,  $k=2$  и  $k=3$ . Следует заметить, что для компонентов, состоящих из одиночных тонких одинаковых линз, величины  $\bar{C}_k = \bar{C}_{1/k} = \frac{1}{\nu}$ , где  $\nu = \nu_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$  - коэффициент средней дисперсии оптических сред.

Следует отметить, что приведённые формулы (2.5 - 2.10), а также содержание таблиц 2.1 - 2.3, описывающих достаточно любопытные свойства рассмотренных оптических систем, могут быть полезны при расчёте оптических систем различного назначения, в том числе объективов для оптической записи информации, систем для коллимации лазерного излучения, конденсоров, окуляров, элементной оптической базы микроскопов и др.

### 2.3. Типы и свойства апланатических менисков

Далее рассмотрены свойства апланатических точек поверхности [1, 5, 6, 9-11, 14, 17, 18].

Из расчёта хода реального луча через сферическую поверхность, разделяющую две оптические среды, найдены три пары сопряжённых точек, для которых выполняется условие синусов и вследствие этого отсутствует сферическая абберрация. Такие точки и поверхности называются апланатическими.

На рис. 2.2 приведены геометрические положения таких точек относительно вершины поверхности.



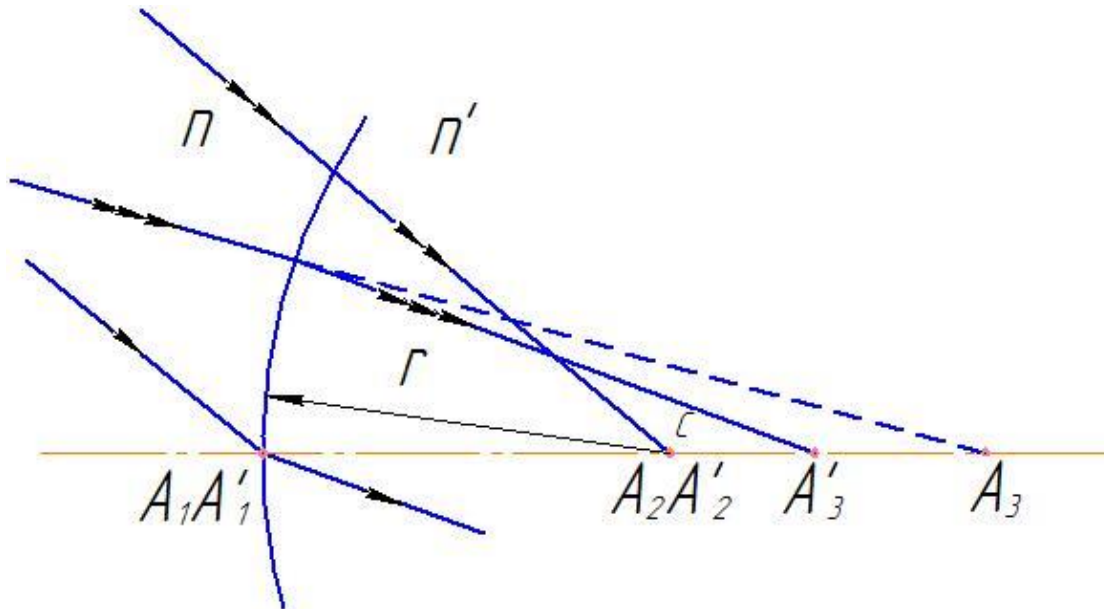


Рисунок 2.2. Положения апланатических точек для сферической поверхности

Сопряжённые точки, лежащие в вершине поверхности, называют апланатическими точками первого рода (вида). Для них выполняется условие  $s = s' = 0$ .

Для апланатических точек второго рода (вида) выполняется условие  $s = s' = r$ , что означает то, что они расположены в центре кривизны [1, 5, 6, 9-11, 14, 17, 18].

Для апланатических точек третьего рода (вида) выполняются следующие соотношения [1, 5, 6, 9-11, 14, 17, 18]:

$$s = r \cdot \left(1 + \frac{n'}{n}\right), \quad (2.11)$$

$$s' = r \cdot \left(1 + \frac{n'}{n}\right).$$

Линейное увеличение для первой пары точек  $\beta_I = 1^X$ , для второй пары точек -  $\beta_{II} = \frac{n}{n'}$  и для третьей пары -  $\beta_{III} = \frac{n^2}{n'^2}$ .

Используя свойства апланатических точек, можно образовать апланатические мениски шести типов (рис.2.3) [1, 5, 6, 9-11, 14, 17, 18].

Апланатическим мениском называется такой мениск, поверхности которого являются апланатическими поверхностями одного из видов и имеют кривизну поверхности одного знака [14, 17].

Например, мениск, образованный апланатическими поверхностями второго вида, находит применение для компенсации остаточного астигматизма и кривизны поверхности изображения. Мениск, образованный апланатическими поверхностями первого и второго вида, находит

применение для компенсации остаточной кривизны и астигматизма изображения [14, 17, 18].

Далее рассматриваются свойства апланатических менисков разного типа и приводятся основные формулы для их расчета.

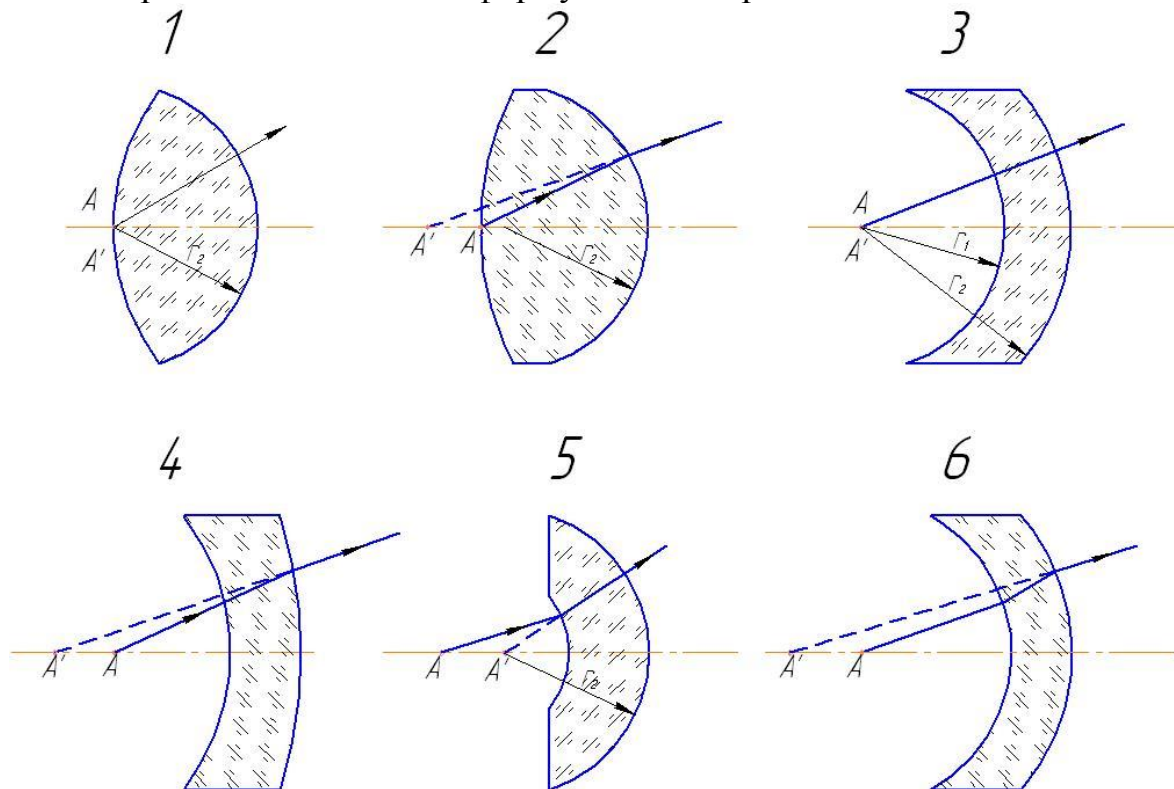


Рисунок 2.3. Типы апланатических менисков

Мениск первого типа (линза 1, рис. 2.3)

Для первой поверхности  $s = s' = 0$ , для второй -  $s = s' = r$ , то есть центр второй поверхности совпадает с точкой  $A$ ; радиус кривизны первой поверхности может иметь произвольное значение. Линейное увеличение:

$$\beta_I = 1 \cdot \frac{n}{1} = (n)^X.$$

Мениск второго типа (линза 2, рис. 2.3)

Для первой поверхности  $s = s' = 0$ , для второй -  $s = s' = r \cdot \frac{n+n'}{n}$ ; радиус кривизны первой поверхности может иметь произвольное значение.

Линейное увеличение: 
$$\beta_{II} = 1 \cdot \frac{n^2}{1^2} = (n^2)^X.$$

Мениск третьего типа (линза 3, рис. 2.3)

Обе поверхности линзы (мениска) концентричны, и их центр совпадает с апланатическими точками  $A$  и  $A'$ . Линейное увеличение: 
$$\beta_{III} = \frac{1}{n} \cdot \frac{n}{1} = 1^X.$$

Мениск четвертого типа (линза 4, рис. 2.3)

Для первой поверхности  $s = s' = r$ , для второй -  $s = s' = r \cdot \frac{n+n'}{n}$ .

Линейное увеличение:  $\beta_{IV} = \frac{1}{n} \cdot \frac{n^2}{1} = (n)^X$ .

Мениск пятого типа (линза 5, рис. 2.3)

Для первой поверхности  $s = s' = r \cdot \frac{n+n'}{n}$ , для второй -  $s = s' = r$ .

Линейное увеличение:  $\beta_V = \frac{1^2}{n^2} \cdot \frac{n}{1} = \left(\frac{1}{n}\right)^X$ .

Мениск шестого типа (линза 6, рис. 2.3)

Для обеих поверхностей  $s = s' = r \cdot \frac{n+n'}{n}$ . Линейное увеличение:

$$\beta_{VI} = \frac{1^2}{n^2} \cdot \frac{n^2}{1^2} = 1^X.$$

## 2.4. Оптические схемы объективов

### 2.4.1. Двухлинзовый склеенный объектив

Этот элемент оптических систем очень распространён в приборостроении (рис. 2.4). Он может использоваться в качестве объективов зрительных труб, телескопических систем, оборачивающих систем, а также входит в оптические системы сложных фотографических объективов, микрообъективов, окуляров и др. [1, 5, 6, 10-12, 14, 15-18].

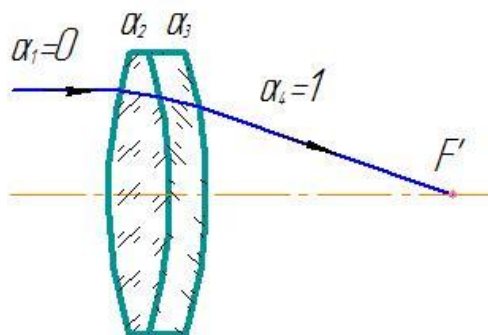


Рисунок 2.4. Оптическая схема двухлинзового склеенного объектива

Такое широкое распространение двухлинзового склеенного объектива обусловлено, прежде всего, большими коррекционными возможностями.

Действительно, при возможности выбора марок стёкол можно исправить две монохроматические и одну хроматическую аберрации, т.е. получить

основные параметры  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  заданной величины.

Расчёт двухлинзового склеенного объектива может быть проведён в следующей последовательности:

$$\begin{aligned}\bar{P} &= aQ^2 + bQ + c, \\ \bar{W} &= -\frac{(a+1)}{2}Q + \frac{(\Phi_2 - b)}{3},\end{aligned}\quad (2.12)$$

где  $Q$  - инвариант Аббе для скленной поверхности,

$$\begin{aligned}a &= 1 + 2\frac{\Phi_1}{n_2} + 2\frac{\Phi_2}{n_3}, \\ b &= 3\frac{\Phi_1^2}{n_2 - 1} + 2\frac{\Phi_2^2}{n_3 - 1} - 2\Phi_2, \\ c &= \frac{n_2}{(n_2 - 1)^2}\Phi_1^3 + \frac{n_3}{(n_3 - 1)^2}\Phi_2^3 + \frac{n_3}{n_3 - 1}\Phi_2^2,\end{aligned}\quad (2.13)$$

где  $n_2$  и  $n_3$  - показатели преломления оптических сред линз, а  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  - оптические силы линз, определяемые из условий ахроматизации:

$$\begin{aligned}\Phi_1 + \Phi_2 &= 1, \\ \frac{\Phi_1}{v_1} + \frac{\Phi_2}{v_2} &= -\bar{C}.\end{aligned}\quad (2.14)$$

Далее величина  $\bar{P}$  может быть выражена следующей формулой:

$$\bar{P} = \bar{P}_0 + \frac{4a(\bar{W} - \bar{W}_0)^2}{(a-1)^2},\quad (2.15)$$

$$\text{где } \bar{P}_0 = \frac{c-b^2}{4a}, \quad \bar{W}_0 = \frac{\Phi_2}{3} - \frac{(3-a)}{6}Q_0, \quad Q_0 = -\frac{b}{2a}.$$

Приближённая формула, связывающая  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$ , имеет вид:

$$\bar{P} = \bar{P}_0 + 0.85 \cdot (\bar{W} - \bar{W}_0)^2,\quad (2.16)$$

где  $\bar{W}_0 \approx 0.1 \div 0.2$ .

Если  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $\Phi_1$ ,  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  известны, то можно определить вначале  $Q_0$  и  $\bar{P}_0$ , а затем и  $Q$  по формулам:

$$\begin{aligned}Q &= Q_0 \pm \sqrt{\frac{(\bar{P} - \bar{P}_0)}{a}}, \\ \text{или} \\ Q &= Q_0 \pm \frac{(\bar{W} - \bar{W}_0)}{1.67}.\end{aligned}\quad (2.17)$$

Затем определяются  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$ :

$$\alpha_2 = \frac{(n_2 - 1)Q}{n_2} + \Phi_1,$$

$$\alpha_3 = \frac{(n_3 - 1)Q}{n_3} + \Phi_1.$$

И, наконец, по найденным значениям величины  $\alpha$ , определяются радиусы преломляющих поверхностей по известной рекуррентной формуле:

$$r = h \frac{\Delta n}{\Delta \alpha \cdot n}, \quad (2.19)$$

где  $h = f'$  - фокусное расстояние объектива,  $\alpha_1 = 0$ , а  $\alpha_4 = 1$ .

Кроме описанного способа, подробный вывод формул можно найти в работах Г.Г.Слюсарева. Используются вспомогательные таблицы Г.Г.Слюсарева, которые существенно облегчают расчёт.

В заключение следует отметить, что двухлинзовые склеенные объективы имеют удовлетворительное качество изображения при относительных отверстиях порядка  $D/f' = \frac{1}{4} \div \frac{1}{5}$  и угловых полях  $2\omega = 10^\circ \div 15^\circ$ .

#### 2.4.2. Двухлинзовый несклеенный объектив

Двухлинзовые несклеенные объективы, в отличие от двухлинзовых склеенных, обладают одним лишним параметром - четвёртым радиусом кривизны (рис. 2.5). Поэтому, по крайней мере теоретически, в таких системах можно получить заранее заданные числовые значения для основных параметров  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  при любых выбранных марках стёкол [1, 5, 6, 10-12, 14, 15-18].

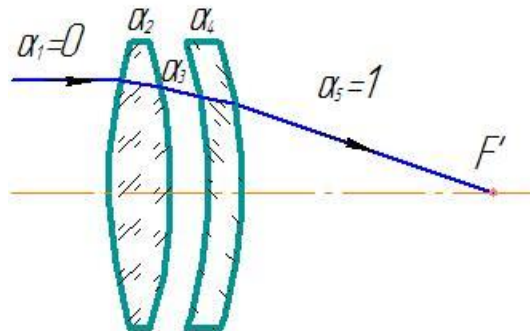


Рисунок 2.5. Оптическая схема двухлинзового несклеенного объектива

В качестве переменных, определяющих форму (конструктивные элементы) двухлинзовой несклеенной системы, удобно принять оптическую силу первой линзы  $\Phi_1$  и кривизны  $\rho_1$  и  $\rho_3$  первой и третьей поверхностей.

Принимая во внимание, что  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_2 = \frac{(n_2 - 1)\rho_1}{n_2}$ ,  $\alpha_3 = \Phi_1$ ,  $\alpha_4 = \frac{\Phi_1 (n_4 - 1)\rho_3}{n_4}$  и  $\alpha_5 = 1$ , можно раскрыть выражения для  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$ :

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \left(\frac{n_2}{n_2-1}\right)^2 \Phi_1^3 - \frac{2n_2+1}{n_2-1} \Phi_1^2 \rho_1 + \left(\frac{n_4}{n_4-1}\right)^2 \Phi_2^3 + \frac{3n_4+1}{n_4-1} \Phi_1 \Phi_2^2 + \\ &+ \frac{3n_4+2}{n_4} \Phi_1^2 \Phi_2 - \left[ \frac{2n_4+1}{n_4-1} \Phi_2^2 + \frac{4(n_4-1)}{n_4} \Phi_1 \Phi_2 \right] \rho_3 + \frac{n_4+2}{n_4} \Phi_2 \rho_3^2 \\ \bar{W} &= \frac{n_2-1}{n_2} \Phi_2^2 + \frac{n_4}{n_4-1} \Phi_2^2 + \frac{2n_4+1}{n_4} \Phi_1 \Phi_2 - \frac{n_2+1}{n_2} \Phi_1 \rho_1 - \frac{n_4+1}{n_4} \Phi_2 \rho_3. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Далее по рекуррентной формуле (2.19) вычисляются радиусы поверхностей, вводятся реальные толщины линз. Расчёты можно производить по схеме, приведённой в главах 1.14-1.15.

Несклеенные объективы гораздо менее технологичны, чем склеенные, и поэтому они значительно реже находят практическое применение.

### 2.4.3. Трёхлинзовый склеенный объектив

Трёхлинзовый склеенный объектив (рис. 2.6), по сравнению с двухлинзовым, имеет дополнительный параметр, позволяющий, по крайней мере теоретически, исправить ещё одну абберацию при любых значениях оптических сред. В случае возможности выбора оптических сред, трёхлинзовый объектив, по сравнению с двухлинзовым, преимуществ не имеет. Но в ряде случаев трёхлинзовые компоненты находят практическое применение, например, при ограниченном выборе оптических материалов, больших значениях хроматического параметра  $\bar{C}$  и в некоторых других случаях [1, 5, 6, 10-12, 14, 15-18].

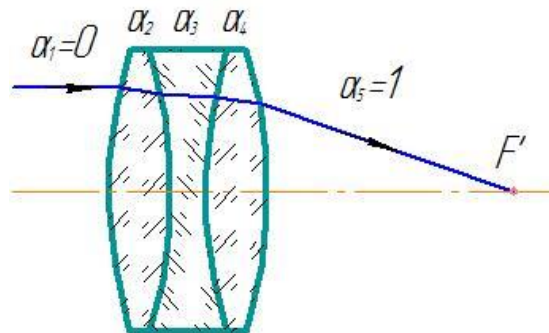


Рисунок 2.6. Оптическая схема трёхлинзового склеенного объектива

Наибольшее практическое распространение получил вариант, когда наружные линзы выполнены из одной марки стекла.

Расчёт можно вести в следующей последовательности. При условиях нормировки:  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha'_3 = 1$ ,  $h_1 = f' = 1$ .

Условия масштабов и ахроматизации имеют вид:

$$\begin{aligned} \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 &= 1, \\ \frac{\Phi_1}{\nu_1} + \frac{\Phi_2}{\nu_2} + \frac{\Phi_3}{\nu_3} &= -\bar{C}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Из этих уравнений следует:

$$\Phi_2 = a + b\Phi_1,$$

где

$$a = \frac{v_2(1+v_3\bar{C})}{v_2-v_3}, \quad b = \frac{v_2(v_3-v_1)}{v_1(v_2-v_3)}.$$

Если первая и третья линзы выполнены из одной марки стекла, то  $v_3 = v_1$  и  $b = 0$ .

Углы пересечения 1-го параксиального луча с оптической осью при принятых условиях нормирования выражаются следующим образом через  $\Phi_1$  и  $\rho_1$ , где  $\Phi_1$  - оптическая сила первой линзы, а  $\rho_1$  - кривизна первой поверхности:

$$\alpha_1 = 0,$$

$$\alpha_2 = (1-v_2)\rho_1,$$

$$\alpha_3 = (1-v_3)\rho_1 + \frac{(v_3-v_2)}{(v_1-v_2)}\Phi_1, \quad (2.22)$$

$$\alpha_4 = (1-v_4)\rho_1 + \frac{(v_2-v_3)}{(v_1-v_3)}a,$$

$$\alpha_5 = 1.$$

Далее вводятся следующие обозначения:

$$b = \frac{(1-v_2)(1-v_3)}{v_2-v_3},$$

$$k = \frac{1}{m[(v_2-v_3)a - (1-v_2)]},$$

$$t = v_2a^2 - (1+v_2)a + \frac{m}{1-v_2}.$$

Далее составляют выражения для основных параметров  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$ :

$$\begin{aligned} m\bar{P} = & m[1 + 2v_2 - 2(v_2 - v_3)a]\rho_1^2 - \\ & - \left[ m \frac{2+v_2}{1-v_2} + 2(1-2v_2)a - (1-4v_2)a^2 \right] \rho_1 + \\ & + 2(1-2v_2-2v_3)a\rho_1\Phi_1 + \frac{2v_2+v_3}{1-v_3}a^2\Phi_1^2 - \frac{2+v_2}{1-v_2}a + \\ & + \frac{a^2}{m} + \frac{v_2(1+v_3-2v_2)}{(1-v_2)(1-v_3)}a^3 + \frac{1}{(1-v_2)^2} \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$m\bar{W} = m[(v_2 - v_3)a - (1 + v_2)\rho_1] + (v_2 + v_3)a\Phi_1 + v_2a^2 - (1 + v_2)a + \frac{m}{1 - v_2} =$$

$$= m[(v_2 - v_3)a - (1 + v_2)\rho_1] + (v_2 + v_3)a\Phi_1 + t$$

Выражая  $\rho_1$  через  $\Phi_1$ :  $\rho_1 = l - (v_1 + v_2)ak\Phi_1$ , где  $l = k(m\bar{W} - t)$  и подставляя в выражения для  $\bar{P}$ , получают:

$$m\bar{P} = \left\{ (v_2 + v_3)ak[(v_2 + v_3)kmq - 2(1 - v_2 - 2v_3)] + \frac{v_2 + 2v_3}{1 - v_2} \right\} a\Phi_1^2 + \\ + \left\{ (v_2 + v_3)k \left[ \left( \frac{2 + v_2}{1 - v_2} - 2lq \right) m - ap \right] + 2(1 - 2v_2 - 2v_3)l + \frac{2v_2 + v_3}{1 - v_3} a \right\} a\Phi_1 - \quad (2.24) \\ - \left( \frac{2 + v_2}{1 - v_2} - lq \right) lm + alp + \left\{ \frac{v_2(1 - 2v_2 + v_3)}{(1 - v_2)(1 - v_3)} a^2 + \frac{1 + v_2}{m} a - \frac{2 + v_2}{1 - v_2} \right\} a + \frac{m}{(1 - v_2)^2}$$

где  $p = 2(1 + 2v_2) + (1 - 4v_2)a$ ,  $q = 1 + 2v_2 - 2(v_2 - v_3)a$ .

Вести расчёт можно в следующей последовательности:

1. По заданной величине  $\bar{C}$  вычисляются  $\Phi_1$ ,  $a$  и  $b$  (если  $v_3 \neq v_1$ );
2. Вычисляются коэффициенты  $k$ ,  $m$  и  $t$ ;
3. По заданной величине  $\bar{W}$  вычисляется  $l$ ;
4. Составляется и решается уравнение для  $m\bar{P}$  как функция от  $\Phi_1$ ;
5. По найденным значениям  $\Phi_{1-1}$  и  $\Phi_{1-2}$  находят  $\rho_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  и  $\rho_2$ ,  $\rho_3$ ,  $\rho_4$ ;
6. Выполняется поверочный расчёт значений  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$ .
7. Вводятся реальные толщины линз и вычисляются радиусы поверхностей.
8. В заключение проводятся вычисления основных параметров  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  и аберраций, и, в случае необходимости, производится интерполяция числовых значений основных параметров.

Таким образом, основное преимущество трёхлинзового склеенного объектива, по сравнению с двухлинзовым склеенным объективом, заключается в том, что в случае заданной комбинации стёкол можно исправить, по крайней мере, теоретически, три аберрации: сферическую, кому и хроматизм ( $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$ ).

Кроме того, учитывая сравнительно громоздкие вычисления, в настоящее время, по-видимому, целесообразнее проводить расчёт таких систем на ЭВМ с помощью программ, в которых предусмотрена возможность автоматизированной коррекции аберраций и оптимизации (Zemax, SARO, OPAL-PC и др.), предварительно определив оптические силы линз из условия масштабов и ахроматизации (2.21).

#### 2.4.4. Двухкомпонентный объектив

В тех случаях, когда требуется применение оптической системы с относительным отверстием  $D/f' = \frac{1}{3}$  или  $D/f' = \frac{1}{2}$  и при небольшом угловом поле порядка  $2\omega = 6^\circ \div 12^\circ$ , рекомендуется применение объектива,



оптическая схема которого включает двухлинзовый объектив и одиночную линзу.

Введение дополнительной простой линзы позволяет уменьшить относительное отверстие (диаметр) двухлинзового компонента.

Расчёт можно вести в следующей последовательности. На рис. 2.7 представлена принципиальная оптическая схема объектива, где  $\Phi_1$  - оптическая сила одиночной линзы,  $\Phi_2$  - оптическая сила двухлинзового объектива [1, 5, 6, 10-12, 14, 15-18].

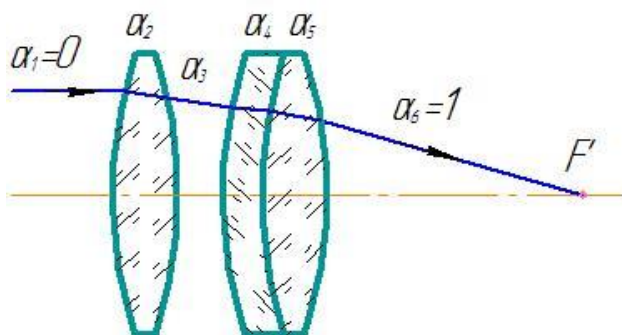


Рисунок 2.7. Оптическая схема двухкомпонентного объектива

Основные параметры объектива равны:

$$\begin{aligned} \bar{P} &= P_1 + P_2 \\ \bar{W} &= W_1 + W_2, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где

$$\begin{aligned} P &= (\alpha' - \alpha)^3 \bar{P} + 4\alpha(\alpha' - \alpha)^2 \bar{W} + \alpha(\alpha' - \alpha) \cdot [2\alpha(2 + \pi) - \alpha'], \\ W &= (\alpha' - \alpha)^2 \bar{W} + \alpha(\alpha' - \alpha) \cdot (2 + \pi). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Принимая во внимание, что для одиночной линзы существует зависимость между  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$ :

$$\bar{P} = \bar{P}_0 + \left[ 1 - \frac{1}{(n-1)^2} \right] \cdot \left[ \bar{W} - \frac{1}{2(2+n)} \right]^2, \quad (2.27)$$

где  $\bar{P}_0 = \frac{(4n-1)n}{4(2+n)(n-1)}$  - минимальное значение параметра  $\bar{P}$ .

Расчёт можно вести в такой последовательности. Обычно величине  $\alpha_4$  присваивают значение 0.5, благодаря чему оптические силы обоих компонентов становятся приблизительно равными. Далее, задавая для  $\bar{W}_2$  ряд значений, например, -0.05 ... 0 ... 0.05, по (2.27) определяют  $\bar{P}_2$ . Затем по (2.26) определяют  $P_2$  и  $W_2$ .

Исправление хроматической аберрации приводит к решению уравнений:

$$\begin{aligned} \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 &= 1, \\ \frac{\Phi_1}{\nu_1} + \frac{\Phi_2}{\nu_2} + \frac{\Phi_3}{\nu_3} &= -\bar{C}, \end{aligned}$$

где  $\Phi_1 + \Phi_2 = \alpha_4$ ,  $\Phi_3 = 1 - \alpha_4$ .

$$\bar{C} = C_1 + C_2 = \bar{C}_1(\alpha' - \alpha) + \bar{C}_2(\alpha' - \alpha),$$

где  $\bar{C}_2 = -\frac{1}{v_3}$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $\alpha = 0.5$ .

$$\bar{C} = \bar{C}_1\alpha_4 - \frac{1 - \alpha_4}{v_3}, \quad (2.28)$$

$$\bar{C}_1 = \frac{\bar{C} + \frac{1 - \alpha_4}{v_3}}{\alpha_4}.$$

Далее из (2.25) находят  $P_1$  и  $W_1$ :

$$P_1 = \bar{P} - P_1, \quad (2.29)$$

$$W_1 = \bar{W} - W_1$$

Затем по (2.26) находят  $\bar{P}_1$  и  $\bar{W}_1$ , после чего, зная основные параметры  $\bar{P}_1$ ,  $\bar{W}_1$  и  $\bar{C}_1$ , первого компонента, по известной методике вычисляют конструктивные элементы двухлинзового склеенного объектива.

Конструктивные параметры одиночной линзы вычисляются по формулам:

$$\alpha = \frac{1 - \bar{W} \left(1 - \frac{1}{n}\right)}{1 + \frac{1}{n}}, \quad (2.30)$$

$$r = f' \frac{\Delta n}{\Delta \alpha \cdot n}. \quad (2.31)$$

Следует заметить, что, как и в случае трёхлинзового объектива, расчёт можно провести с применением программного обеспечения на ЭВМ.

## 2.5. Плоскопараллельная пластинка

Плоскопараллельные пластинки довольно часто применяются в оптических приборах и системах, например, в качестве покровного и предметного стёкол в микроскопах, в оптических системах для записи и считывания информации (оптических дисках). Кроме этого, большинство призмённых оборачивающих систем эквивалентны действию плоскопараллельных пластинок.

В тех случаях, когда плоскопараллельная пластинка расположена в сходящихся пучках лучей, она вносит aberrации, которые необходимо учитывать при проектировании оптических систем.

Ниже приводятся формулы для вычисления монохроматических aberrаций 3-го порядка и хроматических 1-го порядка плоскопараллельной

пластинки [10-12, 14, 15-18].

Сферическая абберация:

$$\Delta s' = \frac{1}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^2 \sigma, \quad (2.32)$$

$$\Delta y' = \frac{1}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^3 \sigma.$$

Кома:

$$\Delta y'_k = \frac{3}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^2 \sigma \cdot \text{tg} \omega_1.$$

Астигматизм:

$$z'_m = \frac{3}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^2 \omega_1; \quad (2.33)$$

$$z'_s = \frac{1}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^2 \omega_1;$$

$$z'_m - z'_s = -\frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^2 \omega_1. \quad (2.34)$$

Дисторсия:

$$\Delta y'_D = \frac{1}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^3 \omega_1. \quad (2.35)$$

Хроматизм положения:

$$\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{(n - 1)}{n^2 \nu} d. \quad (2.36)$$

Хроматизм увеличения:

$$\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{(n - 1)}{n^2 \nu} d \cdot \text{tg} \omega_1, \quad (2.37)$$

## 2.6. Компенсаторы хроматических aberrаций

Компенсатор хроматических aberrаций представляет собой плоскопараллельную пластинку, склеенную из плоско-вогнутой и плоско-выпуклой линз, изготовленных из стёкол с близкими показателями преломления для средней длины волны, но с существенно различными коэффициентами средней дисперсии (число Аббе) (рис. 2.8) [10-12, 14, 15-18].



$$\frac{dy'}{y'} = \frac{1}{r} \cdot \frac{s^2}{(s_p - s)} (n-1) \left( \frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_3} \right) + \frac{s}{r} (n-1) \left( \frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_3} \right). \quad (2.39)$$

Приведённые выражения (2.38) и (2.39) позволяют исследовать влияние расположения гиперхроматической линзы относительно оптической системы на хроматические aberrации.

Хроматическая aberrация положения равна нулю в случаях:

1.  $s = 0$  - пластинка расположена в плоскости предмета.
2.  $r = \infty$  - поверхность склеенной поверхности плоская.

Хроматизм увеличения равен нулю в случаях:

1.  $s = 0$ .
2.  $s_p = 0$  - пластинка расположена в плоскости входного зрачка.
3.  $r = \infty$ .

Следует заметить, что хроматические aberrации компенсатора линейно зависят от величины  $\rho = \frac{1}{r}$ .

Таким образом, варьируя величину радиуса (кривизну) склеенной хроматической поверхности, можно исправить хроматические aberrации оптической системы, в которую она введена.

Однако такой компенсатор не обеспечивает одновременно коррекцию обеих хроматических aberrаций.

Для решения такой задачи может быть использован компенсатор, состоящий из двух гиперхроматических линз, расположенных на конечном расстоянии друг от друга (рис. 2.9) [10-12, 14, 15-18].

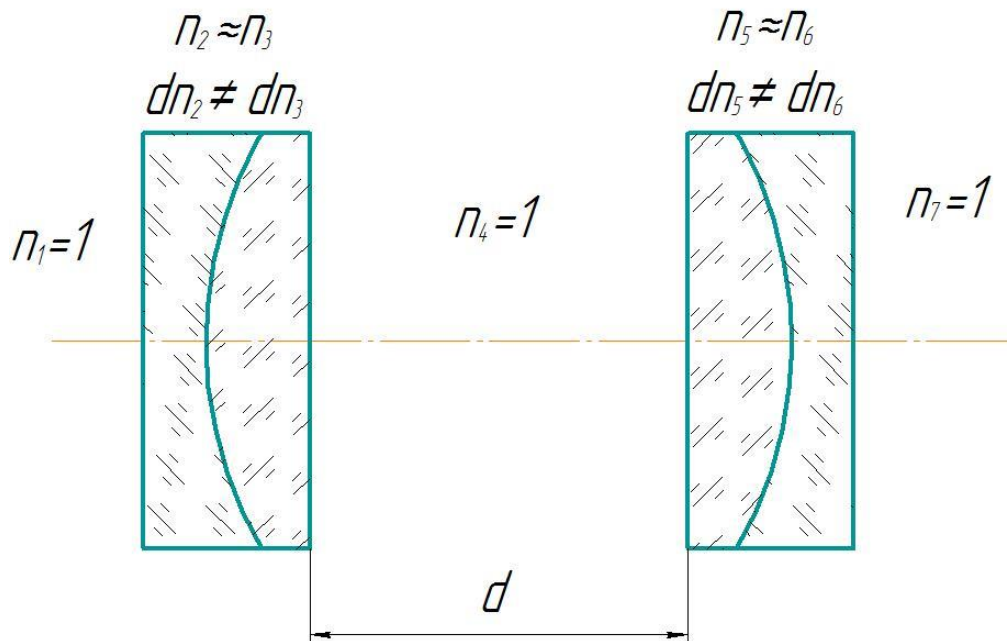


Рисунок 2.9. Оптическая схема компенсатора хроматических aberrаций из двух гиперхроматических линз

Полагая, что для обеих гиперхроматических линз используется одна и та же комбинация стёкол ( $dn_2$  и  $dn_3$ ), имеют:

$$ds' = \left( \frac{s_1^2}{r_1} + \frac{s_2^2}{r_2} \right) \cdot (dn_2 - dn_3),$$

$$\frac{dy'}{y'} = \left[ \frac{s_1 s_{p_1}}{(s_{p_1} - s_1) r_1} + \frac{s_2 s_{p_2}}{(s_{p_2} - s_2) r_2} \right] \cdot (dn_2 - dn_3). \quad (2.40),$$

где индексы 1 и 2 соответствуют 1-й и 2-й гиперхроматическим линзам.

Принимая во внимание, что  $s_2 = s_1 - d$  и  $s_{p_2} = s_{p_1} - d$ , где  $d$  - расстояние между гиперхроматическими линзами, и подставляя в (2.40), получают:

$$ds'_{1,2} = \left[ s_1^2 \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) - \frac{d(2s_1 - d)}{r_2} \right] \cdot (dn_2 - dn_3), \quad (2.41)$$

$$\frac{dy'_{1,2}}{y'_{1,2}} = \left[ \frac{s_1 s_{p_1}}{(s_{p_1} - s_1) r_1} + \frac{d(s_1 + s_{p_1} - d)}{(s_{p_1} - s_1) r_2} \right] \cdot (dn_2 - dn_3).$$

В общем случае для решения уравнения (2.41), необходимо выбрать «хроматическую» пару стёкол и задать из конструктивных соображений величину  $d$ . Из анализа этих выражений следует, что в случае  $s_1 = \infty$ , хроматизм положения равен нулю при  $r_1 = -r_2$ . Хроматизм увеличения при этих условиях не зависит от положения входного зрачка и равен постоянной величине:

$$\frac{dy'_{1,2}}{y'_{1,2}} = \frac{d}{r_2} \cdot (dn_2 - dn_3). \quad (2.42)$$

В качестве хроматических пар стекол можно использовать марки стекол, представленные в табл. 2.4.

**Таблица 2.4**

Марка стекла	$n_D$	$\nu_D$	$dn = n_F - n_C$	$\rho_D = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}$
Флюорит	1.43385	95.1	0.00456	0.706
ЛК1	1.43980	68.8	0.00639	0.703
ТК16	1.6126	58.3	0.01050	0.705
Ф1	1.6168	36.9	0.01659	0.715
ТК16	1.6126	58.3	0.01050	0.705
ОФ3	1.6123	44.1	0.01389	0.708

**Таблица 2.4. Продолжение**

<i>Марка стекла</i>	$n_D$	$\nu_D$	$dn = n_F - n_C$	$\rho_D = \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}$
СТК12	1.6919	55.0	0.01259	0.704
ТФ8	1.6893	31.1	0.02215	0.718
СТК9	1.7424	50.2	0.01478	0.706
ТФ4	17398	28.0	0.02628	0.720

Наиболее распространёнными «хроматическими» парами стёкол являются ТК16 - Ф1 и СТК9 - ТФ4.

Следует также отметить, что применение компенсатора в параллельных или слабосходящихся пучках лучей практически не нарушает коррекции монохроматических аберраций.

## ГЛАВА 3. Краткий обзор методов расчета оптических систем

### 3.1. Метод проб

Широкое распространение при расчете оптических систем и, в особенности высокоапертурных объективов микроскопа и светосильных фотографических объективов получил так называемый метод проб [1, 5, 6, 9, 11, 18].

Суть этого метода заключается в том, что разработчик (конструктор) оптических систем, прежде чем приступить к расчету, вначале проводит поиск прототипа с оптическими характеристиками, наиболее близкими к рассчитываемой системе. Для этой цели обычно используют архивные или патентные данные. Отыскав подходящие типы оптических схем, вначале производится исследование влияния изменения конструктивных параметров элементов на оптические характеристики и aberrации путем расчетов на ЭВМ с применением специального программного обеспечения. Затем составляется сводка влияния изменения конструктивных параметров на aberrации и начинается кропотливая работа по поиску нужных значений конструктивных параметров. Далее путем интерполяции и экстраполяции находят новые значения параметров конструктивных элементов и проводятся контрольные расчеты хода лучей. В результате этого выясняется действительное состояние коррекции полученной системы. И так повторяется несколько раз до получения удовлетворительного решения. Как правило, с первого шага почти никогда не удается удовлетворить всем требованиям, предъявленным к системе. Это объясняется тем, что связь между измененными параметрами и aberrациями даже при небольших приращениях не всегда линейна.

Кроме того, некоторые из параметров влияют сразу на несколько aberrаций и не являются независимыми между собой. Поэтому при значительных приращениях конструктивных параметров относительно исходной системы полученная сводка влияния параметров перестает быть достоверной. Это приводит к тому, что время от времени ее приходится составлять заново.

Как можно заметить, процесс расчета по такой методике прост, даже отчасти примитивен, но весьма продолжителен по времени и утомителен. Кроме того, никогда нет уверенности в том, что расчет может быть выполнен, в особенности, если выбранная исходная система по своим характеристикам либо по коррекции существенно отличается от заданной.

Чрезмерное увлечение методом проб, то есть перерасчетами известных систем, не способствует созданию оригинальных оптических схем. Этим методом обычно пользуются при перерасчете оптических систем на плавки и радиусы пробных стекол. Следует еще раз подчеркнуть, что при использовании этого способа решающим фактором, от которого во многом



зависит окончательный результат, является выбор исходной оптической схемы.

### 3.2. Алгебраический и комбинированный методы

При расчёте оптических систем с умеренными оптическими характеристиками (небольшими апертурами или относительными отверстиями и полевыми углами) наиболее распространёнными являются алгебраический и комбинированный методы. Эти методы основаны на применении теории aberrаций 3-го порядка для систем из тонких компонентов [1, 5, 6, 9, 11, 18].

Суть расчёта заключается в составлении и решении линейных уравнений относительно основных параметров компонентов  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$ . По найденным числовым значениям основных параметров для выбранных типов компонентов по известным методикам определяются конструктивные элементы. Далее проводятся контрольные расчёты хода лучей. В случае если aberrации заметно отличаются от заданных, вследствие перехода к реальным толщинам линз компонентов, а также появления aberrаций высшего порядка, производится интерполяция отдельных коэффициентов aberrаций 3-го порядка.

Вариант, рассчитанный алгебраическим методом, в большинстве случаев близок к оптимальному, если в системе небольшие относительное отверстие и угловое поле. Небольшая коррекция позволяет получить систему с хорошим качеством изображения.

Комбинированный метод расчета является рациональным сочетанием алгебраического метода и метода проб. Вначале используется алгебраический метод. Затем, когда наступает такое состояние коррекции системы, при которой aberrации 3-го порядка исправлены удовлетворительно, но присутствуют остаточные aberrации высших порядков, применяют метод проб, либо методы оптимизации или автоматизированной коррекции aberrаций.

Алгоритм расчета по этой методике можно представить следующим образом:

$$\Delta y', \Delta x' \rightarrow S_I \dots S_V S_{I_{xp}} S_{II_{xp}} \rightarrow P, W, C \rightarrow \bar{P}, \bar{W}, \bar{C} \rightarrow \alpha \rightarrow r, d, n.$$

### 3.3. Автоматизированные методы коррекции aberrаций и оптимизации оптических систем

Примерно с середины XX века при расчёте оптических систем стали интенсивно использоваться ЭВМ. Был разработан целый комплекс программ: для расчёта хода лучей, автоматизированной коррекции aberrаций, оптимизации и оценки качества изображения [1, 5, 6, 9, 11, 18].

Не останавливаясь подробно на особенностях этих программ, которые

рассматриваются в специальной литературе, отметим, что для автоматизированной коррекции aberrаций общим, на наш взгляд, является использование классического метода проб с применением различного математического аппарата. За счёт быстродействия ЭВМ существенно ускоряется процесс расчёта.

Для этого конструктор должен выбрать исходную оптическую систему, обладающую достаточным числом параметров, которые в ряде случаев заранее не известны. Выбор исходной схемы производится на основании опыта конструктора. В случае «неудачи», к сожалению, не всегда ясны ее причины.

Несмотря на эти, пока не решенные проблемы, применение ЭВМ в практике расчета оптических систем ознаменовало новую эру. В корне изменился процесс расчета. Конструктор освобожден от выполнения бесконечных рутинных математических операций. Будущее в практике расчета оптических систем, безусловно, за более эффективным использованием возможностей ЭВМ, разработкой более совершенных программ, применяемых не только для анализа качества изображения и оптимизации, но и синтеза, за счет использования теоретических положений геометрической и волновой оптики, а также теории aberrаций.

### **3.4. Методика расчёта по частям**

Этот метод впервые нашёл применение для расчёта объективов микроскопа различных типов: ахроматов, апохроматов, суперапохроматов и объективов с плоской поверхностью изображения [1, 5, 6, 9, 11, 18].

Суть метода заключается в том, что оптическая схема объектива условно делится на две части, рассчитываемые в начальной стадии самостоятельно. Оптические схемы обеих частей в зависимости от оптических характеристик и типов объективов весьма разнообразны. Различны и способы их расчёта.

Первая часть - фронтальная, через которую проходят пучки лучей со значительной числовой апертурой, рассчитывается с использованием свойств апланатических точек поверхностей. Благодаря этому апертурные углы второй - масштабно-компенсационной части - уменьшаются, и при этом фронтальная часть не вносит значительных aberrаций.

Масштабно-компенсационная часть компенсирует aberrации, внесённые фронтальной частью, и обеспечивает необходимые масштабно-габаритные требования, предъявляемые ко всему объективу. Эта часть на начальной стадии рассчитывается с применением теории aberrаций 3-го порядка. После соединения обеих частей проводится окончательная коррекция aberrаций на ЭВМ с помощью программ Zemax, SARO, OPAL-PC и др.

В заключении следует подчеркнуть, что методика расчета по частям является рациональным и последовательным применением методов расчёта, рассмотренных выше.

### 3.5. Модульный принцип проектирования оптических систем

Сущность этого метода состоит в том, что оптические системы синтезируются с помощью оптических элементов (модулей) с известными коррекционными свойствами. Впервые он был использован при разработке объективов для оптической записи и считывания информации. В дальнейшем он нашел применение при расчете других оптических систем, в том числе оптической элементной базы для микроскопов, афокальных систем и др. [1, 5, 6, 9, 11, 18].

В качестве оптических модулей могут быть использованы плоскопараллельная пластинка, апланатический мениск, одиночные линзы различной формы, компенсаторы хроматических аберраций в виде гиперхроматической линзы и др.

Использование свойств специальных поверхностей и линз - другая возможность создать стартовую систему. Метод позволяет избежать введения в систему лишних элементов и неоправданного усложнения системы.

Те оптические элементы, линзы или зеркала, которые определяют оптическую силу прибора, называют *базовыми или силовыми*, а элементы, обладающие некоторой оптической силой и предназначенные для исправления кривизны поля, - *коррекционно-силовыми*. Линзы или зеркала, обладающие малой или даже нулевой оптической силой, предназначенные для исправления тех или иных аберраций, называются *коррекционными*. Эти оптические элементы типа афокальных линз, афокальных менисков, пластинок Шмидта, planoидных зеркал и т.д.

Существуют поверхности и линзы, в которых отсутствуют отдельные аберрации. В некоторых случаях возможно, используя только комбинацию из специальных поверхностей и линз, получить оптическую систему. Чаще всего используются комбинации из тонких линз и линз и поверхностей с особыми свойствами.

## ГЛАВА 4. Габаритный и предварительный абберационный расчёты некоторых оптических систем

### 4.1. Расчёт объектива микроскопа

Объектив является одним из основных узлов микроскопа, так как от его числовой апертуры и коррекции aberrаций в большей степени зависит разрешающая способность и качество изображения всего микроскопа [6, 10, 18].

Объективы микроскопа классифицируются по различным признакам, например, по способу освещения наблюдаемого объекта (светлое и тёмное поле, проходящий и отражённый свет), по спектральной области, для которой они рассчитаны (видимая, ультрафиолетовая, инфракрасная), по длине тубуса (160 мм, 190 мм,  $\infty$  и др.), по конструктивным особенностям (линзовые, зеркальные, зеркально-линзовые), наличию иммерсионной жидкости (сухие и иммерсионные) [6, 10, 18].

И всё же наибольшее предпочтение заслуживает классификация объективов по степени коррекции aberrаций. Различают объективы следующих типов: монохроматы, ахроматы, апохроматы, суперапохроматы, объективы с плоской поверхностью изображения (планахроматы, планапохроматы и плансуперапохроматы).

Монохроматы - это объективы, у которых aberrации исправлены для одной длины волны или узкой спектральной области. Объективы, у которых ахроматизация выполнена для двух длин волн ( $F'$  и  $C'$ ), называются ахроматами [6].

У апохроматов спектральная область расширена, и ахроматизация выполнена для трёх длин волн ( $e$ ,  $F'$  и  $C'$ ), при этом изображение, даваемое лучами  $G'$ , которое наиболее активно действует на фотографический слой, заметно подтягивается к изображению, даваемое лучами  $e$ ,  $F'$  и  $C'$ . В этом и заключается преимущество апохроматов перед ахроматами [6].

Суперапохроматы - это объективы, рассчитанные на существенно расширенную, по сравнению с апохроматами, спектральную область, например, от 0.240 мкм до 0.700 мкм, то есть для видимой и ультрафиолетовой областей спектра [6].

Объективы с плоским полем (планообъективы), по сравнению с монохроматами, ахроматами и апохроматами, имеет существенно увеличенное поле (примерно вдвое). По степени коррекции хроматических aberrаций различают планахроматы, планапохроматы и плансуперапохроматы [6].

В зависимости от типа рассчитываемого объектива тщательной коррекции подлежат соответствующие aberrации. При проектировании объективов микроскопа необходимо также учитывать унификацию

оптических характеристик:

1. Объективы для новых моделей микроскопа рассчитываются на две длины тубуса (160 мм и  $\infty$ ).
2. Высота объектива (расстояние от плоскости предмета или верхней поверхности покровного стекла до нижнего среза тубуса) принимается равной 45 мм.
3. Увеличение объективов (для проходящего света) и фокусные расстояния (для отражённого света) изменяются в геометрической прогрессии со знаменателем 1.6, что соответствует ряду  $R_a$ . ГОСТ 6636-69 «Нормальные линейные размеры».
4. Хроматизм увеличения для всего комплекта объективов должен быть постоянен, а его величина зависит от того, с каким комплектом окуляров они будут применяться.

При проектировании объективов микроскопов следует обращать самое серьёзное внимание на технологичность оптических систем, учитывая серийное и крупносерийное производство.

Далее будут рассмотрены: проектирование объективов микроскопа на основе метода расчёта по частям, различные типы фронтальных и масштабно-компенсационных частей в зависимости от типа объектива и его характеристик.

#### *Объективы микроскопа небольшого увеличения и числовой апертуры*

Принципиальная оптическая схема объектива микроскопа с увеличением  $\beta = 1.6^X \div 6.3^X$  включает два компонента, разделённых воздушным промежутком конечной величины (рис. 4.1) [6, 10, 18].

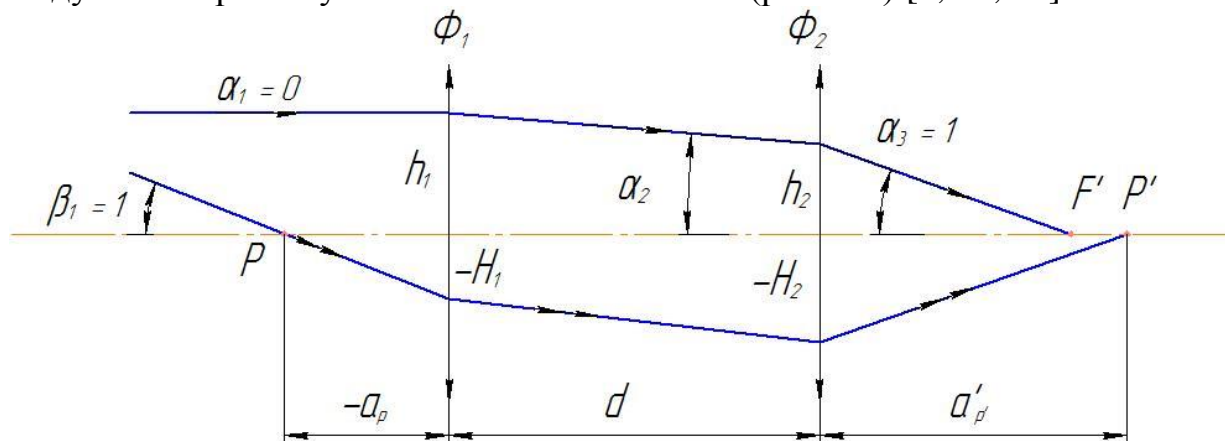


Рисунок 4.1. Принципиальная оптическая схема объектива микроскопа

Габаритный расчёт таких объективов может быть выполнен в следующей последовательности.

Используя известные соотношения геометрической оптики для параксиальной области, вводя условия нормирования:  $\alpha_1 = \beta_0^X$  и

$h_1 = s_1\alpha_1 = s_1\beta_0^X$ , находят оптические силы компонентов:

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{h_1} = \frac{\alpha_2 - \beta_0}{s_1\beta_0}, \\ \Phi_2 &= \frac{\alpha_3 - \alpha_2}{h_2} = \frac{1 - \alpha_2}{h_1 - d\alpha_2} = \frac{1 - \alpha_2}{s_1\beta_0 - d\alpha_2},\end{aligned}\quad (4.1)$$

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  - оптические силы компонентов,

$d$  - расстояние между компонентами,

$\beta_0$  - линейное увеличение объектива,

$s_1$  - расстояние от предмета до первого компонента (рабочее расстояние).

В то же время, с учётом унификации оптических характеристик микроскопа, должны удовлетворяться следующие условия:  $z = -s_1 + d + s'_2$  и  $H \leq -s_1 + d$ , где  $z$  - расстояние от предмета до изображения,  $s'_2$  - расстояние от второго компонента до изображения,  $H$  - высота объектива.

В случае расчета объективов для длины тубуса 160 мм и высотой  $H = 45$  мм,  $L = 192$  мм. Для определения  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  по (4.1) предварительно следует найти  $\alpha_2$ . Из рис. 4.1 следует, что  $s'_2 = s_1\beta_0 - d\alpha_2$  и  $s'_2 = z + s_1 - d$ . Из этих равенств вытекает, что

$$\alpha_2 = \frac{s_1\beta_0 - z + H}{d}.\quad (4.2)$$

При заданном  $s_1$  (рабочее расстояние объектива) числовые значения  $\alpha_2$  целесообразно определить для ряда значений  $d$ .

При расчете объективов с плоским полем выбрать вариант, при котором  $S_{IV}$  имеет минимальное значение:

$$S_{IV} = \pi(\Phi_1 + \Phi_2) \approx 0.7(\Phi_1 + \Phi_2).\quad (4.3)$$

В случае необходимости, при расчете объектива с плоским полем, в оптическую схему объектива может быть внесён апланатический компенсатор кривизны, который может быть расположен между компонентами объектива или перед ним (см. формулы (4.7)).

Первый компонент обычно представлен в виде одиночной линзы, а второй - в виде двухлинзового склеенного компонента или двухлинзового компонента и одиночной линзы.

Предварительный абберационный расчет может быть выполнен на основе теории аббераций 3-го порядка.

*Объективы микроскопа средних и больших увеличений и числовых зпертур*

Расчет объектива начинается с выбора оптической схемы и расчета

фронтальной части. Тип фронтальной части существенно зависит от назначения объектива и его оптических характеристик [6, 10, 18].

Независимо от типа рассчитываемого объектива, фронтальная часть должна удовлетворять ряду общих требований. Основные из них сводятся к следующему [6]:

во-первых она должна иметь вполне определенное, заданное в техническом задании, рабочее расстояние;

во-вторых, в зависимости от числовой апертуры и увеличения объектива фронтальная часть должна иметь вполне определенное линейное увеличение, с тем, чтобы апертура для последующей части не была слишком велика. Практика расчетов показала, что если апертура последующей части не превышает  $0.1 \pm 0.2$ , то она имеет сравнительно простую конструкцию и может быть легко рассчитана на основе теории аббераций 3-го порядка;

далее, особое внимание должно быть уделено тому, чтобы фронтальная часть не вносила значительных аббераций, в особенности высшего порядка, при прохождении пучков лучей с большой числовой апертурой. Поэтому при её выборе целесообразно использовать свойства апланатических точек поверхностей;

и наконец, при расчете объективов с плоским полем, где тщательной коррекции подлежит кривизна поверхности изображения, определяемая четвертой суммой Зейделя  $S_{IV}$ , числовое значение  $S_{IV}$  фронтальной части находится из условия, чтобы сумма Петцваля для всего объектива была близка к нулю.

Ниже будут рассмотрены некоторые типы фронтальных частей. На рис. 4.2 приведены оптические схемы фронтальных линз [6, 18].

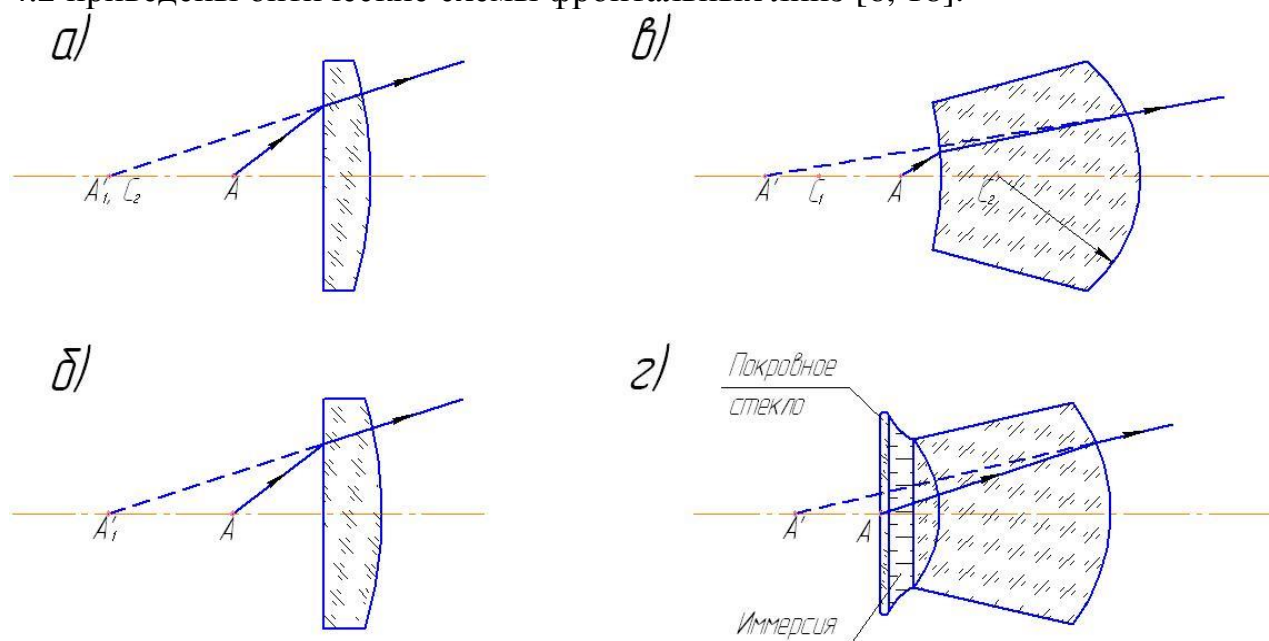


Рисунок 4.2. Оптические схемы фронтальных линз

### Фронтальная часть в виде плоско-выпуклой линзы

При расчёте ахроматов или апохроматов средних числовых апертур  $A = 0.30 \dots 0.65$ , фронтальная линза из технологических соображений имеет обычно плоско-выпуклую форму. Здесь возможны два наиболее часто встречающихся варианта.

В первом случае изображение точки предмета  $A$  после преломления через плоскую поверхность совпадает с центром кривизны второй поверхности (рис. 4.2а). Конструктивные элементы определяются выражениями:

$$\begin{aligned} r_1 &= \infty; \\ r_2 &= s_1 n - d; \\ s'_2 &= r_2; \\ \beta &= (n)^X, \end{aligned} \tag{4.4}$$

где  $s_1$  - рабочее расстояние объектива,

$d$  - расстояние между компонентами,

$\beta_0$  - линейное увеличение объектива,

$n$  - показатель преломления линзы,

$s'_2$  - задний отрезок (положение изображения точки предмета относительно вершины второй поверхности).

Во втором случае, после преломления через плоскую поверхность, точка-предмет  $A$  совпадает с апланатической точкой третьего рода второй поверхности (рис. 4.2б).

Конструктивные элементы определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} r_1 &= \infty; \\ r_2 &= \frac{s_1 n - d}{1 + \frac{1}{n}}; \\ s'_2 &= r_2 (1 + n); \\ \beta &= (n)^X. \end{aligned} \tag{4.5}$$

Таким образом, при использовании таких фронтальных линз числовая апертура объектива снижается в первом случае в  $n$  раз, а во втором в  $n^2$  раз.

Для дальнейшего снижения числовой апертуры за фронтальной линзой такого типа можно ввести апланатический мениск.

### Фронтальная часть в виде апланатического мениска

В объективах микроскопа наибольшее распространение получил апланатический мениск, у которого первая поверхность - второго рода (концентричная точке предмета), а вторая - третьего рода (рис. 4.2в). Такой мениск снижает числовую апертуру в  $n$  раз и при этом не вносит сферическую аберрацию и кому [6, 10, 18].



Конструктивные элементы такого мениска определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} r_1 &= s_1; \\ r_2 &= \frac{s_2}{1 + \frac{1}{n}}; \\ s_2 &= s_1 - d. \end{aligned} \tag{4.6}$$

При расчёте объективов с плоским полем небольшого увеличения  $\beta = 1.6^X \div 6.3^X$  может быть использован апланатический мениск, у которого обе поверхности третьего рода. Особенностью такого мениска является то, что, обе поверхности его не вносят сферической аберрации, комы и астигматизма 3-го порядка, кривизна поверхности изображения ( $S_{IV}$ ) может быть исправлена.

Конструктивные элементы такого мениска определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{s_1}{1+n}; \\ r_2 &= \frac{n}{n+1} \left( \frac{s_1}{n} - d \right); \\ d &= \frac{s_1}{n} + \frac{1}{n \left[ S_{IV} \frac{n}{(n^2-1)} - \frac{1}{s_1} \right]}; \\ s'_2 &= \left( \frac{s_1}{n} - d \right) n; \\ \beta &= 1^X, \end{aligned} \tag{4.7}$$

где  $r_1$  и  $r_2$  - радиусы кривизны поверхностей,

$d$  - толщина мениска,

$n$  - показатель преломления мениска,

$$S_{IV} = - \sum_1^2 \frac{\Delta \frac{1}{r}}{n} - \text{сумма Пецваля.}$$

#### Фронтальная часть в виде «толстого» мениска

При расчёте планобъективов со средней и высокой числовой апертурой в качестве фронтальной линзы используется толстый мениск с заданной величиной  $S_{IV}$  (рис. 4.2г) [6, 10, 18].

Конструктивной особенностью такого мениска является то, что изображение точки предмета после преломления на первой поверхности совпадает с апланатической точкой третьего типа второй поверхности, и

поэтому последняя не вносит сферической аберрации, комы и астигматизма 3-го порядка. С целью уменьшения вносимых монохроматических аберраций первой поверхностью мениска целесообразно располагать предмет вблизи первой поверхности ( $k \leq 0.2$ ).

Конструктивные элементы такого мениска определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 r_1 &= \frac{s_1}{k}; \\
 r_2 &= \frac{1-n}{n \left( S_{IV} + \frac{1-n}{nr_1} \right)}; \\
 d &= \frac{knr_1}{1+k(n-1)} - r_2 \frac{(1+n)}{n}; \\
 s'_2 &= r_2(n+1); \\
 \beta &= \frac{n^2}{(n-1)k+1}.
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

#### Фронтальная линза для иммерсионных объективов с плоской поверхностью изображения

Оптическая схема такой линзы представлена на рис. 4.2д, где 1 - покровное стекло, 2 - иммерсионная жидкость, 3 - плоско-выпуклая линза и 4 - толстый мениск [6, 10, 18].

Особенностью такой склеенной линзы является то, что показатели преломления иммерсионной жидкости, покровного стекла и первой плоско-выпуклой линзы одинаковые, благодаря чему при прохождении пучков лучей не вносятся монохроматические аберрации.

Далее, осевая точка предмета находится в центре кривизны второй поверхности, а её изображение совпадает с апланатической точкой третьего типа третьей поверхности.

Обычно из технологических соображений первая поверхность выполняется плоской. Вообще, первая плоско-выпуклая линза вводится лишь для удобства эксплуатации, так как существенно облегчается чистка первой поверхности и исключается возможность попадания воздушных пузырей в поле микроскопа.

Конструктивные элементы такой фронтальной линзы могут быть вычислены по формулам:

$$\begin{aligned}
 r_1 &= \infty; \\
 r_2 &= s_1 - d_1;
 \end{aligned}$$

$$r_3 = \frac{r_2 - d_2}{1 + \frac{1}{n_2}};$$

$$d = r_2 + \frac{1 - \frac{1}{n_2}}{\frac{1}{S_{IV}} + \frac{n_2}{r_2} - \frac{1}{n_1}};$$

$$s'_2 = r_3(1 + n_2);$$

$$\beta = n_1 \cdot n_2,$$

где  $d_1$  и  $d_2$  - толщины линз,

$n_1 = n_{\text{иммерс}}$  и  $n_2$  - показатели преломления оптических сред.

В заключение следует заметить, что при расчёте высокоапертурных объективов с целью дальнейшего уменьшения апертурных углов за фронтальной линзой возможно расположение апланатических менисков.

После выбора типа фронтальной части и вычисления её конструктивных элементов производится расчёт хода лучей с целью определения aberrаций.

На этом габаритный и предварительный aberrационный расчёты фронтальной части заканчиваются, и можно переходить к расчёту масштабно-компенсационной части.

В результате расчёта фронтальной части становятся известными её линейное увеличение  $\beta_\phi$  и  $s'_\phi$ , а также остаточные aberrации.

В соответствии с основными положениями метода расчёта по частям, масштабно-компенсационная часть объектива должна обладать вполне определёнными значениями линейного увеличения  $\beta_{m-k}$  или фокусного расстояния  $f'_{m-k}$ , вычисленными для обратного хода лучей. Причем, величины  $\beta_{m-k}$  или  $f'_{m-k}$  (в случае, если рассчитывается объектив с длиной тубуса, равной бесконечности), а также  $s_{m-k}$  должны быть рассчитаны таким образом, чтобы при соединении обеих частей объектив имел заданные величины линейного увеличения или фокусного расстояния и заданное расстояние от предмета до изображения, учитывая длину тубуса микроскопа. Кроме этих условий, объектив должен иметь вполне определённую, в соответствии со стандартом, высоту - расстояние от предмета до опорной плоскости объектива. Масштабно-компенсационная часть объектива должна также обладать необходимым числом параметров для компенсации остаточных aberrаций фронтальной части.

Легко убедиться, что всем этим требованиям может удовлетворить оптическая система, состоящая из двух компонентов, которые в первом приближении можно считать тонкими, разделёнными воздушным

промежутком конечной величины.

Сначала рассмотрен габаритный расчёт.

Габаритный расчет масштабно-компенсационной части

На рисунке 4.3 изображены принципиальные оптические схемы масштабно-компенсационной части для случаев расположения предмета на бесконечности и на конечном расстоянии [6, 10, 18].

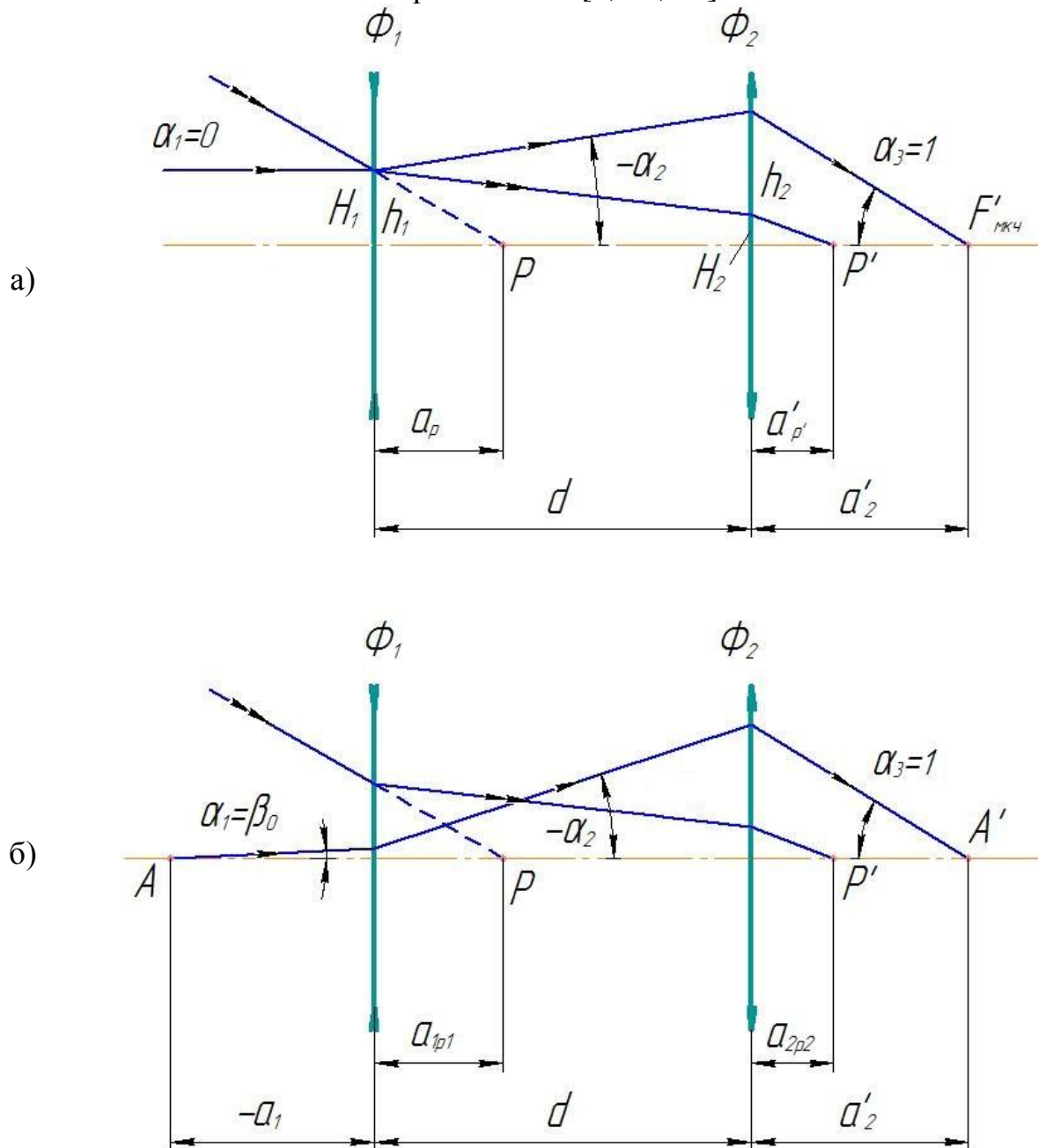


Рисунок 4.3. Принципиальные оптические схемы масштабно-компенсационной части объективов с плоским полем:

а) предмет находится на бесконечности, б) предмет находится на конечном расстоянии

Сначала рассмотрен габаритный расчёт для случая, когда предмет расположен на бесконечности (рис.4.3а).

При следующих условиях нормирования:  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h_1 = f' = 1$ , приведены два уравнения: первое для выполнения условия масштабов, второе - для заданной величины последнего (заднего) отрезка:

$$\begin{aligned} \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1 + \Phi_2 &= 1, \\ 1 - d\Phi_1 &= \alpha'_2. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Практически удобно выразить оптические силы компонентов  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  через углы пересечения первого параксиального угла с оптической осью:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{h_1} = \alpha_2, \text{ т.к. } \alpha_1 = 0 \text{ и } h_1 = 1; \\ \Phi_2 &= \frac{\alpha_3 - \alpha_2}{h_2} = \frac{1 - \alpha_2}{1 - d\alpha_2}, \text{ т.к. } \alpha_3 = 1. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Реальные фокусные расстояния компонентов могут быть определены из (41):

$$\begin{aligned} f'_1 &= \frac{f'_0}{\alpha_1}; \\ f'_2 &= f'_0 \frac{1 - d\alpha_2}{1 - \alpha_2}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где  $f'_0$  - реальное фокусное расстояние всей системы.

Далее рассматривается второй случай (рис. 4.3б), когда предмет находится на конечном расстоянии  $a_1 \neq \infty$ . В этом случае удобно ввести следующие условия нормирования:  $\alpha_1 = \beta_0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h_1 = a_1\alpha_1$  и  $\alpha'_2 = h_2 = h_1 - d\alpha_2 = a_1\alpha_1 - d\alpha_2 = a_1\beta_0 - d\alpha_2$ .

Оптические силы и реальные фокусные расстояния компонентов определяются из следующих выражений:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{h_1} = \frac{\alpha_2 - \beta_0}{a_1 h_1}; \\ \Phi_2 &= \frac{\alpha_3 - \alpha_2}{h_2} = \frac{1 - \alpha_2}{a_1 \beta_0 - d\alpha_2}, \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} f'_1 &= \frac{a_1 \beta_0}{\alpha_2 - \beta_0}; \\ f'_2 &= \frac{a_1 \beta_0 - d\alpha_2}{1 - \alpha_2}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

где  $\beta_0$  - линейное увеличение всей системы.

В тех случаях, когда расстояние между первым и вторым компонентом жёстко не задано, можно варьировать величиной  $d$  в некоторых пределах,

как дополнительным параметром, что может быть использовано при дальнейшем абберационном расчёте.

Следует заметить также, что на стадии габаритного расчёта таких систем может быть решён вопрос коррекции кривизны поверхности изображения ( $S_{IV}$ ):

$$S_{IV} = \sum_1^2 \pi\Phi = \pi(\Phi_1 + \Phi_2) \approx 0.7(\Phi_1 + \Phi_2).$$

На стадии габаритного расчёта весьма полезно определить относительные отверстия (диаметры) компонентов, так как это во многом облегчит выбор их типа при абберационном расчёте. Для этого необходимо произвести расчёт нулевых лучей (апертурного и главного).

Следует заметить, что полный световой диаметр (без учёта виньетирования) определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} D_1 &= 2(h_1 + H_1), \\ D_2 &= 2(h_2 + H_2). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Относительные диаметры (отверстия) определяются так:

$$\begin{aligned} \frac{D_1}{f_1'} &= \frac{2(h_1 + H_1)}{f_1'}, \\ \frac{D_2}{f_2'} &= \frac{2(h_2 + H_2)}{f_2'}, \end{aligned} \quad (4.16)$$

где  $h_1$ ,  $H_1$  и  $h_2$ ,  $H_2$  - высоты пересечения апертурного и главного лучей компонентами, а  $f_1'$  и  $f_2'$  их реальные фокусные расстояния.

Далее рассматривается предварительный абберационный расчёт.

#### Предварительный абберационный расчёт масштабнo-компенсационной части

Масштабно-компенсационная часть должна быть рассчитана таким образом, чтобы при соединении её с фронтальной частью объектив имел необходимую коррекцию аббераций [6, 10, 18].

В зависимости от назначения и типа объектива коррекции подлежат те или иные абберации. Однако для всех типов объективов наиболее тщательно должны быть исправлены абберации для точки на оси, то есть сферическая абберация, хроматизм положения и сферохроматическая абберация. Если рассчитывается ахромат, то к этим условиям добавляется кома и астигматизм. В случае расчёта объективов с увеличенным полем (планахроматов, планапохроматов и плансуперапохроматов) добавляется и условие исправления кривизны поверхности изображения. Особенности расчёта объективов с апохроматической и суперапохроматической коррекцией будут рассмотрены ниже [6, 10, 18].

Масштабно-компенсационная часть рассчитывается так, чтобы её

абберации в первом приближении были равны по абсолютной величине соответствующим абберациям фронтальной части, но противоположны по знаку (для продольных величин) и одного знака (для поперечных величин). Абберационный расчёт масштабно-компенсационной части проводится для обратного хода лучей. В качестве примера при расчёте ахроматического объектива с плоским полем должны быть выполнены следующие условия:

$$\begin{aligned}
 \Delta s_{\text{мк}} &= -\Delta s_{\phi}; \\
 \Delta y'_{\text{мк}} &= \Delta y'_{\phi}; \\
 \Delta y'_{\text{КММ}} &= \Delta y'_{\text{КФ}}; \\
 \eta_{\text{мк}} &= \eta_{\phi}; \\
 (z'_m - z'_s)_{\text{мк}} &= (z'_m - z'_s)_{\phi}; \\
 S_{IV \text{ мк}} &= S_{IV \phi}; \\
 ds'_{\text{мк}} &= -d's_{\phi}; \\
 dy'_{\text{мк}} &= dy'_{\phi}.
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

Дисторсия объективов микроскопа (за исключением объективов специального назначения) не исправляется вследствие сравнительно малого поля.

Вопрос об исправлении вторичного спектра и сферохроматической абберации будет рассмотрен ниже.

Предварительный абберационный расчёт масштабно-компенсационной части проводится на основе теории аббераций 3-го порядка применительно к системам, состоящим из тонких компонентов.

Далее рассмотрены коррекционные возможности масштабно-компенсационной части, состоящей из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком конечной величины. Из теории аббераций 3-го порядка следует, что один тонкий компонент обладает тремя основными параметрами  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  (параметр  $\pi$  практически постоянен и равен 0.7).

Таким образом, у системы из двух компонентов имеется в общем случае шесть параметров, то есть, в принципе, можно исправить четыре монохроматические и две хроматические абберации. При расчёте ахроматических объективов исправлению подлежат три монохроматических (сферическая, кома и астигматизм) и две хроматические (хроматизм положения и хроматизм увеличения). Если требуется более тщательное исправление кривизны поверхности (при расчёте планобъективов), то её можно частично исправить при выборе и расчёте фронтальной части или введением компенсаторов кривизны поверхности.

Таким образом, оптическая система масштабно-компенсационной части в виде двух компонентов, разделённых воздушным промежутком, может быть принята за основную при проектировании объективов микроскопа со

средними и большими числовыми апертурами и увеличениями [6, 10, 18].

Для системы из двух тонких компонентов выражения коэффициентов aberrаций 3-го порядка  $S_I$ ,  $S_{II}$  и  $S_{III}$  имеют вид:

$$\begin{aligned} S_I &= A_1 \bar{P}_1 + B_1 \bar{W}_1 + C_1 \bar{P}_2 + D_1 \bar{W}_2 + E_1; \\ S_{II} &= A_2 \bar{P}_1 + B_2 \bar{W}_1 + C_2 \bar{P}_2 + D_2 \bar{W}_2 + E_2; \\ S_{III} &= A_3 \bar{P}_1 + B_3 \bar{W}_1 + C_3 \bar{P}_2 + D_3 \bar{W}_2 + E_3; \\ S_{I_{\text{вп}}} &= h_1 \bar{C}_1 (\alpha_2 - \alpha_1) + h_2 \bar{C}_2 (\alpha_3 - \alpha_2); \\ S_{II_{\text{вп}}} &= \frac{1}{J} [H_1 \bar{C}_1 (\alpha_2 - \alpha_1) + H_2 \bar{C}_2 (\alpha_3 - \alpha_2)]. \end{aligned} \quad (4.18)$$

В случае если один из компонентов выполнен в виде одиночной линзы, для которой  $\bar{P} = f(\bar{W})$ , уравнения (4.18) принимают вид:

$$\begin{aligned} S_I &= A_1 \bar{W}_1^2 + B_1 \bar{W}_1 + C_1 \bar{W}_2 + D_1 \bar{P}_2 + E_1; \\ S_{II} &= A_2 \bar{W}_1^2 + B_2 \bar{W}_1 + C_2 \bar{W}_2 + D_2 \bar{P}_2 + E_2; \\ S_{III} &= A_3 \bar{W}_1^2 + B_3 \bar{W}_1 + C_3 \bar{W}_2 + D_3 \bar{P}_2 + E_3. \end{aligned} \quad (4.19)$$

В этом случае задача сводится к решению этих уравнений относительно  $\bar{W}_1$ , а затем решается квадратное уравнение:

$$\bar{W}_1^2 + a \bar{W}_1 + b = 0, \text{ получая корни } \bar{W}_{1-1} \text{ и } \bar{W}_{1-2}$$

Далее находят по два значения и для основных параметров  $\bar{W}_{2-1}$ ,  $\bar{P}_{2-1}$  и  $\bar{W}_{2-2}$ ,  $\bar{P}_{2-2}$

Далее для одиночной линзы можно найти угол в стекле  $\alpha_2$ :

$$\alpha_2 = \frac{1 - \bar{W}_1 \left(1 - \frac{1}{n}\right)}{n + \frac{1}{n}}.$$

Затем, по известной рекуррентной формуле необходимо вычислить радиусы преломляющих поверхностей:

$$r = f' \frac{\Delta n}{\Delta \alpha \cdot n}.$$

Второй компонент, в случае, если он имеет значительное относительное отверстие (диаметр), может быть выполнен в виде двух одинаковых компонентов.

Выражения для связи между основными параметрами всего компонента и его составляющих приведены в 2.7 и таблицах 2.1-2.3.

$$\begin{aligned} P_{1/2} &= 4(\bar{P} - \bar{W} + 0.26); \\ W_{1/2} &= 2(\bar{W} - 0.68); \end{aligned} \quad (4.20)$$



$$\bar{C}_{1/2} = \bar{C}_2;$$

$$f'_{1/2} = 2f'_2.$$

После определения основных параметров второго компонента и его составляющих выбирают тип компонента и вычисляют его конструктивные элементы.

Чаще всего используется двухлинзовые склеенные компоненты, а иногда и трёхлинзовые, методика расчёта которых достаточно хорошо изучена и описана в литературе [6, 10, 18].

Трёхлинзовые склеенные компоненты не обладают существенными преимуществами по сравнению с двухлинзовыми. Их рекомендуется применять в тех случаях, когда они имеют большие положительные значения хроматического параметра  $\bar{C}$ . В ряде случаев у них, путём подбора марок стекла, можно влиять на aberrации высшего порядка, однако они менее технологичны в изготовлении, чем двухлинзовые [6, 10, 18].

Задачи предварительного aberrационного расчёта сводятся к решению трех уравнений для  $S_I$ ,  $S_{II}$  и  $S_{III}$ , линейных относительно основных параметров, и двух уравнений для  $S_{Ixp}$  и  $S_{IIxp}$ , линейных относительно  $\bar{C}_1$  и  $\bar{C}_2$ . Придавая одной из величин основных параметров ряд числовых значений и решая совместно три линейных уравнения, находят основные параметры.

Далее, в зависимости от значений величин основных параметров и относительных отверстий, выбирают типы компонентов, вычисляют их конструктивные элементы и проводят контрольные расчёты лучей [6, 10, 18].

Вычисленные по формулам теории aberrаций 3-го порядка величины aberrаций могут не соответствовать реальным рассчитанным значениям по ряду причин.

Во-первых, компоненты в начале расчёта предполагались бесконечно тонкими, хотя, на самом деле, они обладают реальными толщинами.

Во-вторых, предварительный расчёт производился исходя из предположения, что в системе присутствуют лишь aberrации 3-го порядка, хотя в реальности кроме них, в той или иной мере, присутствуют aberrации высшего порядка.

И, наконец, не исключена возможность проникновения в процесс расчёта случайных ошибок.

В случае если aberrации заметно отличаются от заданных, процесс следует повторить путем интерполяции числовых значений коэффициентов aberrаций.

#### Окончательный aberrационный расчёт объектива

После определения aberrаций фронтальной и предварительно рассчитанной масштабной-компенсационной части приступают к

окончательному абберационному расчету объектива. Здесь возможно несколько вариантов коррекции [6, 10, 18].

Если aberrации масштабно-компенсационной части достаточно близки к aberrациям фронтальной части, то обе части объединяют и выполняют расчеты лучей через всю систему, хотя при расчете высокоапертурных объективов это наблюдается довольно редко из-за влияния толщин и aberrаций высшего порядка. В этом случае обычно aberrации системы достаточно близки к окончательной коррекции. Требуется лишь произвести тонкую доводку. Наиболее удобно для этой цели воспользоваться одной из программ для автоматизированной коррекции aberrаций на ЭВМ [6, 10, 18].

Другой возможный вариант расчета характерен тем, что некоторые aberrации масштабно-компенсационной части заметно отличаются от соответствующих aberrаций фронтальной части. Однако большого рассогласования в aberrациях высших порядков нет. В этом случае целесообразно предварительно произвести перерасчёт системы путем интерполяции числовых значений коэффициентов aberrаций (сумм Зейделя) масштабно-компенсационной части, далее произвести окончательную оптимизацию всей системы [6, 10, 18].

И, наконец, самый неблагоприятный случай, когда во фронтальной или масштабно-компенсационной частях, а возможно и в обеих одновременно, присутствуют aberrации высшего порядка, заметно отличающиеся как по знаку, так и по абсолютной величине. В этом случае целесообразно воспользоваться оптимизирующими программами. Иногда коррекцию aberrаций вначале лучше проводить отдельно для обеих частей объектива. И в случае неудачи следует пересмотреть оптическую схему объектива, с целью выяснения причин появления aberrаций высших порядков. Они, как известно, возникают на поверхностях со значительной кривизной, где углы падения и преломления лучей на поверхностях достигают больших величин. Далее следует исключить эти поверхности путём усложнения компонента и рационального выбора оптических сред [6, 10, 18].

При расчёте объективов с апохроматической коррекцией особое внимание обращается на коррекцию вторичного спектра и сферохроматической aberrации. Хорошие результаты имеют место, если в качестве оптических сред используются стёкла и кристаллы с близкими частными относительными дисперсиями. Такими материалами являются стёкла марок ОФ, СТК, ТБФ, а также флюорит ( $\text{CaF}_2$ ) и литий фтористый ( $\text{LiF}$ ) [6, 10, 18].

В заключение следует отметить, что предложенный метод расчёта по частям позволяет синтезировать линзовые объективы микроскопа с различной степенью коррекции и различными оптическими характеристиками, в том числе ахроматы, апохроматы, суперапохроматы, планахроматы, планапохроматы и плансуперапохроматы.

Однако, несмотря на наличие большого арсенала технических средств, в

том числе и современного программного обеспечения, расчёт объективов микроскопа, в особенности высокоапертурных, с увеличенными полями, расширенной спектральной областью и некоторых других, до сих пор представляет собой весьма трудную и сложную задачу вычислительной оптики.

#### 4.2. Расчёт объективов для оптической записи и считывания информации

В последнее время оптическая память становится одной из перспективных замен магнитной или полупроводниковой памяти [1, 4, 5, 10, 12, 14, 18].

Как известно, под оптической памятью понимается такое устройство, в котором хотя бы один из видов выборки информации (запись, стирание, считывание) осуществляется с использованием лучистой энергии.

Преимуществом оптической памяти является быстрый доступ к массивам информации, высокая надёжность хранения, отсутствие потребляемой энергии в статическом состоянии памяти и другие. Плотность представления информации в оптическом запоминающем устройстве принципиально ограничена только дифракционным пределом.

Принципиальная схема устройства для оптической записи (рис. 4.4) включает лазер (источник излучения), оптический диск (приёмник излучения), фокусирующий объектив, светоделительный кубик, а также различные электронные и механические прецизионные устройства.

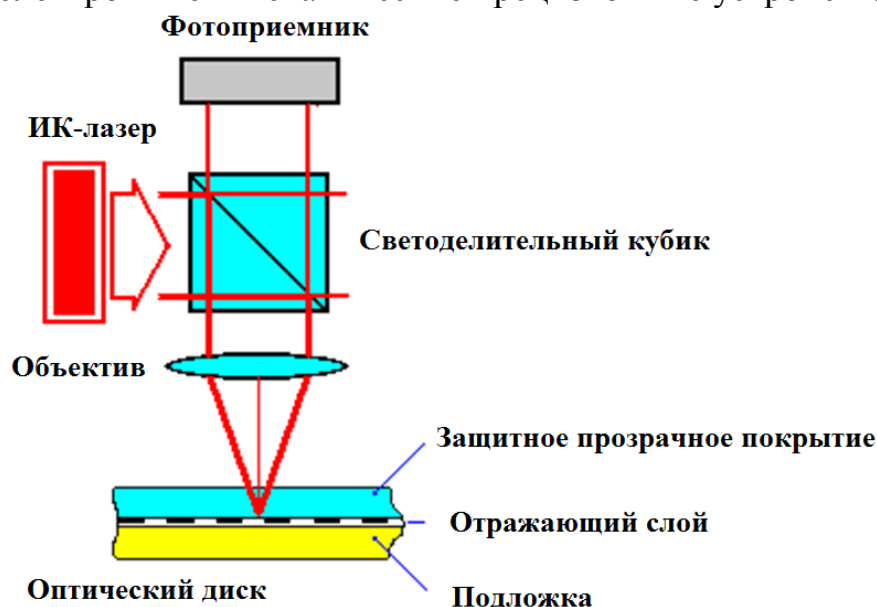


Рисунок 4.4. Принципиальная схема устройства для оптической записи

Одним из основных узлов устройства является фокусирующий объектив, от числовой апертуры и качества изображения которого зависит плотность записи на оптическом диске.

Диаметр сфокусированного пучка приблизительно равен

$$D \approx \frac{\lambda}{A},$$

где  $D \approx \frac{\lambda}{A}$  - длина волны лазера,

$A = \sin \sigma_A$  - числовая апертура объектива.

Для оптической записи и считывания информации необходимы линзовые фокусирующие объективы с высокой числовой апертурой и увеличенным, по сравнению с обычными микрообъективами, рабочим расстоянием, для того чтобы исключить возможность контакта объектива с поверхностью диска.

Другое очень важное требование к таким объективам – минимальная общая масса. Жёсткие требования предъявляются к качеству изображения этих объективов.

Кружок рассеяния в этих системах, в зависимости от решаемых задач, не должен превышать 0.6...2 мкм, а качество изображения для точки на оси должно быть близким к дифракционному.

Больших линейных полей у этих объективов не требуется. Они, как правило, не превышают 0.1...0.2 мм, что вполне достаточно для слежения за информационной дорожкой. Фокусное расстояние объективов не превышает 4 мм.

Для расчёта линзовых объективов для оптической записи и считывания информации весьма эффективно может быть использован модульный принцип проектирования (см. главу 3.5) [1, 4, 5, 10, 12, 14, 18].

Базовая схема объектива включает в себя три оптических модуля (рис. 4.5): защитно-коррекционный элемент (оптический диск) в виде плоско-параллельной пластинки, апланатический мениск (одного или нескольких) и масштабно-компенсационная часть, состоящая из одной или нескольких одиночных линз.

Оптический диск (плоско-параллельная пластинка, толщиной 1.2 мм) играет роль защитного слоя информации и вносит в оптическую систему положительную сферическую aberrацию.

Апланатический мениск, у которого одна поверхность - третьего рода, а другая - второго (рис. 2.2, линза 5), имеет линейное увеличение  $\beta = (n)^X$ , где  $n$  - показатель преломления мениска [1, 4, 5, 10, 12, 14, 18].

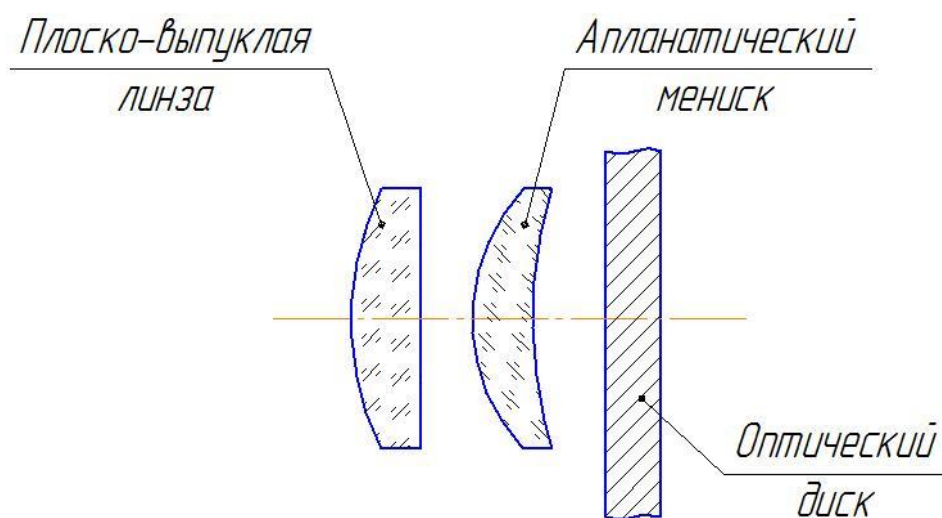


Рисунок 4.5. Базовая оптическая схема объектива для оптической записи информации

Такой мениск сам не вносит сферической aberrации, комы и астигматизма 3-го порядка.

Апланатический мениск снижает числовую апертуру объектива для масштабно-компенсационной части в  $n$  раз и увеличивает положительную сферическую aberrацию, внесённую оптическим диском в  $n^2$  раз.

Масштабно-компенсационный элемент обеспечивает требуемый масштаб изображения и компенсирует aberrации, внесённые оптическим диском.

Предложенная базовая оптическая схема построена по принципу компенсации aberrаций, а не на основе расчёта каждого элемента (модуля) на минимум сферической aberrации 3-го порядка.

Габаритный расчёт объектива выполняется в следующей последовательности: вначале определяется фокусное расстояние масштабно-компенсационного компонента [1, 4, 5, 10, 12, 14, 18]:

$$f'_{мк} = \beta_{ам} f'_0 = n_{ам} f'_0.$$

В начале расчёта целесообразно масштабно-компенсационный компонент взять в виде плоско-выпуклой линзы из стекла с  $n \approx 1.65$ .

В этом случае, при расположении входного зрачка на первой поверхности, плоско-выпуклая линза не вносит комы, а её сферическая aberrация близка к минимальной.

При расчёте высокоапертурных объективов целесообразно взять две одинаковые плоско-выпуклые линзы, так как сферическая aberrация будет меньше, чем в первом случае, приблизительно в три раза, что следует из рассмотрения таблицы 2.1.

Расчёт апланатического мениска выполняется по формулам [1, 4, 5, 10, 12, 14, 18]:

$$s = r \left( 1 + \frac{n'}{n} \right);$$

$$s' = r \left( 1 + \frac{n'}{n} \right).$$

Расчёт объектива может производиться как в прямом, так и в обратном ходе. Расчёт в обратном ходе целесообразно проводить в тех случаях, когда необходимо точно выдержать рабочее расстояние (расстояние от поверхности оптического диска до первой поверхности объектива).

Аберрационный расчёт на начальной стадии производится по частям.

Для правильного выбора типа компонентов приведены некоторые формулы для определения аберраций третьего порядка.

Условиями коррекции сферической аберрации и комы третьего порядка для всего объектива являются:

$$\begin{aligned} \Delta s'_{мкч} &= -\Delta s'_{фч}; \\ \Delta y'_{мкч} &= \Delta y'_{фч}; \\ \Delta y'_{Кмкч} &= \Delta y'_{Кфч}; \\ \eta_{мкч} &= \eta_{фч}; \end{aligned} \tag{4.21}$$

где  $\Delta s'_{фч}$  и  $\Delta s'_{мкч}$  - продольная сферическая аберрация фронтальной и масштабно-компенсационной частей,

$\Delta y'_{фч}$  и  $\Delta y'_{мкч}$  - поперечная сферическая аберрация фронтальной и масштабно-компенсационной частей,

$\Delta y'_{Кфч}$  и  $\Delta y'_{Кмкч}$  - меридиональная кома фронтальной и масштабно-компенсационной частей,

$\eta_{фч}$  и  $\eta_{мкч}$  - отступление от условия изопланазии, определяющее кому, фронтальной и масштабно-компенсационной частей:

$$\Delta y'_K = 3y'\eta,$$

где  $y'$  - величина изображения.

Аберрации оптического диска (плоско-параллельной пластинки) могут быть вычислены по формулам:

$$\begin{aligned} \Delta s' &= \frac{1}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^2 \sigma_A, \\ \Delta y'_K &= \frac{1}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \text{tg}^2 \sigma_A \text{tg} \omega_1. \end{aligned} \tag{4.22}$$

Сферическая аберрация и кома 3-го порядка масштабно-компенсационной части в виде тонких компонентов могут быть вычислены по формулам [1, 4, 5, 10, 12, 14, 18]:

$$\begin{aligned}\Delta s'_{МКЧ} &= -\frac{1}{2} f'_{МКЧ} \bar{P} \left( \frac{\sin \sigma_A}{\beta_{ам}} \right); \\ \Delta y'_K &= -\frac{3}{2} f'_{МКЧ} \bar{W} \left( \frac{\sin \sigma_A}{\beta_{ам}} \right)^2 \operatorname{tg} \omega_1,\end{aligned}\quad (4.23)$$

где  $f'_{МКЧ}$  - фокусное расстояние масштабно-компенсационной части,  
 $\sigma_A$  - апертурный угол объектива,  
 $\beta_{ам}$  - линейное увеличение апланатического мениска,  
 $\omega_1$  - полевой угол,  
 $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  - основные параметры компонента.

Таким образом, учитывая (4. 22) и (4.23), имеют:

$$-\frac{1}{2} f'_{МКЧ} \bar{P} \left( \frac{\sin \sigma_A}{\beta_{ам}} \right) \approx \frac{1}{2} \frac{(n^2 - 1)}{n^3} d \cdot \operatorname{tg}^2(\sin) \sigma_A \cdot n_{ам}^2, \quad (4.24)$$

где  $d$  - толщина оптического диска,  
 $\sin \sigma_A$  - числовая апертура объектива,  
 $n$  - показатель преломления материала оптического диска,  
 $n_{ам}$  - показатель преломления апланатического мениска,  
 $\bar{P}$  - основной параметр масштабно-компенсационной части.

Из (4.24) можно найти приближенное значение параметра  $\bar{P}$  и далее, воспользовавшись таблицами 2.1-2.3, подобрать тип компонента. Затем, варьируя формой линзы (линз) масштабно-компенсационного компонента (используя таблицы 2.1-2.3) и увеличением (показателем преломления) апланатического мениска, следует оптимизировать коррекцию аберраций объектива, используя, в том числе, программы оптимизации оптических систем на ЭВМ.

Следует заметить, что задача расчёта объективов для записи информации может быть эффективно решена с применением асферических поверхностей. Объективы в этих случаях представляют собой линзу с одной или двумя асферическими поверхностями второго или высшего порядка, в зависимости от числовой апертуры.

### 4.3. Расчёт симметричного двухкомпонентного окуляра с улучшенной коррекцией аберраций

Симметричный окуляр состоит из двух одинаковых и симметрично расположенных компонентов, находящихся близко друг от друга [8, 10, 14, 15, 18].

Угловое поле симметричных окуляров достигает  $2\omega = 40^\circ \div 45^\circ$ , а относительное отверстие  $D/f' = \frac{1}{5} \div \frac{1}{4}$ . Достоинством этих окуляров является

большой вынос выходного зрачка, равный  $(0.6 \div 0.7)f'$ .

У окуляров обычно исправлению подлежат полевые aberrации: кома, астигматизм, дисторсия и хроматизм увеличения [8, 10, 14, 15, 18].

Расчет симметричного окуляра может быть проведен на основе теории aberrаций 3-го порядка. Примем следующие условия нормирования:  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha' = 1$ ,  $h_1 = f' = 1$ ,  $J = -1$ ,  $H_1 = -1$ .

В случае исправления комы ( $\bar{S}_{II} = 0$ ) и присутствия астигматизма «ёлочкой» ( $z'_s = -z'_m$ ), числовое значение  $\bar{S}_{III}$  (при условии, что  $\bar{S}_{IV} = \pi \approx 0.7$ ) равно:

$$z'_m = -\frac{1}{2} f' \cdot tg^2 \omega_1 (3S_{III} + S_{IV});$$

$$z'_s = -\frac{1}{2} f' \cdot tg^2 \omega_1 (S_{III} + S_{IV}),$$

откуда следует, что

$$\bar{S}_{III} = -\frac{\bar{S}_{IV}}{2} \approx -0.35.$$

Выражения для  $\bar{S}_{II}$  и  $\bar{S}_{III}$  имеют вид:

$$\bar{S}_{II} = -\bar{P} + \bar{W} = 0;$$

$$\bar{S}_{III} = -\bar{P} - 2\bar{W} + 1 = -0.35,$$

откуда:

$$\bar{P} = \bar{W} = 1.35.$$

Из рассмотрения таблицы 2.3 следует, что таким числовым значениям основных параметров удовлетворяет система из двух плоско-выпуклых линз из стекла с показателем преломления  $n \approx 1.7 \div 1.8$ .

Для исправления хроматических aberrаций следует вводить склеенные хроматические поверхности. Например, следующие марки пар стекол - СТК9-ТФ4 или ТК16-Ф1 [8, 10, 14, 15, 18].

Оптическая схема такого окуляра приведена на рисунке 4.6.

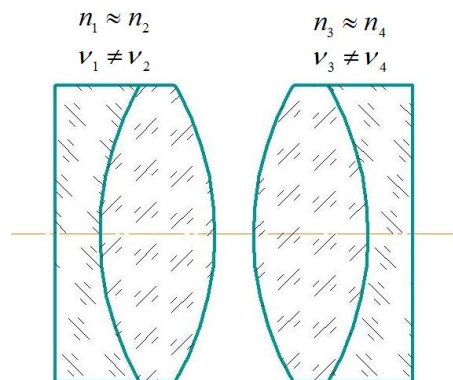


Рисунок 4.6. Оптическая схема симметричного окуляра с улучшенной коррекцией aberrаций



Отличительной особенностью симметричных окуляров, рассчитанных по такой схеме, является высокая степень коррекции астигматизма, кривизны изображения, комы и хроматизма увеличения, а также технологичность конструкции [8, 10, 14, 15, 18].

По такой схеме могут быть рассчитаны также и компенсационные окуляры для микроскопа с необходимой заданной величиной хроматизма увеличения.

Следует отметить, что зависимость между хроматическими aberrациями положения и увеличения от кривизны хроматической поверхности ( $\rho_{xp}$ ) является линейной. Путём интерполяции  $\rho_{xp}$ , можно добиться желаемой величины хроматических aberrаций.

Необходимо подчеркнуть, что у симметричных окуляров, рассчитанных ранее, в качестве оптических сред применены стекла с большой разностью показателей преломления для основной длины волны (тяжёлые флинты и кроны), что неизбежно приводит к появлению aberrаций высшего порядка - астигматизма и хроматизма увеличения.

#### 4.4. Расчёт конденсоров на минимум сферической aberrации третьего порядка

Общее условие минимума сферической aberrации 3-го порядка для системы из тонких линз имеет вид [8, 10, 14, 15, 17, 18]:

$$\frac{d \sum_1^m P}{d\alpha} = 0, \quad (4.25)$$

где  $m$  - число поверхностей,

$\alpha$  - угол нулевого (первого параксиального) луча,

$$P = \sum_1^m \left( \frac{\Delta\alpha}{\Delta \frac{1}{n}} \right)^2 \cdot \Delta \frac{\alpha}{n}.$$

Из (4.25) могут быть получены выражения для углов  $\alpha$ , соответствующие системе с минимальной сферической aberrацией 3-го порядка. Далее по найденным углам  $\alpha$  вычисляются радиусы преломляющих поверхностей по известной рекуррентной формуле:

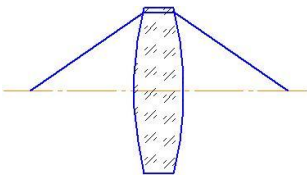
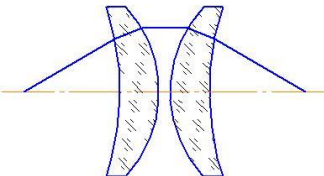
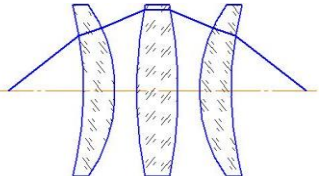
$$r = h \frac{\Delta n}{\Delta\alpha \cdot n}. \quad (4.26)$$

Недостатком оптических систем (конденсоров), рассчитанных на минимум сферической aberrации, является то, что основной параметр  $\bar{W}$ ,

определяющий кому, независимо от количества линз равен  $\bar{W} = \frac{1}{2(2+n)}$ , то есть практически постоянен и равен 0.13. Это приводит к тому, что у конденсоров с высокой апертурой, рассчитанных по этой методике, всегда имеется остаточная кома ( $\eta\%$ ) значительной величины [8, 10, 14, 15, 17, 18].

Ниже в таблице 4.1 приводятся формулы для вычисления углов  $\alpha$  при различных условиях нормирования для систем из одной, двух и трех линз.

Таблица 4.1 - Формулы для вычисления углов  $\alpha$  при различных условиях нормирования для систем из одной, двух и трех линз

Тип системы			
$\alpha_1 = \beta^X$ $\alpha' = 1$ $s_1 \neq \infty$	$\alpha_1 = \beta^X$ $\alpha_2 = \frac{2n+1}{2(n+2)} \cdot (1 + \beta^X)$ $\alpha_3 = 1$	$\alpha_1 = \beta^X$ $\alpha_2 = \frac{2n+1}{2(n+2)} \cdot \frac{(1+3\beta^X)}{4}$ $\alpha_3 = \frac{(1+\beta^X)}{2}$ $\alpha_4 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{(3+\beta^X)}{4}$ $\alpha_5 = 1$	$\alpha_1 = \beta^X$ $\alpha_2 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{(1+5\beta^X)}{6}$ $\alpha_3 = \frac{(1+2\beta^X)}{3}$ $\alpha_4 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{(1+\beta^X)}{2}$ $\alpha_5 = \frac{(2+\beta^X)}{3}$ $\alpha_6 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{(5+\beta^X)}{6}$ $\alpha_7 = 1$
$\alpha_1 = 0$ $\alpha' = 1$ $s_1 = \infty$	$\alpha_1 = 0$ $\alpha_2 = \frac{2n+1}{2(n+2)}$ $\alpha_3 = 1$	$\alpha_1 = 0$ $\alpha_2 = \frac{2n+1}{2(n+2)} \cdot \frac{1}{4}$ $\alpha_3 = \frac{1}{2}$ $\alpha_4 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{3}{4}$ $\alpha_5 = 1$	$\alpha_1 = 0$ $\alpha_2 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{1}{6}$ $\alpha_3 = \frac{1}{3}$ $\alpha_4 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{1}{2}$ $\alpha_5 = \frac{1}{3}$ $\alpha_6 = \frac{2n+1}{n+2} \cdot \frac{5}{6}$ $\alpha_7 = 1$

В таблице 4.1:  $\beta^X$  - линейное увеличение системы,  $n$  - показатель преломления.

#### 4.5. Расчёт апланатических конденсоров

С целью лучшей коррекции комы ( $\eta$ ) используют две оптические схемы конденсоров [17, 18].

Первая схема включает плоско-выпуклую линзу с показателем преломления  $n \approx 1.65$  и два апланатических мениска.

Плоско-выпуклая линза, исходя из таблицы 2.3, свободна от комы ( $\bar{W} \approx 0$ ), а её сферическая aberrация близка к минимальной.

Апланатические мениски, как известно, не вносят сферической aberrации и комы. Такая оптическая схема обеспечивает удовлетворительную коррекцию aberrации для угла охвата  $2\sigma' = 60^\circ$  или  $D/f' = 1:1$ .

Другая оптическая схема состоит из плоско-выпуклой линзы, апланатического мениска и плоско-параллельной пластинки (рис.4.7).

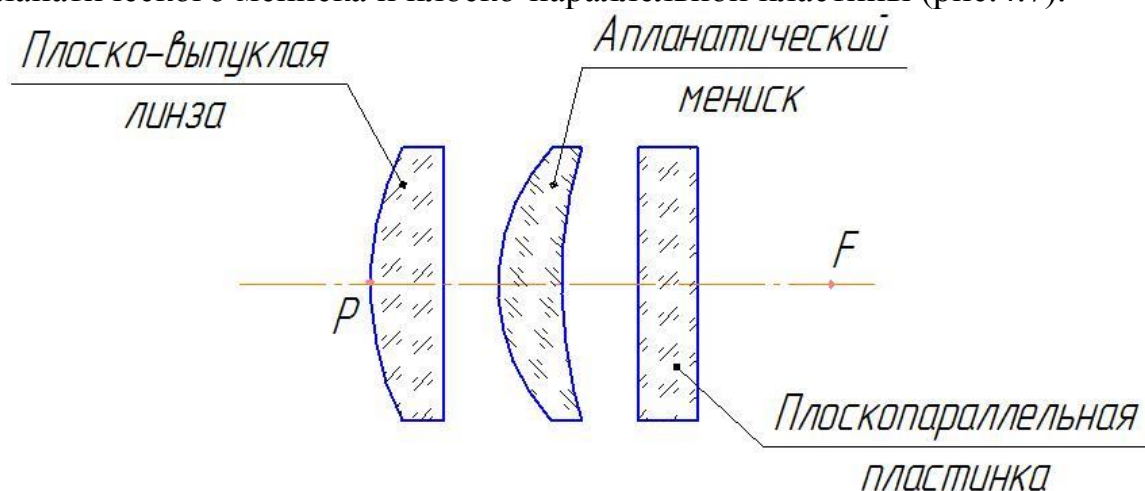


Рисунок 4.7. Оптическая схема апланатического конденсора

Плоско-выпуклая линза не вносит комы, сферическая aberrация в ней отрицательная и близка к минимальной для одиночной линзы, апланатический мениск не вносит и сферическую aberrацию и кому, а плоско-параллельная пластинка вносит положительную сферическую aberrацию.

В такой оптической системе, варьируя толщиной пластинки, показателями преломления линзы и апланатического мениска, можно добиться удовлетворительной коррекции aberrаций.

#### 4.6. Расчёт операционных очков

При проведении медицинских операций на тонких сосудах, а также при

производстве микроскопических схем и изготовлении ювелирных изделий используются оптические системы (очки) сравнительно небольшого увеличения.

Для исключения дополнительной аккомодации глаз, при переходе от наблюдения в очках к наблюдению без очков в таких оптических системах предмет и его изображение должны находиться в одной плоскости. Кроме того, эти системы должны иметь сравнительно небольшие массогабаритные показатели.

Перечисленным требованиям удовлетворяет состоящая из двух компонентов оптическая система, принципиальная схема которой представлена на рис. 4.8 [17, 18].

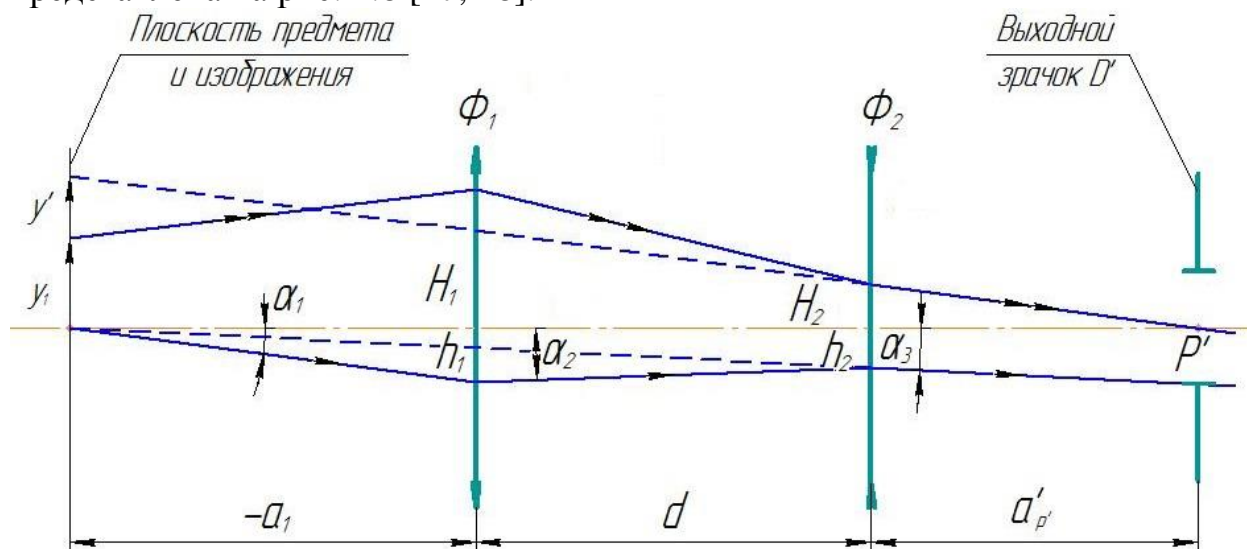


Рисунок 4.8. Принципиальная оптическая схема операционных очков

На рис. 4.8:  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  - оптические силы компонентов;  $d$  - расстояние между компонентами;  $a_1$  - расстояние от 1-го компонента до плоскости предмета и изображения;  $a'_{p'}$  - удаление выходного зрачка от 2-го компонента; где  $h_1$ ,  $H_1$  и  $h_2$ ,  $H_2$  - высоты пересечения 1-го и 2-го параксиального лучей соответственно;  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  - углы нулевого (первого параксиального) луча;  $y$  и  $y'$  - величины предмета и изображения соответственно.

Вводя условие нормирования -  $\alpha_1 = \beta^X$  ( $\beta^X$  - линейное увеличение системы),  $\alpha_1 = 1$ ,  $h_1 = a_1 \alpha_1$ , и полагая компоненты оптической системы бесконечно тонкими, а также используя известные соотношения геометрической оптики, находят [17, 18]:

$$f'_1 = \frac{a_1 \beta^X}{\alpha_2 - \beta^X};$$

$$f_2' = \frac{a_1 - d}{1 - \alpha_2}; \quad (4.27)$$

$$\alpha_2 = \frac{a_1 \beta^X}{d} - \frac{a_1}{d} + 1,$$

где  $f_1'$  и  $f_2'$  - фокусные расстояния компонентов.

Используя выражение (4.27) и задаваясь числовыми значениями  $\beta^X$  и  $d$ , определяют  $f_1'$  и  $f_2'$ .

Предварительный абберрационный расчёт производится подобно расчёту оптической системы, состоящей из двух тонких компонентов, разделённых воздушным промежутком, расчёт которой был рассмотрен во второй главе.

Учитывая условия использования операционных очков, вводят следующие условия нормирования:  $\alpha_1 = \beta^X$ ,  $\alpha_1 = 1$ ,  $\beta_1 = 1$ ,  $h_1 = s_1 \alpha_1$ ,  $J = \beta^X (s_p - s_1)$ ,  $n = n' = 1$ .

Связь между абберрациями такой системы и суммами Зейделя определяется выражениями (1.18).

Далее производят расчёты 1-го и 2-го параксиальных лучей при выбранных условиях нормирования по схемам, приведённым в 1.14.

Затем находят выражения коэффициентов абберраций через параметры  $P$ ,  $W$ ,  $C$  в соответствии с (1.28). Далее, используя выражения (1.22) производим замену  $P$ ,  $W$ ,  $C$  на основные параметры  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$ ,  $\bar{C}$ .

В общем случае в результате получим систему уравнений типа (1.29).

В случае, если используются компоненты в виде одиночных линз, выражая параметр  $\bar{P}$  через  $\bar{W}$ , имеют:

$$\begin{aligned} S_I &= a_1 \bar{W}_1^2 + b_1 \bar{W}_1 + c_1 \bar{W}_2^2 + d_1 \bar{P}_2 + e_1; \\ S_{II} &= a_2 \bar{W}_1^2 + b_2 \bar{W}_1 + c_2 \bar{W}_2^2 + d_2 \bar{P}_2 + e_2; \\ S_{III} &= a_3 \bar{W}_1^2 + b_3 \bar{W}_1 + c_3 \bar{W}_2^2 + d_3 \bar{P}_2 + e_3; \\ S_V &= a_5 \bar{W}_1^2 + b_5 \bar{W}_1 + c_5 \bar{W}_2^2 + d_5 \bar{P}_2 + e_5; \\ S_{Ixp} &= -\left( a_6 \frac{1}{\nu_1} + b_6 \frac{1}{\nu_2} \right); \\ S_{IIxp} &= -\left( a_7 \frac{1}{\nu_1} + b_7 \frac{1}{\nu_2} \right). \end{aligned} \quad (4.28)$$

В системе (4.28)  $\nu_1$  и  $\nu_2$  - коэффициенты средней дисперсии (числа Аббе) стекол, так как  $\bar{C} = -\frac{1}{\nu}$ .

Выражения (4.28) или (1.29) позволяют проанализировать коррекционные возможности оптической системы и выбрать оптимальный тип компонентов. Числовые значения коэффициентов абберрации 3-го

порядка могут быть найдены из уравнения (1.18).

Решая совместно уравнения (4.28) или (1.29), находят числовые значения основных параметров компонентов. Далее, используя таблицы 2.1-2.3 и выбрав тип компонента, по известным методикам определяют конструктивные элементы (радиусы и толщины линз). Окончательная коррекция aberrации может быть проведена с помощью соответствующих программ на ЭВМ, либо другими известными способами.

Оптическая схема операционных очков с увеличением  $\beta = 2^X \dots 6^X$  приведена на рис.4.9.

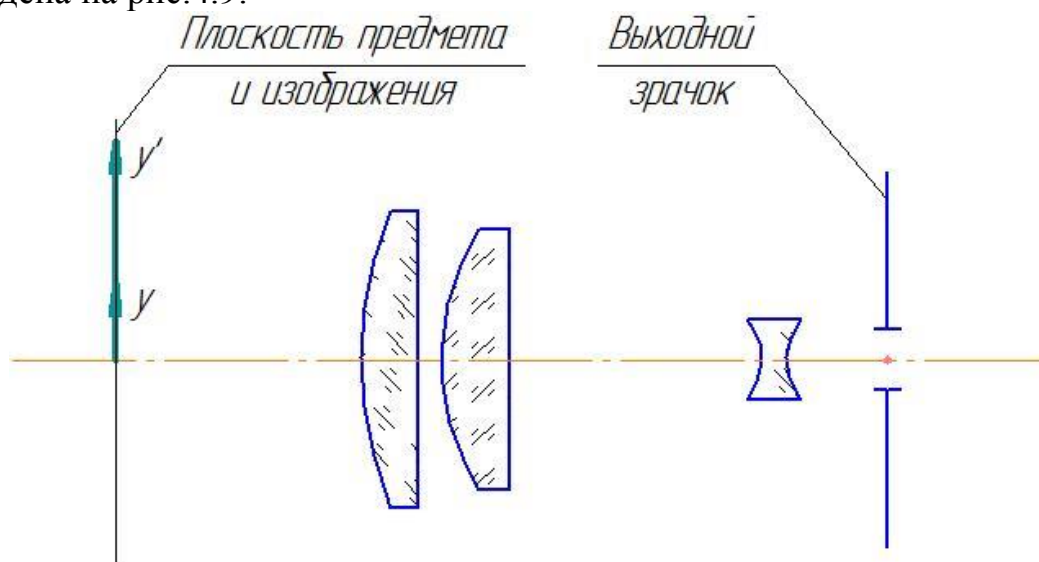


Рисунок 4.9. Оптическая схема операционных очков с увеличениями  $\beta = 2^X \dots 6^X$

Первый компонент обычно состоит из двух одиночных линз, а второй представлен в виде одной отрицательной линзы.

В случае необходимости лучшей коррекции в одну или несколько линз можно ввести хроматическую поверхность.

Конструктивно оптические элементы очков могут быть установлены на обычных оправках либо на специальных оправках, имеющих возможность регулирования по базе глаз наблюдателя и обеспечения необходимого угла конвергенции.

#### 4.7. Расчёт объективов для наблюдения внутренних полостей

В медицинской практике для диагностики и лечения внутренних органов применяются такие инструменты, как эндоскопы, ларингоскопы и др.

Принципиальная оптическая схема этих приборов состоит из объектива, оборачивающих систем, которые всё чаще заменяются волоконными световодами, окулярной части и осветительной системы.

К объективам, применяемым в перечисленных выше приборах, предъявляется ряд специфических требований.

Во-первых, они должны иметь малые поперечные размеры. Диаметры линз не должны превышать  $1.5 \div 5.0$  мм.

Во-вторых, при условии применения волоконных элементов необходимо, чтобы изображение предмета проектировалось на последнюю поверхность объектива, совмещенную с торцом световода. Кроме этого, должно выполняться условие телецентрического хода главного луча в пространстве изображения.

Далее, с целью устранения запотевания поверхностей, граничащих с воздухом в процессе эксплуатации, необходимо сведение их числа до минимума. И, наконец, следует отметить, что коррекция aberrаций должна быть произведена в пределах довольно большого углового поля, достигающего  $60^\circ$  и более.

Принимая во внимание перечисленные требования, в качестве базовой оптической схемы объектива с учетом её коррекционных возможностей может быть принята система типа симметричного окуляра, состоящая из двух симметрично расположенных плоско-выпуклых линз.

Расчет такого объектива может быть выполнен в следующей последовательности. Исходя из допустимого диаметра линз объектива и заданного углового поля, определяют его фокусное расстояние [17, 18]:

$$f'_{o\bar{o}} = \frac{y'}{\operatorname{tg} \omega_1},$$

где  $f'_{o\bar{o}}$  - фокусное расстояние объектива,

$y'$  - величина изображения на последней поверхности объектива,

$\omega_1$  - полевой угол.

Принимая во внимание выбранную оптическую схему, находят радиусы поверхностей линз:

$$r_2 = -r_3 = 2(n-1)f'_{o\bar{o}},$$

где  $n$  - показатель преломления оптической среды линз.

При расчете воздушный промежуток между линзами может быть принят равным нулю.

Применяя последовательно инвариант Аббе к объективу в прямом ходе лучей с конечного расстояния и в обратном ходе для бесконечно удаленного предмета, после несложных преобразований получают выражения для толщин линз, удовлетворяющих поставленным выше требованиям [17, 18]:

$$d_1 = nf'_{o\bar{o}};$$

$$d_2 = 0;$$

$$d_3 = \frac{n}{\frac{1}{\frac{s_1}{n_{um}} - f'_{o\bar{o}}} + \frac{1}{f'_{o\bar{o}}}},$$

где  $s_1$  - расстояние предмета от первой поверхности объектива,  
 $n_{им}$  - показатель преломления оптической среды (иммерсионной жидкости) в пространстве предметов.

Если первая среда - воздух, то:

$$d_3 = \frac{n}{\frac{1}{s_1 - f'_{об}} + \frac{1}{f'_{об}}}.$$

Масштаб изображения объектива (линейное увеличение) определяется выражением:

$$\beta = \frac{n_{им} f'_{об}}{s_1}.$$

В дальнейшем, с целью лучшей коррекции монохроматических полевых aberrаций (кривизны поверхности изображения (кривизны поля) и астигматизма), последней поверхности объектива может быть придана форма, близкая к поверхности Петцваля. В случае необходимости высокой коррекции хроматических aberrаций в одну или в обе линзы можно ввести склеенные «хроматические» поверхности [17, 18].

На рис. 4.10 приведена принципиальная оптическая схема объектива с угловым полем  $2\omega \approx 40^\circ \div 50^\circ$ .

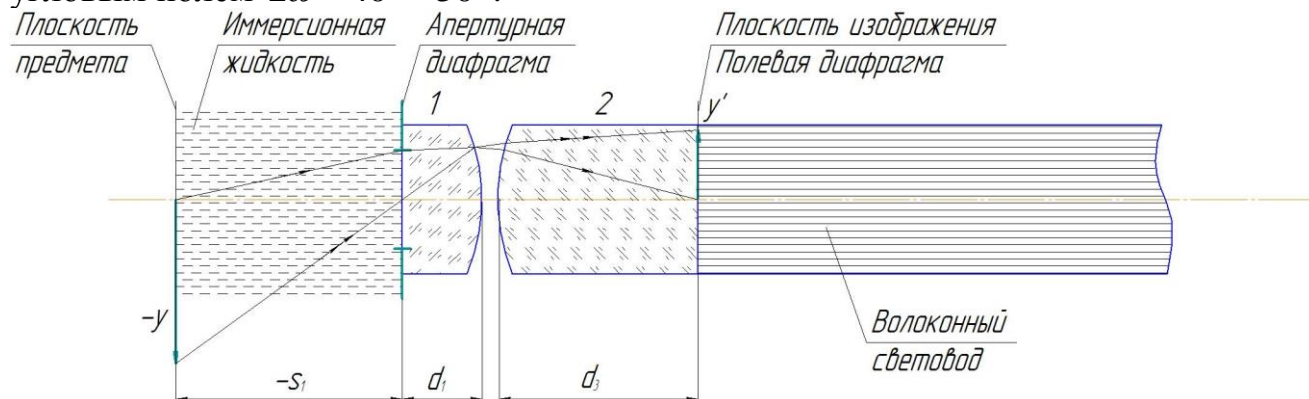


Рисунок 4.10. Оптическая схема объектива для наблюдения внутренних полостей

Для дальнейшего развития поля в оптическую схему приведённого объектива следует ввести линзу отрицательной оптической силы (перед апертурной диафрагмой), рассчитанную с использованием свойств апланатических точек поверхностей.

#### 4.8. Расчет широкоугольного окуляра для микроскопа

Широкое распространение в микроскопии получили окуляры типа Гюйгенса, поскольку они обладают простой и технологичной конструкцией. Угловое поле этих окуляров не превышает  $2\omega = 25^\circ \div 30^\circ$  [6, 17, 18].

В связи с использованием в последнее время широкопольных



объективов микроскопа (планахроматов и планапохроматов) возникла потребность в широкоугольных окулярах. Существующие компенсационные окуляры, имеющие увеличенное поле, обладают сложной оптической схемой и имеют окрашенную сетку, что снижает качество изображения. В связи с этим в качестве базовой оптической схемы для расчета широкоугольного окуляра может быть взята оптическая схема окуляра Гюйгенса (рис. 4.11а). Путем усложнения глазного компонента и изменения формы коллективной линзы удастся увеличить угловое поле примерно в 1.5 раза. Расчет может быть произведен на основе теории aberrаций 3-го порядка применительно к системам, состоящим из двух тонких компонентов, изложенным в главах 1 и 2 [6, 17, 18].

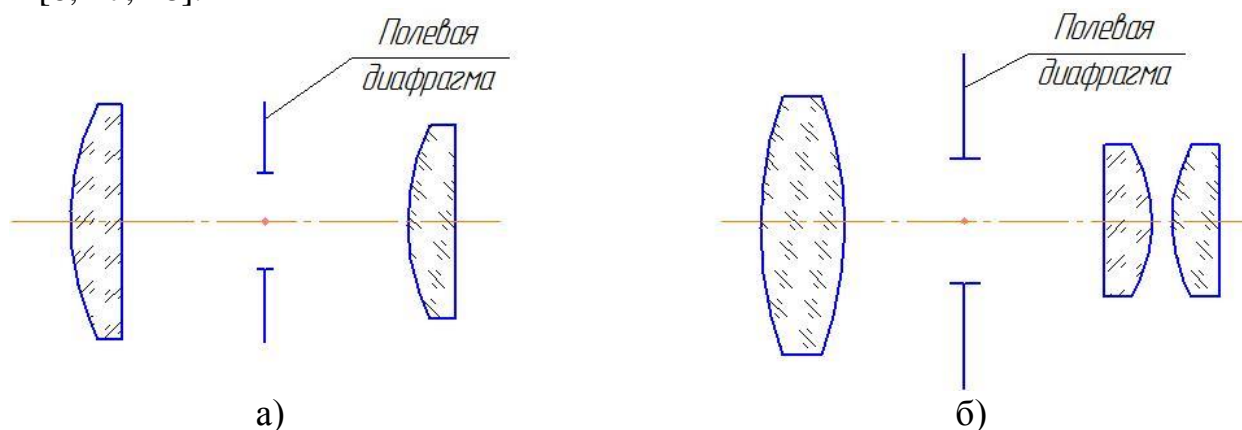


Рисунок 4.11. Принципиальные оптические схемы окуляров:  
а) окуляр Гюйгенса, б) широкоугольный окуляр

На рис. 4.11б приведена принципиальная оптическая схема широкоугольного окуляра с  $\bar{\Gamma} = 10^X$  и  $2\omega \approx 45^\circ$ . Окуляр имеет вполне удовлетворительное качество изображения и технологичную конструкцию.

#### 4.9. Расчёт панкратического окуляра для микроскопа

Панкратические оптические системы обладают определёнными преимуществами по сравнению с системами, имеющими дискретное изменение увеличения (фокусного расстояния), так как у них обеспечивается плавное изменение увеличения и непрерывное наблюдение во всем интервале изменения увеличений, благодаря чему повышается комфортность наблюдения. Кроме этого, в ряде случаев за счёт применения панкратических систем уменьшается количество съёмных оптических узлов приборов, например в микроскопе [6, 17, 18].

Следует заметить, что точные панкратики, как правило, содержат несколько компонентов, из которых не менее двух подвижных, обычно с нелинейным законом передвижения вдоль оптической оси. Поэтому такие системы не находят широкого распространения в оптических приборах, выпускаемых крупносерийно.

Простейшая панкратическая система может быть реализована в виде

двух положительных компонентов, один из которых перемещается вдоль оси (рис. 4.12). По такой схеме может быть рассчитан панкратический окуляр для микроскопа с вариофактором  $V = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = 2^X$  [6, 17, 18].

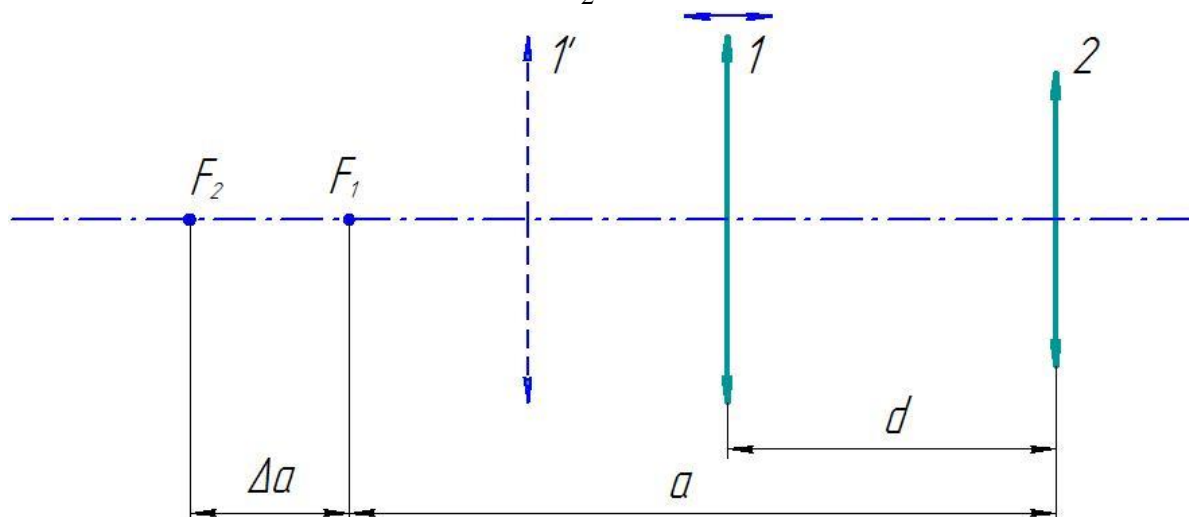


Рисунок 4.12. Принципиальная оптическая схема панкратического окуляра

Используя известные соотношения геометрической оптики для параксиальной области, находят выражения, необходимые для расчета:

$$f' = \frac{f_1'}{1 + k - \frac{kd}{f_1}};$$

$$S_F = -f_1' \frac{1 - \frac{kd}{f_1'}}{1 + k - \frac{kd}{f_1}};$$

$$S_{F'} = f_1' \frac{1 - \frac{d}{f_1'}}{1 + k - \frac{kd}{f_1}};$$

$$a = d - S_F = f_1' \left( \frac{d}{f_1'} + \frac{1 - \frac{kd}{f_1'}}{1 + k - \frac{kd}{f_1}} \right);$$

$$\bar{\Gamma} = \frac{250}{f_1'} \left( 1 + k - \frac{kd}{f_1'} \right),$$

где  $f'$  - фокусное расстояние окуляра,

$f_1'$  - фокусное расстояние первого (коллективного) компонента,  
 $S_F$  и  $S_{F'}$  - передний и задний фокальные отрезки системы,  
 $d$  - расстояние между компонентами,  
 $a$  - расстояние от неподвижного компонента до передней фокальной плоскости,

$$k = \frac{f_1'}{f_2'} \quad (f_2' - \text{фокусное расстояние второго компонента}),$$

$\bar{\Gamma}$  - видимое увеличение окуляра.

Так как между  $a$  и  $d$  существует нелинейная зависимость, то при взаимном перемещении компонентов неизбежно возникает расфокусировка  $\Delta a$ , которая не должна превышать глубину резкости изображения.

При расчете окуляра с вариофактором  $V = 2^X$  было установлено, что наименьшая расфокусировка имеет место при  $k = 2$ .

С целью оптимальной коррекции aberrаций и технологичности коллективный компонент (1) выполнен в виде плоско-выпуклой линзы, а глазной компонент (2) - в виде двух одинаковых и симметрично расположенных плосковыпуклых линз (рис. 4.13) [6, 17, 18].

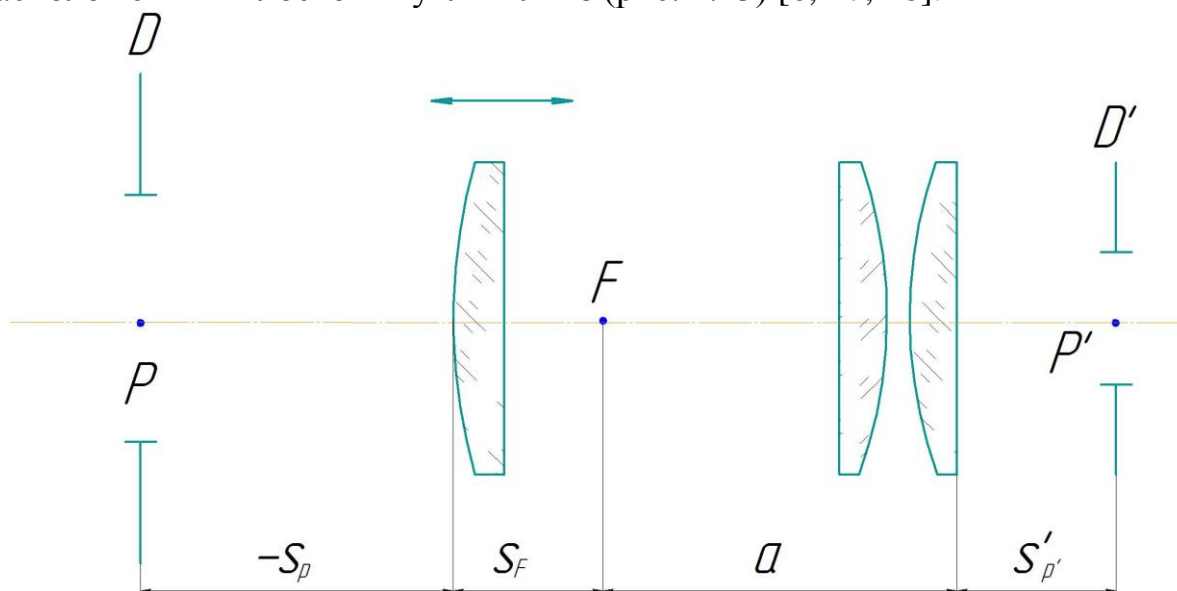


Рисунок 4.13. Оптическая схема панкратического окуляра с вариофактором  $V = 2^X$

#### 4.10. Расчёт афокальной насадки для коллимации лазерного излучения

Использование лазеров как источников излучения в большинстве случаев требует применения оптических систем для преобразования лазерного излучения. С помощью таких систем решаются следующие задачи: концентрация излучения в пятно малых размеров (фокусировка) (рассмотрена в главе 4.2 при расчёте объективов для оптической записи и считывании информации) и уменьшение расходимости (коллимация) [17, 18].

Для решения последней задачи целесообразно использовать повернутую

на  $180^\circ$  телескопическую систему типа Галилея (рис. 4.14), так как в этих системах отсутствует действительная промежуточная плоскость изображения, что исключает концентрацию энергии внутри оптической системы. Кроме того, происходит компенсация сферической aberrации всей системы, так как один из компонентов обладает отрицательной оптической силой, а второй – положительной [17, 18].

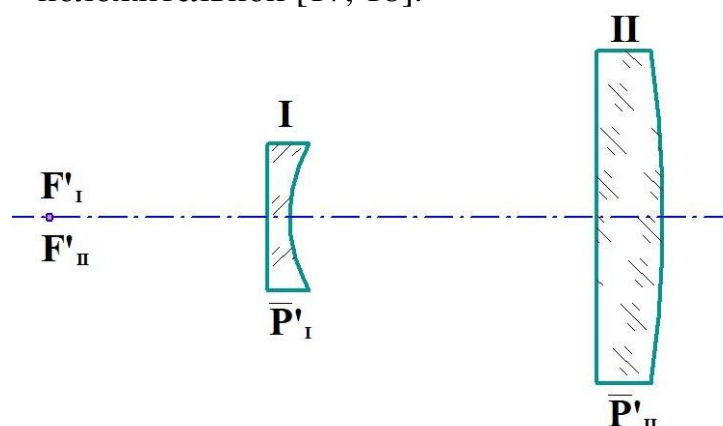


Рисунок 4.14. Оптическая схема афокальной насадки

Для выполнения габаритного расчета необходимы следующие условия:

$$\Gamma_T = -\frac{f'_I}{f'_II};$$

$$f'_I = -\Gamma_T f'_II; \quad (4.29)$$

$$L = f'_I + f'_II = f'_II(1 - \Gamma_T),$$

где  $f'_I$  и  $f'_II$  - фокусные расстояния I и II компонентов соответственно,

$L$  - расстояние между компонентами,

$\Gamma_T$  - увеличение телескопической системы.

После выполнения габаритного расчета может быть выполнен aberrационный расчет.

Учитывая особенность лазерного излучения, коррекции подлежит главным образом сферическая aberrация. Условие исправления сферической aberrации всей системы

$$\Delta s'_I = -\Delta s'_II, \quad (4.30)$$

где  $\Delta s'_I$  и  $\Delta s'_II$  - продольная сферическая aberrация первого и второго компонентов.

В области aberrаций 3-го порядка:

$$\Delta s'_I = -\frac{1}{2} f'_I \bar{P}_I t g^2 \sigma';$$

$$\Delta s'_II = -\frac{1}{2} f'_II \bar{P}_{II} t g^2 \sigma', \quad (4.31)$$

где  $\bar{P}_I$  и  $\bar{P}_{II}$  - основные параметры первого и второго компонентов.

Приравнявая левые части (4.31), находят:

$$\Gamma_T = -\frac{\bar{P}_II}{\bar{P}_I}. \quad (4.32)$$

Таким образом, если выполняется условие (4.30), то в системе исправлена сферическая абберация 3-го порядка. Далее, воспользовавшись данными таблиц 2.1-2.3, выбирают типы компонентов, состоящих из одной или нескольких линз.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аненко М.И., Дубовик А.С., Дурейко Г.В. и др. Прикладная оптика. - М.: Машиностроение, 1992. - 480 с.
2. Берек М. Основы практической оптики. - М.: ГТТИ, 1933. - 129 с.
3. Волосов Д.С. Фотографическая оптика. - М.: Искусство, 1971. - 671 с.
4. Герибергер М. Современная геометрическая оптика. - М.: Иностранная литература, 1962. - 487 с.
5. Заказнов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.И. Теория оптических систем. - СПб.: Издательство «Лань», 2008. - 448 с.
6. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. - Л.: Машиностроение, 1976. - 430 с.
7. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. - Л.: Машиностроение, 1982. - 270с.
8. Русинов М.М. Композиция оптических систем. - СПб.: Книжный дом «Либроком», 2011. - 382 с.
9. Слюсарев Г.Г. Методы расчёта оптических систем. - Л.: Машиностроение, 1969. - 670 с.
10. Слюсарев Г.Г. Расчёт оптических систем. - Л.: Машиностроение, 1975. - 639 с.
11. Тудоровский А.И. Теория оптических приборов. Ч.І и Ч.ІІ. - М.- Л.: Издательство АН СССР, 1948 -1952. - 661 с. и 567 с.
12. Турыгин Н.А. Прикладная оптика. Ч.І и Ч.ІІ. - Л.: Машиностроение, 1965-1966. - 362 с и 428 с.
13. Чуриловский В.Н. Теория хроматизма и аберраций 3-го порядка. - Л.: Машиностроение, 1968. - 312 с.
14. Вычислительная оптика. Справочник / под общей ред. Русинова М.М. - М.: URSS, 2007. - 423 с.
15. Андреев Л.Н., Грамматин А.П., Кирюшин С.Н. и др. Сборник задач по теории оптических систем. - М.: Машиностроение, 1987. - 190 с.
16. Нефёдов Б.Л. Методы решения задач по вычислительной оптике. - М.: Машиностроение, 1966. - 262 с.
17. Андреев Л.Н. и др. Применение теории аберраций 3-го порядка к расчёту простейших оптических систем. Учебное пособие. - Л.: ЛИТМО, 1982. - 53 с.
18. Андреев Л.Н., Богачев Ю.В., Шапочкин Б.А. Теория и проектирование оптических систем. Учебное пособие. - Л.: ЛИТМО, 1980. - 88 с.

Андреев Лев Николаевич  
Ежова Василиса Викторовна

## **Прикладная теория аберраций. Часть первая**

**Учебное пособие**

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел**  
**Университета ИТМО**  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49