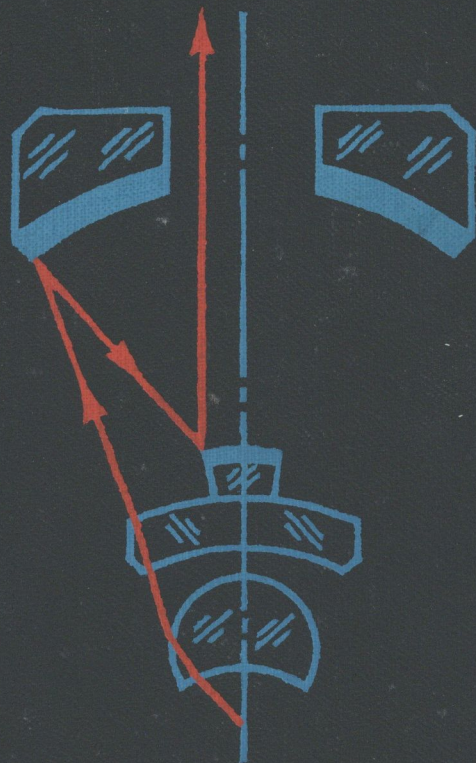


В. А. ПАНОВ, Л. Н. АНДРЕЕВ

ОПТИКА МИКРОСКОПОВ



ОПТИКА МИКРОСКОПОВ

В. А. ПАНОВ, Л. Н. АНДРЕЕВ

ОПТИКА МИКРОСКОПОВ

РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ



ЛЕНИНГРАД
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1976

Рецензент засл. деятель науки и техники,
д-р техн. наук проф. М. М. Р у с и н о в

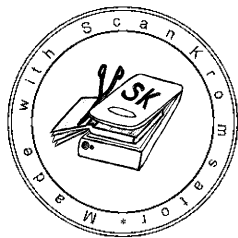
Панов В. А., Андреев Л. Н. Оптика микроскопов.
Расчет и проектирование. Л., «Машиностроение» (Ле-
нингр. отд-ние), 1976.

432 с.

В книге рассмотрены вопросы расчета и проектирования оптических узлов и систем микроскопов. Дана методика аберрационной коррекции линзовых и зеркально-линзовых микрообъективов, окуляров и осветительных оптических устройств. Обобщены результаты исследований и разработок некоторых оптических систем микроскопов.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, занимающихся расчетами и конструированием оптических узлов и систем микроскопов, работников лабораторий, связанных с исследованием и эксплуатацией микроскопов.

Табл. 103, ил. 251, список лит. 131 назв.



За последние годы в развитии науки и техники в значительной степени возросла роль световых микроскопов. Из наблюдательного прибора микроскоп превращается в прибор для точных измерений. При этом имеются в виду не только линейные измерения в трех направлениях, но и определение физико-химических свойств микро-структуры различных объектов (абсорбции, отражательной способности, показателя преломления, двойного лучепреломления и т. д.).

Применение ультрафиолетовых и инфракрасных лучей в микроскопии открывает большие возможности для исследования клеточных структур живых организмов, позволяет получить количественную информацию об изучаемом объекте и отдельных элементах его структуры. С появлением новейших методов исследования в микроскопии (фазового контраста, интерференционного контраста, люминесцентного экспресс-анализа и др.) совершенствуются и сами микроскопы, создаются новые их типы с высококачественной оптикой, используются новейшие источники излучения (лазеры и др.), приемники ФЭУ, ЭОП и другая аппаратура. Некоторые современные микроскопы представляют собой весьма сложные установки, снабженные электроникой, регистрирующими и электронными вычислительными устройствами, автоматикой и т. д.

В настоящее время спрос на микроскопы очень велик. Отечественная промышленность выпускает большое количество микроскопов различного назначения, начиная от простых студенческих и рабочих моделей и кончая исследовательскими установками, снабженными автоматикой и электроникой. Технический прогресс в приборостроении неразрывно связан с решением таких важных задач, как экономичность, рентабельность, долговечность, высокий уровень качества изделия и т. д.; важная роль при этом отводится производству оптических деталей, составляющих наиболее ответственную часть микроскопа.

Расчет оптических систем микроскопов, в частности микро-объективов-планапохроматов с повышенными оптическими характеристиками, является сложным и трудным разделом вычислительной оптики.

Оптические детали и узлы микроскопов должны быть рассчитаны с учетом их максимальной унификации и использования

прогрессивной технологии, чтобы допуски при изготовлении оптических деталей были не слишком малы; при этом качественная сторона прибора должна оставаться на самом высоком техническом уровне. Выполнение этих требований во многом зависит от уровня квалификации и опыта разработчиков оптических систем.

Крупный вклад в становление и развитие отечественного микроскопостроения внесли Д. С. Рождественский, В. П. Линник, Е. Г. Яхонтов, А. И. Тудоровский, Г. Г. Слюсарев, В. Н. Чуриловский.

Выпускаемые отечественной промышленностью микроскопы по своим оптическим характеристикам и конструкциям не уступают лучшим образцам передовых зарубежных фирм. В том большая заслуга Д. Ю. Гальперна, Д. Д. МаксUTOва, Г. Д. Рабиновича, Е. М. Брумберга, С. А. Гершгорина, М. М. Русинова, Г. Е. Скворцова, Н. И. Полякова, Т. И. Соколовой, А. П. Грамматина и др., которые своими теоретическими и экспериментальными исследованиями способствовали дальнейшему успешному развитию отечественной микроскопии.

Настоящая монография является первой попыткой кратко изложить основы расчета и проектирования оптических узлов и систем микроскопов различных назначений. В ней обобщены некоторые результаты исследований и разработок, выполненных авторами и сотрудниками ЛОМО и ГОИ.

Глава IV и параграф 37 написаны канд. техн. наук Л. Н. Андреевым.

Книга не может претендовать на полноту изложения всех затронутых в ней вопросов. Более подробные сведения по теории микроскопа, источникам и приемникам излучения, методам освещения и наблюдения и т. д. читатели могут найти в списке литературы, приведенном в конце книги.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ПО ТЕОРИИ И КОНСТРУИРОВАНИЮ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ МИКРОСКОПОВ

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ ГАУССОВОЙ ОПТИКИ

Законы гауссовой (параксиальной) оптики относятся к бесконечно малой области, окружающей оптическую ось системы. Эта область исследуется с помощью нулевых лучей, причем изображение предметов строится на положениях солинейного сродства.

В гауссовом пространстве углы, образуемые лучами с оптической осью системы (апертурные, полевые и др.), настолько малы, что можно принять $\sin u = u$, $\operatorname{tg} w = w$. Оптическая система рассматривается как идеальная, безабберационная; отдельные линзы и более сложные компоненты этой системы заменяются главными плоскостями; даются важнейшие понятия таких величин, как фокусное расстояние, увеличение и т. д. Посредством кардинальных точек и главных плоскостей системы по положению и величине предмета аналитически и графически определяются место и величина его изображения.

С помощью гауссовой оптики рассматриваются основные положения теории изображения микроскопа с позиции геометрической оптики, ведется построение хода лучей, а также выясняются основные соотношения между предметом и его изображением на первой стадии конструирования оптических систем микроскопов.

Обозначения основных величин и правила знаков приведены в ГОСТ 7427—55 (геометрическая оптика) и ГОСТ 7601—55 (физическая оптика).

1. Правила знаков

Положительным направлением вдоль оптической оси считается направление света слева направо. Оптическую систему принято изображать так, чтобы ее первая входная поверхность располагалась на рисунке слева. На рис. I.1 даны обозначения некоторых размеров и угловых величин, соответствующих ГОСТ 7427—55.

При расчете оптической системы необходимо придерживаться следующих правил:

1) угол луча с оптической осью считается положительным, если луч, пересекая ось, идет сверху вниз, и отрицательным, если луч идет снизу вверх;

2) линейные величины предмета и изображения, а также высота лучей считаются положительными, если они расположены над осью, и отрицательными, если под осью;

3) радиус кривизны поверхности считается положительным, если ее центр кривизны находится справа от поверхности, и отрицательным, если он расположен слева от поверхности, т. е. отсчет производится от поверхности к центру;

4) величины толщин и воздушных промежутков между преломляющими поверхностями при движении света направо всегда считаются положительными;

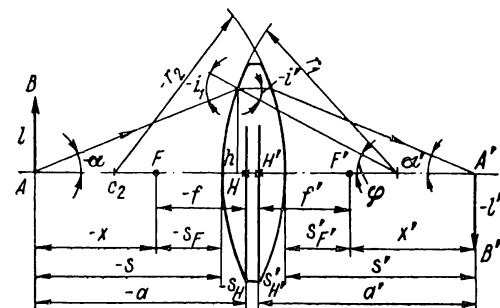


Рис. 1.1. Правило обозначения размеров и угловых величин

5) углы между лучом и нормалью к поверхности в точках падения луча i и i' (углы падения и преломления) считаются положительными, если нормаль должна быть повернута по ходу часовой стрелки, чтобы совпасть с направлением луча;

6) угол ϕ между нормалью и оптической осью считается положительным,

если оптическая ось должна быть повернута по направлению движения часовой стрелки, чтобы совпасть с нормалью;

7) при отражении на поверхности изменяется знак у показателя преломления n' , угла отражения i' и величины расстояния между отражающей поверхностью и следующей (при движении света справа налево);

8) фокусные расстояния считаются положительными по направлению света от главных плоскостей;

9) при преломлении или отражении лучей на сферической поверхности за начало отсчета отрезка принимается вершина поверхности (точка O); отрезки считаются положительными, если они откладываются вдоль оси справа от точки O по направлению распространения света, и отрицательными, когда откладываются слева от точки O ; в случае отрицательных значений отрезков перед ними ставится знак минус.

Соответственные (одноименные) и сопряженные точки, отрезки и углы в пространстве предметов и в пространстве изображений обозначаются одинаковыми буквами, но при обозначениях, относящихся к пространству изображений, справа сверху ставится штрих.

2. Формулы гауссовой оптики

Рассмотрим некоторые основные формулы гауссовой оптики, которые часто применяются на практике.

1. Линейное увеличение. Линейное (поперечное) увеличение постоянно для данной пары сопряженных плоскостей (AB и $A'B'$)

и определяется через отношение размера изображения l' к размеру предмета l или отношение отрезка a' к отрезку a (рис. 1.2):

$$V = \frac{l'}{l} = \frac{na'}{n'a}, \quad (1.1)$$

где a — расстояние от передней главной плоскости до предмета; a' — расстояние от задней главной плоскости до изображения; n и n' — показатели преломления сред в пространстве предметов и пространстве изображений соответственно.

Линейное увеличение может быть определено также через величины фокусных расстояний системы и отрезки x и x' от соответствующих фокусов до предмета и изображения:

$$V = -\frac{x'}{f'} = -\frac{f}{x}. \quad (1.2)$$

2. Формула Ньютона. Эта формула связывает произведение фокусных расстояний данной оптической системы с произведением отрезков от соответствующих фокусов до предмета и изображения:

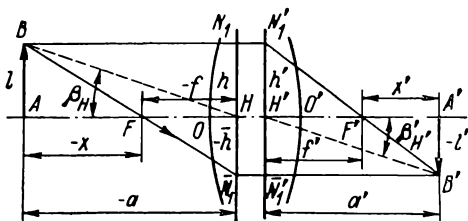


Рис. 1.2. Определение положения сопряженных точек

$$xx' = ff' = -f'^2 \text{ при } n = n'. \quad (1.3)$$

3. Уравнение в отрезках. Для определения положения изображения при известном положении предмета и данных фокусных расстояниях системы пользуются формулой, в которую входят отрезки, отсчитываемые от соответствующих главных плоскостей системы до предмета (a) и до изображения (a'):

$$\frac{n'}{a'} - \frac{n}{a} = \frac{n'}{f'}. \quad (1.4)$$

Если $n = n'$, то

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'}. \quad (1.5)$$

Если даны V и f' системы, расположенной в воздухе, то из рис. 1.2 и формулы (1.2) следует:

$$a = \frac{1-V}{V} f'; \quad (1.6)$$

$$a' = (1-V) f'. \quad (1.7)$$

4. Расстояние от предмета до изображения в системе конечной толщины. Расстояние от предмета до его изображения можно

вычислить, если даны вершинные фокусные расстояния s_F и s'_F системы, суммарная толщина d по оптической оси, а также V и f' системы (рис. 1.3):

$$L = c - f' \left(\frac{1 + V^2}{V} \right), \quad (1.8)$$

где

$$c = FF' = \sum d - s_F + s'_F. \quad (1.9)$$

5. Угловое и продольное увеличения. Соотношение между тремя увеличениями. В оптических системах пользуются всеми тремя увеличениями в зависимости от необходимости характеризовать действие каждой оптической системы. Угловое увеличение, относящееся к лучам, проходящим через основания A и A' соответственно предмета l и изображения l' (рис. 1.4),

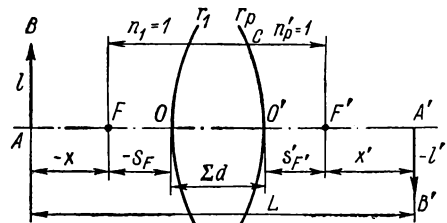


Рис. 1.3. Определение расстояния от предмета до его изображения в системе конечной толщины

$$W = \frac{1}{V} = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{a}{a'} = \frac{f}{x'} = \frac{x}{f'}. \quad (1.10)$$

Можно рассматривать угловое увеличение между углами пересечения любых лучей с осью. Так, например, для лучей BH и $H'B'$, проходящих через главные точки H и H' и образующих с осью соответственно углы β_H и $\beta_{H'}$ (рис. 1.2),

$$W_H = \frac{\beta_{H'}}{\beta_H} = \frac{l'a}{la'} = -\frac{f}{f'}. \quad (1.11)$$

Угловое увеличение для произвольных точек P и P' (рис. 1.4)

$$W_P = \frac{\beta'_P}{\beta_P}. \quad (1.12)$$

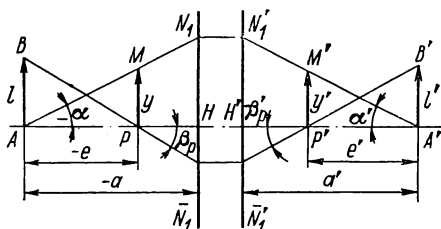


Рис. 1.4. Соотношения между линейным, угловым и продольным увеличениями

При этом сопряженные лучи BP и $P'B'$ проходят через плоскости предмета и изображения соответственно на высоте l и l' .

Из формул (1.2) и (1.10) следует, что

$$W = \frac{f}{x'} = -\frac{f}{Vf'}, \text{ или } WV = -\frac{f}{f'}. \quad (1.13)$$

Произведение углового увеличения на линейное есть величина постоянная для любой пары сопряженных точек на оси; она равна угловому увеличению в главных точках H и H' , т. е.

$$WV = W_P V_P = W_H = -\frac{f}{f'}. \quad (1.14)$$

Из рис. I.4 следует, что

$$V_P = \frac{y'}{y} = \frac{\alpha'}{\alpha} \frac{e'}{e}, \quad (\text{I.15})$$

где $e'/e = Q$ — отношение отрезка $e' = A'P'$ к отрезку $e = AP$, которое представляет собой продольное увеличение отрезков вдоль оптической оси. Согласно (I.10) и (I.15), $Q = V_P/W = V/W_P$, а согласно (I.14),

$$Q = \frac{e'}{e} = -\frac{f'}{f} V V_P = \frac{n'}{n} V V_P; \quad (\text{I.16})$$

при $n = n' = 1$ (система в воздухе) $Q = V V_P$, где V и V_P — линейное увеличение в точках A и A' , P и P' .

Если точку P бесконечно близко приближать к точке A , то отрезок e становится бесконечно малым. В этом случае $V_P \rightarrow V$, а $W_P \rightarrow W$ и увеличение Q переходит в элементарное продольное увеличение в точке A . Из (I.16) следует, что

$$q = \lim_{e \rightarrow 0} Q = -\frac{f'}{f} V \lim_{e \rightarrow 0} V_P = -\frac{f'}{f} V^2 = \frac{n'}{n} V^2; \quad (\text{I.17})$$

при $n = n' = 1$

$$q = V^2. \quad (\text{I.18})$$

Согласно (I.14),

$$q = \frac{V}{W}, \quad (\text{I.19})$$

или

$$\frac{qW}{V} = 1. \quad (\text{I.20})$$

Совершенно аналогично определяется продольное увеличение в точке P :

$$\frac{q_P W_P}{V_P} = 1; \quad (\text{I.21})$$

$$q_P = -\frac{f'}{f} V_P^2 = \frac{n'}{n} V_P^2. \quad (\text{I.22})$$

Выражение (I.19) дает связь между тремя увеличениями в точке A — линейным, угловым и продольным. Для практических расчетов удобно пользоваться следующими формулами:

$$e = \frac{n}{n'} f' \frac{V_P - V}{V V_P}; \quad (\text{I.23})$$

$$e' = f' (V_P - V). \quad (\text{I.24})$$

6. Узловые точки. Узловыми точками называются такие сопряженные точки, для которых угловое увеличение $W_P = 1$. Из формулы (I.10) при $W_P = 1$ получаем $x = f'$ и $x' = f$. Из формулы (I.14) следует, что при $W_P = 1$ $V_P = W_H$, т. е. линейное увеличе-

ние в узловых точках равно угловому увеличению в главных точках. Если первая и последняя среды одинаковы, то главные и узловые точки системы совпадают.

7. Инвариант Лагранжа—Гельмгольца. Этот инвариант широко применяется в практике расчета оптических систем. Он удобен тем, что связывает произведения сопряженных величин, находящихся в двух пространствах.

Из формул (I.1) и (I.10) следует, что

$$\alpha l f = -\alpha' l' f'; \quad (I.25)$$

$$\beta y f = -\beta' y' f', \quad (I.26)$$

если лучи AM и $M'A'$ сопряжены и проходят соответственно через концы y и y' . С учетом формулы (I.1) выражения (I.25) и (I.26) приводятся к инварианту Лагранжа—Гельмгольца:

$$n \alpha l = n' \alpha' l' = J; \quad (I.27)$$

$$n \beta y = n' \beta' y' = -J_1. \quad (I.28)$$

Рис. I.5. К выводу инварианта Лагранжа—Гельмгольца

Между этими обоими инвариантами существует очень важная связь (рис. I.4): $J = -J_1$ или при $n = n'$

$$J = -J_1 \quad (I.29)$$

На рис. I.5 приведена оптическая система, состоящая из p линз; NN_1 и $N'N'_1$ — соответственно входной и выходной зрачки, ограничивающие поступающий в систему пучок осевых лучей, выходящих из точки A и сходящихся в точке A' . Произвольные, но сопряженные точки P и P' (рис. I.4) перенесены в центры P и P' зрачков (рис. I.5), радиусы которых обозначены через ρ и ρ' соответственно.

На основании (I.15) и (I.28), полагая ρ и ρ' вместо y и y' , получим линейное увеличение в зрачках

$$V_P = \frac{\rho'}{\rho} = \frac{\beta n_1}{\beta' n'_p}, \quad (I.30)$$

а угловое $W_P = \frac{\beta'}{\beta} = \frac{1}{V_P}$; аналогично этому линейное увеличение для предмета $V = \frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{1}{W}$. Из формул (I.27) и (I.28) вытекают два полных варианта Лагранжа—Гельмгольца:

$$n_1 \alpha_1 l_1 = n'_1 \alpha'_1 l'_1 = n_{p+1} \alpha_{p+1} l_{p+1}; \quad (I.27a)$$

$$n_1 \beta_1 y_1 = n'_1 \beta'_1 y'_1 = n_{p+1} \beta_{p+1} y_{p+1}, \quad (I.28a)$$

причем $\alpha_k l_k = -\beta_k \rho_k$. Здесь ρ_1, ρ_2 и т. д. — радиусы зрачков отдельных линз, поэтому ρ_1 и ρ'_p — входной и выходной зрачки для всей системы.

Инварианты устанавливают отдельные соотношения между полем зрения и светосилой оптической системы в гауссовой области.

С помощью инварианта Лагранжа—Гельмгольца можно производить габаритный расчет осветительных, проекционных и других оптических систем микроскопов. Однако следует иметь в виду, что в реальных оптических системах исправление аберраций вблизи оптической системы производится на основе выполнения условия апланатизма, поэтому выражение (I.29) следует заменить следующим условием:

$$l_k \sin u_k = -y_k \sin w_k. \quad (\text{I.29a})$$

8. Кардинальные величины отдельной линзы, находящейся в воздухе. Для линзы конечной толщины, находящейся в воздухе, определяются заднее и переднее фокусные расстояния, отрезки от поверхностей до соответствующих фокусов и отрезки от поверхностей до главных плоскостей линзы по следующим формулам:

$$\frac{1}{f'} = \Phi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2}{n} \frac{d}{r_1 r_2}; \quad (\text{I.31})$$

$$f = -\frac{n_1}{n'} f'; \quad (\text{I.32})$$

$$s_F = -f' \left(1 + \frac{n-1}{n} \frac{d}{r_2} \right); \quad (\text{I.33})$$

$$s_{F'} = f' \left(1 - \frac{n-1}{n} \frac{d}{r_1} \right); \quad (\text{I.34})$$

$$s_H = -f' d \frac{n-1}{nr_2}; \quad (\text{I.35})$$

$$s_{H'} = -f' d \frac{n-1}{nr_1}. \quad (\text{I.36})$$

9. Кардинальные величины системы, состоящей из двух частей. Рассматриваемая сложная система может состоять из двух одиночных линз или из двух сложных объективов с оптическими силами Φ_1 и Φ_2 . Действие такой сложной системы можно рассматривать как действие общей, эквивалентной системы, для которой определяются эквивалентные переднее и заднее фокусные расстояния, положения эквивалентных фокусов и главных плоскостей всей системы:

$$f' = -f = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - d}; \quad (\text{I.37})$$

$$\frac{1}{f'} = \Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2; \quad (I.38)$$

$$H_1F = -\left(1 - \frac{d}{f'_1}\right)f'; \quad (I.39)$$

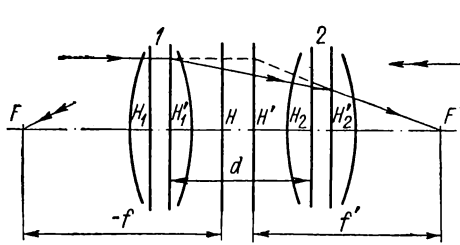
$$H'_2F' = \left(1 - \frac{d}{f'_2}\right)f'; \quad (I.40)$$

$$H_1H = \frac{d}{f'_2}f'; \quad (I.41)$$

$$H'_2H = -\frac{d}{f'_1}f'. \quad (I.42)$$

В формулах (I.37)—(I.42) величина d обозначает расстояние от H'_1 до H_2 (рис. I.6).

10. Формулы для расчета хода луча через систему, состоящую из k поверхностей. Для расчета хода параксиального луча через i -ю поверхность можно применить инвариант Аббе, который имеет вид



$$n_i \left(\frac{1}{s_i} - \frac{1}{r_i} \right) = n'_i \left(\frac{1}{s'_i} - \frac{1}{r_i} \right), \quad (I.43)$$

откуда

$$\frac{n'_i}{s'_i} - \frac{n_i}{s_i} = \frac{n'_i - n_i}{r_i}; \quad (I.44)$$

Рис. I.6. Определение кардинальных величин системы, состоящей из двух частей

$$\alpha'_i n'_i - \alpha_i n_i = \frac{h_i (n'_i - n_i)}{r_i} = h_i \Phi_i. \quad (I.45)$$

Расчет хода параксиального луча через k поверхностей заключается в последовательном применении формулы (I.45) и формулы $h_k = h_{k-1} - \alpha_k d_{k-1}$:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_2 &= \frac{\alpha_1 n_1}{n_2} + \frac{h_1 (n_2 - n_1)}{n_2 r_1}; \\ h_2 &= h_1 - \alpha_2 d_1; \\ &\dots \dots \dots \\ \alpha_{k+1} &= \frac{n_k \alpha_k}{n_{k+1}} + \frac{h_k (n_{k+1} - n_k)}{n_{k+1} r_k}. \end{aligned} \right\} \quad (I.46)$$

Из расчета (при $\alpha_1 = 0$, $s_1 = \infty$) находим: $h_1/\alpha_{k+1} = f'$; $h_k/\alpha_{k+1} = s'_{F'}$.

Расчет луча в обратном ходе ($s_1 = \infty$) определяет величину и положение переднего фокуса системы.

Если линзы расположены в воздухе и заменены главными плоскостями (рис. I.7), то расчет хода луча через систему заключается в последовательном применении следующих формул:

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k + h_k \Phi_k; \quad (I.47)$$

$$h_{k+1} = h_k - \alpha_{k+1} d_k. \quad (I.48)$$

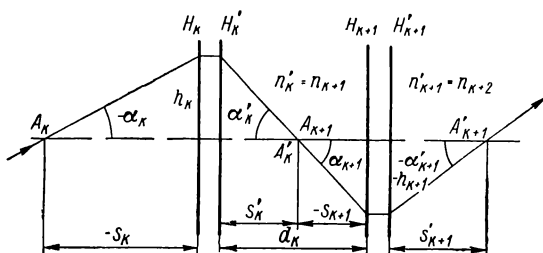


Рис. I.7. Ход параксиального луча через оптическую систему, представленную главными плоскостями

Если число всех линз равно m , то из формулы (I.47) следует

$$\alpha_{m+1} = \alpha'_m = \alpha_1 + \sum_{k=1}^{k=m} h_k \Phi_k. \quad (I.49)$$

При $\alpha_1=0$ и $s_1=\infty$ $\alpha'_m = \sum_{k=1}^{k=m} h_k \Phi_k$; но так как $\alpha'_m = h_1/f' = h_1 \Phi$, то

$$\Phi = \frac{1}{h_1} \sum_{k=1}^{k=m} h_k \Phi_k. \quad (I.50)$$

Если линзы бесконечно тонкие и находятся в соприкосновении ($d=0$), то $h_1 = h_2 = \dots = h_m$ и, следовательно, $\Phi = \sum_{k=1}^{k=m} \Phi_k$.

Формулы (I.47) и (I.48) применяют для определения габаритных размеров систем.

ГЛАВА II

ОСНОВЫ ТЕОРИИ МИКРОСКОПА

3. Геометрическая теория микроскопа

Кардинальные точки, фокусы, главные плоскости упрощенной оптической системы. На рис. II. 1 приведена схема оптической системы микроскопа, состоящей из объектива 1 и окуляра 2, с указанием расположения главных плоскостей, фокусов и фокусных расстояний, а также расстояния между ее компонентами. С целью упрощения рисунка объектив и окуляр заменены простыми линзами. Как видно из рис. II.1, в случае положительного окуляра задний фокус микроскопа F' лежит впереди второй главной эквивалентной плоскости H' и поэтому заднее фокусное расстояние микроскопа является отрицательным; тем не менее его система не эквивалентна простой отрицательной линзе. Заднее фокусное расстояние микроскопа вычисляется по формуле

$$f' = \frac{f'_{об} f'_{ок}}{f'_{об} + f'_{ок} - d} = -\frac{f'_{об} f'_{ок}}{\Delta_0}. \quad (II.1)$$

Расстояние заднего фокуса микроскопа F' от заднего фокуса окуляра $F'_{ок}$

$$x'_{F'} = -\frac{f_{ок} f'_{ок}}{\Delta_0}, \quad (II.2)$$

так как точки $F'_{об}$ и F' являются сопряженными. Соответственно расстояние переднего фокуса микроскопа от переднего фокуса объектива

$$x_F = \frac{f_{об} f'_{об}}{\Delta_0} = -\frac{f'^2_{об}}{\Delta_0}. \quad (II.3)$$

Расстояние передней главной плоскости микроскопа от переднего фокуса объектива равно

$$x_H = x_F - f. \quad (II.4)$$

Расстояние задней главной плоскости системы микроскопа от заднего фокуса окуляра

$$x'_{H'} = x'_{F'} - f' = \frac{f'_{ок} (f'_{ок} + f'_{об})}{\Delta_0}. \quad (II.5)$$

Апертурная диафрагма АД микрокопа расположена в задней фокальной плоскости объектива.

Оптическая система микрокопа с осветительным устройством для проходящего света. На рис. II.2 приведена принципиальная оптическая схема микрокопа с упрощенной осветительной системой, выполненной по принципу Кёлера. Отдельные ее оптические узлы заменены главными плоскостями и расположены на одной прямой. Коллектор 2 изображает источник света 1 в апертурную ирисовую диафрагму 4 конденсора 5, который

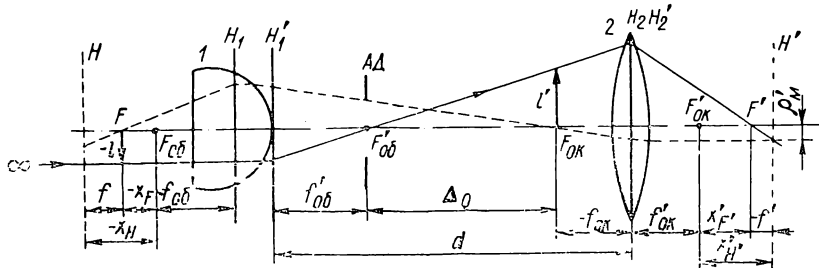


Рис. II.1. Схема оптической системы микрокопа

проектирует полевую диафрагму 3 коллектора в плоскость предмета. Выходящие из конденсора параллельные пучки лучей равномерно освещают прозрачный предмет в пределах изображения диаметра полевой диафрагмы коллектора. После взаимного пересечения на освещаемом участке предмета пучки лучей расходятся, направляясь в объектив 7 микрокопа. Угол, образуемый с оптической осью лучом, выходящим из центра предмета и направляющимся в край зрачка, является апертурным углом. Предмет

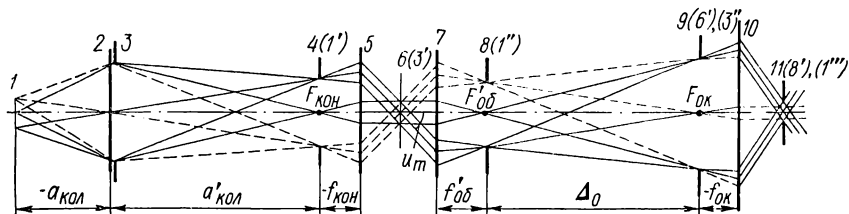


Рис. II.2. Принципиальная оптическая схема микрокопа с упрощенной осветительной системой

расположен перед передним фокусом объектива (по ходу света) микрокопа, который дает действительное, перевернутое и увеличенное изображение предмета в передней фокальной плоскости окуляра 10 (т. е. в плоскости полевой диафрагмы 9 микрокопа). Выходящие из окуляра параллельные пучки лучей поступают в эмметропический глаз и собираются на его сетчатке, где образуется окончательное изображение рассматриваемого предмета. Изображение же источника света получается в задней фокальной плоскости объектива микрокопа, в которой происходит пересече-

ние параллельных лучей. В этой же плоскости располагается и апертурная диафрагма 8 микроскопа. Еще раз изображение источника света создается в выходном зрачке микроскопа 11, являющемся изображением апертурной диафрагмы 8. Зрачок глаза наблюдателя совмещен с выходным зрачком 11 микроскопа, а следовательно, изображение источника света располагается на зрачке глаза, а изображение рассматриваемого предмета — на его сетчатке.

Наличие в осветительной системе ирисовых апертурной и полевой диафрагм позволяет отдельно регулировать величину числовой апертуры и диаметр освещаемого поля зрения. Уменьшение

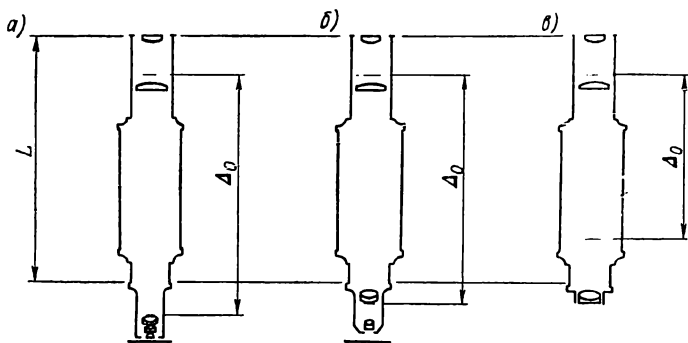


Рис. II.3. Объективы с различной оптической длиной тубуса Δ_0 :

$a - f'_{0б} = 4$ мм; $б - f'_{0б} = 16$ мм; $в - f'_{0б} = 33$ мм;

L — фиксированная механическая длина тубуса

светового диаметра апертурной диафрагмы, расположенной в передней фокальной плоскости конденсора, приводит к уменьшению апертурного угла и совершенно не влияет на величину освещенного поля зрения, так как луч, идущий через край полевой диафрагмы и край поля зрения, проходит в то же время через центр апертурной диафрагмы. Уменьшение же диаметра полевой диафрагмы, расположенной у коллектора, вызывает уменьшение диаметра освещенного участка предмета. Но уменьшение размера диафрагмы поля зрения никак не влияет на величину апертурного угла u_m , так как луч, образующий этот же угол с осью у осевой точки б предмета, проходит через центр полевой диафрагмы.

Оптическая и механическая длина тубуса. В микроскопе различают оптическую и механическую длину тубуса. Оптическая длина тубуса Δ_0 — это расстояние от заднего фокуса объектива микроскопа до переднего фокуса окуляра (рис. II.1); для различных объективов эта величина различна. Чем длиннофокуснее объектив, тем меньше его оптическая длина и наоборот (рис. II.3). Механическая длина тубуса — расстояние от опорной плоскости объектива до верхнего среза тубуса (посадочной плоскости окуляра) — стандартизована и принимается равной 160, 190 мм и ∞ .

На рис. II.4 дана принципиальная схема упрощенного микроскопа с тремя различными длинами тубусов и некоторыми стандартными конструктивными размерами, обеспечивающими взаимозаменяемость объективов и окуляров. На рис. II.4, *а* показан микроскоп с длиной тубуса 160 мм и объективами в нормальной оправе для проходящего света. На этом рисунке 1 — конденсор; 2 — предметное стекло; 3 — плоскость предмета; 4 — покровное стекло; 5 — объектив; 6 — окуляр Гюйгенса; 7 — диафрагма

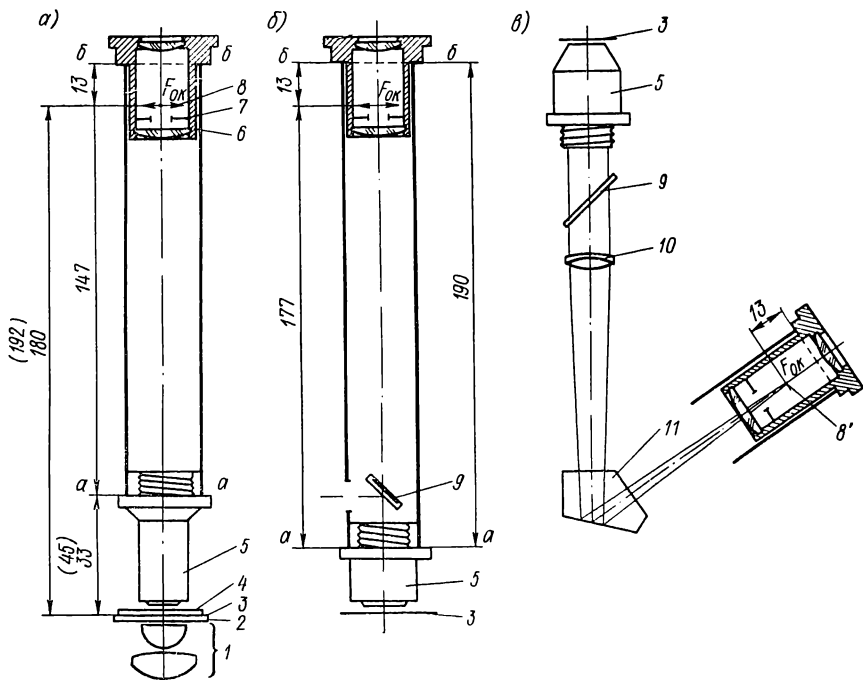


Рис. II.4. Принципиальная схема упрощенного микроскопа с тремя различными длинами тубусов: *а* — 160 мм; *б* — 190 мм; *в* — ∞

поля зрения; 8 — даваемое объективом изображение (передний фокус окуляра); *а-а* — опорная плоскость объектива (нижний срез тубуса); *б-б* — опорная плоскость окуляра (верхний срез тубуса). В окуляре типа Гюйгенса с диафрагмой поля зрения совмещается изображение, даваемое системой объектив плюс коллектив окуляра. Во избежание перефокусировки при смене окуляров изображение, даваемое объективом, совпадает с передним фокусом $F_{ок}$ окуляра, находящимся на расстоянии 13 мм ниже верхнего среза тубуса.

На рис. II.4, *б* приведен микроскоп с длиной тубуса 190 мм и объективом в короткой оправе для отраженного света, поступающего в объектив от осветительной пластинки 9 (или призмы) опак-иллюминатора.

На рис. II.4, в показан микроскоп с объективами, дающими бесконечно удаленное изображение, которое при помощи призмы 11 и тубусной линзы 10 переносится в заднюю фокальную плоскость 8', совмещенную с передним фокусом окуляра 6. Данную схему микроскопа можно рассматривать как построенную по предложенному Аббе принципу: изображение, даваемое объективом, расположено в бесконечности и рассматривается в зрительную трубу. Объектив зрительной трубы носит в этом случае название тубусной линзы.

Исходя из требования к качеству изображения изменение механической длины тубуса для объективов с малой числовой апертурой допустимо в широких пределах, для некоторых же высокоапертурных объективов допустимое отклонение в длине тубуса не должно превышать 1—2 мм и строго регламентируется ГОСТом.

Входные и выходные зрачки микроскопа. Как правило, выходным зрачком объектива служит его оправа, расположенная в заднем фокусе объектива или вблизи его. Приведенный на рис. II.1 и II.2 выходной зрачок является одновременно и действующей апертурной диафрагмой. Таким образом, входной зрачок объектива, а следовательно, и всего микроскопа находится в бесконечности. Во избежание виньетирования в зрачках и срезания поля зрения зрачок глаза наблюдателя должен быть совмещен с выходным зрачком микроскопа, расположенным в его заднем фокусе. Часто на практике изображение, даваемое окуляром, располагают на расстоянии наилучшего зрения ($D = -250$ мм).

В существующих микрообъективах выходные зрачки находятся на разных расстояниях от опорной поверхности объективов. Так, например, в комплекте микрообъективов средних и сильных увеличений, применяемых в биологических микроскопах, эти расстояния колеблются в пределах от +3 до -23 мм. При применении микрообъективов с тубусом ∞ и дополнительной тубусной линзы положение выходного зрачка микроскопа будет зависеть от расстояния этой линзы до выходного зрачка микрообъектива и ее фокусного расстояния.

Видимое увеличение микроскопа. Масштаб изображения. Принято считать, что увеличением микроскопа называется отношение изображения, получаемого на сетчатой оболочке глаза при помощи микроскопа, к изображению того же объекта на сетчатке невооруженного глаза. Так как это отношение зависит от установки окуляра и от расстояния между предметом и центром входного зрачка глаза, то для определенности условия предполагают, что изображение, даваемое микроскопом, находится в бесконечности, а предмет рассматривается невооруженным глазом на расстоянии наилучшего зрения $D = -250$ мм; тогда в соответствии с рис. II.1 общее увеличение микроскопа, состоящего из объектива и окуляра, можно представить следующей формулой:

$$\Gamma_{\text{м}} = \frac{250}{f'_{\text{м}}} = - \frac{\Delta_0}{f'_{\text{об}}} \frac{250}{f'_{\text{ок}}} = V_{\text{об}} \Gamma_{\text{ок}}. \quad (\text{II.6})$$

В современных конструкциях микроскопов между объективом и окуляром, как правило, находятся оптические компоненты, которые, обладая оптической силой, влияют на увеличение микроскопа.

Приведем увеличения микроскопа для случаев, когда в нем применяются следующие компоненты:

а) линза, смещающая изображение, даваемое объективом, и увеличивающая его в масштабе $V_{л.с}$:

$$\Gamma_m = V_{об} \Gamma_{ок} V_{л.с}; \quad (II.7)$$

б) проекционная система (фотообъективы, проективы и т. д.), передающая изображение, даваемое микроскопом, на экран, светочувствительную фотографическую пленку и другие приемники световой энергии с увеличением $V_{пр}$:

$$M = \Gamma_m V_{пр}; \quad (II.8)$$

в) окуляр в качестве проекционной системы, передающий изображение, даваемое объективом, на конечное расстояние (микрофотонасадки типа МФН) с увеличением $V_{ок}$:

$$M = V_{об} V_{ок}. \quad (II.9)$$

Часто при фотографировании с окуляром увеличение последнего определяется величиной K , называемой коэффициентом увеличения камеры; тогда

$$M = \Gamma_m K, \quad (II.10)$$

где $K = s'/250$; s' — расстояние от задней главной плоскости проекционного окуляра до изображения; например, если $s' = 150$ мм, то $K = 150/250 = 0,6$.

При применении в микроскопе микрообъектива, рассчитанного для бесконечно удаленного изображения, и тубусной линзы с фокусным расстоянием $f'_{т.л}$ увеличение микроскопа можно выразить следующими формулами:

$$\Gamma_m = - \frac{f'_{т.л}}{f'_{об}} \Gamma_{ок} \quad (II.11)$$

или

$$\Gamma_m = - \frac{250}{f'_{об}} \frac{f'_{т.л}}{250} \Gamma_{ок} = - \Gamma_{об} q_{\infty} \Gamma_{ок}, \quad (II.12)$$

где $\Gamma_{об} = 250/f'_{об}$ — увеличение объектива, соответствующее увеличению лупы; q_{∞} — коэффициент увеличения тубусной линзы.

При применении тубусной линзы с дополнительными компонентами, соответствующими условиям а—в [формулы (II.7)—(II.9)],

увеличения микроскопа можно представить следующими формулами:

$$\Gamma_m = - \frac{f'_{т.л}}{f'_{об}} V_{л.с} \Gamma_{ок}; \quad (II.13)$$

$$M = \Gamma_m V_{пр} = - \frac{f'_{т.л}}{f'_{об}} V_{пр} \Gamma_{ок}; \quad (II.14)$$

$$M = - \frac{f'_{т.л}}{f'_{об}} V_{ок}, \quad (II.15)$$

или

$$M = - \frac{f'_{т.л}}{f'_{об}} K. \quad (II.16)$$

Зависимость между диаметром выходного зрачка и увеличением микроскопа. Поскольку в системе микроскопа выполнено условие синусов, то с достаточной степенью приближенности диаметр выходного зрачка микроскопа можно вычислить по формуле [70]

$$2\rho' = -2n \sin u_m f'_m = -2A f'_m. \quad (II.17)$$

Подставив $f'_m = 250/\Gamma_m$ из формулы (II.6), получим

$$2\rho' = - \frac{500A}{\Gamma_m}. \quad (II.18)$$

Так, например, если $\Gamma_m = -500 A$, то $2\rho' = 1$ мм; при $\Gamma_m = -1000 A$ имеем $2\rho' = 0,5$ мм.

Поле зрения микроскопа. Освещенность изображения и его субъективная яркость. Ранее было установлено, что выходной зрачок микроскопа практически совпадает с его задним фокусом. Когда глаз наблюдателя совмещен с выходным зрачком микроскопа, пучки лучей, поступающие в окуляр, не испытывают виньетирования и поле зрения резко ограничивается полевой диафрагмой, установленной в передней фокальной плоскости окуляра (рис. II.1). При визуальном наблюдении линейное поле зрения микроскопа определяется диаметром того круга в плоскости предмета, изображение которого заполняет поле зрения окуляра. Следовательно, чтобы определить величину поля зрения всего микроскопа в пространстве предметов, необходимо линейное поле зрения окуляра разделить на увеличение объектива, а в случае применения дополнительных линзовых компонентов, размещенных в тубусе микроскопа между объективом и окуляром, — на их общее увеличение.

При визуальных наблюдениях важно оценить освещенность изображения на сетчатке глаза, характеризующую субъективную яркость этого изображения. Субъективная яркость пропорциональна яркости рассматриваемого предмета или изображения,

даваемого микроскопом, и зависит от площади сечения пучка плоскостью зрачка глаза. Отношение субъективной яркости H при наблюдении через микроскоп к H_0 при наблюдении невооруженным глазом определяется формулой [70]

$$\frac{H}{H_0} = \frac{\tau}{n^2} \frac{\rho'^2}{\rho_0^2}, \quad (\text{II.19})$$

где ρ_0 и ρ' — радиусы зрачка глаза и выходного зрачка микроскопа; n — показатель преломления иммерсии; τ — коэффициент светопропускания системы. Исключая из (II.19) с помощью формул (II.6) и (II.17) величину ρ' , находим

$$\frac{H}{H_0} = \frac{\tau}{n^2} \left(\frac{250A}{\rho_0 \Gamma_M} \right)^2. \quad (\text{II.20})$$

Наибольшее значение субъективной яркости H получается, когда $\rho' = \rho_0$; следовательно, $250A/\rho\Gamma_M = -1$, откуда нормальное увеличение микроскопа равно

$$\Gamma_{н. м} = -\frac{250}{\rho_0} A. \quad (\text{II.21})$$

Приведем формулу, определяющую фокусное расстояние окуляра, который при данных апертуре и увеличении объектива микроскопа дает нормальное увеличение:

$$f'_{ок} = \frac{250}{\Gamma_{ок}} = -\frac{\rho_0 V_{об}}{A_{об}}. \quad (\text{II.22})$$

Из формулы (II.22) следует, что если $V_{об} = -90\times$, $A_{об} = 1,2$ и $\rho_0 = 2$ мм, то $\Gamma_{ок} = 1,7\times$. Следовательно, нормальное увеличение микроскопа всегда меньше полезного увеличения и субъективная яркость при наблюдении через микроскоп всегда меньше наибольшей возможной. Однако верхний предел увеличения микроскопа определяется не субъективной яркостью изображения, а разрешающей способностью объектива. Уменьшение яркости при верхнем пределе полезного увеличения вследствие уменьшения диаметра выходного зрачка до 0,5 мм вполне компенсируется применением источника большей яркости и рациональным устройством осветительной системы. Освещенность на фотопластинке или на экране микропроекционной установки при полном использовании входной апертуры объектива A можно вычислить по формуле [69]

$$E' = \frac{\pi A^2}{M^2} \tau B \quad (\text{II.23})$$

или

$$E' = \frac{\tau B S}{e'}, \quad (\text{II.24})$$

где M — масштаб изображения проекционной системы; B — яркость источника света; S — площадь выходного зрачка, через

которую проходит световой поток; e' — расстояние от выходного зрачка до плоскости изображения.

Формулы (II.23) и (II.24) определяют освещенность в центральной части экрана проекционной системы. В случае отсутствия aberrаций в зрачках системы освещенность на краю экрана уменьшается пропорционально четвертой степени косинуса угла наклона к оси главного луча: $\bar{E}' = E' \cos^4 \omega'$. В теории aberrационного виньетирования, разработанной проф. М. М. Русиновым, указывается на повышение освещенности на краю изображения, приводящее к понижению степени косинуса ω' [61].

Пр и м е р. Определить освещенность в люксах на экране (матовое стекло), полученную при помощи проекционной системы со светопропусканием $\tau = 0,25$; входная апертура объектива $A = 0,2$; масштаб изображения на экране $M = 50\times$; источником света служит лампа накаливания СЦ-61 (яркость $B = 280$ сб). По формуле (II.23) находим, что $E' = 35$ лк.

При заданных апертуре и увеличении освещенность можно повысить только путем уменьшения потерь света в приборе или увеличения яркости источника. Нельзя, например, повысить освещенность, увеличивая апертуру коллектора, а следовательно, и световой поток, выделяемый коллектором из всего излучения светящегося тела. В этом случае не будет выполнено условие инварианта (I.29a), что приведет к экранированию света в микроскопе. Если требуется получить на экране изображение объекта в большом масштабе при достаточной для наблюдения освещенности, то в качестве источника света применяют газоразрядные и другие лампы (ДРШ-100-2, СВД-120А и др.), обладающие большой яркостью [69].

При некоторых методах исследований, отличающихся специфическими условиями наблюдения, освещенность изображения E' не будет соответствовать освещенности, вычисленной по формулам (II.23) и (II.24).

Приведем три примера.

1. При использовании метода светлого поля для получения наилучшего контраста изображения апертурную диафрагму конденсора обычно открывают на величину, равную $2/3$ диаметра зрачка микрообъектива; реальная освещенность будет тогда равна $E_p' = 4/9 E'$.

2. В случае косо́го освещения при исследовании непрозрачных объектов с применением призмы Наше, занимающей половину зрачка, освещенность составляет $E_p' = 0,5 E'$.

3. При использовании метода фазового контраста реальная освещенность $E_p' = (a^2 - b^2) E'$, где a и b — коэффициенты, характеризующие, какую часть радиуса зрачка составляют соответственно наружный и внутренний радиусы фазового кольца. Величина $a^2 - b^2$ для объективов средних и больших увеличений равна $0,07-0,1$ [72].

Глубина изображения в микроскопе. Известно, что глаз наблюдателя может менять аккомодацию от своей ближней точки до даль-

ней $(\bar{A} = \frac{1}{a_6} - \frac{1}{\infty})$. Для лупы и микроскопа аккомодационная глубина в пространстве предметов, сопряженная с границами области аккомодации невооруженного глаза, может быть вычислена [70] по формуле (в мм)

$$T_a = \left(\frac{250}{\Gamma}\right)^2 \frac{\bar{A}}{1000} = \frac{f'^2}{1000} \bar{A}. \quad (\text{II.25})$$

Объем аккомодации для нормального глаза (эмметропа) при $a_6 = 250$ мм составляет 4 дптр; тогда

$$T_a = \frac{250}{\Gamma^2} = 0,004f'^2, \quad (\text{II.26})$$

где f' — фокусное расстояние в мм.

Геометрическая глубина резкого изображения в микроскопе может быть вычислена по формуле [39]

$$T_r = \frac{250n\varepsilon}{A\Gamma_m}. \quad (\text{II.27})$$

Явление дифракции в микроскопе увеличивает глубину резкости. Дифракционная, или волновая, глубина изображения вычисляется по формуле

$$T_b = \frac{n\lambda}{2A^2}. \quad (\text{II.28})$$

Полная глубина резкости изображаемого пространства без перефокусировки микроскопа

$$T = T_r + T_b + T_a = \frac{250n\varepsilon}{A\Gamma_m} + \frac{n\lambda}{2A^2} + \frac{250}{\Gamma_m^2}. \quad (\text{II.29})$$

В случае проектирования изображения на экран или матовое стекло $T_a = 0$, и тогда

$$T = T_r + T_b = \frac{250n\varepsilon}{A\Gamma_m} + \frac{n\lambda}{2A^2}. \quad (\text{II.30})$$

Первый член уравнения (II.30) по Береку $T_r = \frac{340n}{A\Gamma_m}$ мкм, по Михелю [39] $T_r = \frac{1}{7A\Gamma_m}$ мм.

4. Волновая теория образования изображения в микроскопе. Предел разрешения

В предыдущем параграфе были рассмотрены основные характеристики и свойства оптической конструкции микроскопа с точки зрения геометрической оптики. Применение основных положений геометрической оптики позволяет в начальной стадии разработки оптической системы успешно решать ряд конструктивных задач,

связанных, например, с определением габаритных размеров оптических узлов, взаимным расположением последних, выбором положений апертурных и полевых диафрагм и т. д.

Поскольку в большинстве случаев исследуемые под микроскопом объекты очень малы и могут быть сравнимы с длиной световой волны, при рассмотрении вопроса об образовании изображения в микроскопе уже нельзя ограничиваться понятиями геометрической оптики. Более глубокое и всестороннее изучение структуры оптического изображения, оценка качества изображения, даваемого микроскопом, возможны лишь с точки зрения волновой природы света.

Волновая теория света позволяет рассматривать процесс образования изображения микроскопической структуры объекта как результат дифракционного и интерференционных явлений, возникающих при прохождении света через объект и оптическую систему микроскопа.

Дифракционное изображение светящейся точки. В реальных оптических системах волновая поверхность претерпевает ограничение своих размеров от оправ линз и специальных диафрагм, вследствие чего изображение светящейся точки, даваемое даже безабберационной системой, представляет собой дифракционную фигуру рассеяния.

Пусть из выходного зрачка $P_1'P_2'$ (рис. II.5) идеальной оптической системы исходит сферическая волна S ($P_1'P_2'$ — сечение поверхности волны меридиональной плоскостью). Центр поверхности волны совпадает с точкой B_0' , являющейся изображением осевой точки предмета. Распределение освещенности в точке B_0' и ее окрестности на плоскости изображения рассматривается как результат интерференции когерентного света, исходящего из каждой точки волновой поверхности, являющейся, согласно принципу Гюйгенса—Френеля, источником когерентного излучения.

Освещенность E' в точке B' , находящейся вне оси на расстоянии σ' от точки B_0' , выражается формулой

$$E' = \frac{a^2 \rho'^2}{R'^2} [I_1(z)]^2, \quad (\text{II.31})$$

где a — амплитуда колебания; ρ' — радиус выходного зрачка; I_1 — функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка, которая может быть представлена в виде бесконечного ряда

$$I_1(z) = \frac{z}{2} \left(1 - \frac{z^2}{2 \cdot 4} + \frac{z^4}{2 \cdot 4 \cdot 4 \cdot 6} - \frac{z^6}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8} + \dots \right). \quad (\text{II.32})$$

Величина z выражает отрезок σ' в так называемых оптических единицах (безмерных):

$$z_1 = \frac{n' 2\pi \sigma' \rho'}{\lambda R'} = \frac{n' 2\pi \sigma'}{\lambda} \sin u'_m = \frac{\pi \sigma'}{\frac{\lambda}{2A'}}, \quad (\text{II.33})$$

где $\frac{n'\rho'}{R'} = n' \sin u'_m = A'$ — числовая апертура в пространстве изображений.

Для данной оптической системы, согласно инварианту Лагранжа—Гельмгольца, величина z_1 сохраняет свое числовое значение во всех промежуточных средах.

Освещенность в точке B'_0 , соответствующей геометрическому изображению, т. е. когда σ' , а следовательно, и z_1 стремятся

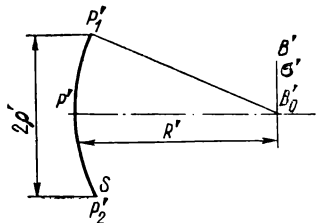


Рис. II.5. К пояснению дифракционного изображения точки

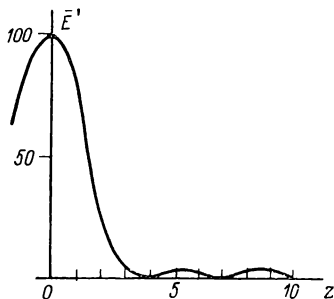


Рис. II.6. Распределение освещенности в дифракционном изображении светящейся точки

к нулю, будет равна $E'_0 = \frac{\pi^2 \rho'^4 a^2}{R'^2 \lambda^2}$. Принимая в центре дифракционной картины E'_0 за единицу, найдем, что относительная освещенность \bar{E}' в данной точке B' равна

$$\bar{E}' = \frac{E'}{E'_0} = \frac{4}{z_1^2} I_1^2(z_1). \quad (\text{II.34})$$

Функция \bar{E}' представлена сплошной кривой на рис. II.6, где по оси ординат отложены $100\bar{E}'$, а по оси абсцисс — расстояния от центра дифракционной фигуры рассеяния, выраженные в оптических единицах z_1 .

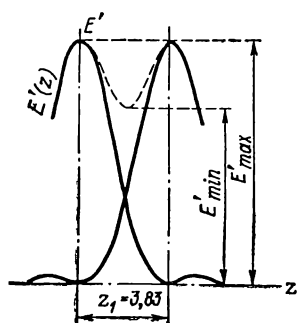
Вычисления по формуле (II.34) показывают, что безаберрационная система изображает светящуюся точку в монохроматическом свете в виде дифракционной фигуры, состоящей из центрального яркого пятна (кружка Эри) диаметром $2 \times 3,83$ оптических единиц, в котором освещенность быстро убывает от центра к периферии, и ряда светлых концентрических колец, разделенных темными промежутками, в которых освещенность падает до нуля (см. табл. V.2).

Предел разрешения двух самосветящихся точек. На практике разрешающая способность оптического прибора определяется исходя из критерия Рэля, согласно которому два изображения светящихся точек (линий) находятся на пределе разрешения в том случае, когда центральный дифракционный максимум одной из точек (линий) совмещен с первым минимумом другой, т. е. если

расстояние между центрами фигур рассеяния равно радиусу кружка Эри, что соответствует $z_1 = 3,83$ оптических единиц. В этом случае освещенность посередине между этими точками в изображении будет отличаться на величину $\Delta \bar{E}' = \frac{E'_{\max} - E'_{\min}}{E'_{\max}} = 22,5\%$ (рис. II.7).

Практически установлено, что при благоприятных условиях глаз еще способен различать два изображения, если падение освещенности $\Delta \bar{E}'$ между двумя максимумами будет составлять не менее 5%, что соответствует величине $z_1 = 3,3$.

Приняв во внимание, что первое темное кольцо соответствует значению первого минимума, для которого $z_1 = 3,83$, из (II.33) находим радиус кружка Эри в пространстве изображений



$$\sigma' = \rho'_{\mathcal{E}} = \frac{z_1 \lambda}{2\pi A'} = \frac{3,83 \lambda}{6,28 A'} = \frac{0,61 \lambda}{A'}. \quad (\text{II.35})$$

Рис. II.7. Определение освещенности в дифракционном изображении двух самосветящихся точек, расположенных на расстоянии, соответствующем условию Рэлея

Поскольку для объектива микроскопа выполнено условие синусов, то

$$n\sigma \sin u = n'\sigma' \sin u',$$

или

$$\sigma A = \sigma' A'. \quad (\text{II.36})$$

Подставляя в (II.36) значение σ' из (II.35), находим величину радиуса кружка Эри в пространстве предметов

$$\sigma = \rho_{\mathcal{E}} = \frac{0,61 \lambda}{A}; \quad (\text{II.37})$$

при $z_1 = 3,3$

$$\sigma = \frac{0,525 \lambda}{A}. \quad (\text{II.38})$$

Применяя формулу (II.36), можно определить величину радиуса кружка Эри в пространствах изображений и предметов:

$$\rho'_{\mathcal{E}} = \rho_{\mathcal{E}} \frac{A}{A'} = \rho_{\mathcal{E}} V. \quad (\text{II.39})$$

Пример. Определить радиусы кружков Эри в пространствах предметов и изображений для объектива, увеличение которого $V = 100\times$ и числовая апертура $A = 1,3$, если $\lambda = 0,55$ мкм.

Применяя (II.37) и (II.39), соответственно находим:

$$\rho_{\mathcal{E}} = \frac{0,61 \lambda}{A} = \frac{0,61 \cdot 0,55}{1,3} = 0,258 \text{ мкм}; \quad \rho'_{\mathcal{E}} = \rho_{\mathcal{E}} V = 25,8 \text{ мкм}.$$

Чтобы наблюдатель мог полностью использовать разрешающую способность микроскопа, он должен применить для этого окуляр

такого увеличения, при котором изображение радиуса кружка Эри через окуляр составляло бы с глазом наблюдателя с расстояния $D = 250$ мм угловую величину в пределах 1—4 мин. Принимая разрешающую способность глаза $\varepsilon = 3'$, найдем оптимальное увеличение окуляра по формуле

$$\Gamma_{\text{ок}} = \frac{\Delta l'}{\rho_{\text{Э}}} = \frac{3D \sin 1'}{0,0258} = 8\times;$$

при этом общее увеличение микроскопа $\Gamma_{\text{м}} = V_{\text{об}} \Gamma_{\text{ок}} = 800\times$.

При максимальном значении числовой апертуры $n \sin u_{\text{м}} = 1,6$, $\lambda = 0,560$ мкм и $z_1 = 3,3$ наименьшее разрешаемое расстояние

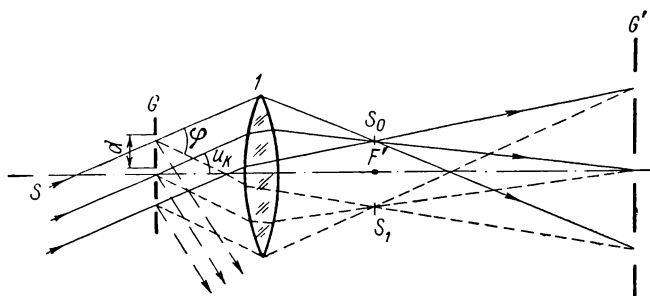


Рис. II.8. Возникновение дифракции Фраунгофера при прохождении параллельного пучка лучей через дифракционную решетку

в линейной мере между двумя самосветящимися точками (линиями) по формуле (II.38) будет равно

$$d = \frac{0,525\lambda}{A} = 0,18 \text{ мкм.}$$

Дифракционная теория изображения в микроскопе по Аббе.

Разрешающая способность микроскопа. Теория изображения в микроскопе Аббе была создана на основе когерентного света для несамосветящихся объектов. Для наглядности теории в качестве предмета была применена дифракционная решетка.

При прохождении параллельного пучка лучей S через решетку G возникает дифракция Фраунгофера (рис. II.8), в результате чего в задней фокальной плоскости F' объектива 1 возникают интерференционные спектры различного порядка S_0, S_1, \dots, S_k .

В случае лучей, падающих на решетку нормально ($u_k = 0$), положение спектров определяется углом дифракции φ и спектры связаны зависимостью

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{n}, \quad (\text{II.40})$$

где k — номер спектра; n — показатель преломления иммерсии. Если $k = 0$, то $\varphi = 0$ и точка S_0 , лежащая на оси, определяет

нулевой максимум. Спектры S_1, S_2, \dots служат вторичными источниками излучения и действуют когерентно. При дальнейшем распространении лучи от всех спектральных максимумов интерферируют между собой, образуя изображение решетки G' . Если в объектив поступает лишь один спектр, например S_0 , то в плоскости изображения виден лишь серый фон, так как пучку, выходящему из S_0 , не с чем интерферировать.

Аббе показал, что для возникновения изображения, подобного объекту, необходимо, чтобы в фокальной плоскости F' объектива имелось не менее двух соседних максимумов. Тогда из формулы (II.40) следует при $k = 1$ и $n \sin \varphi = A$, что разрешаемое расстояние объектива будет равно [39]

$$d = \frac{\lambda}{A_{ог}}. \quad (\text{II.41})$$

Однако рассматриваемый случай относится к прямому освещению. Используя конденсор или другое осветительное устройство, можно создавать круговое косое освещение, при котором освещаемые лучи составляли бы с осью системы угол u_k (или апертуру A_k). Вследствие того что на решетке создается между соседними пучками разность хода $d \sin u_k$, можно подобрать угол u_k таким образом, чтобы получить в фокальной плоскости объектива два спектральных максимума при числовой апертуре объектива $A_{ог}/2$, т. е. уменьшить вдвое наименьшее разрешаемое расстояние d .

Следовательно, максимально возможный предел разрешения при косом освещении определяется по формуле [39]

$$d = \frac{\lambda}{A_{ог} + A_k} \approx \frac{\lambda}{2A_{ог}}. \quad (\text{II.42})$$

На стр. 27 был установлен нижний предел разрешаемости объектов, наблюдаемых в микроскоп, равный 0,18 мкм.

Применяя ультрафиолетовое излучение, можно довести предел разрешения до 0,1 мкм. При использовании особо контрастного метода освещения этот размер может быть уменьшен в 10 раз.

Полезное увеличение микроскопа. Чтобы полностью использовать разрешающую способность микроскопа, определяемую формулой (II.42), необходимо иметь соответствующее увеличение всей системы микроскопа. Это увеличение должно быть настолько большим, чтобы наименьшее разрешаемое микроскопом расстояние d составляло в пространстве изображений микроскопа угловую величину, не меньшую, чем предельный угол разрешающей способности глаза наблюдателя $\varepsilon = d\Gamma_m/D$. Подставляя в эту формулу значение d из (II.42) и $D = -250$ мм, найдем

$$\Gamma_m = \frac{250 \cdot 0,00029\varepsilon A}{0,5\lambda} = -\frac{\varepsilon A}{6,9\lambda},$$

где ε выражается в минутах, λ — в миллиметрах.

Полагая величину ε в пределах от 2 до 4', получим

$$\frac{A}{3,45\lambda} < |\Gamma_m| < \frac{A}{1,72\lambda};$$

для видимой области спектра ($\lambda = 0,000589$ мм)

$$500A < |\Gamma_m| < 1000A. \quad (\text{II.43})$$

Значения Γ_m , удовлетворяющие неравенству (II.43), называются значениями полезного увеличения микроскопа.

Применение увеличения меньшего, чем нижний предел полезного увеличения, не дает возможности различать все те детали предмета, которые может изобразить объектив с данной числовой апертурой A . Увеличение, превышающее высший предел полезного увеличения и получаемое применением окуляра с меньшим фокусным расстоянием, бесполезно, поскольку при нем не представляется возможным выявить никаких новых деталей предмета по сравнению с тем, какие различаются при полезном увеличении. Кроме того, как следует из формулы (II.18), диаметр выходного зрачка микроскопа при увеличениях, превышающих $1000A$, становится меньше 0,5 мм; это приводит к уменьшению яркости изображения, которое становится менее резким вследствие заметной дифракции и энтоптических явлений из-за неоднородности строения хрусталика и стекловидного тела глаза [35].

Когда изображение рассматривается с расстояния e , превышающего расстояние наилучшего зрения ($D = -250$ мм), то увеличение может быть расширено на величину $e/250$ мм и формула (II.43) приводится к виду

$$\frac{e}{1000\lambda} A_{об} < V < \frac{e}{500\lambda} A_{об}.$$

Относительная некогерентность освещения микроскопических объектов. Как известно, теория образования изображения в микроскопе по Аббе основывается на когерентном освещении несамосветящихся объектов. Такая точка зрения была необходима ученому для того, чтобы теоретически доказать значение числовой апертуры объектива микроскопа. Аббе не занимался самосветящимися объектами, поскольку они не дают первичных изображений; он считал, что для них теория изображения должна быть иной, существенно отличной. Теория Аббе сыграла важную роль в разработке теоретических основ фазового контраста и его разновидностей. Исследование объектов по методу фазового контраста применяется в микроскопии и в настоящее время. Рэлей в 1890 г. математически доказал тождественность результатов когерентного метода освещения и самосветящихся тел. Основываясь на теории непрерывного перехода от когерентного освещения к самосвечению, Мандельштам теоретически показал и экспериментально доказал, что, применяя в качестве самосветящегося объекта решетку из

раскаленных проволок, несмотря на отсутствие первичных спектров в задней фокальной плоскости объектива, с помощью той же диафрагмы, заслоняющей места предполагаемых изображений каждого второго спектра, можно получить удваивание числа линий в изображении [108]. Работы Мандельштама имели важное значение в развитии теории изображения в микроскопе.

Академик Д. С. Рождественский дал строгое определение понятия когерентности освещения; он установил понятие относительной некогерентности освещения, выражаемой отношением апертур освещающих лучей и объектива микроскопа; рассмотрел вопрос о том, когда и в какой мере можно считать освещение эквивалентным самосвечению, каким процессом и в какой мере всякое освещение может быть сведено к освещению самосветящейся плоскостью. В своей классической работе [59] Д. С. Рождественский рассмотрел конкретный случай нормально работающего микроскопа с полной апертурой, не принимая во внимание первичные спектры.

ГЛАВА III

АБЕРРАЦИИ. ОПТИЧЕСКИЕ СРЕДЫ. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ

5. Краткий обзор aberrаций оптических систем микроскопов

Выходящие из оптической системы реальные пучки лучей обычно теряют гомоцентричность, что приводит к снижению качества изображения. Возникающие при этом различного рода нерезкости в плоскости изображения носят название aberrаций оптических систем.

В практике расчетов оптических систем микроскопов принято разделять aberrации на две группы: монохроматические и хроматические.

Монохроматические aberrации. Можно найти в меридиональном сечении приближенные выражения для поперечной aberrации вида

$$\delta g' = \sum A_i u_i^\alpha \omega_i^\beta U_i^\gamma \quad (\text{III.1})$$

(и аналогично $\delta G'$ в сагиттальном сечении), где коэффициенты A_i зависят только от конструктивных элементов оптической системы. Вследствие симметрии систем сумма степеней $\lambda = \alpha + \beta + \gamma$ может быть только нечетной ($\lambda = 1, 3, 5, 7$ и т. д.) и выражает порядок aberrаций. Для малых значений e , m и M (или углов ω , u , U) ограничиваются aberrациями 3-го порядка ($\lambda = 3$).

К основным геометрическим монохроматическим aberrациям относятся aberrации широкого пучка (сферическая и кома) и полевые (астигматизм, кривизна поля, дисторсия).

На рис. III.1, а представлена центрированная оптическая система, где \bar{A} и \bar{A}'' — плоскости предмета и изображения; \bar{P} и \bar{P}' — плоскости входного и выходного зрачков, расположенные на расстояниях x_1 и x' соответственно от первой и последней поверхности системы. Из точки B , находящейся на расстояниях l_1 от оси и s_1 от первой поверхности системы, исходит внемери-

диональный (косой) луч $BQ \dots Q'B'$, пересекающий плоскость входного зрачка в точке Q с координатами M_1 , отсчитываемой от меридиональной плоскости (содержащей ось системы и точку предмета), и m_1 , отсчитываемой от сагиттальной плоскости (содержащей ось z , перпендикулярную меридиональной плоскости). Внемеридиональный луч BQ в пространстве предметов определяется четырьмя величинами: l_1 , s_1 , m_1 и M_1 при заданном x_1 . Часто вместо l_1 пользуются углом ω между осью и главным лучом,

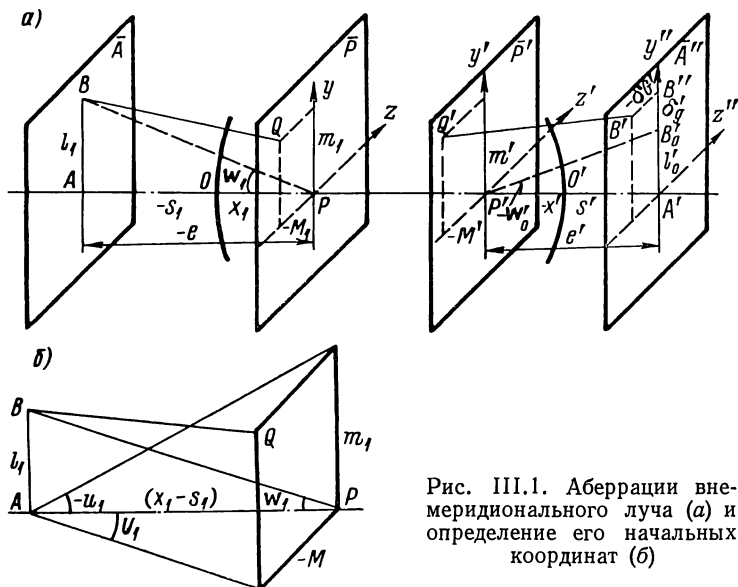


Рис. III.1. Аберрации внемеридионального луча (а) и определение его начальных координат (б)

проведенным из точки P через центр входного зрачка, т. е. $\operatorname{tg} \omega = l_1/e$. Внемеридиональный луч, выйдя из точки выходного зрачка с координатами m' и M' , пересекает гауссову плоскость изображения в точке B' с координатами $B''B' = -\delta G'$ и $A'B' = l'$. Если бы система была идеальной, то луч пересек бы плоскость изображения в точке B'_0 с координатами $l'_0 = Vl_1$ и $z'_0 = Vz_1$ (V — линейное увеличение в параксиальной области). Отступления $l' - Vl_1 = \delta g'$ (в меридиональной плоскости) и $z'' - Vz_1 = \delta G'$ (в сагиттальной) представляют собой проекции на координатные плоскости поперечной аберрации B'_0B' , т. е. расстояния между идеальным изображением B'_0 точки B и реальной точкой пересечения луча с плоскостью изображения \bar{A}'' в зависимости от l_1 , m_1 и M_1 .

Из рис. III.1, б имеем:

$$u_1 = -\frac{m_1}{e}; \quad U_1 = -\frac{M_1}{e}; \quad \omega_1 = \frac{l_1}{e}$$

и аналогично для \bar{A}'' и \bar{P}' :

$$u' = -\frac{m'}{e'}; \quad U' = -\frac{M'}{e'};$$

$$w' = \frac{l'}{e'}; \quad e' = x' - s'.$$

Поперечные aberrации, рассматриваемые в меридиональных и сагиттальных плоскостях, можно разложить в ряд по степеням малых величин:

$$u' = -\frac{m'}{e'}; \quad U' = -\frac{M'}{e'} \quad \text{или} \quad \frac{l}{e}; \quad \frac{m}{e}; \quad \frac{M}{e}.$$

Аберрации 3-го порядка. Коэффициенты Зейделя. Поперечные aberrации 3-го порядка для плоскости предмета, расположенной на конечном расстоянии, можно представить по степеням выходного апертурного угла при условии нормировки $\alpha_p = 1$; $h_1 = \alpha_1 s_1$; $\beta_1 = 1$; $x_1 = y_1$ [65]:

$$\left. \begin{aligned} -2n'\delta g' &= u'(u'^2 + U'^2)S_I + (3u'^2 + U'^2)w_1S_{II} + \\ &\quad + u'w_1^2(3S_{III} + J^2S_{IV}) + w_1^3S_V; \\ -2n'\delta G' &= U'(u'^2 + U'^2)S_I + 2u'U'w_1S_{II} + \\ &\quad + U'w_1^2(S_{III} + J^2S_{IV}), \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.2})$$

где $J = n_1\alpha_1e_1$.

Для плоскости предмета на бесконечности ($\alpha_1 = 0$; $s_1 = -\infty$) при условии нормировки $\alpha'_p = 1$; $h_1 = 1$; $\beta_1 = 1$; $x_1 = y_1$; $J = -n' = -1$

$$\left. \begin{aligned} -2n'\delta g' &= \frac{m_1(m_1^2 + M_1^2)}{f'^2}S_{I\infty} + \frac{3m_1^2 + M_1^2}{f'}w_1S_{II\infty} + \\ &\quad + m_1w_1^2(3S_{III\infty} + S_{IV}) + w_1^3f'S_{V\infty}; \\ -2n'\delta G' &= \frac{M_1(m_1^2 + M_1^2)}{f'^2}S_{I\infty} + \frac{2m_1M_1}{f'}w_1S_{II\infty} + \\ &\quad + M_1w_1^2(S_{III\infty} + S_{IV}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.3})$$

Здесь S_I , S_{II} , S_{III} , S_{IV} и S_V — соответственно коэффициенты сферической aberrации, комы, астигматизма, кривизны поля и дисторсии 3-го порядка:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k P_k; \\ S_{II} &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k P_k \left(\frac{\Delta\beta_k}{\Delta\alpha_k} \right); \\ S_{III} &= \sum_{k=1}^{k=p} h_k P_k \left(\frac{\Delta\beta_k}{\Delta\alpha_k} \right)^2; \\ &\vdots \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.4})$$

$$\left. \begin{aligned} S_{IV} &= - \sum_{k=1}^{k=p} \frac{1}{r_k} \Delta \frac{1}{n_k}, \text{ или } S_{IV} = \sum_{k=1}^{k=p} \frac{1}{h_k} \frac{\Delta \alpha_k n_k}{n'_k}; \\ S_V &= \sum_{k=1}^{k=p} \left[h_k P_k \left(\frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} \right)^2 - J^2 \left(\frac{1}{r_k} \Delta \frac{1}{n_k} \right) \right] \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.4})$$

где $P_k = \left(\frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \right)^2 \Delta \frac{\alpha_k}{n_k} = \left(\frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \mu_k} \right)^2 \Delta \alpha_k \mu_k = W_k \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \mu_k};$

$$\Delta \alpha_k = \alpha'_k - \alpha_k; \quad \Delta \beta_k = \beta'_k - \beta_k; \quad \mu_k = \frac{1}{n_k};$$

$$J = n_1 \alpha_1 l_1 = n_k \alpha_k l_k = \text{const};$$

h_k — высота пересечения с k -й поверхностью первого параксиального луча.

Большинство оптических систем осветительных и других устройств микроскопов содержит одиночные или двойные склеенные линзы, которые в первом приближении можно рассматривать как бесконечно тонкие компоненты. Вычисление сумм Зейделя для них целесообразно производить по следующим формулам, полученным из (III.3) после исключения разности углов $\Delta \beta$ второго вспомогательного луча [65]:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum_{i=1}^{i=m} h_i P_i; \\ S_{II} &= \sum_{i=1}^{i=m} y_i P_i - J \sum_{i=1}^{i=m} W_i; \\ S_{III} &= \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i^2}{h_i} P_i - 2J \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i}{h_i} W_i + J^2 \sum_{i=1}^{i=m} \Phi_i; \\ S_{IV} &= \sum_{i=1}^{i=m} \Phi_i \pi_i; \\ S_V &= \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i^3}{h_i^2} P_i - 3J \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i^2}{h_i^2} W_i + \\ &+ J^2 \sum_{i=1}^{i=m} \frac{y_i}{h_i} \Phi_i (3 + \pi_i). \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.5})$$

Для тонкого компонента из формул (III.5) вытекают два важных следствия.

1. Если плоскость предметов находится на конечном расстоянии, то

$$\left. \begin{aligned} S_I &= s_1 V P; \\ S_{II} &= x_1 P - V (x_1 - s_1) W; \\ S_{III} &= \frac{x_1^2}{s_1 V} P - 2 (x_1 - s_1) \frac{x_1}{s_1} W + \frac{V (x_1 - s_1)^2}{s_1} (1 - V); \\ S_{IV} &= \frac{\pi}{s_1 V} (1 - V); \quad \pi = \sum \frac{\varphi}{n}; \\ S_V &= \frac{x_1^3}{s_1^2 V^2} P - 3 \frac{x_1 - s_1}{V} \left(\frac{x_1}{s_1} \right)^2 W + \\ &\quad + (x_1 - s_1)^2 \frac{x_1^2}{s_1^2} (3 + \pi) (1 - V) \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.6})$$

при условии $\alpha_1 = V$; $y_1 = x_1$; $\beta_1 = 1$; $J = n_1 V (x_1 - s_1)$.

2. Если плоскость предметов бесконечно удалена ($\alpha_1 = 0$, $s_1 = \infty$), то

$$\left. \begin{aligned} S_{I\infty} &= P^*; \\ S_{II\infty} &= x_1 P^* + W^*; \\ S_{III\infty} &= x_1^2 P^* + 2x_1 W^* + 1; \\ S_{IV} &= \pi = \sum \frac{\varphi}{n}; \\ S_{V\infty} &= x_1^3 P^* + 3x_1^2 W^* + x_1 (3 + \pi) \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.7})$$

при условии $\alpha'_m = 1$; $h_1 = 1$; $\beta_1 = 1$; $y_1 = x_1$; $J = -n' = 1$.

Из (III.7) следует, что если плоскость входного зрачка совмещена с тонким компонентом ($x_1 = 0$), то

$$S_{I\infty} = P^*; \quad S_{II\infty} = W^*; \quad S_{III\infty} = 1; \quad S_{IV} = \pi; \quad S_{V\infty} = 0, \quad (\text{III.8})$$

т. е. астигматизм, определяемый коэффициентом S_{III} , не поддается исправлению и имеет постоянное значение, а дисторсия равна нулю.

Параметры P^* и W^* , характеризующие aberrации тонких компонентов в случае бесконечно удаленной плоскости предмета ($\alpha_1 = 0$, $s_1 = \infty$), и P и W в случае $\alpha_1 \neq 0$ имеют линейную зависимость [64]:

$$P^* = \frac{1}{(\alpha' - \alpha)^2} [P - 4\alpha W + \alpha (\alpha' - \alpha)] [(4 + 2\pi)\alpha + \alpha']; \quad (\text{III.9})$$

$$W^* = \frac{1}{(\alpha' - \alpha)^2} [W - \alpha (\alpha' - \alpha) (2 + \pi)]. \quad (\text{III.10})$$

Величины P^* , W^* и π называются основными параметрами бесконечно тонкого компонента; они введены Г. Г. Слюсаревым в практику расчета оптических систем. Эти величины вычисляются при условии $\alpha_1 = 0$ и $\alpha'_p = 1$, зависят только от внутренних элементов компонента (радиусов поверхностей и показателей преломления стекол) и полностью определяют все пять aberrаций 3-го порядка монохроматического луча.

Из (III.3) для отдельных aberrаций при $n' = 1$ находим продольную сферическую aberrацию

$$\delta s'_{cf} = -\frac{m_1^2}{2f'} S_{I\infty} \quad (\text{III.11})$$

и меридиональную кому

$$k_m = -\frac{3}{2} \frac{m_1^2}{f'} w_1 S_{II\infty}. \quad (\text{III.12})$$

Расстояния вдоль оси фокусов бесконечно тонких меридиональных и сагиттальных пучков от гауссовой плоскости:

$$x'_m = -\frac{1}{2} w_1^2 f' (3S_{III\infty} + S_{IV}); \quad (\text{III.13})$$

$$x'_s = -\frac{1}{2} w_1^2 f' (S_{III\infty} + S_{IV}); \quad (\text{III.14})$$

дисторсия

$$\Delta l' = -\frac{1}{2} w_1^3 f' S_{V\infty}. \quad (\text{III.15})$$

О вычислении aberrаций высших порядков. Еще довольно широко распространенная методика расчета оптических систем на основе использования теории aberrаций 3-го порядка с течением времени все менее удовлетворяет решению технических задач, которые возникают в связи с повышением требований к современным оптическим системам микроскопов. Это обстоятельство приводит к необходимости более глубокого изучения свойств отдельных элементов системы преломляющих поверхностей линз и влияния их на общую aberrацию оптических систем. Устранение aberrаций высших порядков является одной из наиболее трудных задач, встречающихся при расчете высокоапертурных объективов микроскопов; обычно при расчете оптической системы стремятся прежде всего устранить aberrации 3-го порядка каждого компонента и произвести компоновку системы элементами, обладающими небольшими собственными aberrациями. Нарушение этих требований приведет к тому, что система будет обладать рядом отрицательных свойств, например большой чувствительностью к изменениям конструктивных параметров, ошибкам центрировки и т. п.

Г. Д. Рабиновичем выведена формула, которая выражает суммарную поперечную aberrацию $\Delta l'$ в виде суммы aberrа-

ций, каждая из которых относится к одной поверхности [57]:

$$\Delta l'_k = \frac{2 \sin \frac{u'_k - u_k}{2}}{n'_k \alpha'_k \sin u'_k} \left[h_k \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \mu_k} \sec \frac{\varphi_k}{2} \sin \frac{u'_k + u_k - \varphi_k}{2} - n_k \alpha_k l'_0 \sin \frac{u_k + u'_k}{2} \right], \quad (\text{III.16})$$

где $l'_0 = l_1 V$ при $s_1 \neq 0$ и $l'_0 = \text{tg } \omega_1 f'$ при $s_1 = \infty$; $\sin \varphi = h/r$.

Аберрация высших порядков Δ_k на k -й поверхности определяется как разность между $\Delta l'_k$, вычисленной по формуле (III.16), и $\delta g'_{\text{III } k}$ (абберацией 3-го порядка), полученной на этой же поверхности:

$$\Delta_k = n'_k \alpha'_k \Delta l'_k - n_k \alpha_k \delta g'_{\text{III } k}. \quad (\text{III.17})$$

Г. Г. Слюсаревым предложен более простой и удобный метод вычисления аберраций высших порядков с помощью ЭВМ. Сущность этого метода заключается в следующем [66]. Аберрация высшего порядка Δ_k на k -й поверхности представлена выражением $\Delta_k = n'_k \alpha'_k l'_k - n_k \alpha_k l_k$, где l_k и l'_k — высоты пересечения луча с гауссовой плоскостью в пространстве предметов и изображений соответственно.

В идеальной системе $\Delta_k = 0$; в реальной системе Δ_k определяет вклад k -й поверхности в суммарную аберрацию $n'_p \alpha'_p \Delta l'_p$ (p — номер последней поверхности системы) и вычисляется по формуле $\Delta_k = n_{k+1} \alpha_{k+1} l_{k+1} - n_k \alpha_k l_k$, причем $l_k = y_k - (s_{k0} - x_k) \text{tg } u_{k+1}$, где s_{k0} — расстояние от вершины k -й поверхности до гауссовой плоскости предмета; x_k — абсцисса точки пересечения луча с k -й поверхностью; y_k — высота пересечения луча с k -й поверхностью; u_{k+1} — угол луча в $(k+1)$ -й среде.

Из величины Δ_k вычитается величина $\Delta g'_{\text{III } k} = n'_k \alpha'_k \delta g'_k$ ($\delta g'_k$ — поперечная аберрация 3-го порядка). Остаток $\Delta_k - \Delta g'_{\text{III } k}$ характеризует (условно) вклад k -й поверхности в аберрации высших порядков рассматриваемого луча. Аберрации 3-го порядка по поверхностям вычисляются по формулам (III.2).

Закон синусов Аббе. Условие изопланатизма. В прошлом веке Аббе сформулировал условие образования совершенного изображения бесконечно малой элементарной площадки, перпендикулярной к оптической оси, широкими пучками лучей. Это условие, известное под названием *апланатизма*, требует устранения сферической аберрации для осевой точки предмета и соблюдения для всего отверстия входного зрачка закона синусов

$$n l \sin u = n' l' \sin u', \quad (\text{III.18})$$

или

$$V = \frac{n \sin u}{n' \sin u'} = \text{const.} \quad (\text{III.19})$$

Разность увеличений $\delta V = V - V_0$ (где V — увеличение для конкретного луча, выходящего из точки на оси оптической системы; V_0 — увеличение для параксиального луча) характеризует величину отступления от закона синусов.

Для бесконечно удаленного предмета

$$\delta f' = \frac{h_1}{\sin u'_k} - f'_0, \quad (\text{III.20})$$

где h_1 — высота луча на входном зрачке; u'_k — апертурный угол в пространстве изображений, соответствующий данному лучу.

Выполнение условия синусов оказывает влияние на кому. В области аберраций 3-го порядка для исправленных в отношении сферической аберрации систем, состоящих из k поверхностей с бесконечно малыми промежутками, существует следующая зависимость между отступлением от условия синусов и коэффициентом Зейделя для комы S_{II} :

$$\delta V = -0,5h^2V \sum_{i=1}^{i=k} S_{II} i.$$

При выполнении условия синусов и коррекции сферической аберрации 3-го порядка исчезает $\sum S_{II}$, а следовательно, и кома в области Зейделя. Это означает существенное улучшение внеосевой коррекции.

При невыполнении условия синусов в системах с исправленной сферической аберрацией и входным зрачком, совпадающим с первой поверхностью системы, меридиональная кома 3-го порядка для $s_1 \neq 0$ равна

$$\Delta l'_m = -3l' \left(V - \frac{n \sin u}{n' \sin u'} \right)$$

и для $s_1 = \infty$

$$\Delta l'_m = -\frac{3l'}{f'} \left(1 - \frac{h_1}{\sin u'} \right).$$

В этом случае сагиттальная кома становится в три раза меньше меридиональной:

$$\Delta l'_s = \frac{1}{3} \Delta l'_m.$$

В реальных оптических системах из-за остаточной сферической аберрации условие синусов не выполняется и поэтому для оценки коррекции системы применяется условие *изопланатизма* Штебле—Лихоцкого:

$$\eta = \frac{\delta V}{V} - \frac{\delta s'}{s' - x'} \quad \text{при } s_1 \neq 0; \quad (\text{III.21})$$

$$\eta = \frac{\delta f'}{f'} - \frac{\delta s'}{s' - x'} \quad \text{при } s_1 = \infty. \quad (\text{III.22})$$

Если выходной зрачок совпадает с последней поверхностью ($x' = 0$), то

$$\eta = \frac{\delta V}{V} - \frac{\delta s'}{s'}; \quad (\text{III.21a})$$

$$\eta = \frac{\delta f'}{f'} - \frac{\delta s'}{s'}. \quad (\text{III.22a})$$

Условие изопланатизма выражает требование устранения асимметричности строения пучка относительно главного луча, т. е. каустические поверхности наклонных пучков по всему входному зрачку должны быть симметричными по отношению к главному лучу, проходящему через вершину каустики. При достижении симметрии в наклонных пучках внеосевые точки бесконечно малого предмета будут изображаться кружками рассеяния такого же размера, как точки на оси, обладающие остаточной сферической aberrацией.

Условие Штебле—Лихоцкого, представляющее собой обобщенный закон синусов, является удобным математическим параметром, выражающим некоторую закономерность в исправлении сферической aberrации и меридиональной комы в широких наклонных пучках лучей. С помощью лучей, определяющих сферическую aberrацию для точки на оси, достаточно просто вычислить и кому для точек бесконечно малой площадки, перпендикулярной к оптической оси системы, по формуле

$$\Delta l_{\text{кома}} = 3l'\eta. \quad (\text{III.23})$$

Условие синусов Аббе противоречит условию Гершеля $V =$

$$= \frac{n \sin \frac{u}{2}}{n' \sin \frac{u'}{2}}, \text{ что подтверждает невозможность существования}$$

в системе двух пар апланатических точек. Это необходимо иметь в виду при настройке микроскопа с сильными объективами. При фокусировке микроскопа следует стремиться совместить исследуемую точку объекта с апланатической точкой микрообъектива, иными словами, выдерживать как можно точнее длину тубуса микроскопа, на которую рассчитан объектив.

Всякое отступление длины тубуса от расчетной величины приводит к появлению сферической aberrации и к нарушению условия синусов. При построении апланатического изображения вместо главных плоскостей коллинеарности по Гауссу исходят из concentрических главных поверхностей (рис. III.2), расположен-

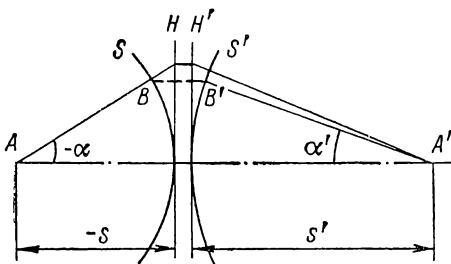


Рис. III.2. Главные сферы оптической системы

ных вокруг оптически сопряженных точек на оси, являющихся центрами кривизны этих поверхностей.

Большое значение условия синусов и изопланатизма имеют и в настоящее время, несмотря на высокий уровень развития автоматической коррекции с помощью ЭВМ [97].

Хроматические aberrации. Хроматические aberrации возникают при преломлении белого света на оптических поверхностях; при этом происходит разложение света на спектральные составляющие. Это свойство преломляющей среды носит название дисперсии.

При расчете оптических систем микроскопов различают два вида хроматических aberrаций: хроматизм положения и хроматизм увеличения.

Хроматизм положения определяет окрашенность изображения осевой точки предмета, а хроматизм увеличения — внеосевой точки.

Область ахроматизации оптической системы зависит от ее назначения. Для визуальных приборов хроматическая коррекция производится для цветов лучей C и F , поскольку глаз обладает наибольшей чувствительностью к средней части указанного интервала спектра ($\lambda = 550$ нм) [35]. В случае передачи изображения с помощью микроскопа с большим увеличением на фотографическую пленку применяют коррекцию, при которой соединяют изображения трех длин волн: D , C и G' .

Хроматическая aberrация положения системы, состоящей из тонких компонентов. Эта aberrация определяется расстоянием ds' между гауссовыми плоскостями изображения для двух цветов и вычисляется по формуле [70, 75]

$$ds'_{xp} = \frac{1}{n'\alpha'^2} \sum_{k=1}^{k=p} h_k C_k, \quad (\text{III.24})$$

где $C_k = \frac{\Delta\alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}$; $\delta n_k = n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}$ — разность показателей

преломления для длин волн λ_2 и λ_1 (условно соответствующих, например, цветам F и C); α — углы с осью первого параксиального луча, принятого для средней длины волны $\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$, соответствующей показателю преломления n .

Суммирование распространяется по всем p поверхностям. Для простой линзы в воздухе

$$\sum_{k=1}^{k=2} \frac{\Delta\alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k} = \frac{\alpha' - \alpha}{1 - n} \delta n = -\frac{h\Phi}{v}; \quad (\text{III.25})$$

$$ds'_{xp} = -\frac{1}{\alpha'^2} \frac{h^2\Phi}{v} = -\frac{s'^2}{v} \Phi. \quad (\text{III.26})$$

Если $s_1 = \infty$, то $s' = f'$, и тогда

$$ds'_{\text{xp}} = -\frac{f'}{v}. \quad (\text{III.27})$$

Пусть система состоит из бесконечно тонких компонентов; для i -го компонента имеем

$$h_i \sum_{k=1}^{k=j} C_k = h_i \sum_{k=1}^{k=j} \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}. \quad (\text{III.28})$$

Для i -го компонента (в воздухе), состоящего из m линз,

$$h_i C_i = -h_i^2 \sum_{t=1}^{t=m} \frac{\Phi_t}{v_t}, \quad (\text{III.29})$$

где

$$C_i = \sum_{k=1}^{k=j} C_k = \sum_{k=1}^{k=j} \frac{\Delta \alpha_k}{\Delta \frac{1}{n_k}} \Delta \frac{\delta n_k}{n_k}. \quad (\text{III.30})$$

Введем в (III.29) приведенную оптическую силу $\bar{\Phi}_t = \frac{\Phi_t}{\Phi_i}$ t -й линзы i -го компонента, оптическая сила которого Φ_i ; тогда получим

$$h_i C_i = -h_i^2 \Phi_i \sum_{t=1}^{t=m} \frac{\Phi_t}{v_t} = h_i^2 \Phi_i C_i^*, \quad (\text{III.31})$$

где

$$C_i^* = -\sum_{t=1}^{t=m} \frac{\Phi_t}{v_t}. \quad (\text{III.32})$$

Для системы, состоящей из m тонких компонентов, хроматическая aberrация положения определится формулой

$$\alpha'^2 \delta s'_{\text{xp}} = \sum_{i=1}^{i=m} h_i C_i = \sum_{i=1}^{i=m} h_i^2 \Phi_i C_i^*. \quad (\text{III.33})$$

Из (III.30), (III.31) следует, что

$$C_i = h_i \Phi_i C_i^* = (\alpha'_i - \alpha_i) C_i^*. \quad (\text{III.34})$$

Параметр C^* зависит только от внутренних конструктивных элементов компонента, относительных оптических сил линз компонента [формула (III.32)] и марок стекол этих линз; параметр C зависит также и от внешних гауссовых элементов, в частности от оптической силы компонента Φ_i [формула (III.31)] и его расстояния до плоскости предмета.

Согласно (III.34), хроматизм положения системы, состоящей из m простых линз, определяется следующим образом:

$$\alpha'^2 ds'_{xp} = \frac{h_1^2 \Phi_1}{v_1} + \frac{h_2^2 \Phi_2}{v_2} + \dots + \frac{h_m^2 \Phi_m}{v_m} \quad (\text{III.35})$$

при нормировке $h_1 = s_1 \alpha_1$ (или $h_m = s'_m \alpha'_m$);
если $s_1 = \infty$, то из (III.30) вытекает

$$(ds'_{xp})_{\infty} = f' \sum_{i=1}^{i=m} h_i C_i^* = f' \sum_{i=1}^{i=m} h_i^2 \Phi_i C_i^*, \quad (\text{III.36})$$

где f' — фокусное расстояние системы; величины h_i и Φ_i , входящие под знак суммы, нормированы условием $\sum h_i \Phi_i = 1$ при $h_1 = 1$ и $\alpha'_m = 1$.

Для систем из m простых линз формула (III.36) приводится к виду

$$(ds'_{xp})_{\infty} = -f' \left(\frac{\Phi_1}{v_1} + \frac{h_2^2 \Phi_2}{v_2} + \dots + \frac{h_m^2 \Phi_m}{v_m} \right). \quad (\text{III.37})$$

Хроматическая aberrация увеличения. Хроматизм увеличения в относительной мере вычисляется по формуле [64]

$$\frac{dL_{xp}}{l'} = \frac{1}{J} \sum_{k=1}^{k=p} y_k C_k. \quad (\text{III.38})$$

Для бесконечно тонкого i -го компонента системы, приняв во внимание (III.30) и (III.34), имеем

$$\sum_{k=1}^{k=j} y_k C_k = y_i \sum_{k=1}^{k=j} C_k = y_i C_i = h_i y_i \Phi_i C_i^*. \quad (\text{III.38a})$$

Для системы, состоящей из m бесконечно тонких компонентов,

$$\delta L'_{xp} = \frac{l'}{J} \sum_{i=1}^{i=m} h_i y_i \Phi_i C_i^*, \quad (\text{III.39})$$

где в случае предмета на конечном расстоянии ($\alpha_1 \neq 0$) имеем $J = \alpha_1 (x_1 - s_1)$ при $h_1 = s_1 \alpha_1$. Если предмет расположен на бесконечности ($\alpha_1 = 0$), $J = -1$ и тогда

$$(\delta L'_{xp})_{\infty} = l' \sum_{i=1}^{i=m} h_i y_i \Phi_i C_i^*, \quad (\text{III.40})$$

где $h_1 = 1$ и $\sum h_i \Phi_i = 1$.

Величина C_i^* в формулах (III.33) и (III.38a) имеет нулевое измерение и не зависит от фокусного расстояния системы. При заданных элементах гауссовой оптики h , y и Φ единственными величинами, которыми можно располагать для получения требуемого

значения хроматической aberrации положения и увеличения, являются величины C_i^* :

$$C_i^* = - \left(\frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2} + \dots + \frac{\varphi_m}{\nu_m} \right) \quad (\text{III.41})$$

при условии $\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_m = 1$.

В случае двух линз

$$C_i^* = - \left(\frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2} \right) = \varphi_1 \left(\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} \right) - \frac{1}{\nu_2}.$$

Имея в распоряжении три параметра φ_1 , ν_1 и ν_2 , можно всегда получить наперед заданное значение C_i^* , если только $\nu_1 \neq \nu_2$, причем C_i^* тем меньше, чем разность $\nu_2 - \nu_1$ больше.

В случае стабильной ахроматизации компонентов оптических систем,

Таблица III.1

Марки стекол, дающие апохроматическую коррекцию

Марки стекол	ν	p_F, D
БК12, КФ1	58,3; 54,5	0,705
БК10, ОФ1	56; 51	0,706
БФ7, ОФ3	53,9; 44,1	0,708

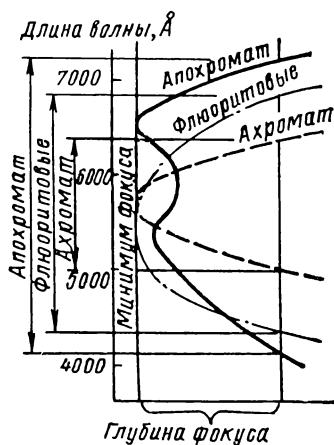


Рис. III.3. Кривые, характеризующие хроматизм положения в объективах микроскопа

т. е. когда $C_i^* = 0$, при любом i отсутствие обеих хроматических aberrаций как положения, так и увеличения сохраняется при любом положении плоскостей предмета и входного зрачка.

Вторичный спектр. Подбором оптических марок стекол отдельных линз системы можно совместить в плоскости изображения в одну точку два луча различных длин волн (например, C и F), но при этом лучи других длин волн (например, D) не пересекут оптическую ось в той же точке. Такой остаточный хроматизм $ds'_{F,D} = s'_F - s'_D$ при условии $s'_F - s'_C = 0$ называется вторичным спектром. На рис. III.3 приведены типичные кривые, характеризующие хроматизм положения в объективах-апохроматах, флюоритовых системах и объективах-ахроматах. По оси абсцисс отложена глубина резкости изображения, по оси ординат — шкала длин волн. Как видно из рисунка, объективы-апохроматы дают наибольший диапазон спектра резкого изображения по сравнению с другими системами.

Для примера в табл. III.1 приводятся три пары марок стекол с наибольшим диапазоном спектра резкого изображения. Применяя их, можно рассчитать объективы-апохроматы. Следует, однако, заметить, что выбор указанных пар стекол неблагоприятен для коррекции комы. Кроме того, вследствие сравнительно малой разности их коэффициентов дисперсии и показателей преломления объективы обладают большой кривизной преломляющих поверхностей, что приводит к появлению aberrаций высших порядков и заставляет ограничиться малыми относительными отверстиями (порядка $1/10—1/15$) [74].

Величина вторичного спектра в двухлинзовых объективах при неисправленном на оси хроматизме положения ($ds' = 0$) вычисляется по формуле [65, 66]

$$ds'_{F,D} = \frac{ds'_{(F-C)_0}}{v_2 - v_1} [(p_{F,D})_2 (p_{F,D})_1 v_2] - \frac{s'^2}{f'} \frac{(p_{F,D})_2 - (p_{F,D})_1}{v_2 - v_1}. \quad (\text{III.42})$$

Когда $ds'_{(F-C)_0} = 0$,

$$ds'_{F,D} = - \frac{s'^2}{f'} \frac{(p_{F,D})_2 - (p_{F,D})_1}{v_2 - v_1}. \quad (\text{III.43})$$

Для полного устранения вторичного спектра нужно при подборе марок стекол выполнить условие $(p_{F,D})_2 = (p_{F,D})_1$.

6. Зависимость между геометрическими и волновыми aberrациями. Способы вычисления волновых aberrаций

При расчете микрообъективов по геометрическим aberrациям вычисляют волновые aberrации, т. е. отступления идеальной сферической волны от реальной волновой поверхности, отсчитываемые по нормали к сферической волне (рис. III.4). Зависимости между волновой и поперечной aberrациями можно представить в следующем виде:

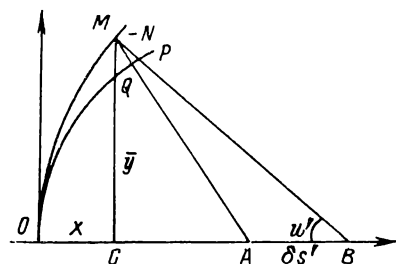


Рис. III.4. Зависимость между сферической и волновой aberrациями

$$\frac{\partial N}{\partial m'} = \frac{1}{R} \partial g'; \quad \frac{\partial N}{\partial M'} = \frac{1}{R} \partial G', \quad (\text{III.44})$$

где m' и M' — координаты точки пересечения луча с волновой поверхностью или выходным зрачком; R — радиус кривизны сферической волновой поверхности. Функция N может быть разложена в ряд по степеням m' и M' . При расчете микрообъективов обычно ограничиваются коэффициентами aberrаций 5 и 7-го порядков.

Если известны поперечные aberrации, то, интегрируя уравнение (III.44), легко вычислить волновые aberrации. Для системы,

обладающей абберациями 3-го порядка, волновая абберация вычисляется по формуле

$$N = \frac{(m'^2 + M'^2)^2}{4} S_I + (m'^2 + M'^2) m' \operatorname{tg} w_1 S_{II} + \\ + \frac{m'^2}{2} \operatorname{tg}^2 w_1 (3S_{III} + J^2 S_{IV}) + \frac{M'^2}{2} \operatorname{tg}^2 w_1 (S_{III} + J^2 S_{IV}) + m' \operatorname{tg}^3 w_1 S_V. \quad (\text{III.45})$$

Зависимость между продольной сферической и волновой абберациями можно установить, пользуясь рис. III.4, где A — гауссово изображение точки на оси; OQP — поверхность идеальной сферической волны радиусом $OA = R$ с центром в точке A ; OM — поверхность реальной волны; MB — нормаль к OM — реальный луч, определяемый ординатой y точки M и углом u' с осью системы, имеющей продольную сферическую абберацию $AB = \delta s'$. Разность $MB - PB = -N$, выраженная в долях длины волны, называется волновой абберацией.

Волновая сферическая абберация в общем виде может быть вычислена по формуле [70]

$$N = - \int_0^{u'} (\delta s' - \xi) \sin u' du'$$

или ввиду малости u'

$$N = - \frac{1}{2} \int_0^{u'^2} \delta s'^2 du'^2 + \frac{1}{2} \int_0^{u'^2} \xi du'^2,$$

где ξ — расстояние плоскости наилучшей установки от гауссовой плоскости изображения.

Практически вычисление волновой абберации может быть произведено различными способами.

1. Если кривая, изображающая продольную сферическую абберацию как функцию от $x = 10^4 u'^2$, имеет сложный вид, можно использовать способ, основанный на применении формулы трапеции

$$N_{(x_n)} = \left[\frac{\delta s'_0}{2} + \delta s'_1 + \delta s'_2 + \delta s'_3 + \dots + \frac{\delta s'_n}{2} \right] h,$$

где $\delta s'_0, \delta s'_1$ — значения, найденные по кривой для равноотстоящих значений переменной x ; h — величина промежутка.

Пример. Определить волновую абберацию объектива, для которого расчет дал следующий результат при длине волны $\lambda = 129,6$ нм:

$\sin u_1$	u' рад	$10^4 u'^2 = x$	$\delta s'$
0	—	—	—
0,638	0,006	0,36	—1,82
0,9	0,008	0,64	—0,62

Строим кривую $\delta s'$ в зависимости от x , разбиваем область интегрирования на шесть равных частей и по графику определяем значения $\delta s'$. Затем вычисления производим по табл. III.2, где $H = 0,107$; $H/4 = 0,027$; $H/10^4(4\lambda) = 0,027/1,296 = 0,0209$. Для вычисления N/λ в длинах волны необходимо числа столбца 4 умножить на 0,0209. Изменением плоскости установки, т. е. введением величины ξ , вводят изменение в величину N/λ , равное на краю $-0,5\xi u_m'^2$. Подбирая плоскость установки таким образом, чтобы на краю было $N/\lambda = 0$ ($\xi = 2N_{кр}/u_m'^2 = 0,94$), вводим на разных зонах изменения N/λ , приведенные в столбце 6. В столбце 7 даны окончательные волновые aberrации.

Таблица III.2

Вычисление волновой aberrации при пользовании формулой трапеций

$10^4 u'^2 = x$	$\delta s'$	Суммы попарно	Суммы сверху	$\frac{N}{\lambda}$ в гаус- совой плоскости	$-\frac{1}{2\lambda} \xi u'^2$	$\frac{N}{\lambda}$ для пло- скости $\xi = -0,94$ мм
0	0	0	0	0	0	0
0,107	-0,74	-0,74	-0,74	0,01	-0,05	-0,04
0,214	-1,40	-2,14	-2,88	0,06	-0,10	-0,04
0,320	-1,82	-3,22	-6,10	0,12	-0,15	-0,03
0,427	-1,75	-3,57	-9,67	0,19	-0,20	-0,01
0,534	-1,40	-3,15	-12,82	0,26	-0,25	0,01
0,640	-0,62	-2,02	-14,84	0,30	-0,30	0

2. В некоторых случаях по известным значениям поперечной сферической aberrации удобно производить вычисления волновой aberrации, применяя формулу

$$N = - \int_0^{u'_m} \delta g' du' = - \sum_1^p \frac{\delta g'_k + \delta g'_{k+1}}{2} \Delta u'_k.$$

Вычисления производят по табл. III.3.

Таблица III.3

Вычисление поперечной и волновой aberrаций

$\sin u'$	u'	$\delta s'$	$\delta g'$	$\Delta u'$	$\frac{1}{2} (\delta g'_k + \delta g'_{k+1})$	$N \cdot 10^4$	$\sum N$ 10^4	$\frac{N}{\lambda}$	$-\frac{1}{2\lambda} \xi u'^2$	$\frac{N}{\lambda}$ для плоскости $\xi = -4,64$ мм
$-0,65 \sqrt{1/4}$	0,110	-4,37	-0,048	0,011	-0,024	2,640	2,640	0,45	-0,38	0,07
$-0,65 \sqrt{1/2}$	0,0158	-6,30	-0,100	0,0048	-0,074	3,552	6,192	1,05	-0,96	0,09
$-0,65 \sqrt{3/4}$	0,0192	-5,2	-0,100	0,0034	-0,100	3,400	9,592	1,63	-1,34	0,29
-0,65	0,0215	0,213	0,005	0,0023	-0,048	1,104	10,696	1,82	-1,82	0

Вычисление волновой aberrации по методу Е. Г. Яхонтова

$\sin u'$	$\delta s'$	$10^2 u'$	$\delta s'_{III}$	$\delta s'_V$	$\delta s'_{VII} + \frac{\delta s'_V}{3} + \frac{\delta s'_{III}}{2}$	$-\frac{u'^2}{2\lambda}$	$\frac{N}{\lambda}$	$\frac{N_{кр}}{\lambda} = 0$	$\frac{N}{\lambda}$ в плоскости установки
$-0,4 \sqrt{1/4}$	—	1,02	-0,71	0,29	-0,28	-0,089	0,02	-0,08	-0,06
$-0,4 \sqrt{1/2}$	-0,8	1,45	-1,42	1,15	-0,46	-0,178	0,08	-0,17	-0,09
$-0,4 \sqrt{3/4}$	—	1,70	-2,13	2,58	-0,65	-0,267	0,17	-0,25	-0,08
0,4	-2,5	2,05	-2,84	4,60	-0,94	-0,356	0,34	-0,34	0

3. Если кривая $\delta s'$ достаточно плавная, то можно разложить в ряд $\delta s' = au'^2 + bu'^4 + cu'^6 + \dots$ и произвести интегрирование. После интегрирования (ограничиваясь членом cu'^6) в единицах длин волн получим $\frac{N}{\lambda} = -\frac{u'^2}{2\lambda} \left(\frac{au'^2}{2} + \frac{bu'^4}{3} + \frac{cu'^6}{4} - \xi \right) = -\frac{u'^2}{2\lambda} \left(\frac{\delta s'_{III}}{2} + \frac{\delta s'_V}{3} + \frac{\delta s'_{VII}}{4} \right) + \frac{\xi u'^2}{2\lambda}$, где $\delta s'_{III}$, $\delta s'_V$, $\delta s'_{VII}$ — aberrации 3, 5 и 7-го порядков.

В практике часто применяют метод Е. Г. Яхонтова; определяют по кривой или непосредственно вычисляют $\delta s'$ для края апертуры $u'_{кр}$ и зоны $u'_3 = \frac{u'_{кр}}{\sqrt{2}}$, вычисляют $\delta s'_{III} = -\frac{u'^2}{2n'} S_I$ и затем из двух уравнений:

$$\delta s'_{кр} = \delta s'_{III} + \delta s'_V + \delta s'_{VII};$$

$$\delta s'_3 = \delta s'_{\sqrt{1/2}} = \frac{\delta s'_{III}}{2} + \frac{\delta s'_V}{4} + \frac{\delta s'_{VII}}{8}$$

определяют:

$$\delta s'_{VII} = 2\delta s'_{кр} - 8\delta s'_{\sqrt{1/2}} + 2\delta s'_{III};$$

$$\delta s'_V = \delta s'_{кр} - \delta s'_{VII} - \delta s'_{III}.$$

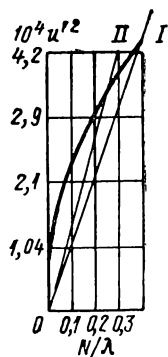


Рис. III.5. Волновая aberrация

Дальнейшие вычисления производят по табл. III.4.

Пример. Определить волновую aberrацию микрообъектива $20\times 0,40$, для которого вычислены следующие величины:

$$\delta s'_{кр} = 2,5 \text{ мм}; \quad 10^2 u'_{кр} = 2,05; \quad \delta s'_{\sqrt{1/2}} = -0,8; \quad 10^2 u'_{\sqrt{1/2}} = 1,45;$$

$$\delta s'_{III} = -2,84; \quad \delta s'_V = 4,60; \quad \delta s'_{VII} = -4,20.$$

Промежуточные значения $\delta s'_{II}$, $\delta s'_V$, $\delta s'_{VII}$ пропорциональны соответственно второй, четвертой и шестой степеням $\sin u_{13}/\sin u_{1кр}$.

Плоскость установки для края $N_{кр} = 0$ (табл. III.4) смещена на $\xi = 2\lambda N_{кр}/u'^2_{кр} = 0,34/0,356 = -0,96$ мм. Эта плоскость (рис. III.5) определяется прямой I , проходящей через начало координат и последнюю точку кривой волновой aberrации, построенной по значениям N/λ (табл. III.4). Прямая II построена так, что расстояния точек кривой (волновые aberrации), измеряемые в направлении оси абсцисс, от точек прямой — наименьшие. Если разность $\delta s'_{кр} - \delta s'_{II}$ для краевого луча в четыре раза больше, чем для второго луча, то $\delta s'_{VII}$ отсутствует. В этом случае вычисление волновых aberrаций упрощается, так как не требуется определять S_I ; тогда $\delta s'_{II}$ и $\delta s'_V$ легко определить из двух уравнений:

$$\delta s'_V = 2\delta s'_{кр} - 4\delta s'_{\sqrt{1/2}}; \quad \delta s'_{II} = \delta s'_{кр} - \delta s'_V.$$

7. Пути развития оптики микроскопов на основе применения современных технических и технологических средств

Уровень развития оптических систем микроскопов определяется главным образом двумя основными условиями: состоянием производства новых оптических сред и методами расчета оптических систем. Удовлетворить возросшие требования к оптике микроскопов в отношении улучшения целого ряда их оптических характеристик (числовой апертуры, поля зрения, разрешающей способности, контраста, уменьшения габаритных размеров и т. д.) можно различными путями. Можно, например, усложнить оптическую систему, увеличивая число линз, или заменить сферические поверхности несферическими. Первый путь ведет к большим потерям света вследствие отражения, а также к значительному количеству рефлексов и потере контраста в изображении. Второй путь приводит к такому усложнению производства, что в настоящее время еще нельзя рассчитывать на серьезные успехи несферической оптики, по крайней мере, при массовом ее производстве. Остается еще один путь улучшения качества оптических систем — это рациональное применение новых марок стекол и кристаллов повышенной прозрачности, обладающих особыми дисперсионными свойствами.

Не меньшую роль при разработке сложных оптических систем микроскопов, в частности с предельной числовой апертурой и апохроматической коррекцией, будут играть автоматизированные методы поиска оптимальных решений оптических конструкций на основе применения электронно-вычислительных машин [26, 58, 65, 66].

Возрастающей сложности оптических схем современных микроскопов, вызванной повышенными требованиями к качеству изображения и другим характеристикам, развитие оптики противопоставляет реализацию микроскопов с использованием современных методов оптимизации допусков и разработку технологичных систем. Значительного прогресса можно достигнуть в разработке

оптических систем микроскопа, особенно микрообъективов, применяемых в падающем свете, если заранее теоретически определить неизбежную засветку вследствие отражения света от каждой поверхности системы. Важное место в создании микрооптики с повышенной контрастностью изображения занимает покрытие оптических поверхностей и их просветление.

8. Оптические среды и их роль в развитии микроскопостроения

История развития конструкций оптических систем микроскопов (главным образом микрообъективов) наглядно показывает, какое огромное влияние на их усовершенствование и улучшение качества изображения оказывает оптическое стекло и другие среды.

Начало изготовления первых микроскопов относится к середине XVII столетия [81]. В течение 100—150 лет в качестве объективов применялись простые линзы, изготовленные из одной марки стекла. Поэтому неисправленными оставались сферическая, хроматическая и другие аберрации.

Появление флинтowych и кроновых стекол с показателем преломления 1,52—1,62 позволило значительно улучшить качество микроскопов.

Стремление уменьшить довольно значительные остаточные хроматические аберрации объективов микроскопов привело Аббе к разработке на заводе Шотта новых марок стекол с особым ходом дисперсии. Применение последних в комбинации с обычными стеклами и флюоритом позволило Аббе в 1887 г. создать микрообъективы-апохроматы.

Выбор марок стекол при расчете оптических систем диктуется почти исключительно требованиями к качеству изображения, т. е. стремлением получить изображение резким и контрастным, подобным предмету как в отношении его формы, так и передачи цветов.

Развитие микрофотографии привело к настоящей потребности применения микрообъективов с исправленной кривизной поверхности изображения. Первые микрообъективы-планахроматы были рассчитаны Богегольдом в 1938 г. [84]. Из-за отсутствия в то время марок стекол типа сверхтяжелых кронов не представлялось возможным рассчитать планахроматы с постоянным хроматизмом увеличения. Так, например, применение в качестве фронтальной линзы толстых менисков из тяжелых флинтых, исправляющих кривизну изображения ($S_{IV} \approx 0$), привело к тому, что объектив $40 \times 0,65$, состоящий из семи линз, имел хроматизм увеличения $\frac{\Delta(l'_F - l'_C)}{l'_D} = 2,53\%$, а объектив $75 \times 0,9$ (масляной иммерсии), состоящей из 13 линз, — $5,3\%$. Для каждого такого объектива Богегольдом был рассчитан компенсационный окуляр,

исправляющий не только хроматизм увеличения, но и значительный астигматизм.

Появление в начале 50-х годов XX в. новых марок стекол — сверхтяжелых кранов ($n_D = 1,69 \div 1,76$, $v = 56 \div 47$) и особых флинтов ($n_D = 1,7 \div 1,88$, $v = 48 \div 41$) — способствовало дальнейшему совершенствованию старых конструкций объективов — ахроматов и апохроматов, а также созданию новых планобъективов.

Величина вторичного спектра зависит от относительных частных дисперсий марок стекол, и для обычных стекол параметры p и v связаны линейной зависимостью

$$p = A - Bv. \quad (\text{III.46})$$

Как видно из рис. III.6, большинство марок стекол находится вблизи проведенной прямой. Для системы, состоящей из двух простых бесконечно тонких склеенных линз, ахроматизированной для спектральных линий F и C , величина вторичного спектра $\Delta_{F,D}$ вычисляется по формуле (III.43), которая в случае бесконечно удаленного предмета принимает вид

$$\Delta_{F,D} = -f' \frac{(p_{F,D})_2 - (p_{F,D})_1}{v_2 - v_1} = -f'B. \quad (\text{III.43a})$$

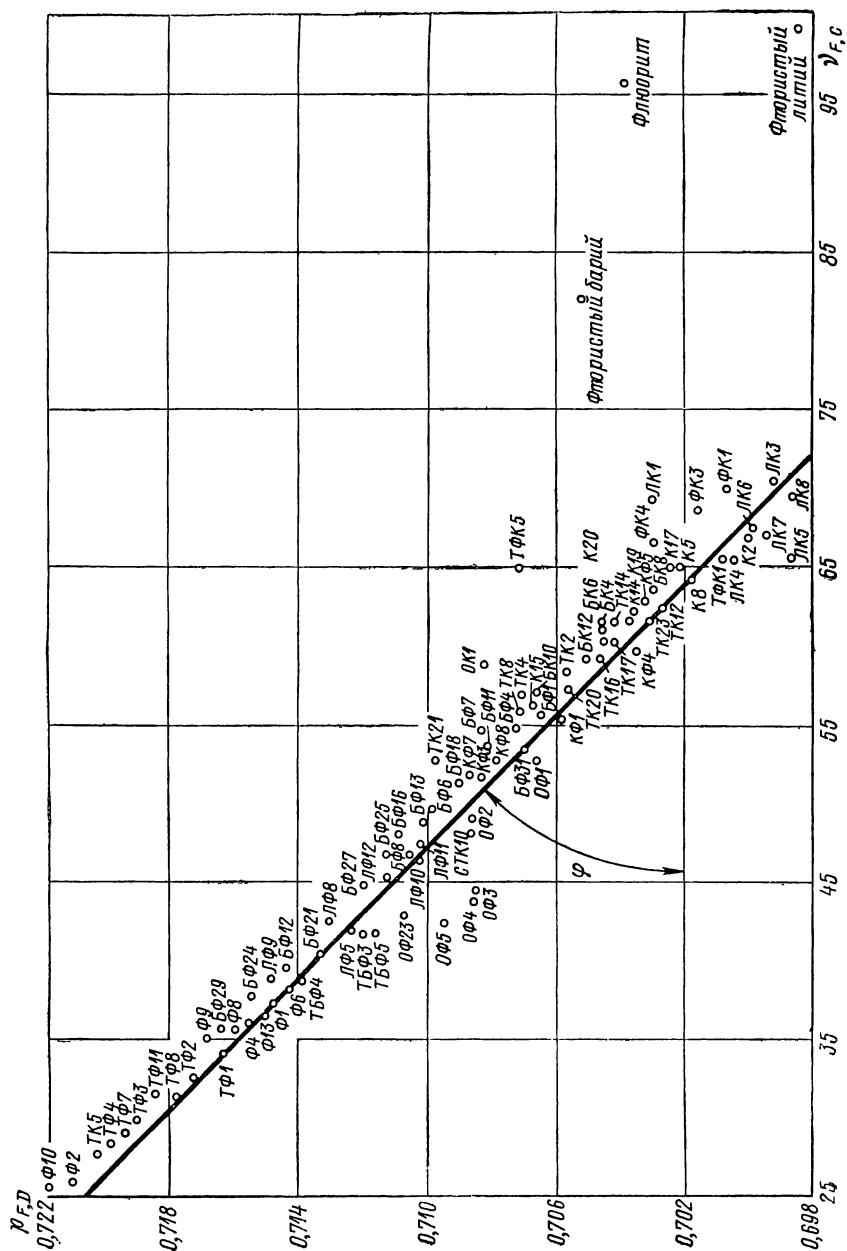
Следовательно, чтобы определить величину вторичного спектра двухлинзовой системы, достаточно соединить прямой точки диаграммы (рис. III.6), относящиеся к этим маркам стекол: тангенс угла φ , образованного прямой с осью абсцисс, будет равен величине B . Для большинства пар стекол величина B изменяется в небольших пределах; например, для систем, у которых сведены в одну точку линии спектра F и C , $B = (4 \div 5) 10^{-4}$.

Оптические стекла, у которых v и p не удовлетворяют линейной зависимости (III.43a), относятся к особым стеклам. Значительного уменьшения величины вторичного спектра с одновременным достижением достаточно больших числовых апертур можно достигнуть применением оптических сред, у которых величины частных относительных дисперсий близки к дисперсиям обычных стекол при возможно большой разности v . Такими дисперсионными свойствами обладают некоторые кристаллы — флюорит, фтористый литий, особый крон ОК1 и др.

Как известно, в двухлинзовых системах коэффициент Петцваля π может быть представлен как функция хроматического параметра C постоянных n и v стекол [20]:

$$\pi = \frac{v_2}{n_2} - \frac{v_1}{n_1} - v_1 v_2 \left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} \right) C. \quad (\text{III.47})$$

В случае ахроматизации систем $C=0$ и $\pi=0$ тогда из (III.47) следует $v_1/v_2 = n_1/n_2$. Это условие не соблюдается в системах, рассчитанных для старых марок стекол. Условие Петцваля приво-



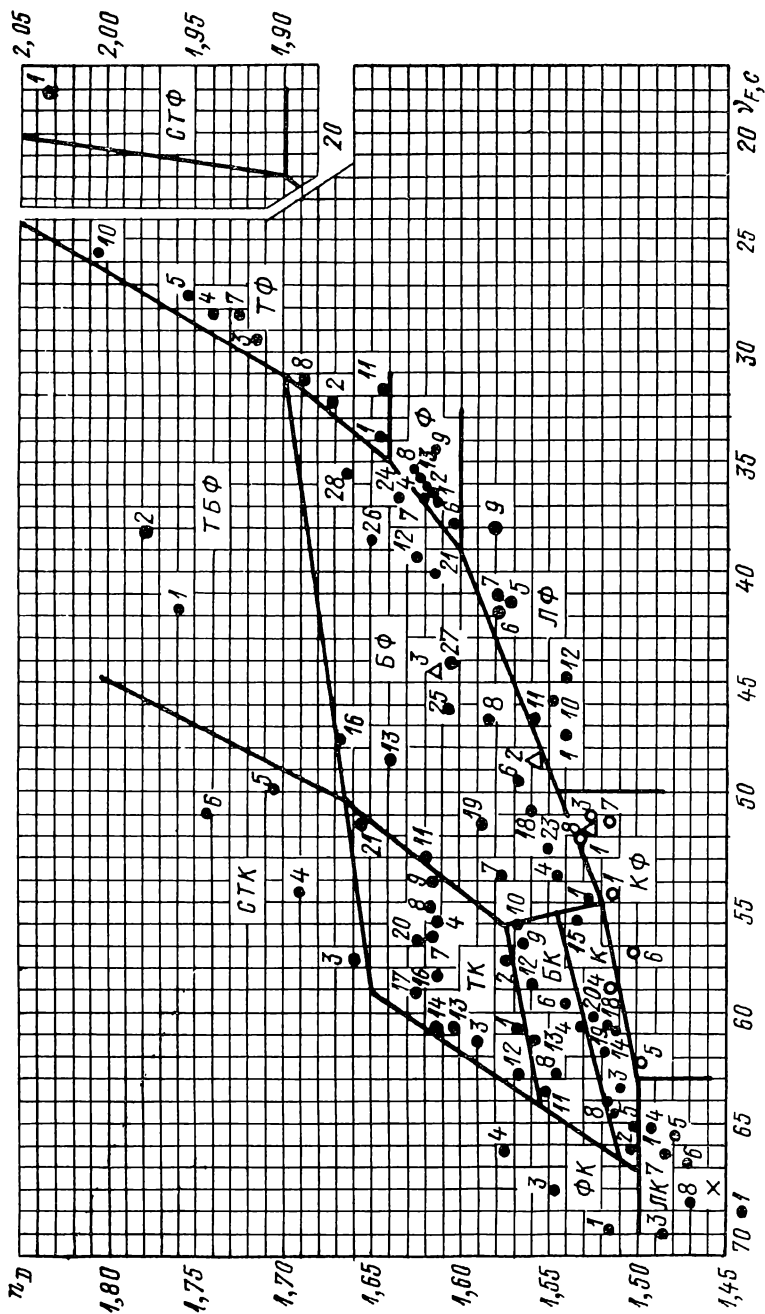


Рис. III.7. Диаграмма (n_D , $\nu_{F,c}$):

x — кварцевое стекло; O — кронфлинты; Δ — особые флинты; ● — все остальные стекла

дит к необходимости применения новых марок стекол типа крона с большими ν и n и типа флинта с малыми ν и n (рис. III.7). Применение особо тяжелых кронов в сочетании с легким флинтom одновременно с уменьшением коэффициента Петцваля приводит к уменьшению сферической и сферохроматической aberrаций, а следовательно, к повышению оптических характеристик систем.

В настоящее время ассортимент марок стекол постепенно увеличивается. Заводы оптического стекла постоянно занимаются изготовлением марок стекол, отличающихся от прежних особыми оптическими свойствами (см. ОСТ 3—77—70).

Большой интерес представляют фосфатные кроны типа ОК1, которые в сочетании с особыми флинтами ОФ3 и ОФ4 дают отличные апохроматы. Интересной особенностью стекла ОК1 является его высокое пропускание в ближней инфракрасной области спектра.

Появление новых марок стекол позволяет создавать оптические системы с меньшим числом линз. Эти стекла открывают широкие возможности при конструировании оптических систем. Удачным примером использования новых марок стекол является создание более качественных планопохроматических микрообъективов.

9. Способы и критерии оценки качества изображения

Оценка качества изображения, даваемого оптическими системами микроскопов, часто основывается на вычислении геометрических aberrаций. Это оправдывается в тех случаях, когда дифракция играет второстепенную роль. При расчете микрообъективов, от которых требуется высокое качество изображения, необходимо учитывать дифракцию, влияющую в сильной степени на распределение энергии в пятне рассеяния.

Существует три возможных способа оценки качества оптического изображения:

1) чисто геометрическая интерпретация, основанная на распределении следов лучей вокруг точки изображения;

2) определение волновых aberrаций — очертания волнового фронта и его отступления от идеальной сферы сравнения;

3) вычисление распределения интенсивности света в дифракционной картине изображения; определив дифракционную картину, можно примерно судить о разрешающей способности системы.

Рассмотрим некоторые критерии оценки качества изображения.

Критерий Рэлея. За последнее время дифракционная теория aberrаций все шире стала использоваться при расчете оптических систем и оценке их качества. Начало этому было положено Рэлеем, который вывел критерий допусков с позиции волновой оптики. Рэлей показал, что если сферическая aberrация системы в волновой мере не превышает четверти волны, то по качеству изображения такая система не будет отличаться от идеальной. Расчеты показывают, что если волновая aberrация в пре-

делах всей апертуры изменяется монотонно и не превышает целой волны, то изменением плоскости установки волновую абerrацию можно уменьшить до четверти волны и, следовательно, по Рэлею, система практически по качеству изображения не будет отличаться от идеальной.

Критерий Штреля (определятельная яркость). Очень важный критерий качества изображения на основе волновой оптики ввел Штрель в начале века. Этот критерий — число Штреля — применяется к изображению светящейся точки и определяется как отношение максимума интенсивности абerrационного изображения точки в плоскости приема световой энергии к максимуму интенсивности безабerrационного изображения точки в оптимальной плоскости установки. Если ограничиться изображением лежащей на оптической оси системы светящейся точки, то можно сказать, что число Штреля дает отношение интенсивности в центре дифракционного кружка абerrационного объектива к соответствующей интенсивности такого же объектива, имеющего идеальную коррекцию.

Число Штреля, или отношение освещенностей в центрах дифракционных максимумов, образуемых идеальной системой в случае дефокусировки, можно определить по формуле [20]

$$\frac{E'_\xi}{E'_0} = \left(\frac{\sin \frac{P}{2}}{\frac{1}{2} P} \right)^2, \quad (\text{III.48})$$

где $P = \frac{\pi}{\lambda} \xi u_m'^2 = \frac{2\pi N}{\lambda}$; $N = \frac{\xi u_m'^2}{2}$ — величина волновой абerrации, соответствующая дефокусировке ξ .

В табл. III.5 приведены величины чисел Штреля для различных значений P и соответствующих им значений волновой абerrации $N/\lambda = P/2\pi$ на краю круглого зрачка.

Как следует из таблицы, освещенности в точке на оптической оси быстро падают по мере удаления от фокуса идеального объектива. Например, у объектива с числовой апертурой $u'_m = 0,05$ для длины волны $\lambda = 555$ нм первый минимум освещенности наступает при $P = 2\pi$, что соответствует дефокусировке $\xi = 0,44$ мм и не зависит от фокусного расстояния объектива.

Число Штреля при наличии сферической абerrации можно вычислить по формуле [20, 65]

$$\frac{E'_N}{E'_0} = \frac{1}{v^2} \left[\left(\int_0^v \cos \frac{\pi v^2}{2} dv \right)^2 + \left(\int_0^v \sin \frac{\pi v^2}{2} dv \right)^2 \right], \quad (\text{III 49})$$

где $v^2 = 4N/\lambda$.

Результаты вычислений приведены в табл. III.6. Из табл. III.5 и III.6 следует, что в области малых волновых абerrаций (до $N/\lambda = 0,50$) значения чисел Штреля при дефокусировке и при сфе-

рической аберрации совпадают. Лишь при $N/\lambda > 1$ величины чисел Штреля при сферической аберрации оказываются несколько большими, чем при дефокусировке. Если волновая аберрация не превышает $0,25\lambda$, то в обоих случаях числа Штреля мало отличаются от единицы; если принять освещенность в центре гауссова изображения идеального объектива за 100 %, то при $0,25\lambda$ освещенность понизится до 80 %. Это послужило основанием считать реальный объектив близким к идеальному, если волновая аберрация первого не превышает $0,25\lambda$.

Однако, как показал анализ, ни числа Штреля, ни критерий Рэлея не дают исчерпывающей оценки качества изображения. При одинаковых величинах волновых аберраций, но различном их виде (астигматизм, кома и т. д.) числа Штреля получаются различными. Так, например, при астигматизме, равном $0,25\lambda$ (табл. III.7) [61], число Штреля снижается до 0,66.

Критерий Штреля можно считать вполне надежным для оценки качества очень хороших объективов, если число Штреля составляет 0,80 и более.

Существует несколько приемов вычисления числа Штреля. При малых волновых аберрациях число Штреля можно приближенно выразить как

$$\eta \approx 1 - k^2 \int_0^1 N^2 dq, \quad (\text{III.50})$$

где $k = 2\pi/\lambda$; q — квадратическая нормированная переменная отверстия зрачка, причем сфера сравнения S (см. рис. V.37) выбрана таким образом, чтобы она оптимально прилегала к волновой поверхности Σ в пространстве изображений, т. е.

Таблица III.5

Зависимость чисел Штреля от дефокусировки

P	$\frac{N}{\lambda}$	$\frac{E'}{E_0}$
0	0	1
$0,5\pi$	0,25	0,81
1π	0,50	0,40
$1,5\pi$	0,75	0,09
$2,0\pi$	1	0,00

Таблица III.6

Зависимость чисел Штреля от сферической аберрации

$\frac{N}{\lambda}$	v	$\frac{E'}{E_0}$
0	0	1
0,25	1,00	0,80
0,5	1,41	0,40
0,75	1,73	0,13
0,90	1,90	0,08
1,00	2,00	0,09
1,50	2,50	0,09
1,96	2,80	0,05

Таблица III.7

Зависимость чисел Штреля от астигматизма

P	$\frac{N}{\lambda}$	$\frac{E'}{E_0}$
0	0	1
$0,25\pi$	0,125	0,90
$0,5\pi$	0,25	0,66
$0,75\pi$	0,375	0,39
1π	0,5	0,18

чтобы величина $\int_0^1 N^2 dq$ была минимальной. Центр кривизны сферической поверхности S дает плоскость оптимальной наводки, или эффективное положение пятна изображения, $C'_{\text{эф}}$.

Число Штреля можно вычислить, если подынтегральную функцию (III.50) представить в виде суммы квадратов коэффициентов C_k , являющихся, в свою очередь, линейными комбинациями продольных или поперечных aberrаций. Соответственно число Штреля для сферической aberrации (до 9-го порядка включительно) приближенно определяется следующим выражением [120]:

$$\eta = 1 - \left(\frac{A_{\text{max}}^2}{n' \lambda V^2} \right)^2 \sum_{k=1}^5 C_k^2, \quad (\text{III.51})$$

или

$$\eta = 1 - \left(\frac{u_{\text{max}}'^2}{n' \lambda} \right)^2 \sum_{k=1}^5 C_k^2,$$

где n' — показатель преломления в пространстве изображения; V — линейное увеличение системы; A_{max} — числовая апертура; u_{max}' — апертурный угол в пространстве изображений.

Если продольная aberrация $\delta s'_0$ — отклонение точки гауссова изображения от принятой исходной плоскости, а $\delta s'_1, \dots, \delta s'_4$ — продольная aberrация крайних лучей соответственно для апертур $A_{\text{max}} \sqrt{1/4}$, $A_{\text{max}} \sqrt{1/2}$, $A_{\text{max}} \sqrt{3/4}$ и A_{max} относительно той же плоскости изображения, то положение плоскости оптимальной наводки, или эффективное положение пятна изображения, определяется из соотношения [120]

$$b' = s'_{\text{эф}} = s'_{\text{исх. плоск}} = \frac{1}{210} (5\delta s'_0 + 64\delta s'_1 + 72\delta s'_2 + 64\delta s'_3 + 5\delta s'_4).$$

Для плоскости оптимальной наводки коэффициент дефокусировки $c_1 = 0$.

Аналогичным способом можно определить число Штреля для внеосевых точек изображения.

Вычисление освещенности в изображении точки в общем случае. Исходным критерием качества изображения является распределение освещенности в изображении точки, на основе которого могут быть установлены такие способы оценки качества изображения, как, например, разрешающая способность, ЧКХ и др. Наиболее полный и строгий способ, учитывающий явления дифракции и aberrации системы, основан на предварительном определении волновых aberrаций. Если волновая aberrация N луча является функцией координат m' и M' (или ρ' и ϕ') точки пересечения луча с плоскостью выходного зрачка, причем центр сферы сравнения с поверхностью реальной волны смещен с оптической оси, то вол-

новая абберация N для некоторой точки B волновой поверхности в плоскости выходного зрачка определится из выражения [65, 66]

$$N = \frac{\cos \omega'}{\lambda e'} \int_0^B (\delta g' m' + \delta G' M'), \quad (\text{III.52})$$

где

$$\left. \begin{aligned} m' &= \rho' \sin \varphi'; & dm' &= \rho' \cos \varphi' d\varphi' + \sin \varphi' d\rho'; \\ M' &= \rho' \cos \varphi'; & dM' &= -\rho' \sin \varphi' d\varphi' + \cos \varphi' d\rho'; \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.53})$$

ω' — угол главного луча с оптической осью; e' — расстояние от выходного зрачка до плоскости Гаусса.

Если принять во внимание (III.53), то формула (III.52) приводится к виду

$$N = \frac{\cos \omega'}{\lambda e'} \left[\rho'_P \int_0^{\varphi'_P} (\delta g' \cos \varphi' - \delta G' \sin \varphi') d\varphi' + \right. \\ \left. + \int_0^{\varphi'_P} (\delta g' \sin \varphi' + \delta G' \cos \varphi') d\rho' \right],$$

где ρ'_P и φ'_P — полярные координаты точки P .

Разбив второй интеграл на два и учитывая, что $\sin \varphi_0 = 0$ и $\cos \varphi_0 = 1$, найдем волновую абберацию в гауссовой плоскости

$$N = \frac{\cos \omega'}{\lambda e'} \left[\rho'_P \int_0^{\varphi'_P} (\delta g' \cos \varphi' - \delta G' \sin \varphi') d\varphi' + \right. \\ \left. + \int_0^{\rho'_P} \delta G' d\rho' \right]. \quad (\text{III.54})$$

Волновая абберация в плоскости, смещенной на величину ξ относительно гауссовой плоскости, вычисляется по формуле, аналогичной (III.54), но при новых значениях аббераций $\delta g'_\xi$ и $\delta G'_\xi$, определяемых при $e'_\xi = e' + \xi$.

С помощью ЭВМ вычисление волновых аббераций производится по приближенной формуле

$$\int_0^{\varphi'_P} (\delta g' \cos \varphi' - \delta G' \sin \varphi') d\varphi' \approx \sum_{k=1}^{k=p} (\delta g'_k \cos \varphi'_k - \delta G'_k \sin \varphi'_k) \Delta \varphi'_k. \quad (\text{III.55})$$

Вычисление второго интеграла (III.54) производится по формуле Симпсона [66]. Абберации $\delta g'$ и $\delta G'$ вычисляются с помощью ЭВМ.

Координаты точек пересечения плоскости входного зрачка лучами пучка могут быть заданы различными способами. Так, например, можно задаться пучком лучей, пересекающих плоскость зрачка в точках:

$$m = \pm \rho_1 \frac{k}{10} \sin \frac{\pi m}{20}; \quad M = \rho_1 \frac{k}{10} \cos \frac{\pi m}{20},$$

где $k = 1, 2, \dots, 10$ и $m = 1, 2, \dots, 10$.

После вычисления волновой aberrации N определяют с помощью ЭВМ значения интегралов Френеля:

$$C_0, S_0 = \int_0^{\rho'} \cos, \sin \left(2\pi \frac{N}{\lambda} \right) \rho' d\rho' d\varphi'.$$

Двойное интегрирование заменяют суммированием:

$$C_0 \approx \sum \rho'_i \Delta \rho'_i \sum \cos \frac{2\pi}{\lambda} N \Delta \varphi'_i;$$

$$S_0 \approx \sum \rho'_i \Delta \rho'_i \sum \sin \frac{2\pi}{\lambda} N \Delta \varphi'_i.$$

Применение теории дифракции для определения освещенности в изображении точки особенно необходимо в микроскопах, где волновые aberrации не превышают $0,25\lambda$.

Изложим кратко идею геометрического (лучевого) метода распределения освещенности в изображении точки. Входной зрачок объектива разбивается на достаточно большое число элементарных равновеликих площадок. Через каждую такую площадку пропускают луч и определяют с помощью расчета на ЭВМ его положение в плоскости изображения. На чертеж наносят все точки, проходящие через каждый элемент зрачка. В результате строят фигуру рассеяния — геометрическое изображение точки. Если общее число точек в фигуре рассеяния составляло несколько сот, то число точек, расположенных в пределах весьма малой площадки изображения $\Delta s'$, деленное на общее число точек, очевидно, будет пропорционально освещенности в данном элементе фигуры рассеяния [20].

Передаточная функция контраста и преобразование Фурье. Среди критериев определения качества изображения, даваемого оптической системой, особое значение приобретает частотно-контрастная характеристика (ЧКХ), или функция контраста [44].

Эта функция обладает рядом преимуществ по сравнению с другими существующими критериями качества изображения. Она дает более полную информацию, чем разрешающая способность изображения. С помощью ЧКХ можно по результатам расчета оптической системы быстро и точно предсказать, как будет эта система изображать любой объект периодической структуры, и определить падение контраста в изображении этих структур. Когда

волновая абберация системы превышает две-три волны, вычисление ЧКХ производится на основе геометрической оптики, т. е. без учета дифракции. Если же волновая абберация составляет меньше двух длин волн, то принимается во внимание дифракция.

Наиболее полное представление о качестве изображения дает полихроматическая частотно-контрастная характеристика, с помощью которой можно сравнить достоинства апохроматов по сравнению со ахроматами.

Как показывают вычисления, при волновых абберациях 0,05—0,07 величина ЧКХ не отличается от ЧКХ идеальной системы и поэтому при таких значениях волновых аббераций отпадает необходимость ее вычисления.

На контрастность изображения могут повлиять наличие рассеянного света (блики), направление освещения и т. д.

Вопросы вычисления ЧКХ и оценки ее как критерия качества изображения достаточно подробно освещены в литературе; разработана программа для вычисления ЧКХ с помощью ЭВМ [20—24, 37, 44, 65—67, 106].

Препараты для оценки качества микрообъективов. Для оценки разрешающей способности объективов микроскопов пользуются препаратами микроскопических элементов растительных и животных образований. К наиболее распространенным препаратам относятся известковые панцири микроскопических водорослей — диатомей. Ширина и расстояние между линейными элементами этих панцирей для каждого определенного вида диатомей имеют определенные значения с наибольшими отступлениями от средних величин. Общепринято пользоваться небольшим набором препаратов различных определенных диатомей в количестве не свыше десяти. Они подобраны таким образом, что среди них можно найти структурные элементы с расстояниями от 0,25 до 1,80 мкм.

Одновременно с разрешающей способностью исследуемого объектива опытный исследователь обнаруживает дефекты объектива и оценивает его качество. Оценка качества изображения имеет не менее важное значение, чем определение разрешающей способности объектива.

При испытании объективов, их сборке и контроле пользуются весьма простыми приемами наблюдения «светящихся точек», полученных в виде малых отверстий различных размеров в тонком слое серебра, осажденном на стеклянной пластинке. Наблюдая изображения этих отверстий в проходящем свете, можно весьма отчетливо обнаружить все недостатки объектива: недостаточную центровку, натяжение в стекле и т. д. Наряду с «точкой» широко пользуются «пластинкой Аббе», с помощью которой производятся испытания объективов на исправление сферической и хроматической аббераций, а также определяется толщина покровного стекла, соответствующая наилучшему исправлению объектива.

«Пластика Аббе» — это клинообразная узкая полоска, толщина которой вдоль длинной стороны изменяется от 0,09 до 0,24 мм. Нижняя поверхность клина покрыта непрозрачным слоем серебра, на котором резцом процарапаны группы линий или просветов, параллельных длинной стороне пластинки; пластинка наклеена на обычное предметное стекло. Рваные при большом увеличении края серебряных полосок являются очень удобным, вполне контрастным предметом наблюдения.

Таблица III.8

Зависимость между условиями освещения и требуемой апертурой объектива

Расстояние между полосками на объекте мкм	Требуемая для разрешения апертура объектива		
	Прямое освещение при апертуре конденсора		Максимально косое освещение
	$A_K = 0,1$	$A_K = 0,34$	
1,90	0,19	0,15	—
1,33	0,30	0,20	—
0,83	0,56	0,35	—
0,70	0,70	0,45	0,40
0,62	0,80	0,55	0,45
0,52	0,95	0,70	0,55
0,48	1,05	0,80	0,60
0,41	1,25	1,00	0,70
0,33	—	1,30	0,90
0,25	—	—	1,15
0,24	—	—	1,25

В табл. III.8 дана зависимость между условиями освещения и требуемой апертурой объектива для разрешения различных расстояний между полосками на объекте [96].

Рассматривая полосу в различных условиях прямого и косого освещения, в центре и на краю поля, при выведении микроскопа из положения, соответствующего наилучшему изображению, в обе стороны от него, опытный наблюдатель может оценить в полной мере качество исправления объектива.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ОПТИЧЕСКИЕ УЗЛЫ И СИСТЕМЫ МИКРОСКОПОВ

ГЛАВА IV

ЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ МИКРОСКОПОВ

Как известно, объектив является наиболее ответственным узлом микроскопа, так как от его числовой апертуры и коррекции аберраций зависят разрешающая способность и качество изображения микроскопа в целом.

Большое распространение в микроскопостроении получили линзовые микрообъективы. Это вызвано прежде всего большими технологическими возможностями при их изготовлении, и в особенности в крупносерийном производстве. При изготовлении линзовых объективов допуски задаются значительно шире, чем для зеркальных или зеркально-линзовых объективов. Кроме того, у линзовых объективов отсутствует центральное экранирование, присущее зеркальным системам и снижающее контраст в изображении. Линзовые объективы надежны и удобны в эксплуатации; возможность их установки на revolvere позволяет довольно быстро производить смену увеличений.

В настоящее время линзовые объективы применяются в микроскопах различного назначения главным образом для видимой области спектра. Благодаря применению оптических сред, прозрачных для ультрафиолетового излучения, возможно также создание линзовых объективов и для ультрафиолетовых микроскопов.

Ниже будут рассмотрены методы расчета линзовых объективов микроскопа, приведены принципиальные оптические схемы и даны таблицы остаточных аберраций.

10. Классификация линзовых объективов микроскопа. Требования, предъявляемые к их коррекции

Объективы микроскопа можно классифицировать по различным признакам, например по спектральной области, для которой они рассчитаны и применяются, способу освещения наблюдаемого объекта, длине тубуса, на которую они рассчитаны, наличию покровного стекла и иммерсионной жидкости и т. п.

Наибольшее предпочтение заслуживает классификация объективов по степени их коррекции, которая различает следующие типы объективов: монохроматы, ахроматы и апохроматы. Монохроматы — это объективы, у которых aberrации исправлены для одной длины волны или узкой спектральной области. Объективы, у которых ахроматизация выполнена для двух длин волн, называются ахроматами. Наиболее распространены ахроматические объективы, рассчитанные для применения в спектральной области от линии F ($\lambda = 486$ нм) до C ($\lambda = 656$ нм). У апохроматических объективов спектральная область расширена и ахроматизация выполняется для трех длин волн.

Перечисленные объективы используются в той или иной спектральной области, например видимой, ультрафиолетовой и т. д.; они применяются при исследовании в проходящем или отраженном свете, имеют определенную длину тубуса, используются с покровным стеклом или без него, могут быть сухими или иммерсионными. Но все эти признаки являются дополнительными к основному, определяемому степенью коррекции, а следовательно, и качеством изображения.

Остановимся кратко на тех aberrациях, которые подлежат исправлению у объективов с той или иной степенью коррекции.

У монохроматов в первую очередь исправляются сферическая aberrация, кома и астигматизм.

У ахроматов исправлению подлежат: сферическая aberrация, кома, астигматизм, хроматическая aberrация положения и отчасти сферохроматическая aberrация.

Для количественной оценки качества изображения вычисляются волновые aberrации, которые пока в микроскопии являются основным критерием оценки и сравнения объективов.

У ахроматов для точки на оси волновая aberrация основного цвета как правило не превышает $0,25\lambda$ (т. е. выполняется критерий Рэлея), а для всей спектральной области, на которую рассчитаны ахроматы, не более $0,5\lambda$.

У объективов с апохроматической коррекцией кроме хроматизма положения, сферической aberrации, комы и астигматизма достаточно хорошо исправляются также вторичный спектр и сферохроматическая aberrация благодаря введению в оптическую схему линз из кристаллов и стекол с особым ходом частных относительных дисперсий.

Таким образом, апохроматы несколько сложнее и дороже ахроматов.

У апохроматических объективов сферическая aberrация для основного цвета обычно не превышает $(0,1—0,15)\lambda$. Для спектральных линий C и F волновые aberrации не более $0,25\lambda$, для линии G' они лежат в пределах от $0,25\lambda$ до $0,5\lambda$. Исключение составляют некоторые высокоапертурные объективы, у которых на краях отверстия эти величины достигают больших значений, вызванных присутствием трудноисправимых aberrаций высшего по-

рядка. Исправление последних потребовало бы существенного усложнения оптической схемы объектива. Однако, как показывают многочисленные исследования таких объективов, наличие «хвостов» на краях отверстия не снижает существенно качество изображения. Ярким примером является апохромат с числовой апертурой равной 0,95, у которого на краю отверстия волновые aberrации достигают нескольких длин волн, но, несмотря на это, он дает контрастное изображение высокого качества.

За последнюю четверть века ряд передовых оптических фирм освоил промышленный выпуск объективов с плоской поверхностью изображения — планобъективов. Эти объективы имеют увеличенное поле зрения по сравнению с обычными ахроматами и апохроматами.

Планобъективы по степени коррекции делятся на планмонокроматы, планахроматы и планапохроматы. Требования к коррекции aberrаций для точки на оси планобъективов такие же, как и для соответствующих монокроматов, ахроматов и апохроматов. Но в отличие от последних у планобъективов существенно лучше исправлены кривизна поверхности и астигматизм, а волновые aberrации в пределах всего поля зрения для внеосевых точек предмета не превышают $0,5\lambda$. Остаточная величина хроматизма увеличения, которая у сильных объективов почти всех типов достигает 2% и не может быть исправлена без существенного усложнения конструкции, компенсируется у планобъективов применением специально рассчитанных компенсационных окуляров.

Заметим, что приведенная здесь классификация и количественные критерии оценки коррекции aberrаций являются условными и до некоторой степени приближенными. Нельзя провести резкой границы, например, между ахроматом и апохроматом, ахроматом и планахроматом. Встречаются ахроматические объективы с улучшенной коррекцией вторичного спектра, ахроматические объективы с хорошим исправлением полевых aberrаций и т. д.

11. Различные методы расчета объективов микроскопа

Широкое распространение при расчете объективов микроскопа получил так называемый метод проб. Он заключается в том, что конструктор, прежде чем приступить к расчету, проводит вначале поиск прототипа с возможно близкими оптическими характеристиками к рассчитываемому объективу. Для этой цели обычно используют архивные и патентные сведения. Отыскав подходящие типы конструкции, вначале исследуют влияние изменения конструктивных элементов системы на оптические характеристики и aberrации путем расчета хода лучей по специальным схемам или программам для ЭВМ. Затем составляют так называемую сводку влияния изменения параметров на aberrации и начинают кропотливую работу по поиску нужных параметров. Далее путем интерполяции или экстраполяции находят новые значения кон-

структивных элементов и проводят контрольные расчеты хода лучей. В результате выясняется действительное состояние коррекции полученной системы. И так повторяют несколько раз до получения удовлетворительного решения.

Как правило, с первого раза почти никогда не удается удовлетворить всем требованиям, предъявляемым к системе, вследствие того, что связь между изменением параметров и аберрациями даже при небольших изменениях не всегда линейная. Кроме того, некоторые из параметров влияют сразу на несколько аберраций. Поэтому при значительных изменениях конструктивных элементов от исходной системы составленная сводка влияния перестает достоверно действовать. Это приводит к тому, что время от времени конструктору приходится составлять ее заново, на что, естественно, уходит много времени.

Процесс расчета по такой методике прост, даже примитивен, но весьма продолжителен по времени и утомителен. Однако этот метод в ряде случаев весьма эффективен, например при расчете на плавки и радиусы пробных стекол, когда требуются сравнительно незначительные изменения конструктивных элементов, или при замене по каким-либо соображениям марок стекол, а также в некоторых других случаях.

Метод проб в микроскопии до недавнего времени был чуть ли не единственным при расчете высокоапертурных объективов, где применение других методов, о которых будет сказано ниже, по недоразумению, считалось малоэффективным [13]. Следует еще раз подчеркнуть, что при использовании этого метода для расчета объективов решающим фактором, от которого во многом зависит окончательный результат, является выбор исходной конструкции. Правильность выбора во многом зависит от опыта конструктора, его знания современного уровня развития микроскопии, а иногда и от его искусства.

При расчете микрообъективов небольшой числовой апертуры и увеличения наиболее распространен алгебраический метод. Оптическая схема этих объективов обычно состоит из двух компонентов. В начальной стадии расчета влиянием толщин линз можно пренебречь, поэтому при разработке таких объективов весьма эффективна методика, основанная на применении теории аберраций 3-го порядка для систем, состоящих из тонких компонентов, которая разработана проф. Г. Г. Слюсаревым. Суть расчета заключается в составлении и решении нескольких линейных уравнений относительно основных параметров тонких компонентов P^* , W^* и C^* [64—66]. По найденным значениям основных параметров определяются конструктивные элементы и проводится контрольный расчет хода лучей. В случае, если вычисленные аберрации заметно отличаются от заданных вследствие перехода к реальным толщинам линз и влияния аберраций высших порядков, производится интерполяция отдельных коэффициентов аберраций 3-го порядка либо применяется описанный выше метод проб.

Следующий метод расчета — комбинированный — является рациональным сочетанием алгебраического метода и метода проб. Вначале используют алгебраический метод. Затем, когда наступает такое состояние коррекции системы, при котором aberrации 3-го порядка исправлены удовлетворительно, но в системе присутствуют остаточные aberrации высшего порядка, применяют метод проб. По-видимому, комбинированный метод наиболее эффективен при расчете объективов средней сложности, то есть с умеренными числовыми апертурами и увеличениями. Но и при использовании этого метода выбор исходной оптической схемы также является весьма ответственным моментом в процессе расчета.

В последние 10—15 лет при расчете оптических систем, в том числе и оптики для микроскопов, стали широко применяться ЭВМ различных типов. Разработан целый комплекс программ, начиная от программ для расчета хода лучей и кончая программами для автоматизированной коррекции aberrаций. В СССР этими вопросами плодотворно занимаются профессора Д. Ю. Гальперн, Д. С. Волосов, М. М. Русинов, Г. Г. Слюсарев и их ученики А. П. Грамматин, С. А. Родионов, Н. В. Цено и др. [27—31, 58, 66, 73].

Общим для всех программ, предназначенных для автоматизированной коррекции aberrаций, является использование классического метода проб с применением различных математических приемов для оптимизации оптических систем. За счет быстродействия ЭВМ значительно ускоряется процесс расчета. Для удовлетворительного решения по этому методу конструктор должен задать исходную систему, обладающую достаточным числом параметров.

Не останавливаясь на преимуществах и недостатках тех или иных программ, которые достаточно подробно описаны в литературе [27—31, 58], отметим лишь два узких места, присущих этим программам, как и вообще методу проб.

Во-первых, выбор исходной оптической системы производится до сих пор на основании опыта конструктора, однако от правильности такого выбора зависят окончательный успех и время расчета.

Во-вторых, в случае неудачи не всегда ясна ее причина: то ли это неудачно выбранная исходная система, то ли недостаточно совершенный математический аппарат, заложенный в алгоритм данной программы.

Несмотря на эти не решенные пока проблемы, применение ЭВМ ознаменовало собой новый этап в практике расчета оптических систем. В корне изменился процесс расчета. Конструктор освободился от выполнения бесконечных математических операций с помощью тригонометрических таблиц или арифмометров, что увеличило возможности повышения его квалификации.

Будущее в практике расчета оптических систем различного назначения, безусловно, за наиболее эффективным использова-

нием возможностей ЭВМ, разработкой более совершенных программ, позволяющих не только производить расчеты хода лучей и оптимизировать оптическую систему, но и синтезировать ее за счет более глубокого изучения, развития и применения теоретических положений геометрической и волновой оптики, а также теории аберраций.

В следующем параграфе будет изложен оригинальный метод расчета объективов микроскопа различных типов, разработанный в СССР в последние годы.

12. Сущность метода расчета по частям

Методика расчета объективов по частям была разработана в конце 50-х—начале 60-х годов. Впервые она нашла применение при расчете объективов с плоским полем [1—4, 41, 66]. Однако, как показало время, этот метод достаточно эффективен и при расчете линзовых объективов других типов.

Суть метода заключается в следующем.

Объектив микроскопа условно разделяется на две части, рассчитываемые в начальной стадии самостоятельно, но так, чтобы, во-первых, при соединении обеих частей у объективов были получены заданные оптические характеристики (увеличение, числовая апертура, поле зрения, рабочее расстояние, длина тубуса, высота) и, во-вторых, обеспечена необходимая для данного типа коррекция аберраций.

Первую часть будем в дальнейшем именовать фронтальной, а вторую — последующей. Оптические схемы обеих частей в зависимости от оптических характеристик и типов объективов весьма разнообразны. Различны и способы расчета фронтальной и последующей частей.

При расчете фронтальной части, через которую проходят пучки лучей со значительной числовой апертурой, целесообразно использовать свойства апланатических точек поверхностей. Благодаря этому апертура пучков лучей для последующей части существенно снижается, причем фронтальная часть не вносит значительных аберраций. Последующая часть, так как числовая апертура для нее сравнительно невелика, в первом приближении может быть рассчитана комбинированным способом, с широким применением теории аберраций 3-го порядка, которая позволяет определить необходимое число компонентов и выбрать их тип для удовлетворительной коррекции аберраций всего объектива.

Далее мы более подробно остановимся на применении данного метода к расчету различных типов объективов и их частей.

Следует подчеркнуть, что метод расчета объектива по частям является рациональным, последовательным применением перечисленных выше методов расчета, более глубоко использующим основные положения геометрической оптики и теории аберраций. Применение этого метода в СССР позволило в сравнительно корот-

кие сроки разработать новые комплекты линзовых объективов для металлографических, биологических и поляризационных микроскопов, в том числе планахроматических и планапохроматических, большинство из которых по своим оптическим характеристикам и качеству изображения не уступает образцам передовых иностранных фирм и имеет оригинальные конструкции.

13. Габаритный и предварительный абберационный расчеты фронтальной части

Расчет объектива начинается с выбора оптической схемы и расчета фронтальной части. Тип фронтальной части существенно зависит от назначения объектива и его оптических характеристик.

При рассмотрении конкретных типов объективов мы более подробно будем останавливаться на обосновании выбора фронтальной части.

Независимо от типа рассчитываемого объектива фронтальная часть должна удовлетворять ряду общих требований.

Во-первых, она должна иметь вполне определенное, заданное в техническом задании рабочее расстояние.

Во-вторых, в зависимости от числовой апертуры объектива фронтальная часть должна обладать таким линейным увеличением, чтобы числовая апертура для последующей части была не слишком велика. Если апертура после фронтальной части не будет превышать 0,1—0,2, то последующая часть может быть сравнительно легко рассчитана на основе теории аббераций 3-го порядка алгебраическим методом.

В-третьих, особое внимание должно быть обращено на то, чтобы фронтальная часть не вносила значительных аббераций, в особенности высшего порядка, при прохождении пучков лучей с большой числовой апертурой. Исправление аббераций высшего порядка может сильно усложнить конструкцию и расчет последующей части.

И, наконец, при расчете планобъективов, как уже отмечалось выше, коррекции подлежит кривизна поверхности, которая определяется коэффициентом Петцваля, поэтому фронтальная часть в таких случаях должна иметь заданную величину S_{IV} . Числовое значение S_{IV} фронтальной части находится из условия, чтобы при соединении обеих частей объектива коэффициент Петцваля был близок нулю.

Рассмотрим некоторые типы фронтальных частей.

Фронтальная часть в виде апланатического мениска. Известно, что сферическая поверхность, разграничивающая две оптические среды, имеет три пары сопряженных апланатических точек. Напомним, что во всех апланатических точках исправлена сферическая абберация и выполнено условие синусов, а для некоторых отсутствует и астигматизм 3-го порядка. На рис. IV.1 представлена сферическая поверхность радиусом r . Показатель преломления

в пространстве предметов — n и пространстве изображения — n' . Точки A_1 и A'_1 , A_2 и A'_2 , A_3 и A'_3 являются сопряженными апланатическими точками первого, второго и третьего типов.

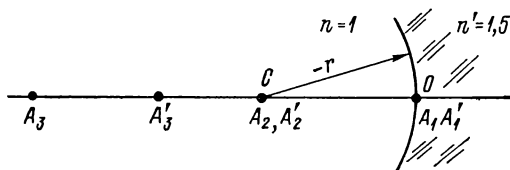


Рис. IV.1. Апланатические точки поверхности

Точки A_1 и A'_1 совпадают с вершиной поверхности, т. е. для них выполняется условие $s = s' = 0$. В этих точках исправлены сферическая aberrация, кома и астигматизм.

Точки A_2 и A'_2 также совпадают и лежат в центре поверхности C . Для них справедливо условие $s = s' = r$. В этих точках исправлены сферическая aberrация и кома, но астигматизм не равен нулю.

Для апланатических точек A_3 и A'_3 связь между расстоянием до вершины поверхности, радиусом поверхности и показателями преломления оптических сред имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} s &= r \left(1 + \frac{n'}{n} \right); \\ s' &= r \left(1 + \frac{n}{n'} \right). \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.1})$$

В этих точках, так же как и в точках A_1 и A'_1 , отсутствуют сферическая aberrация, кома и астигматизм.

Используя указанные свойства апланатических точек и соотношения между ними, можно образовывать апланатические линзы-мениски четырех типов. На рис. IV.2 представлены четыре возможных типа апланатических менисков.

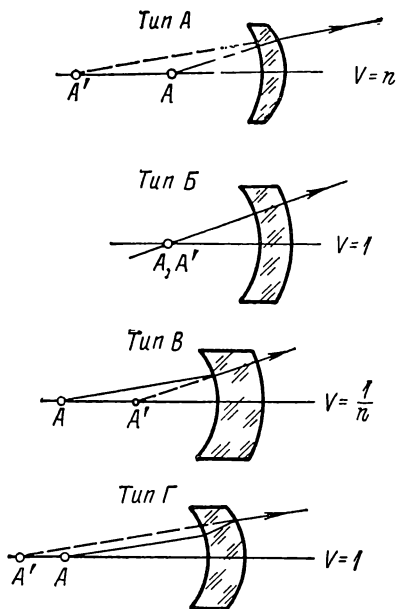


Рис. IV.2. Типы апланатических менисков

У мениска типа A первая апланатическая поверхность второго типа, а вторая — третьего; у мениска типа B обе поверхности второго типа; у мениска типа B первая поверхность третьего типа, а вторая — второго; у мениска типа Γ обе поверхности третьего типа.

В объективах микроскопа наибольшее распространение получили мениски типа A . Их преимуществами являются большое ра-

бочее расстояние, равное радиусу первой поверхности, и значительное линейное увеличение, равное показателю преломления. Недостатком является то, что первая поверхность вносит астигматизм и значительные хроматические aberrации, вследствие чего в качестве фронтальной линзы такие мениски применяются при расчете монохроматов с небольшим полем зрения. Конструктивные элементы менисков типа *A* определяются в следующем порядке:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= s_1; \\ r_2 &= \frac{s_2}{1 + \frac{n'}{n}}; \\ s_2 &= s_1 - d, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.1a})$$

где d — толщина мениска, которая выбирается из конструктивных соображений.

При расчете слабых объективов иногда используются мениски типов *B* и *Г*. Их увеличение равно единице, и поэтому они не снижают апертуру для последующей части. Апланатические точки первого типа используются довольно редко, главным образом при расчете систем, не требующих рабочего расстояния, например при расчете контактных микрообъективов. При расчете объективов с увеличенным полем зрения возникают трудности, связанные с исправлением коэффициента Петцваля S_{IV} . Ниже будут рассмотрены некоторые типы фронтальных частей, имеющих заданное значение S_{IV} .

Фронтальная часть в виде «толстого» мениска. Такого рода фронтальные мениски применяются в объективах с плоским полем, так как они позволяют исправлять коэффициент S_{IV} . Их особенностью является то, что изображение осевой точки предмета после преломления на первой поверхности совпадает с апланатической точкой третьего типа второй поверхности [1]. Рассмотрев

совместно выражение для $S_{IV} = - \sum_1^2 \left(\Delta \frac{1}{n} \mid r \right)$, условие апланатич-

ности для второй поверхности и выражение инварианта Аббе для первой поверхности, после несложных преобразований можно выразить конструктивные элементы мениска через заданные величины рабочего расстояния, линейного увеличения, коэффициента Петцваля и показателя преломления оптического стекла:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \frac{s_1 V (n-1)}{n^2 - V}; \\ r_2 &= \frac{1-n}{n S_{IV} + \frac{1-n}{r_1}}; \\ d &= \frac{s_1 V - r_2 (n+1)}{n}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.2})$$

Последний отрезок вычисляется из соотношения

$$s'_2 = r_2 (1 + n).$$

Вторая поверхность мениска не вносит сферической аберрации, комы и астигматизма, в то время как первая поверхность, если предмет не расположен в ее центре кривизны, вносит сферическую аберрацию, кому и астигматизм. Первые две аберрации практически не достигают больших значений, так как рабочее расстояние у объективов, в особенности высокоапертурных, невелико и составляет несколько десятых долей миллиметра. Астигматизм, вносимый первой поверхностью, может достигать значительных величин, поскольку из условия исправления коэффи-

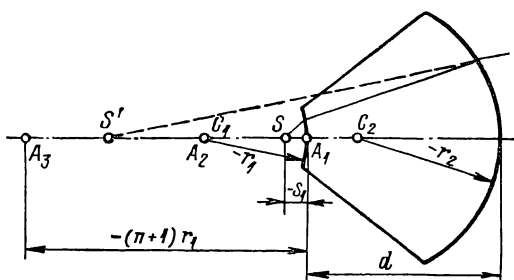


Рис. IV.3. «Толстый» фронтальный мениск

циента Петцваля она обладает значительной кривизной. В связи с этим, представляет интерес изучить влияние величины рабочего расстояния на астигматизм.

На рис. IV.3 изображен «толстый» фронтальный мениск. Предмет находится в точке S на расстоянии s_1 от первой поверхности, а его изображение после преломления на первой поверхности совпадает с апланатической точкой второй поверхности. Буквами A_1 , A_2 и A_3 обозначены апланатические точки первой поверхности (первого, второго и третьего типа).

Исследование коррекционных возможностей мениска проведем в общем виде в зависимости от величины $k = s_1/r_1$. Величина s_1 изменяется в пределах от точки A_1 до A_3 . Так как величина предмета у объективов микроскопа, в особенности сильных, невелика и составляет десятые доли миллиметра, астигматизм мениска достаточно точно определяется аберрациями 3-го порядка.

Из общих выражений для разложения аберраций [64] после некоторых преобразований находим астигматическую разность

$$x'_s - x'_m = \frac{V l_1^2 s_1 x_1^2}{h_1 y_1 (x_1 - s_1)^2 \alpha'} S_{III}, \quad (IV.3)$$

где $h_1 = s_1 \alpha_1$; $\alpha_1 = V$; $\alpha' = 1$; l_1 — величина предмета; V — линейное увеличение.

У объективов микроскопа входной зрачок обычно лежит на бесконечности $x_1 = \infty$, так как освещение в современных микроскопах производится по способу Кёлера, то необходимо раскрыть неопределенность вида

$$\frac{x_1^2}{(x_1 - s_1)^2} = \frac{1}{1 - \frac{2s_1}{x_1} + \frac{s_1^2}{x_1^2}} = 1.$$

Таким образом, окончательно имеем

$$x'_s - x'_m = \frac{l_1^2}{y_1^2} S_{III}. \quad (IV.4)$$

Выражение для S_{III} в переменных Ланге имеет вид

$$S_{III} = \sum_1^2 h \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta\mu} \right)^2 \Delta\alpha\mu \left(\frac{\Delta\beta}{\Delta\alpha} \right)^2 = \sum_1^2 h \left(\frac{\Delta\beta}{\Delta\mu} \right)^2 \Delta\alpha\mu, \quad (IV.5)$$

где α и β — углы первого и второго параксиальных лучей с оптической осью; $\mu = 1/n$; h — высота пересечения первого параксиального луча с поверхностями мениска.

Раскроем выражение S_{III} для рассматриваемого мениска, вводя величину $k = s_1/r_1$ при указанной выше нормировке.

Из инварианта Аббе для первой преломляющей поверхности определим r_1 :

$$r_1 = \frac{s_1 V (n-1)}{\alpha_2 n - V} = \frac{s_1}{k}.$$

Отсюда исключаем α_2 :

$$\alpha_2 = \frac{V [(n-1)k + 1]}{n}.$$

Далее можно найти величину $\Delta\alpha\mu$ для первой преломляющей поверхности:

$$\Delta\alpha\mu = \frac{V [(n-1)k + 1 - n^2]}{n^2}.$$

Применив инвариант Аббе для той же поверхности относительно второго параксиального луча, находим

$$r_1 = y_1 \frac{n-1}{\beta_2 n},$$

откуда

$$\beta_2 = y_1 \frac{n-1}{n} \frac{k}{s_1}.$$

Затем определяем $\Delta\beta$ и $\Delta\mu$:

$$\Delta\beta = \frac{k(n-1)y_1}{ns_1}; \quad \Delta\mu = \frac{1-n}{n}.$$

Подставляя найденные величины в (IV.5), после несложных преобразований имеем

$$S_{III} = y_1^2 V^2 \frac{[(n-1)k+1-n^2]k^2}{n^2 s_1} \quad (IV.6)$$

и соответственно для астигматической разности

$$x'_s - x'_m = \frac{[(n-1)k+1-n^2]n^2 k}{[(n-1)k+1]^2 r_1^2} l_1^2. \quad (IV.7)$$

Из выражения (IV.7) видно, что астигматизм равен нулю:

- 1) при $k=0$, т. е. при $s_1 = 0$ (первая апланатическая точка A_1);
- 2) при $k = n+1$, т. е. при $s_1 = r_1(1+n)$ (третья апланатическая точка A_3).

Найдем значение k , при котором астигматизм достигает экстремального значения. Для этого продифференцируем (IV.7) по k и приравняем производную нулю:

$$\frac{\partial (x'_s - x'_m)}{\partial k} = \frac{[2k(n-1)+1-n^2][(n-1)k+1]}{[(n-1)k+1]^3} - \frac{2(n-1)[(n-1)k^2+k(1-n^2)]}{[(n-1)k+1]^3} = 0.$$

Отсюда находим $k_{\text{экстр}}$:

$$k_{\text{экстр}} = \frac{1+n}{1+n^2}. \quad (IV.8)$$

Если $n = 1,5$, то $k_{\text{экстр}} = 0,77$.

Подставив (IV.8) в (IV.7), имеем

$$(x'_s - x'_m)_{\text{max}} = \frac{(1-n^2)(1+n)}{4r_1} l_1^2. \quad (IV.9)$$

Если $n = 1,5$, то

$$(x'_s - x'_m)_{\text{max}} = -0,78 \frac{l_1^2}{r_1}.$$

Линейное увеличение такого фронтального мениска определяется выражением

$$V = \frac{n^2}{[(n-1)k+1]}. \quad (IV.10)$$

На рис. IV.4 и IV.5 представлены графики зависимости $V = f(k)$ и $x'_s - x'_m = f(k)$.

На основании этих графиков, а также (IV.7) и (IV.10) можно сделать следующие выводы.

1. Расположение предмета в апланатических точках первой поверхности нецелесообразно: в точке A_1 отсутствует рабочее расстояние, так как $s_1 = 0$; в точке A_2 астигматизм близок к максимальной величине $k = 1$; в точке A_3 апертура для последующей части не снижается, так как в этом случае $V = 1 \times$.

2. При расчете объективов со средней или большой числовой апертурой целесообразнее расположение предмета вблизи первой апланатической точки A_1 . Если $s_1 = (0,1 \div 0,3) r_1$, то увеличение фронтального мениска находится в пределах $V = (2 \div 3) \times$, а астигматизм при этом приблизительно вдвое меньше максимальной величины.

3. Оптические материалы, используемые во фронтальных менисках, для достижения наибольших значений линейного увели-

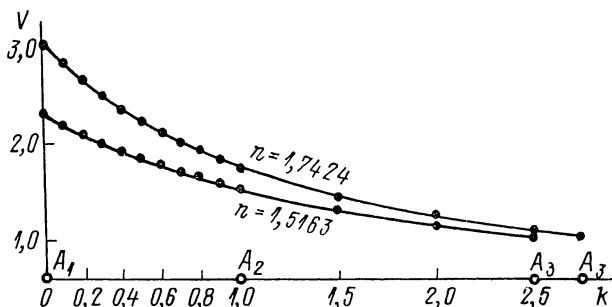


Рис. IV.4. График зависимости $V = f(k)$

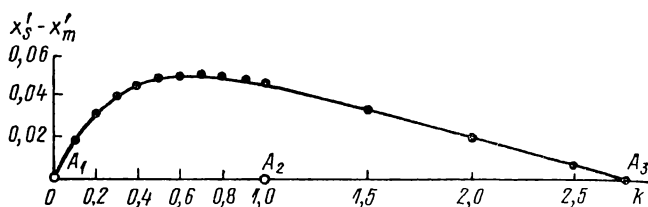


Рис. IV.5. График зависимости $x'_s - x'_m = f(k)$

чения и наилучшей коррекции хроматических aberrаций должны иметь высокие значения показателя преломления n и коэффициента средней дисперсии $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$.

Раскрывая выражение хроматических aberrаций 1-го порядка для толстого мениска, имеем:

$$\left. \begin{aligned} ds' &= -s_1 \frac{V}{\nu} (n - V) - (s_1 V - nd) \frac{(1 - n)}{\nu}; \\ \frac{\delta l'}{l'} &= -\frac{1}{V\nu} \left\{ (n - V) + (1 - n) \left[\left(1 - d \frac{(n - 1)k}{ns_1} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.11})$$

где ds' и $\delta l'/l'$ — хроматизм положения и увеличения соответственно.

Наиболее подходящим материалом является марка стекла СТК9, у которого $n_D = 1,7424$; $\nu = 50,2$.

Конструктивные элементы мениска могут быть определены по следующим соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \frac{s_1}{k}; \\ r_2 &= \frac{1-n}{n \left(S_{IV} + \frac{1-n}{nr_1} \right)}; \\ d &= \frac{nr_1}{1+k(n-1)} - r_2 \frac{1+n}{n}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.12)$$

Фронтальная часть в виде «толстого» и апланатического менисков. Такого типа фронтальная часть (рис. IV. 6) применяется при расчете безиммерсионных планобъективов со средними

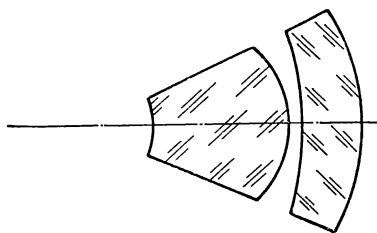


Рис. IV.6. Фронтальная часть в виде «толстого» и апланатического менисков

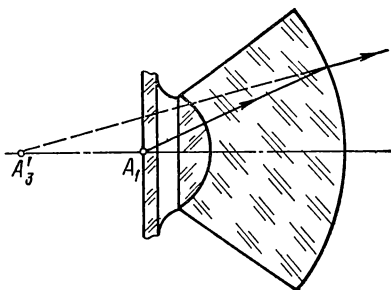


Рис. IV.7. Фронтальный мениск для иммерсионных объективов

и большими числовыми апертурами. Второй — апланатический — мениск вводится с целью дальнейшего уменьшения числовой апертуры для последующей части.

Конструктивные элементы вычисляются по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \frac{s_1 V (n-1)}{n_1^2 n_2 - V}; & r_2 &= \frac{1-n_1}{n_1 S_{IV} + \frac{1-n}{r_1}}; \\ r_3 &= r_2 (1+n_1) - d_2; & r_4 &= \frac{r_3 - d_3}{1 + \frac{1}{n_2}}; \\ d_1 &= \frac{s_1 V}{n_1 n_2} - \frac{r_2 (1+n_1)}{n_1}; & s'_4 &= r_4 (1+n_2), \end{aligned} \right\} \quad (IV.13)$$

где r_1, r_2 — радиусы поверхностей «толстого» мениска; r_3, r_4 — радиусы поверхностей апланатического мениска; n_1, n_2 — показатели преломления оптических сред первого и второго менисков соответственно; d_1 — толщина «толстого» мениска; d_2 — воздушный промежуток между менисками; d_3 — толщина апланатического мениска; S_{IV} — коэффициент Петцваля «толстого» мениска.

Фронтальные линзы для иммерсионных объективов. Первый тип фронтальной части (рис. IV.7) представляет собой склеенную линзу, особенностью которой является то, что показатели преломления иммерсии, покровного стекла и первой линзы практически одинаковы. Осевая точка предмета A_1 находится в центре кривизны второй поверхности, а ее 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 этим существенно облегчается чистка первой поверхности и исключается возможность попадания воздушного пузыря в поле зрения.

Конструктивные элементы такой фронтальной линзы могут быть вычислены по формулам:

$$\left. \begin{aligned} r_1 = \infty; \quad r_2 = s_1 - d_1; \quad r_3 = \frac{r_2 - d_2}{1 + \frac{1}{n_2}}; \\ d_2 = r_2 + \frac{1 - \frac{1}{n_2^2}}{S_{IV} + \frac{\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1}}{r_2}}; \\ V = n_1 n_2; \quad s'_3 = r_3 (1 + n_2), \end{aligned} \right\} \quad (IV.14)$$

где d_1, d_2 — толщины линз; n_1, n_2 — показатели преломления оптических сред линз.

Формулы (IV.14) выведены в предположении, что показатель преломления первой линзы равен показателю преломления иммерсии.

Фронтальная линза второго типа отличается от предыдущей тем, что осевая точка предмета совпадает с апланатической точкой третьего типа второй поверхности, а изображение после второй поверхности находится в центре кривизны третьей поверхности. Конструктивные элементы определяются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} r_1 = \infty; \quad r_2 = \frac{s_1 - d_1}{1 + \frac{n_2}{n_1}}; \quad r_3 = \frac{\frac{1}{n_2} - 1}{S_{IV} + \frac{\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1}}{r_2}}; \\ d_2 = r_2 \left(1 + \frac{n_1}{n_2} \right) - r_3; \quad V = n_1^2; \quad s'_3 = r_3. \end{aligned} \right\} \quad (IV.15)$$

Особенностью фронтальной линзы третьего типа является то, что осевая точка предмета совпадает с апланатической точкой третьего типа второй поверхности, а изображение после второй поверхности — с апланатической точкой третьего типа третьей поверхности.

Конструктивные элементы такой линзы определяются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \infty; \\ r_2 &= \frac{s_1 - d_1}{1 + \frac{n_2}{n_1}}; \\ r_3 &= \frac{r_2 \left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right) - d_2}{1 + \frac{1}{n_2}}; \\ d_2 &= r_2 \left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right) + \frac{1 - \frac{1}{n_2^2}}{\frac{1}{n_2} - \frac{1}{r_2}}; \\ V &= n_1^2 n_2; \\ s'_3 &= r_3 (1 + n_2). \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.16})$$

С целью дальнейшего снижения числовой апертуры за фронтальной линзой для иммерсионных объективов можно расположить апланатический мениск (один или несколько).

Одним из существенных недостатков рассмотренных выше фронтальных частей являются значительные хроматические аберрации, вносимые менисками, компенсация которых в последующей части связана иногда с большими трудностями. С целью уменьшения хроматических аберраций апланатические мениски можно выполнить склеенными из марок стекол, имеющих близкие n , но различные ν , т. е. можно ввести хроматическую поверхность склейки. В некоторых случаях приходится отступить от строгого выполнения апланатизма и за фронтальной линзой разместить склеенные дублеты, исправляющие ее хроматические аберрации.

После выбора типа фронтальной части и определения ее конструктивных элементов производится расчет хода лучей с целью выяснения аберраций фронтальной части. На этом габаритный и предварительный абберационный расчеты фронтальной части заканчиваются, и можно переходить к расчету последующей части объектива.

14. Габаритный расчет последующей части

В результате расчета фронтальной части становятся известными ее линейное увеличение V_Φ и последний отрезок s'_Φ . В соответствии с основными положениями метода расчета по частям последующая часть объектива должна обладать вполне определенными значениями увеличения V_Π или фокусного расстояния f'_Π , вычисленными для обратного хода лучей. При этом величины V_Π или f'_Π (в случае, если рассчитывается объектив с длиной тубуса,

равной бесконечности), а также s'_n должны быть рассчитаны таким образом, чтобы при соединении обеих частей система имела заданные величины увеличения или фокусного расстояния и заданное расстояние от предмета до изображения.

Кроме удовлетворения этих условий объектив должен иметь вполне определенную высоту — расстояние от предмета до опорной плоскости объектива. Нетрудно убедиться, что всем этим требованиям может удовлетворить оптическая система, состоящая

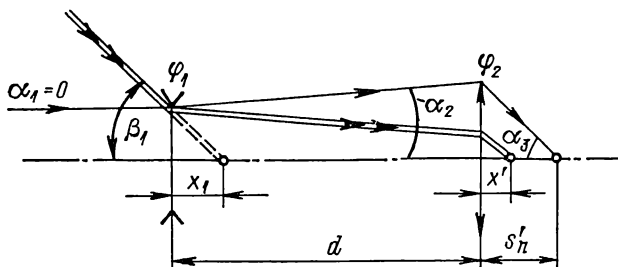


Рис. IV.8. Принципиальная оптическая схема последующей части при $s_1 = \infty$

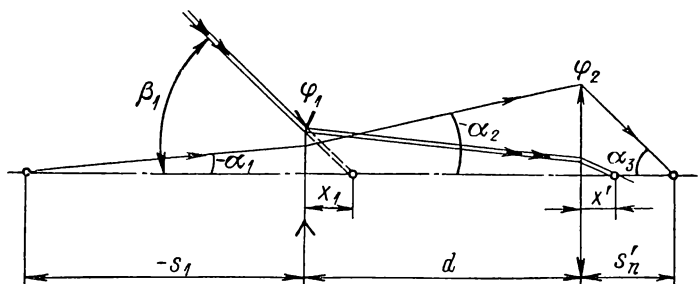


Рис. IV.9. Принципиальная оптическая схема последующей части при $s_1 \neq \infty$

из двух компонентов, которые в первом приближении можно считать тонкими, разделенных воздушным промежутком конечной величины.

На рис. IV.8 и IV.9 изображены принципиальные оптические схемы последующей части при расположении предмета на бесконечно большом и на конечном расстоянии.

Рассмотрим первый случай (рис. IV.8). Если принять следующие условия нормировки: $h_1 = f' = 1$; $\alpha_1 = 0$ и $\alpha' = 1$, то можно написать два уравнения: первое — для выполнения условия масштабов, второе — для заданной величины последнего отрезка:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2 &= 1; \\ 1 - d\varphi_1 &= s'_n. \end{aligned} \right\} \quad (IV.17)$$

Таким образом, имеем два линейных уравнения и три свободных параметра: φ_1 , φ_2 и d . Для решения этой системы следует одному из параметров придавать ряд числовых значений. Как правило, такой величиной является d , которая не может быть произвольной, так как она ограничена высотой всего объектива. В тех случаях, когда высота объектива позволяет варьировать величину d , этим можно воспользоваться как дополнительным параметром при дальнейшем абберрационном расчете в связи с появлением возможности изменять соотношения между оптическими силами компонентов.

Практически удобно выразить оптические силы компонентов φ_1 и φ_2 в (IV.17) через углы первого параксиального луча с оптической осью. Принимая во внимание принятую нормировку, имеем

$$1 - d\alpha_2 = s'_n. \quad (\text{IV.18})$$

Таким образом, вместо выполнения двух условий (IV.17) требуется выполнить одно уравнение с двумя неизвестными d и α_2 . Для его решения одной из величин также следует придавать произвольные числовые значения.

Определив α_2 при заданном значении d , легко найти оптические силы обоих компонентов:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \alpha_2; \\ \varphi_2 &= \frac{1 - \alpha_2}{1 - d\alpha_2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.19})$$

Реальные фокусные расстояния компонентов получают из формул:

$$\left. \begin{aligned} f'_1 &= \frac{f'_n}{\alpha_2}; \\ f'_2 &= f'_n \frac{1 - d\alpha_2}{1 - \alpha_2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.20})$$

Числовые значения фокусного расстояния последующей части f'_n и ее заднего отрезка s'_n определяют из следующих соотношений, вытекающих из условия взаимного согласования фронтальной и последующей частей объектива:

$$\left. \begin{aligned} f'_n &= f'_\phi V_\phi; \\ s'_n &= -s'_\phi + \delta, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.21})$$

где f'_ϕ — фокусное расстояние объектива; s'_ϕ — задний отрезок фронтальной части; δ — расстояние между последней поверхностью фронтальной части и вторым (в обратном ходе) компонентом последующей части.

Рассмотрим второй случай, когда предмет расположен на конечном расстоянии (рис. IV.9). Вводя следующие условия нормировки: $\alpha_1 = V_n$, $\alpha' = 1$, $h_1 = s_1\alpha_1$, где s_1 — расстояние предмета

от первого (в обратном ходе) компонента, находим выражение для заднего отрезка последующей части

$$s'_\Pi = s_1 V_\Pi - d\alpha_2. \quad (\text{IV.22})$$

Оптические силы и фокусные расстояния компонентов определяются из следующих выражений:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{h_1} = \frac{\alpha_2 - V_\Pi}{s_1 V_\Pi}; \\ \varphi_2 &= \frac{1 - \alpha_2}{h_2} = \frac{1 - \alpha_2}{s_1 V_\Pi - d\alpha_2}; \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.23})$$

$$\left. \begin{aligned} f'_1 &= \frac{s_1 V_\Pi}{\alpha_2 - V_\Pi}; \\ f'_2 &= \frac{s_1 V_\Pi - d\alpha_2}{1 - \alpha_2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.24})$$

Увеличение последующей части V_Π находится из условия компоновки фронтальной и последующей частей:

$$V_\Pi = \frac{V_\Phi}{V_o}, \quad (\text{IV.25})$$

где V_o , V_Φ — увеличение всего объектива и фронтальной части соответственно.

Величина заднего отрезка последующей части определяется из (IV.21). Величину δ в начальной стадии расчета можно принять равной 3—5 мм с учетом того, что в дальнейшем компоненты последующей части будут иметь реальные толщины. Введение последних, безусловно, влияет на расположение в них главных плоскостей. Если окажется, что величина δ слишком велика или, наоборот, меньше нуля, что совсем недопустимо, можно изменить величины s'_Φ или s'_Π путем соответствующего перерасчета. Как правило, эти изменения незначительны и существенным образом не влияют на состояние коррекции всего объектива.

Уже на стадии габаритного расчета, в особенности если разрабатывается объектив с плоским полем, полезно вычислить коэффициент Петцваля для последующей части:

$$S_{IV(\Pi)} = \sum_1^2 \varphi\pi \approx \pi(\varphi_1 + \varphi_2). \quad (\text{IV.26})$$

Величина π для тонких компонентов может быть принята равной 0,7 [64], поэтому окончательно имеем

$$S_{IV(\Pi)} \approx 0,7(\varphi_1 + \varphi_2), \quad (\text{IV.27})$$

где φ_1 и φ_2 — реальные оптические силы компонентов.

Весьма полезно определение числовых значений относительных отверстий (диаметров) компонентов, так как это облегчит

выбор их типа при абберационном расчете. Используя рис. IV.8 и IV.9 и формулы IV.21, IV.25, находим приближенные значения относительных диаметров:

$$\left. \begin{aligned} \frac{D_1}{f'_1} &= 2 \frac{A_o}{V_\Phi} (\alpha_2 - \alpha_1); \\ \frac{D_2}{f'_2} &= 2 \frac{A_o}{V_\Phi} (1 - \alpha_2), \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.28})$$

где A_o — числовая апертура объектива; α_1 и α_2 — углы первого параксиального луча с оптической осью для последующей части (в обратном ходе).

На этом габаритный расчет последующей части заканчивается.

15. Расчет последующей части в области аббераций 3-го порядка

Абберации последующей части должны быть рассчитаны таким образом, чтобы при соединении ее с фронтальной частью объектив в целом имел заданную коррекцию аббераций.

В зависимости от назначения и типа объектива коррекции подлежат те или иные абберации. Для всех типов объективов наиболее тщательно должны быть исправлены абберации для точки на оси, т. е. хроматизм положения, сферическая и сферохроматическая абберации. Если рассчитывается ахроматический объектив, то к этим условиям добавляется исправление комы и астигматизма. При расчете объективов с увеличенным полем зрения (планобъективов) добавляется еще и исправление кривизны поверхности изображения.

Абберации последующей части рассчитываются так, чтобы они в первом приближении были равны по абсолютной величине соответствующим абберациям фронтальной части, но противоположны по знаку (для продольных величин). Расчет последующей части, как уже отмечалось, производится для обратного хода лучей.

В случае расчета ахроматического объектива с плоским полем должны быть выполнены следующие условия (величины, стоящие в левой части равенств, относятся к последующей части, а в правой — к фронтальной):

$$\left. \begin{aligned} \delta s'_n &= -\delta s'_\Phi; \\ \eta_n &= \eta_\Phi; \\ (x'_s - x'_m)_n &= -(x'_s - x'_m)_\Phi; \\ S_{IV(n)} &= -S_{IV(\Phi)}; \\ ds'_n &= -ds'_\Phi; \\ \delta l'_n &= \delta l'_\Phi, \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.29})$$

где $\delta s'$ — продольная сферическая абберация; η — величина, характеризующая отступление от условия изопланатизма и определяющая кому; $x'_s - x'_m$ — астигматическая разность бесконечно тонких пучков лучей; S_{IV} — коэффициент Петцваля, определяющий кривизну поверхности изображения; ds' , $\delta l'$ — хроматическая разность положения и увеличения соответственно.

Дисторсия в объективах микроскопов (за исключением объективов специального назначения), как правило, не подлежит исправлению вследствие сравнительно малого поля зрения.

Вопрос об исправлении вторичного спектра и сферохроматической абберации при расчете апохроматических объективов будет рассмотрен ниже.

Как уже отмечалось, абберации фронтальной части вычисляются путем расчета хода лучей. Предварительный абберационный расчет последующей части проводится на основе теории аббераций 3-го порядка. Поскольку этот вопрос достаточно хорошо освещен в литературе [64—66, 70], приведем лишь общий вид разложения аббераций, связывающих абберации с коэффициентами аббераций 3-го порядка:

$$\left. \begin{aligned} -2n'_i\alpha'_i\delta g'_i &= \frac{u_p(u_p^2 + U_p^2)}{\alpha_p^3} S_{1I}^k + \frac{(3u_p^2 + U_p^2)w_q}{\alpha_p^3\beta_q} S_{1II}^k + \\ &+ \frac{u_p w_q^2}{\alpha_p\beta_q^2} \left(3 S_{1III}^k + J^2 S_{1IV}^k \right) + \left(\frac{w_q}{\beta_q} \right)^3 S_{1V}^k; \\ -2n'_i\alpha'_i\delta G'_i &= \frac{U_p(u_p^2 + U_p^2)}{\alpha_p^3} S_{1I}^k + 2 \frac{U_p u_p w_q}{\alpha_p^2\beta_q} S_{1II}^k + \\ &+ \frac{U_p w_q^2}{\alpha_p\beta_q^2} \left(S_{1III}^k + J^2 S_{1IV}^k \right), \end{aligned} \right\} \quad (IV.30)$$

где $\delta g'_i$ и $\delta G'_i$ — поперечные составляющие аббераций в меридиональной и сагиттальной плоскостях в i -м пространстве; n'_i — показатель преломления i -й среды; α_p — угол первого параксиального луча с оптической осью системы в p -м пространстве; β_q — угол второго параксиального луча с оптической осью системы в q -м пространстве; u_p и U_p — апертурные углы в p -м пространстве; w_q — угол поля зрения в q -м пространстве; k — число компонентов в системе; $J = n_1\alpha_1 l_{1,0} = \dots = n'_i\alpha'_i l'_0 = n_i\alpha_i\beta_i(x_i - s_i)$ — инвариант Лагранжа—Гельмгольца; x_i , s_i — расстояние входного зрачка и предмета соответственно от i -й поверхности; $l_{1,0}$ — величина предмета (параксиальная); β_i — угол второго параксиального луча в i -м пространстве.

Величины углов выражаются следующим образом:

$$u_p = - \frac{m_p}{x_p - s_p};$$

$$U_p = - \frac{M_p}{x_p - s_p};$$

$$w_q = \frac{l_q}{x_q - s_q};$$

$$\alpha_p = \frac{h_p}{s_p};$$

$$\beta_q = \frac{y_q}{x_q},$$

где m_p и M_p — координаты пересечения апертурного луча с плоскостью зрачка в p -м пространстве; x_p и s_p — расстояние зрачка и предмета от p -й поверхности; l_q — величина предмета (реальная) в q -м пространстве; h_p — высота пересечения первого параксиального луча с p -й поверхностью; y_q — высота пересечения второго параксиального луча с q -й поверхностью.

Наибольшее практическое значение формулы (IV.30) приобретают в случае, если оптическая система состоит из тонких компонентов. Под тонкими компонентами понимаются такие, влиянием толщин которых на оптические характеристики и аберрации можно пренебречь.

Выражения коэффициентов аберраций, входящие в (IV.30), принимают тогда вид:

$$S_I = \sum_1^k h_i P_i; \quad S_{II} = \sum_1^k y_i P_i - J \sum_1^k W_i;$$

$$S_{III} = \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i} P_i - 2J \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} W_i + J^2 \sum_1^k \varphi_i;$$

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

$$S_V = \sum_1^k \frac{y_i^3}{h_i^2} P_i - 3J \sum_1^k \frac{y_i^2}{h_i^2} W_i + J^2 \sum_1^k \frac{y_i}{h_i} \varphi_i (3 + \pi_i),$$

где h_i , y_i — высота пересечения соответственно первого и второго параксиального луча с i -м компонентом; k — число тонких ком-

понентов в системе; φ_i — оптическая сила i -го компонента; J — инвариант Лагранжа—Гельмгольца.

Величины P_i и W_i связаны с основными параметрами компонента следующими зависимостями, подробный вывод которых дан проф. Г. Г. Слюсаревым в [64]:

$$P_i = (\alpha' - \alpha)^3 P_i^* + 4\alpha(\alpha' - \alpha)^2 W_i^* + \alpha(\alpha' - \alpha)[2\alpha(2 + \pi) - \alpha'];$$

$$W_i = (\alpha' - \alpha)^2 W_i^* + \alpha(\alpha' - \alpha)(2 + \pi),$$

где α и α' — углы первого параксиального луча в пространстве предметов и изображений i -го компонента, а величины P_i^* , W_i^* и π — основные параметры компонентов.

Следует отметить, что величины P^* , W^* вычисляются при условии, что $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = 1$, $h_1 = f' = 1$. Величина π для тонких компонентов в практических расчетах может быть принята равной 0,7.

Хроматическая аберрация положения 1-го порядка для системы, состоящей из тонких компонентов, определяется следующим выражением:

$$ds' = \frac{1}{n'\alpha'^2} \sum_1^k h_i C_i^* (\alpha'_i - \alpha_i),$$

где

$$ds' = s'_{\lambda_2} - s'_{\lambda_1};$$

$$C_i^* = \sum_1^m \left(\frac{\Delta\alpha}{\Delta\mu} \right) \Delta \frac{dn}{n};$$

$$dn = n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}.$$

Хроматическая разность увеличения 1-го порядка имеет вид

$$\frac{\delta l'}{l'} = \frac{\sum y_i C_i^* (\alpha'_i - \alpha_i)}{J},$$

где $\delta l' = l'_{\lambda_2} - l'_{\lambda_1}$; l' — величина изображения в плоскости Гаусса для основной длины волны.

Из уравнений (IV.30) легко найти связь коэффициентов аберраций 3-го порядка с самими аберрациями. При расчете последующей части могут встретиться два случая расположения предмета: на конечном расстоянии и на бесконечности. Поэтому приведем окончательные выражения при различных условиях нормировки для указанных случаев расположения предмета.

1. Если предмет находится на бесконечности, то при $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = 1$, $h_1 = f' = 1$, $\beta_1 = 1$

$$\left. \begin{aligned} \delta s' &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 u_m f' \bar{S}_I; \\ \eta &= \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 u_m \bar{S}_{II}; \\ x'_s - x'_m &= f' \operatorname{tg}^2 w_1 \bar{S}_{III}; \\ \delta l'_\Delta &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 w_1 f' \bar{S}_V; \\ ds' &= f' \bar{S}_I^{\text{xp}} = f' \sum_1^k hC^* (\alpha' - \alpha); \\ \frac{\delta l'}{l'} &= \bar{S}_{II}^{\text{xp}} = -\sum_1^k yC^* (\alpha' - \alpha). \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.31})$$

При $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = 1$, $h_1 = f'$, $\beta_1 = 1$

$$\left. \begin{aligned} \delta s' &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 u_m S_I; \\ \eta &= \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 u_m}{f'} S_{II}; \\ x'_s - x'_m &= \operatorname{tg}^2 w_1 S_{III}; \\ \delta l'_\Delta &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^3 w_1 S_V; \\ ds' &= S_I^{\text{xp}} = \sum hC^* (\alpha' - \alpha); \\ \frac{\delta l'}{l'} &= S_{II}^{\text{xp}} = -\frac{\sum yC^* (\alpha' - \alpha)}{f'}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.32})$$

2. Если предмет находится на конечном расстоянии, то при $\alpha_1 = V$, $\alpha' = 1$, $\beta_1 = 1$

$$\left. \begin{aligned} \delta s' &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 u_m S_I; \quad \eta = -\frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 u_m}{J} S_{II}; \\ x'_s - x'_m &= \operatorname{tg}^2 w_1 S_{III}; \quad \delta l'_\Delta = -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 w S_V; \\ ds' &= S_I^{\text{xp}} = \sum_1^k hC^* (\alpha' - \alpha); \quad \frac{\delta l'}{l'} = S_{II}^{\text{xp}} = \frac{\sum_1^k yC^* (\alpha' - \alpha)}{J}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.33})$$

При $\alpha_1 = V$, $\alpha' = 1$, $\beta_1 = 0$

$$\left. \begin{aligned} \delta s' &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \mu_m S_{II}; \quad \eta = -\frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg}^2 \mu_m}{l_0} S_{II}; \\ x'_s - x'_m &= \left(\frac{l}{l_0}\right)^2 S_{III}; \quad \delta l'_\Delta = -\frac{1}{2} \left(\frac{l}{l_0}\right)^3 S_V; \\ ds' = S_I^{xp} &= \sum_1^k h C^* (\alpha' - \alpha); \quad \frac{\delta l'}{l'} = S_{II}^{xp} = \frac{\sum_1^k y C^* (\alpha' - \alpha)}{l_0 V}, \end{aligned} \right\} \quad (IV.34)$$

где l , l_0 — реальная и параксиальная величина предмета соответственно.

В результате габаритного расчета последующей части было установлено, что ее оптическая схема в виде двух тонких компонентов удовлетворяет предъявляемым требованиям и обеспечивает заданное увеличение или фокусное расстояние объектива в целом.

Рассмотрим коррекционные возможности такой оптической схемы. Из теории аберраций 3-го порядка следует, что один тонкий компонент обладает тремя основными параметрами: P^* , W^* и C^* (параметр π практически постоянен и равен 0,7). Таким образом, у системы из двух тонких компонентов имеется шесть параметров, то есть можно в принципе исправить четыре монохроматические аберрации и две хроматические. В большинстве случаев при расчете объективов микроскопа требуется исправление двух хроматических аберраций (положения и увеличения) и трех монохроматических: сферической, комы и астигматизма. Если требуется более тщательное исправление кривизны поверхности, то ее можно исправить путем выбора соответствующего типа фронтальной части с нужным значением коэффициента Петцваля.

Таким образом, задача в общем случае сводится к решению трех уравнений для S_I , S_{II} и S_{III} , линейных относительно основных параметров P_1^* , W_1^* , P_2^* и W_2^* , и двух уравнений для S_I^{xp} и S_{II}^{xp} , линейных относительно C_1^* и C_2^* .

Придавая одной из величин P_1^* , W_1^* , W_2^* или P_2^* ряд числовых значений и решая совместно три линейных уравнения, находят остальные параметры. В зависимости от числовых значений величин основных параметров и относительных отверстий выбирают типы компонентов, вычисляют их конструктивные элементы и производят контрольные расчеты хода лучей. В случае, если аберрации заметно отличаются от заданных, процесс следует повторить путем интерполяции числовых значений коэффициентов аберраций либо путем изменения величины одного из свободных параметров.

При расчете объективов с плоским полем наиболее рациональной оказалась оптическая схема последующей части из двух ком-

понентов, первый из которых представляет собой простую линзу. В этом случае задача сводится, как будет показано ниже, к решению трех квадратных уравнений. В результате получаем две пары решений относительно основных параметров. Для выполнения условий ахроматизации в первом компоненте может быть в случае необходимости введена хроматическая поверхность склейки.

Напишем выражения коэффициентов аберраций 3-го порядка для такого типа системы:

$$\left. \begin{aligned}
 S_I &= h_1 b (\alpha_2 - \alpha_1)^3 W_1^{*2} + [4h_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - \\
 &\quad - 2h_1 b c (\alpha_2 - \alpha_1)^3] W_1^* + h_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2^* + \\
 &\quad + 4h_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 W_2^* + h_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^3 (a + b c^2) + \\
 &\quad + h_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4 \alpha_1 - \alpha_2) + h_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4 \alpha_2 - \alpha_3); \\
 S_{II} &= y_1 b (\alpha_2 - \alpha_1)^3 W_1^{*2} + [4y_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - \\
 &\quad - 2y_1 b c (\alpha_2 - \alpha_1)^3 - J (\alpha_2 - \alpha_1)^2] W_1^* + y_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2^* + \\
 &\quad + [4y_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 - J (\alpha_3 - \alpha_2)^2] W_2^* + \\
 &\quad + y_1 (a + b c^2) (\alpha_2 - \alpha_1)^3 + y_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4 \alpha_1 - \alpha_2) + \\
 &\quad + y_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4 \alpha_2 - \alpha_3) - 2,7 J \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) - \\
 &\quad - 2,7 J \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2); \\
 S_{III} &= \frac{y_1^2}{h_1} b (\alpha_2 - \alpha_1)^3 W_1^{*2} + \left[4 \frac{y_1^2}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - \right. \\
 &\quad - 2 \frac{y_1^2}{h_1} b c (\alpha_2 - \alpha_1)^3 - 2J \frac{y_1}{h_1} (\alpha_2 - \alpha_1)^2 \left. \right] W_1^* + \\
 &\quad + \frac{y_2^2}{h_2} (\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2^* + \left[4 \frac{y_2^2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 - \right. \\
 &\quad - 2J \frac{y_2}{h_2} (\alpha_3 - \alpha_2)^2 \left. \right] W_2^* + \frac{y_1^2}{h_1} (a + b c^2) (\alpha_2 - \alpha_1)^3 + \\
 &\quad + \frac{y_1^2}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4 \alpha_1 - \alpha_2) + \\
 &\quad + \frac{y_2^2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4 \alpha_2 - \alpha_3) - 5,4 J \frac{y_1}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) - \\
 &\quad - 5,4 J \frac{y_2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) + J^2 (\varphi_1 + \varphi_2);
 \end{aligned} \right\} \quad (IV.35)$$

$$\left. \begin{aligned}
 S_I^{xp} &= h_1 (\alpha_2 - \alpha_1) C_1^* + h_2 (\alpha_3 - \alpha_2) C_2^*; \\
 S_{II}^{xp} &= \frac{1}{J} [y_1 (\alpha_2 - \alpha_1) C_1^* + y_2 (\alpha_3 - \alpha_2) C_2^*],
 \end{aligned} \right\} \quad (IV.36)$$

где W_1^* , C_1^* , W_2^* , P_2^* , C_2^* — основные параметры компонентов; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — углы первого паракиального луча с оптической осью;

h_1, h_2 — высоты пересечения первого параксиального луча с компонентами; y_1, y_2 — высоты пересечения второго параксиального луча с компонентами; φ_1, φ_2 — оптические силы компонентов; J — инвариант Лагранжа.

Введем обозначения:

$$A_1 = h_1 b (\alpha_2 - \alpha_1)^3; A_2 = y_1 b (\alpha_2 - \alpha_1)^3;$$

$$A_3 = \frac{y_1^2}{h_1} b (\alpha_2 - \alpha_1)^3;$$

$$B_1 = 4h_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - 2h_1 bc (\alpha_2 - \alpha_1)^3;$$

$$B_2 = 4y_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - 2y_1 bc (\alpha_2 - \alpha_1)^3 - J (\alpha_2 - \alpha_1)^2;$$

$$B_3 = 4 \frac{y_1^2}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 - 2 \frac{y_1^2}{h_1} bc (\alpha_2 - \alpha_1)^3 - 2J \frac{y_1}{h_1} (\alpha_2 - \alpha_1)^2;$$

$$C_1 = h_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^3; C_2 = y_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^3; C_3 = \frac{y_2^2}{h_2} (\alpha_3 - \alpha_2)^3;$$

$$D_1 = 4h_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2; D_2 = 4y_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 - J (\alpha_3 - \alpha_2)^2;$$

$$D_3 = 4 \frac{y_2^2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) - 2J \frac{y_2}{h_2} (\alpha_3 - \alpha_2)^2;$$

$$E_1 = h_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^3 (a + bc^2) + h_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4\alpha_1 - \alpha_2) + h_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4\alpha_2 - \alpha_3);$$

$$E_2 = y_1 (a + bc^2) (\alpha_2 - \alpha_1)^3 + y_1 \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4\alpha_1 - \alpha_2) + y_2 \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4\alpha_2 - \alpha_3) - 2,7J \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) - 2,7J \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2);$$

$$E_3 = \frac{y_1^2}{h_1} (\alpha + bc^2) (\alpha_2 - \alpha_1)^3 + \frac{y_1^2}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (5,4\alpha_1 - \alpha_2) + \\ + \frac{y_2^2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (5,4\alpha_2 - \alpha_3) - 5,4J \frac{y_1}{h_1} \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) - \\ - 5,4J \frac{y_2}{h_2} \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) + J^2 (\varphi_1 + \varphi_2).$$

Тогда выражения для коэффициентов аберраций примут вид:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= A_1 W_1^{*2} + B_1 W_1^* + C_1 P_2^* + D_1 W_2^* + E_1; \\ S_{II} &= A_2 W_1^{*2} + B_2 W_1^* + C_2 P_2^* + D_2 W_2^* + E_2; \\ S_{III} &= A_3 W_1^{*2} + B_3 W_1^* + C_3 P_2^* + D_3 W_2^* + E_3. \end{aligned} \right\} \quad (IV.37)$$

Решив эти уравнения относительно W_1^* , получим:

$$W_1^{*2} + \frac{n}{m} W_1^* + \frac{p}{m} = 0; \quad (IV.38)$$

$$W_{I(1,2)}^* = -\frac{n}{2m} \pm \sqrt{\frac{n^2}{4m^2} - \frac{p}{m}}, \quad (IV.39)$$

где

$$m = A_1 - \frac{D_1}{D_2} A_2 - \frac{C_1 - \frac{D_1}{D_2} C_2}{C_2 - \frac{D_2}{D_3} C_3} \left(A_2 - \frac{D_2}{D_3} A_3 \right);$$

$$n = B_1 - \frac{D_1}{D_2} B_2 - \frac{C_1 - \frac{D_1}{D_2} C_2}{C_2 - \frac{D_2}{D_3} C_3} \left(B_2 - \frac{D_2}{D_3} B_3 \right);$$

$$p = E_1 - \frac{D_1}{D_2} E_2 - \frac{C_1 - \frac{D_1}{D_2} C_2}{C_2 - \frac{D_2}{D_3} C_3} \left(E_2 - \frac{D_2}{D_3} E_3 \right) - \\ - S_I + \frac{D_1}{D_2} S_{II} + \frac{C_1 - \frac{D_1}{D_3} C_2}{C_2 - \frac{D_2}{D_3} C_3} \left(S_{II} - \frac{D_2}{D_3} S_{III} \right).$$

Подставив найденные корни решения $W_{1(1,2)}^*$ в (IV.37), найдем систему трех линейных уравнений, которые решаются обычным способом. В результате получим два решения системы уравнений (IV.37): $W_{1(1)}^*$, $P_{1(1)}^*$, $W_{2(1)}^*$, $P_{2(1)}^*$ и $W_{1(2)}^*$, $P_{1(2)}^*$, $W_{2(2)}^*$, $P_{2(2)}^*$.

Напомним, что W_1^* и P_1^* в случае простой линзы связаны следующей зависимостью:

$$P_1^* = \frac{(4n-1)n}{4(2+n)(n-1)^2} + \left[1 - \frac{1}{(1+n)^2} \right] W_1^{*2} - \\ - 2 \left[1 - \frac{1}{(1+n)^2} \right] \left[\frac{1}{2(2+n)} \right] W_1^* + \left[1 - \frac{1}{(1+n)^2} \right] \frac{1}{4(2+n)^2}$$

или

$$P_1^* = bW_1^{*2} - 2bcW_1^* + (a + bc^2),$$

где

$$a = \frac{(4n-1)n}{4(2+n)(n-1)^2}; \quad b = 1 - \frac{1}{(1+n)^2}; \quad c = \frac{1}{2(2+n)};$$

n — показатель преломления.

После определения основных параметров компонентов W_1^* , P_1^* , C_1^* и W_2^* , P_2^* , C_2^* , а также их фокусных расстояний выбираются типы компонентов. Практика расчета показывает, что при разработке объективов с плоским полем, в том числе и высокоапертурных, первый компонент может быть выполнен в виде простого или склеенного мениска из марок стекол с близкими показателями преломления для средней длины волны и различными коэффициентами средней дисперсии. Расчет его конструктивных элементов может

быть выполнен следующим образом. Из выражения для W_1^* простой линзы определяем α_2 :

$$\alpha_2 = \frac{1 - W_1^* \left(1 - \frac{1}{n}\right)}{1 + \frac{1}{n}}. \quad (\text{IV.40})$$

Затем по известной рекуррентной формуле находим радиусы преломляющих поверхностей

$$r = h_1 \frac{\Delta n}{\Delta \alpha n},$$

где $h_1 = f'_1$.

Руководствуясь при выборе конечной толщины конструктивными соображениями либо необходимостью уменьшить высоту объектива, находим и радиус второй поверхности.

Практические расчеты показывают, что оптическая схема последующей части объективов с плоским полем принимает вид обратного (реверсивного) телеобъектива, первый компонент которого имеет отрицательную оптическую силу и сравнительно небольшое относительное отверстие. Второй компонент, наоборот, имеет значительный относительный диаметр. В случае чрезмерно большой его величины могут появиться аберрации высших порядков. Поэтому в таких случаях в начальной стадии расчета второй компонент можно заменить двумя одинаковыми компонентами, обладающими эквивалентным фокусным расстоянием и одинаковыми основными параметрами.

Используя свойства компонента, состоящего из двух одинаковых тонких компонентов, можно найти основные параметры его отдельных составляющих [64]:

$$\left. \begin{aligned} W_{1/2}^* &= 2(W^* - 0,68); \\ P_{1/2}^* &= 4(P^* - W^* + 0,26); \\ C_{1/2}^* &= C^*; f'_{1/2} = 2f', \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.41})$$

где W^* , P^* , C^* и f' относятся ко всему второму компоненту, а $W_{1/2}^*$, $P_{1/2}^*$, $C_{1/2}^*$ и $f'_{1/2}$ — к его составляющим.

В случае расчета высокоапертурных объективов может потребоваться введение в оптическую схему трех одинаковых компонентов. Тогда соотношения между основными параметрами имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} W_{1/3}^* &= 3(W^* - 0,9); \\ P_{1/3}^* &= 9(P^* - 1,33W^* + 0,5); \\ C_{1/3}^* &= C^*; f'_{1/3} = 3f'. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.42})$$

После определения основных параметров второго компонента либо его отдельных составляющих выбирают тип компонента

и вычисляют конструктивные элементы. Чаще всего здесь применяются двухлинзовые либо трехлинзовые склеенные объективы, методика расчета которых достаточно хорошо изучена и описана в литературе [43, 61, 64—66].

Трехлинзовые склеенные объективы целесообразно применять в тех случаях, когда компоненты имеют большие положительные значения хроматического параметра C^* . Кроме того, в трехлинзовых компонентах путем подбора показателей преломления можно влиять определенным образом на aberrации высших порядков, что для двухлинзовых склеенных объективов практически невозможно.

Следует подчеркнуть, что практический смысл применения теории aberrаций 3-го порядка при расчете последующей части заключается в том, что связь конструктивных элементов для наиболее распространенных компонентов (простой линзы, двухлинзового, трехлинзового и некоторых других компонентов) с их основными параметрами P^* , W^* и C^* сравнительно проста и методы их расчета хорошо освоены. Задача сводится к решению системы уравнений не выше второй степени. Кроме того, имеются различные вспомогательные таблицы и номограммы, значительно сокращающие объем вычислений.

После определения конструктивных элементов обоих компонентов последующей части последние соединяются и производится расчет хода лучей с целью выяснения действительного состояния коррекций aberrаций. На этом предварительный aberrационный расчет последующей части может быть закончен.

Вычисленные по точным тригонометрическим формулам отдельные aberrации могут не соответствовать заданным по ряду причин. Во-первых, компоненты в начале расчета предполагались бесконечно тонкими, хотя на самом деле они обладают реальными толщинами. Во-вторых, предварительный расчет последующей части производится в предположении, что в системе присутствуют лишь aberrации 3-го порядка, хотя на самом деле у большинства оптических систем кроме aberrации 3-го порядка всегда присутствуют и aberrации более высоких порядков, с которыми приходится считаться. И, наконец, не исключена возможность проникновения в процесс расчета случайных ошибок.

16. Исправление вторичного спектра

При расчете апохроматических объективов микроскопа кроме хорошей коррекции монохроматических aberrаций особое внимание необходимо уделить исправлению вторичного спектра. При его исправлении используется тот же способ, что и при коррекции монохроматических aberrаций, а именно: части объектива — фронтальная и последующая — рассчитываются таким образом, чтобы при соединении их получилась система с устраненным вторичным спектром.

Условиями исправления вторичного спектра у апохроматов являются:

$$\left. \begin{aligned} ds'_{(F-C) \Pi} &= -ds'_{(F-C) \Phi}; \\ ds'_{(F-D) \Pi} &= -ds'_{(F-D) \Phi}, \end{aligned} \right\} \quad (IV.48)$$

так как ахроматизация выполняется для трех длин волн: F , C и D . В (IV.48) $ds'_{(F-C) \Pi}$ и $ds'_{(F-D) \Pi}$ — хроматические аберрации положения последующей части, а $ds'_{(F-C) \Phi}$ и $ds'_{(F-D) \Phi}$ — фронтальной части.

При выполнении условий (IV.48) изображение, даваемое лучами спектральной линии G' , которые наиболее интенсивно действуют на фотографический слой, заметно приближается к изображениям, даваемым лучами D , C и F . В этом и заключается основное преимущество объективов с апохроматической коррекцией.

Предполагая, как и ранее, что последующая часть состоит из двух тонких компонентов, разделенных воздушным промежутком конечной величины, раскроем выражения для $ds'_{(F-C) \Pi}$ и $ds'_{(F-D) \Pi}$:

$$\left. \begin{aligned} ds'_{(F-C) \Pi} &= C_1^* \varphi_1 + C_2^* (1 - d\varphi_1) (1 - \varphi_1); \\ ds'_{(F-D) \Pi} &= \bar{C}_1^* \varphi_1 + \bar{C}_2^* (1 - d\varphi_1) (1 - \varphi_1), \end{aligned} \right\} \quad (IV.49)$$

где C_1^* и C_2^* — основные хроматические параметры компонентов для спектральной области от F до C , а \bar{C}_1^* и \bar{C}_2^* — для области от F до D .

Полагая, что первый компонент выполнен в виде простой линзы, и принимая во внимание (IV.48), из (IV.49) находим C_2^* и \bar{C}_2^* :

$$\left. \begin{aligned} C_2^* &= -\frac{ds'_{(F-C) \Phi} - \frac{\varphi_1}{v_1}}{(1 - d\varphi_1) (1 - \varphi_1)}; \\ \bar{C}_2^* &= -\frac{ds'_{(F-D) \Phi} - \frac{\varphi_1}{v_1}}{(1 - d\varphi_1) (1 - \varphi_1)}, \end{aligned} \right\} \quad (IV.50)$$

где $v_1 = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$; $\bar{v}_1 = \frac{n_D - 1}{n_F - n_D}$.

Таким образом, для того чтобы вторичный спектр у всего объектива был исправлен, необходимо рассчитать второй компонент последующей части с заданными величинами C_2^* и \bar{C}_2^* . В общем случае это можно осуществить, если компонент состоит из трех различных марок оптических сред, что следует из уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 &= 1; \\ \frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} + \frac{\varphi_3}{v_3} &= -C^*; \\ \frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} + \frac{\varphi_3}{v_3} &= -\bar{C}^*. \end{aligned} \right\} \quad (IV.51)$$

Однако практически второй компонент последующей части с заданными величинами P^* , W^* , C^* и \bar{C}^* удастся реализовать и при двух различных оптических средах. Действительно, если фронтальная часть объектива состоит из одной или нескольких положительных одиночных линз, то ее спектр эквивалентен спектру простой линзы. Так как первый компонент последующей части также выполнен в виде простой линзы, то требуется рассчитать и второй ее компонент со спектром, подобным спектру простой линзы. В этом случае задача исправления вторичного спектра решается довольно просто: требуется лишь удовлетворить условие $ds'_{(F-C) \text{ п}} = -ds'_{(F-C) \text{ ф}}$, условие же $ds'_{(F-D) \text{ п}} = -ds'_{(F-D) \text{ ф}}$ выполняется автоматически.

Докажем, что спектр линзы, склеенной из стекол, у которых частные относительные дисперсии одинаковы, подобен спектру простой линзы.

Для одиночной линзы имеем:

$$C^* = -\frac{1}{v} = -\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}; \quad \bar{C}^* = -\frac{1}{\bar{v}} = -\frac{n_F - n_D}{n_D - 1}; \quad \frac{1}{\bar{v}} = \frac{p}{v},$$

где $p = n_F - n_D / n_F - n_C$ — частная относительная дисперсия. Поэтому

$$\bar{C}^* = pC^*. \quad (\text{IV.52})$$

Для линзы, склеенной из двух марок оптических сред, можно написать два уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} &= -C^*; \\ \frac{\varphi_1}{\bar{v}_1} + \frac{\varphi_2}{\bar{v}_2} &= -\bar{C}^*. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.53})$$

Принимая во внимание, что $\bar{v}_1 = v_1/p_1$ и $\bar{v}_2 = v_2/p_2$, и подставляя эти значения во второе уравнение (IV.53), получим

$$p_1 \frac{\varphi_1}{v_1} + p_2 \frac{\varphi_2}{v_2} = -\bar{C}^*. \quad (\text{IV.54})$$

В случае, если $p_1 = p_2 = p$, имеем

$$p \left(\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} \right) = -\bar{C}^*,$$

или

$$pC^* = \bar{C}^*.$$

Таким образом, получим равенство, тождественное (IV.52). Следовательно, если частные относительные дисперсии оптических сред склеенной линзы равны частной относительной дисперсии одиночной линзы, то их спектры эквивалентны. На рис. IV.10 приведены спектры одиночной и склеенной линз с одинаковым фокусным расстоянием и равным по абсолютной величине, но

противоположным по знаку хроматизмом положения. Из рисунка следует, что спектры для обоих случаев идентичны.

Практически для того, чтобы выполнить условие равенства частных относительных дисперсий $p_1 = p_2$ при условии, что $v_1 \neq v_2$, по крайней мере, одна оптическая среда должна иметь особый ход частной относительной дисперсии. Такими «особыми» свойствами обладают оптические стекла марок ОФ, ТБФ, СТК, а также кристаллы CaF_2 , LiF и др. Эти оптические среды на диаграмме Аббе $p = f(v)$, приведенной на рис. III.6, не лежат на прямой, характерной для обычных марок стекол.

В тех случаях, если во фронтальной части применяются склеенные из разных марок стекол линзы или если первый компонент последующей части — также склеенная линза (это иногда необходимо для исправления хроматизма увеличения), спектры обеих частей могут отличаться друг от друга. Задача конструктора заключается в том, чтобы уже на стадии предварительного расчета сбалансировать вторичный спектр обеих частей и тем самым добиться его устранения у объектива в целом.

Следует подчеркнуть, что при расчете апохроматических объективов наилучшие результаты (в отношении вторичного спектра) достигаются, если все линзы или, по крайней мере, большинство из них выполнены из оптических сред с близкими частными относительными дисперсиями. При разработке апохроматов совершенно недопустимо применение тяжелых флинтгов, особенно во фронтальной части, имеющих слишком большие значения частной относительной дисперсии p_D .

В процессе расчета объектива контроль за состоянием коррекции вторичного спектра удобно выполнять, следя за отношением $ds'_{(F-D)}/ds'_{(F-C)}$ для обеих частей.

Условием исправления вторичного спектра для всего объектива является равенство

$$\left(\frac{ds'_{(F-D)}}{ds'_{(C-D)}} \right)_n = \left(\frac{ds'_{(F-D)}}{ds'_{(C-D)}} \right)_\phi. \quad (\text{IV.55})$$

17. Окончательная коррекция объектива

Приступая к завершающей фазе расчета — окончательной коррекции aberrаций, — целесообразно оценить хотя бы приблизительно допустимую несогласованность aberrаций фронтальной и последующей частей.

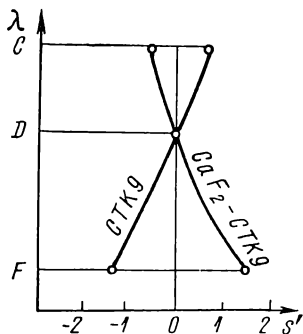


Рис. IV.10. Спектры простой и склеенной линз

Основным критерием оценки качества изображения объектива микроскопа являются его волновые aberrации. Для решения данной задачи наиболее удобны приближенные формулы, учитывающие aberrации 3 и 5-го порядков [11]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{N}{\lambda} &= (70 - 110\alpha) \delta s'_3 u_m'^2 \text{ при } \alpha < 0; \\ \frac{N}{\lambda} &= (70 + 40\alpha) \delta s'_3 u_m'^2 \text{ при } 0 < \alpha < 1; \\ \frac{N}{\lambda} &= 110 \delta s'_{кр} u_m'^2 \text{ при } \alpha > 1, \end{aligned} \right\} \quad (IV.56)$$

где $\alpha = \delta s'_{кр} / \delta s'_3$.

Допустимые значения сферической aberrации в волновой мере (обычно для объективов микроскопа выполняется критерий Рэлея) определяются по (IV.56). В промежуточной плоскости изображения (плоскости стыковки) сферическая aberrация находится из выражения

$$\delta s' = \frac{\delta s'_0}{V_{\pi}^2}. \quad (IV.57)$$

Для определения допустимого значения вторичного спектра и кривизны изображения при $\lambda = 0,000589$ мм используем формулу

$$\frac{N}{\lambda} = 850 \xi u_m'^2, \quad (IV.58)$$

где u'_m — выходная апертура объектива; ξ — величина дефокусировки.

Подставляя вместо ξ значение величин вторичного спектра, меридиональной или сагиттальной кривизны и задаваясь значением левой части (IV.58), определяют допустимые значения этих величин.

После выяснения aberrаций фронтальной и предварительно рассчитанной последующей частей объектива приступают к окончательному aberrационному расчету. Здесь возможны несколько вариантов коррекции, причем для каждого случая избирается своя методика расчета.

После предварительного расчета может оказаться, что aberrации последующей части достаточно близки к aberrациям фронтальной части. Практически это наблюдается довольно редко, причиной чего является главным образом влияние толщин и aberrаций высшего порядка. Если aberrации все же близки, то следует соединить фронтальную и последующую части вместе и произвести расчет хода лучей. Обычно в этом случае aberrации

всей системы достаточно близки к окончательной коррекции. Требуется лишь произвести тонкую доводку отдельных aberrаций. Наиболее удобно для этой цели использовать одну из универсальных программ для автоматизированной коррекции aberrаций на ЭВМ.

Другой возможный вариант характерен тем, что некоторые aberrации последующей части заметно отличаются от соответствующих aberrаций фронтальной части. Однако большого расхождения в aberrациях высших порядков не наблюдается. В этом случае целесообразно произвести перерасчет системы путем интерполяции числовых значений коэффициентов aberrаций последующей части (левых частей уравнения IV.35). После согласования aberrаций обеих частей производится окончательная коррекция aberrаций всей системы.

И, наконец, самый неблагоприятный случай, когда во фронтальной или последующей частях, а возможно и в обеих одновременно, присутствуют aberrации высшего порядка, заметно отличающиеся как по знаку, так и по абсолютной величине. С этим приходится сталкиваться чаще всего при разработке высокоапертурных микрообъективов, объективов с увеличенным рабочим расстоянием и некоторых других типов. После соединения обеих частей целесообразно воспользоваться расчетом по универсальным оптимизирующим программам на ЭВМ. Иногда коррекцию aberrаций вначале лучше производить отдельно для обеих частей.

В случае неудачи следует пересмотреть выбранную оптическую схему объектива с целью выяснения причин появления aberrаций высших порядков. Как известно, они появляются на поверхностях со значительной кривизной, где углы падения лучей на поверхности достигают чрезмерно больших величин. Далее следует исключить из компонентов поверхности с крутыми радиусами путем их перерасчета, изменения типа и рационального подбора оптических материалов.

Несмотря на наличие большого арсенала технических средств, в том числе и ЭВМ, расчет объективов микроскопов, в особенности высокоапертурных, с увеличенными полями зрения, расширенной спектральной областью и некоторых других типов, до сих пор представляет весьма трудную и сложную задачу вычислительной оптики.

В настоящее время роль разработчика микрообъективов сводится главным образом к поиску новых и развитию старых оптических систем с целью повышения их оптических характеристик, улучшения качества изображения и технологичности конструкций на основе совершенствования методов расчета, глубокого изучения теории aberrаций и применения новых оптических сред.

Хочется еще раз обратить внимание на то, что суть рассмотренного метода расчета объективов микроскопа по частям заклю-

чается в следующем: разработка сложного микрообъектива сводится на начальных этапах (выбор принципиальной оптической схемы, габаритный и предварительный абберационный расчеты) к расчету отдельных компонентов, входящих в состав фронтальной и последующей частей (одиночные линзы, двухлинзовые или трехлинзовые склеенные объективы), методика расчета которых достаточно хорошо известна. Применяя этот метод, конструктор может создавать объективы микроскопов различного назначения.

18. Об автоматизации расчета объектива на предварительных этапах

Как известно, конструирование объективов микроскопа, так же как и многих других оптических систем, осуществляется в несколько этапов: 1) выбор принципиальной оптической схемы; 2) габаритный расчет; 3) предварительный абберационный расчет; 4) окончательная коррекция аббераций (тонкая доводка).

Полученный результат и время, затраченное на весь расчет, зависят в большой мере от того, насколько правильно выполнены первоначальные этапы.

В настоящее время достигнуты значительные успехи в области автоматической коррекции аббераций благодаря применению так называемых универсальных программ, составленных для ЭВМ и основанных на различных итерационных методах [30, 31, 58, 66, 73]. Применение этих программ дает наибольший эффект, т. е. ускоряет процесс расчета, в тех случаях, когда исходная система близка по своим оптическим характеристикам к рассчитываемой и обладает достаточным количеством коррекционных параметров. Эти программы, несмотря на огромное быстродействие современных ЭВМ, сравнительно мало ускоряют процесс расчета в случаях, когда характеристики рассчитываемой системы значительно отличаются от исходной, а также при расчете новых оптических систем. И хотя успехи, достигнутые в этой области, значительны, расчет объективов микроскопа остается весьма трудоемким процессом.

При разработке новых систем с повышенными оптическими характеристиками наиболее эффективны комбинированные методы расчета, основанные на всестороннем применении теории абберации в сочетании с огромными возможностями использования ЭВМ.

Несмотря на внешнюю простоту описанного выше метода расчета по частям, расчет объектива микроскопа требует от конструктора затраты сравнительно большого количества времени для производства хотя и не сложных, но достаточно трудоемких математических операций.

В связи с развитием вычислительной техники представляется возможным автоматизировать процесс расчета объективов также и на начальных этапах расчета.

Наиболее трудоемкие и утомительные вычисления конструктору приходится выполнять при предварительном расчете последующей части объектива, т. е. при решении систем уравнений (IV.35) и (IV.36). С целью облегчения расчета и повышения производительности труда была составлена программа для расчета в области аббераций 3-го порядка оптической системы последующей части, состоящей из двух тонких компонентов, расположенных на конечном расстоянии друг от друга. Алгоритмом программы являются выражения (IV.35)—(IV.37). Программа была составлена для ЭВМ «Урал-2», а позднее для БЭСМ-4.

Особенностью такой двухкомпонентной системы является то, что ее первый компонент выполняется либо в виде одиночной линзы, либо склеенным из двух марок стекол, образующих хроматическую поверхность склейки. Такого типа последующая часть, как будет показано ниже, применена почти во всех новых план-объективах.

Эта оптическая система позволяет получить заданные величины увеличения, фокусного расстояния, заднего отрезка и коэффициентов аббераций 3-го порядка (трех монохроматических S_I , S_{II} , S_{III} и двух хроматических S_I^{xp} , S_{II}^{xp}). В результате расчета по заданным величинам f' или V , s' , d , x' , α_1 , n_1 , ν_1 , $A = \sin u_m$, S_I , S_{II} , S_{III} , S_I^{xp} , S_{II}^{xp} определяются фокусные расстояния компонентов f'_1 , f'_2 , их относительные диаметры D_1/f'_1 , D_2/f'_2 и основные параметры W_1^* , P_1^* , C_1^* и W_2^* , P_2^* , C_2^* . Кроме этих величин вычисляются также коэффициент Петцваля S_{IV} и положение входного зрачка для последующей части x_{1n} , так как в начале расчета известно положение выходного зрачка x'_n .

Коэффициенты аббераций вычисляются при нормировке, указанной в (IV.31) или (IV.33).

Двухлинзовые склеенные объективы используются не только как самостоятельные элементы, но и входят в состав сложных оптических систем, в том числе и в оптические схемы объективов микроскопа. Это объясняется тем, что, обладая большими коррекционными возможностями (при соответствующем выборе оптических стекол возможно исправление трех аббераций), они имеют конструкцию, технология изготовления и сборка которой достаточно просты.

Двухлинзовые склеенные объективы имеют хорошую коррекцию при относительных отверстиях $1/4—1/5$ и поле зрения порядка $10—15^\circ$, поэтому при их расчете весьма эффективно применение теории аббераций 3-го порядка.

В большинстве оптико-конструкторских бюро СССР расчет двухлинзового склеенного объектива производится по методике, предложенной проф. Г. Г. Слюсаревым [64]. Им созданы специальные таблицы и номограммы, по которым конструктор выбирает подходящие марки стекол и путем несложных математических операций находит конструктивные элементы объектива.

Со времени опубликования таблиц (1949 г.) появились и продолжают появляться новые марки оптических стекол и сред, а некоторые из ранее применяемых в настоящее время сняты с производства. Кроме того, указанные таблицы составлены для значений хроматического параметра C^* , изменяющегося в пределах от $-0,0050$ до $0,0025$, однако очень часто, в особенности при расчете объективов микроскопа, требуется рассчитывать компоненты с большими положительными значениями параметра C^* (порядка $0,01$ и более). В связи с этим возникает необходимость обновления этих таблиц.

Однако наиболее рациональным, по-видимому, является не расширение и дополнение таблиц, поскольку они не освобождают конструктора от хотя и несложных, но многочисленных вычислений, а составление автоматизированной программы для расчета на ЭВМ. Такая программа была разработана в 1966 г. [43]. По ней ЭВМ не только вычисляет радиусы преломляющих поверхностей и толщины линз, но и выбирает необходимую комбинацию оптических сред, обеспечивающих заданные значения основных параметров P^* , W^* и C^* . В основу алгоритма программы положены формулы, приведенные в [64]. Не останавливаясь подробно на выводах исходных формул, дадим их для пояснения последовательности расчета. В формулах сохранены обозначения, данные в [64].

После выбора необходимой пары стекол, принцип нахождения которой будет изложен ниже, из условия масштаба и ахроматизации определяют оптические силы линз:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{v_1}{v_1 - v_2} (1 + v_2 C^*); \\ \varphi_2 &= 1 - \varphi_1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.59})$$

Затем вычисляют коэффициенты a , b и c :

$$\left. \begin{aligned} a &= 1 + 2\varphi_1 \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_3} \right) + \frac{2}{n_3}; \\ b &= \frac{3}{n_2 - 1} \varphi_1^2 - \frac{3}{n_2 - 1} \varphi_2^2 - 2\varphi_2; \\ c &= \frac{n_2}{(n_2 - 1)^2} \varphi_1^3 + \frac{n_3}{(n_3 - 1)^2} \varphi_2^3 + \frac{n_3}{n_3 - 1} \varphi_2^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.60})$$

Далее находят величину Q :

$$Q = -\frac{2}{a+1} W^* - \frac{2(b-\varphi_2)}{3(a+1)}. \quad (\text{IV.61})$$

После этого определяют углы первого параксиального луча с оптической осью:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= 0; \quad \alpha_2 = \left(1 - \frac{1}{n_2}\right) Q + \varphi_1; \\ \alpha_3 &= \left(1 - \frac{1}{n_3}\right) Q + \varphi_1; \quad \alpha_4 = 1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.62})$$

И, наконец, по известной формуле находят радиусы преломляющих поверхностей:

$$r = h \frac{\Delta n}{\Delta \alpha n}. \quad (\text{IV.63})$$

Остановимся несколько подробнее на выборе необходимой комбинации оптических сред. Известно, что величина P_{\min}^* для двухлинзового склеенного объектива является полиномом 3-й степени относительно основного хроматического параметра C^* . Графически эта зависимость выражается кубической параболой, а аналитически величина P_{\min}^* представляется следующим выражением:

$$P_{\min}^* = c - \frac{b^2}{4a}, \quad (\text{IV.64})$$

где a , b и c определяются из (IV.60). Логическая часть программы для нахождения пары стекол заключается в том, что машина последовательно перебирает различные комбинации стекол, расположенных в порядке убывания или возрастания величины P_{\min}^* , вычисляет P_{\min}^* по (IV.64) и сравнивает ее с заданной величиной. Решению удовлетворяют те комбинации стекол, у которых разность $\Delta P_{\min}^* = P_{\min}^* - P_{\min}^*$ является минимальной по абсолютной величине.

В общем случае находятся четыре корня решения (два для случая «крон впереди» и два — для «флинт впереди»). Это дает возможность выбрать пару, наиболее благоприятную в отношении физико-химических свойств либо конструктивных соображений. Следует заметить, что параметры W^* и C^* подбираются точно, а P^* — приближенно, вследствие того что оптические константы стекол имеют дискретные значения. Точность подгонки параметра P^* зависит от заданных величин P^* , W^* и C^* , а также от имеющегося набора стекол.

Набор стекол представляет собой группу комбинаций оптических сред, расположенных последовательно по мере возрастания или убывания величины P_{\min}^* при фиксированном значении C^* . К программе составлены два набора.

Набор № 1 предназначен для расчета систем с ахроматической коррекцией и включает 35 комбинаций из 22 марок оптического

Таблица IV.1
Набор № 1

№ ком-бина-ции	«Крон»	«Флинт»
1	ТК16	Ф13
2	ТК16	Ф4
3	ТК8	Ф4
4	ТК23	Ф1
5	ТК16	ТФ1
6	ТК16	ТФ4
7	ТК16	ТФ3
8	БК4	ТФ5
9	БК4	ТФ4
10	БК10	ТФ5
11	БК10	ТФ4
12	БФ7	ТФ5
13	БК10	ТФ3
14	КФ4	ТФ3
15	К8	ТФ1
16	БК4	ТФ2
17	БК10	ТФ2
18	К2	Ф4
19	К8	Ф13
20	К8	Ф1
21	КФ4	ТФ2
22	К14	ТФ1
23	БК4	Ф4
24	БК4	Ф13
25	БК8	БФ12
26	К14	Ф4
27	К14	Ф1
28	КФ4	Ф4
29	К2	БФ12
30	К8	БФ12
31	БК4	ЛФ10
32	К8	ЛФ10
33	БК6	БФ12
34	БК4	БФ12
35	БФ7	БФ12

стекла, входящих в ГОСТ 3514—67 и ГОСТ 13659—68. Марки стекол представлены в табл. IV.1.

Набор № 2 представляет собой комбинации флюорита в сочетании со стеклами, имеющими близкие с ним значения относительных частных дисперсий. Он предназначается главным образом для расчета апохроматических объективов. Марки стекол, входящие в этот набор, даны в табл. IV.2, а графики зависимости $P_{\min}^* = f(C^*)$ — на рис. IV.11 и IV.12.

Кроме того, в программе предусмотрена возможность составления дополнительных наборов, например для других комбинаций оптических сред или другой спектральной области.

Следует отметить, что особенностью данной программы является то, что процесс расчета двухлинзового склеенного объектива по ней полностью автоматизирован, т. е. по заданным величинам основных параметров P^* , W^* и C^* , определяющих аберрации 3-го порядка, фокусному расстоянию и диаметру отверстия находятся все конструктивные элементы: радиусы поверхностей, толщины линз и константы оптических сред (n и ν).

Кроме перечисленных программ разработана и программа для расчета конструктивных элементов фронтальной части (различных типов). Алгоритмами этой программы служат формулы (IV.12)—(IV.16). Эта программа позволяет быстро определить несколько вариантов фронтальных частей с заданными увеличением, рабочим расстоянием и коэффициентом Петцваля S_{IV} .

Таким образом, для ускорения процесса расчета объективов микроскопа и большей эффективности применения метода расчета по частям разработано несколько программ, позволяющих уже на начальных этапах расчета выбирать оптическую схему

объектива, производить габаритный расчет и выполнять предварительный абберационный расчет.

Думается, что в недалеком будущем удастся полностью автоматизировать весь трудоемкий процесс расчета объективов микроскопа путем создания комплексных программ, включающих перечисленные программы, а также программы для автоматизированной окончательной коррекции аббераций.

Таблица IV.2

Набор № 2

№ комбинации	«Крон»	«Флинт»
1	Флюорит	ОФ5
2	»	ОФ4
3	»	БФ8
4	»	ОФ1
5	»	БФ18
6	»	БФ13
7	»	K15
8	»	ТК21
9	»	БФ7
10	»	СТК9
11	»	БК10
12	»	СТК3

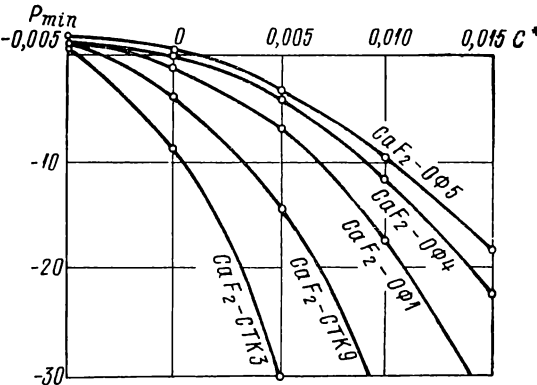


Рис. IV.11. Зависимость $P_{min} = f(C^*)$ («крон впереди»)

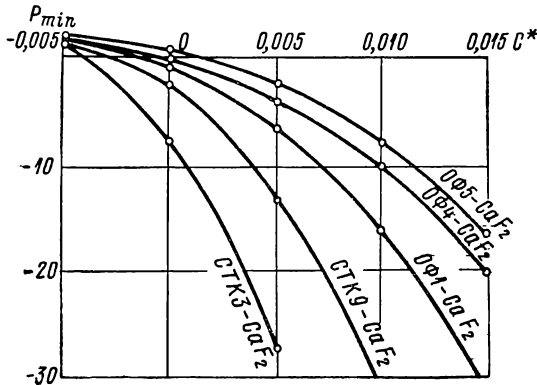


Рис. IV.12. Зависимость $P_{min} = f(C^*)$ («флинт впереди»)

19. Унификация оптических характеристик новых комплектов объективов

В зависимости от увеличения и числовой апертуры, а также типа встречаются объективы с различной высотой (расстояние от объекта до опорной плоскости объектива). Эта величина колеблется в довольно широких пределах — от 12 до 70 мм, что, естественно, приводит к неудобству при работе на револьверном устройстве.

Хроматическая разность увеличения у старых ахроматических объективов различных типов не постоянна, а изменяется прибли-

зительно от нуля (для слабых объективов) до 2% (для объективов с высокой числовой апертурой). Это требует применения в микроскопе двойного комплекта окуляров: Гюйгенса — для работы с объективами малых увеличений и компенсационных — для работы со средними и сильными объективами. К тому же старые компенсационные окуляры, выполненные по схеме Аббе, обладают серьезным недостатком — непостоянством хроматизма увеличения по полю зрения, что приводит к заметной окраске, снижающей контраст в изображении всего микроскопа.

Все перечисленное выше приводит к тому, что номенклатура объективов и окуляров микроскопов непрерывно растет. Это, с одной стороны, ограничивает серийность промышленного выпуска приборов и, с другой стороны, не позволяет существенно повысить качество выпускаемых микроскопов всех типов. Выход из сложившегося положения, по-видимому, в максимальной унификации оптических узлов микроскопа. В этом направлении в СССР в последние 10—15 лет проводились большие работы [6].

Проведенная унификация характеристик объективов и окуляров дала следующие результаты.

1. Объективы для новых моделей микроскопа рассчитываются на две длины тубуса: 160 мм и ∞ .

2. Высота всех вновь разрабатываемых объективов установлена равной 45 мм.

3. Хроматизм увеличения для объективов всех типов с различными оптическими характеристиками лежит в пределах 1,7—2,0%. Такая же величина хроматической разности увеличения принята и для новых компенсационных окуляров. Кроме того, новые окуляры в отличие от старых имеют практически постоянную по полю зрения величину хроматизма увеличения.

4. Увеличения объективов (для проходящего света) и фокусные расстояния (для отраженного света), а также увеличения окуляров изменяются по геометрической прогрессии со знаменателем 1,6. Это соответствует ряду Ra 5 ГОСТ 6636—69 «Нормальные линейные размеры».

В результате проведенных за последнее время исследований и расчетов разработаны новые комплекты объективов следующих типов: планапохроматических для исследовательских биологических и металлографических микроскопов, планахроматических и ахроматических для столика Федорова к поляризационным микроскопам и ахроматических для рабочих биологических микроскопов, а также комплекты широкоугольных компенсационных окуляров с постоянным по полю зрения хроматизмом увеличения.

При создании новой оптики для микроскопов серьезное внимание уделялось повышению ее технических параметров, улучшению качества изображения, а также технологичности конструкции, что очень важно при серийном производстве.

В последующих параграфах будут приведены оптические характеристики, принципиальные оптические схемы и таблицы аберраций новых комплектов оптики.

Новые объективы и окуляры уже нашли применение в современных моделях биологических, поляризационных и металлографических микроскопов.

Существенным преимуществом оптики с унифицированными оптическими характеристиками является также возможность комплектовать микроскопы смешанными типами объективов, благодаря чему в большей степени могут быть удовлетворены интересы производства и потребителя.

29. Некоторые особенности объективов с плоским полем

Основным преимуществом объективов с плоским полем по сравнению с обычными ахроматами и апохроматами является существенно увеличенное поле зрения.

Линейное поле зрения в плоскости изображения у планобъективов достигает 25 мм, в то время как размер поля, наблюдаемого без перефокусировки у обычных объективов, и в особенности у сильных, не превышает 8—12 мм. Следовательно, линейное поле объективов с плоской поверхностью изображения приблизительно в 2—3 раза, а по площади в 4—9 раз больше, чем у обычных объективов. Это делает планообъективы незаменимыми при проведении работ по микрофотографии, где перефокусировка исключается, а также в тех случаях визуального наблюдения, когда требуется одновременное рассмотрение больших участков препарата, шлифа или минерала.

Увеличение поля зрения приводит к необходимости более тщательной коррекции полевых аберраций и прежде всего кривизны поверхности изображения, астигматизма и комы. В зависимости от состояния хроматической коррекции различают следующие типы планообъективов: планмонохроматы, планахроматы и планапохроматы.

Первые объективы с исправленной кривизной были рассчитаны Богегольдом [84] в 1938 г. Во время второй мировой войны работы по разработке новых микрообъективов были прекращены и возобновились лишь в послевоенные годы. За короткий период передовые фирмы выпустили на рынок комплекты планообъективов с ахроматической коррекцией, а затем и с апохроматической.

С момента появления первого планахромата в различных странах разработаны планообъективы самой разнообразной конструкции [2, 54, 131]. Однако у всех планообъективов можно заметить общий характерный признак. Это наличие в оптической схеме объектива «толстых» менисков (одного или нескольких), расположенных в различных частях системы, вогнутая поверхность которых имеет значительную кривизну. Благодаря такому

конструктивному приему исправляется кривизна поверхности изображения.

Следует отметить еще один тип объективов с плоским полем изображения — так называемых контактных микрообъективов [38]. В отличие от планообъективов, у которых кривизна поверхности достаточно хорошо исправлена ($S_{IV} = 0$), у контактных объективов исправляется астигматизм ($S_{III} = 0$), а исследуемый предмет располагается на искривленной поверхности, по своей форме приближающейся к поверхности Петцваля. Конструктивно это выполняется следующим образом. Первая поверхность фронтальной линзы имеет выпуклую поверхность, радиус которой равен радиусу кривизны Петцваля всего объектива. При работе с такими объективами фронтальная линза приводится в соприкосновение с исследуемым объектом. В результате контакта поверхность объектива принимает форму первой поверхности фронтальной линзы, благодаря чему изображение получается плоским. Освещение объекта производится через объектив.

Очевидно, что применение контактных объективов возможно лишь в биологических или медицинских микроскопах и позволяет в ряде случаев вести наблюдение тканей организмов в прижизненном состоянии.

В Советском Союзе работы по расчету планообъективов начались вскоре после Великой Отечественной войны. Но наиболее интенсивно они стали проводиться в 60-х годах, когда появились новые марки стекол и была разработана методика их расчета и программы для автоматизированной коррекции аберраций [1, 27—31, 58, 65, 66, 73].

К настоящему времени разработаны комплекты планахроматических и планapoхроматических объективов, по своим оптическим характеристикам и качеству изображения не уступающих образцам иностранных фирм.

При разработке объективов широко применялся описанный выше метод расчета по частям. В следующих параграфах приводятся оптические схемы и таблицы аберраций наиболее интересных отечественных планообъективов.

21. Планапохроматические объективы

Особенностью планапохроматических объективов является высокая степень коррекции аберраций в пределах всего поля зрения для спектральной области в интервале длин волн от $\lambda = 434$ нм до $\lambda = 656$ нм. Это достигается благодаря рациональному выбору оптической схемы, использованию оптических сред с «особым» ходом частных относительных дисперсий и последовательному применению современных методов расчета. Планапохроматические объективы являются наиболее перспективными, так как они, обладая свойствами апохроматов, имеют увеличенное по сравнению с ними поле зрения и поэтому кроме проведения

высококачественных визуальных исследований пригодны для микрофотографии, в том числе и цветной.

Промышленный выпуск планапохроматов, и в особенности высокоапертурных, является наиболее важным достижением отечественного микроскопостроения за последние четверть века. Разработаны два комплекта планапохроматических объективов: для проходящего света (длина тубуса 160 мм) и для отраженного света (бесконечно удаленное изображение) [2, 54]. Оптические характеристики планапохроматов для проходящего света приведены в табл. IV.3, а для отраженного света — в табл. IV.4.

Таблица IV.3

Планапохроматические объективы
для проходящего света

Увеличение V	Числовая апертура A	Рабочее расстояние d	Шифр
10	0,30	5,3	ОПА-1
16	0,40	0,70	ОПА-2
25	0,50	0,65	ОПА-6
40	0,65	0,45	ОПА-3
40	0,65	0,75	ОПА-40
60	0,85	0,25	ОПА-4
60	0,90	0,30	ОПА-60
100	1,25МИ	0,15	ОПА-5
100	1,35МИ	0,10	—

Таблица IV.4

Планапохроматические объективы
для отраженного света

Фокусное расстояние f'	Числовая апертура A	Рабочее расстояние d	Расстояние от плоскости предмета до выходного зрачка p	Шифр
25	0,25	4,4	49,0	—
16	0,30	4,0	32,8	—
10	0,50	0,90	33,7	ОПА-9
6,3	0,65	0,60	30,1	—
4,0	0,85	0,30	32,2	ОПА-11
4,0	0,95	0,25	36,5	—
2,5	1,0МИ	0,55	32,0	—
2,5	1,25МИ	0,25	34,0	ОПА-12
2,5	1,30МИ	0,23	35,7	—

На рис. IV.13—IV.18 показаны оптические схемы некоторых планапохроматов для проходящего света. В табл. IV.5 даны аберрации, характеризующие степень их коррекции. Планапохроматы для проходящего света применяются в биологическом исследовательском микроскопе МБИ-15.

Кривизна поверхности у всех объективов исправляется введением в оптическую схему (во фронтальную и последующую части) вогнутых поверхностей значительной кривизны. Апохроматизация достигается благодаря применению линз из флюорита и марок стекол с особым ходом частных относительных дисперсий (ОФ4, СТК9 и др.).

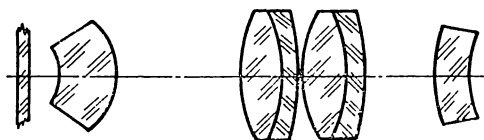


Рис. IV.13. Оптическая схема планпохромата
16×0,40

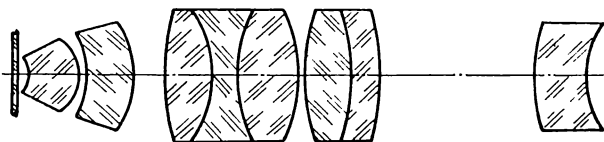


Рис. IV.14. Оптическая схема планпохромата 40×0,65

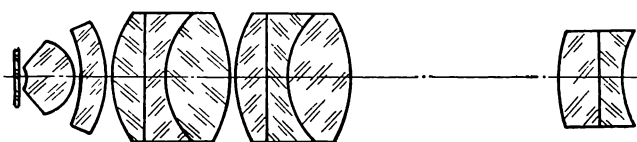


Рис. IV.15. Оптическая схема планпохромата 60×0,85

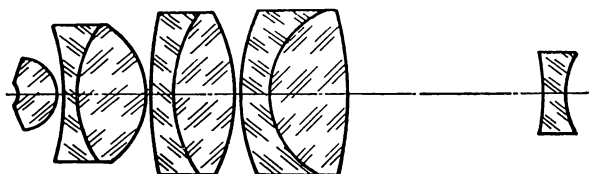


Рис. IV.16. Оптическая схема планпохромата 60×0,90

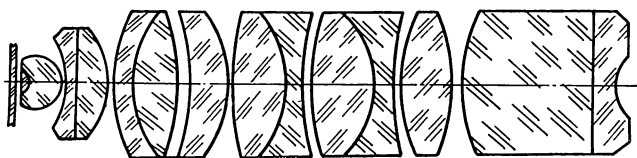


Рис. IV.17. Оптическая схема планпохромата 100×1,25

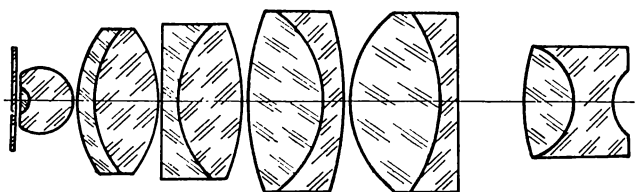


Рис. IV.18. Оптическая схема планпохромата 100×1,35

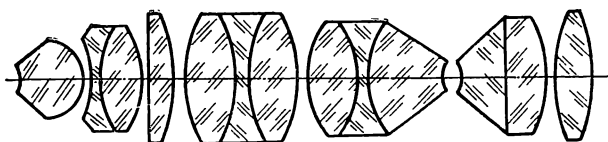


Рис. IV.19. Оптическая схема планапохромата $60 \times 0,90$

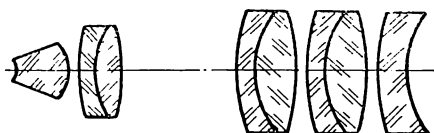


Рис. IV.20. Оптическая схема планапохромата $f' = 10$; $A = 0,50$

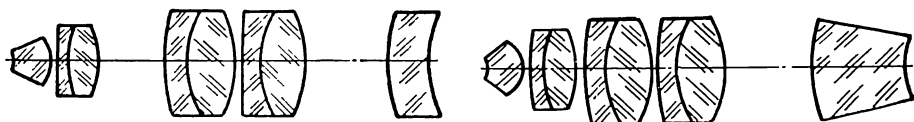


Рис. IV.21. Оптическая схема план-апохромата $f' = 6,3$; $A = 0,65$

Рис. IV.22. Оптическая схема план-апохромата $f' = 4,0$; $A = 0,85$

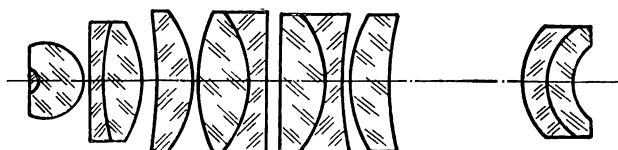


Рис. IV.23. Оптическая схема иммерсионного планапохромата $f' = 2,5$; $A = 1,0$

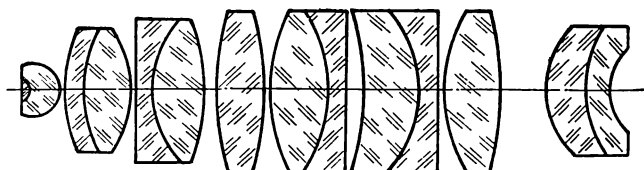


Рис. IV.24. Оптическая схема иммерсионного планапохромата $f' = 2,5$; $A = 1,25$

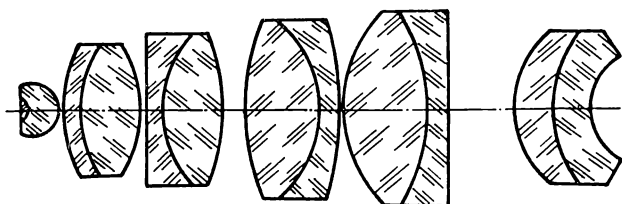


Рис. IV.25. Оптическая схема иммерсионного планапохромата $f' = 2,5$; $A = 1,30$

Аберрации планапохроматов

Точка на оси

1. Длина тубуса 160 мм

Объектив	$\sin u_m$	D			C	F	G'	Волновая аберрация				S_{IV}
		$\delta s'$	$\delta l'$	$\eta, \%$	ds'			D	C	F	G'	
16×0,40	0	0	0	0	0,37	—0,61	—0,29	0	0	0	0	0,01
	$-0,40 \sqrt{1/4}$	—0,015	0	0,00	—0,96	—1,53	—0,95	—0,08	—0,11	—0,02	—0,10	
	$-0,40 \sqrt{1/2}$	—1,82	—0,032	0,00	—1,71	—1,83	—0,96	—0,04	—0,10	0,05	—0,15	
	$-0,40 \sqrt{3/4}$	—1,63	—0,035	0,01	—1,65	—1,29	—0,10	0,03	—0,04	0,11	—0,26	
	—0,40	—0,29	—0,007	0,02	—0,48	0,45	2,03	0	—0,05	0	—0,63	
40×0,65	0	0	0	0	0,86	—1,03	0,98	0	0	0	0	0
	$-0,65 \sqrt{1/4}$	—3,30	—0,027	0,04	—2,57	—4,10	—1,95	—0,10	—0,13	—0,04	—0,22	
	$-0,65 \sqrt{1/2}$	—4,91	—0,057	0,03	—4,18	—5,77	—3,70	—0,06	—0,14	—0,06	—0,28	
	$-0,65 \sqrt{3/4}$	—4,48	—0,063	0	—3,53	—5,91	—4,30	0	—0,13	0,21	—0,26	
	—0,65	—1,55	—0,025	—0,04	0,05	—4,54	—4,15	—0,04	—0,22	0,30	—0,23	
60×0,85	0	0	0	0	—0,11	0,31	4,76	0	0	0	0	0,04
	$-0,85 \sqrt{1/4}$	—2,33	—0,017	—0,05	—2,94	—1,01	4,41	0,05	0,06	0,01	—0,26	
	$-0,85 \sqrt{1/2}$	—0,61	—0,006	—0,07	—1,09	0,11	5,22	0,11	0,14	0,02	—0,53	
	$-0,85 \sqrt{3/4}$	3,80	0,045	—0,05	5,44	—0,84	—0,07	—	—	—	—	
	—0,85	—13,6	—0,208	0,17	—4,65	—32	—41	0	—0,14	0,44	—0,12	

60×0,90	0	0	0	0	1,73	—2,05	2,08	0	0	0	0	0,02
	—0,90 $\sqrt{1/4}$	—4,88	—0,038	—0,04	—3,93	—5,20	0,60	0,06	0,11	0	0,31	
	—0,90 $\sqrt{1/2}$	—4,71	—0,052	—0,07	—3,81	—4,93	1,58	0	0,10	—0,07	0,62	
	—0,90 $\sqrt{3/4}$	—3,04	—0,040	—0,06	—0,20	—7,79	—4,60	0,02	0,17	—0,17	0,89	
	—0,90	—9,29	—0,148	—0,05	4,60	—34	—44	—0,09	0,34	—3,14	—5,2	
100×1,25МИ	0	0	0	0	0,56	—5,02	—4,43	0	0	0	0	0,1
	1,25 $\sqrt{1/4}$	—13,4	—0,092	0,06	—14,82	—13,96	—10,38	—0,14	—0,11	—0,06	—0,17	
	1,25 $\sqrt{1/2}$	—13,6	—0,132	0,07	—16,22	—12,39	—7,51	—0,04	0,06	0,03	—0,28	
	1,25 $\sqrt{3/4}$	—8,0	—0,091	0,05	—10,16	—10,28	—9,01	—0,09	0,10	—0,04	—0,54	
	1,25	—38,3	—0,638	—0,06	—36,8	—48,1	—54,3	0,13	0,32	0,49	0,18	
2. Длина тубуса ∞												
$f' = 6,3;$ $A = 0,65$	0	0	0	0	0,58	—0,40	2,04	0	0	0	0	0,03
	0,65 $\sqrt{1/4}$	—2,50	—0,021	—0,04	—1,97	22,84	—0,32	—0,06	—0,08	—0,04	—0,23	
	0,65 $\sqrt{1/2}$	—3,62	—0,042	—0,06	—3,00	—4,21	—1,87	—0,01	—0,06	0,04	—0,32	
	0,65 $\sqrt{3/4}$	—2,77	—0,440	—0,06	—1,82	—4,24	—2,56	0,05	0,06	0,18	—0,32	
	0,65	0,37	0,006	0,01	2,11	—3,01	—2,83	0	0,17	0,28	—0,30	
$f' = 2,5;$ $A = 1,30\text{МИ}$	0	0	0	0	—0,86	—3,32	—2,12	0	0	0	0	0,13
	1,30 $\sqrt{1/4}$	—2,15	—0,014	0,01	—4,76	—3,04	—0,47	0,01	—0,05	—0,07	0,02	
	1,30 $\sqrt{1/2}$	0,39	0,004	0,05	—3,25	—0,73	0,61	0,05	—0,12	—0,06	0,14	
	1,30 $\sqrt{3/4}$	—2,52	—0,029	—0,03	—6,36	—7,19	—10,34	0,11	—0,19	—0,11	0,04	
	1,30	7,39	0,096	—0,85	0,18	2,02	—3,78	0,04	—0,39	—0,44	—0,60	

Точка вне оси								
1. Длина тубуса 160 мм								
Объектив	l'_D	x_1	x'	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$	x'_m	x'_s	$x'_s - x'_m$	$\frac{l' - l'_0}{l'_0}, \%$
16×0,40	0	∞	—5,5	1,70	0	0	0	0
	6,491		—5,8	1,73	0,14	—0,04	—0,18	0,7
	13,273		—6,4	1,81	0,13	—0,19	—0,32	2,8
40×0,65	0	∞	—8,6	2,1	0	0	0	0
	6,335		—8,6	2,15	0,48	0,12	—0,36	0,47
	12,858		—8,6	2,2	2,07	0,61	—1,46	1,93
60×0,85	0	∞	—11,9	1,84	0	0	0	0
	6,063		—11,8	1,95	0,97	—0,13	—1,10	0,38
	12,265		—11,7	2,00	4,16	—0,48	—4,54	1,51

60×0,90	0	∞	—9,2	1,84	0	0	0	0
	6,014		—9,2	1,85	0,20	—0,19	—0,38	0,28
	12,132		—9,2	1,87	1,05	—0,70	—1,75	1,10
100×1,25МИ	0	∞	—4,6	2,17	0	0	0	0
	5,028		—4,6	2,22	1,64	—0,30	—1,94	0,24
	10,130		—4,6	2,25	6,84	—1,12	—7,96	0,98
2. Длина тубуса ∞								
f' = 6,3; A = 0,65	0	∞		2,01	0	0	0	0
	6,192		—15	2,03	0,37	—0,44	—0,82	0,2
	12,505			2,06	1,44	—1,81	—3,25	0,9
f' = 2,5; A = 1,30МИ	0	∞		1,86	0	0	0	0
	4,999		—10	1,88	0,49	—0,92	—1,41	0,14
	10,039			1,89	1,85	—3,65	—5,50	0,55

У некоторых планобъективов фирмы «Лейтц» (ФРГ) [131] для исправления кривизны изображения применяется шестилинзовый компенсатор, который присоединяется к высокоапертурному апохроматическому объективу (рис. IV.19). Такой прием исправления кривизны чрезвычайно усложняет конструкцию: объектив содержит 13 линз. Планапохромат отечественной конструкции с такими же оптическими характеристиками включает, как следует из рис. IV.16, восемь линз. Планапохроматы для отраженного света предназначены для металлографических исследовательских микроскопов, например МИМ-9. На рис. IV.20—IV.25 изображены принципиальные оптические схемы некоторых из них. В табл. IV.5 приведены aberrации двух объективов: $f' = 6,3$; $A = 0,65$ и $f' = 2,5$; $A = 1,30$ МИ.

При разработке планобъективов для отраженного света кроме хорошей коррекции aberrаций особое внимание было уделено устранению вредного рассеянного света 1-го порядка от поверхности линз (рефлексов), сильно снижающего контраст в изображении. Этого удалось достичь надлежащим расчетом кривизны поверхностей линз, а также нанесением на них многослойных просветляющих покрытий. Количественный контроль наличия рассеянного света может быть выполнен по методике, предложенной Д. Ю. Гальперном, А. П. Грамматиным и др. [25, 27, 69].

С целью достижения оптимальных условий освещения выходные зрачки планобъективов для всего комплекта расположены приблизительно в одной плоскости, т. е. $p \approx 33 \div 35$ мм (см. табл. IV.4).

22. Планахроматические объективы

Поляризационные микроскопы, как известно, служат для изучения объектов, обладающих двойным лучепреломлением. Для их успешной работы необходимо, чтобы оптические детали, находящиеся между поляризатором и анализатором, не имели внутренних натяжений. Очень важно также наличие большого поля.

Особенностью рассчитанных планахроматических объективов является то, что они не содержат линз из флюорита, который (в особенности искусственно выращенный) обладает внутренними натяжениями, вызывающими недопустимое двойное лучепреломление. Рассчитаны два комплекта объективов: один для проходящего света и другой для отраженного. Разработанные планахроматические объективы включены в комплект оптики поляризационных микроскопов серии ПОЛАМ.

В табл. IV.6 и IV.7 приведены оптические характеристики новых планахроматов. На рис. IV.26—IV.29 изображены их оптические схемы, а в табл. IV.8 даны aberrации некоторых из объективов.

Планхроматические объективы
для проходящего света

Увеличе- ние V	Числовая апертура A	Рабочее рас- стояние d	Шифр
2,5	0,05	9,0	ОХП-2,5П
10	0,20	4,6	ОХП-10П
25	0,50	0,60	ОХП-25П
40	0,65	0,50	ОХП-40П
60	0,85	0,25	ОХП-60П

Планхроматические объективы
для отраженного света

Фокусное расстояние f'	Числовая апертура A	Рабочее расстояние d	Расстояние от плоскости пред- метов до выход- ного зрачка p	Шифр
40	0,10	23	34	ОБП-40
25	0,25	4,4	49	ОПХ-1П
16	0,30	4,4	34,7	ОПХ-2П
10	0,50	0,85	33,7	—
6,3	0,65	0,60	30,0	ОПХ-3П
4,0	0,85	0,30	33,3	—

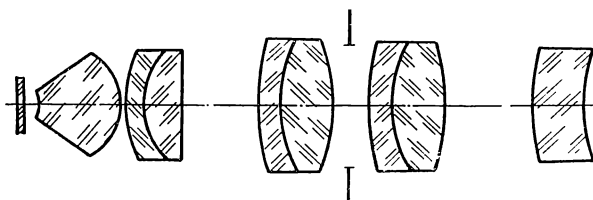


Рис. IV.26. Оптическая схема планхромата 25×0,50

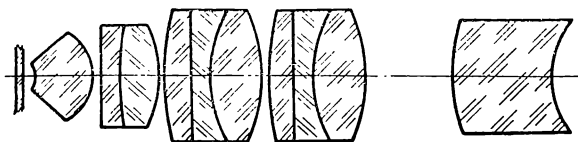


Рис. IV.27. Оптическая схема планхромата 40×0,65

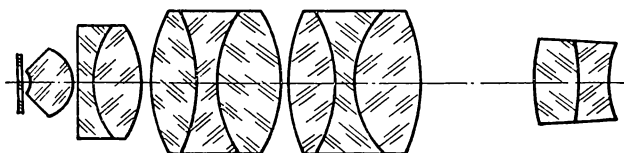
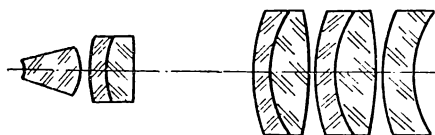


Рис. IV.28. Оптическая схема планхромата 60×0,85

Рис. IV.29. Опти-
ческая схема план-
хромата $f' = 10$;
 $A = 0,50$ 

Аберрации планхроматов

Точка на оси

1. Длина тубуса 160 мм

Объектив	$\sin u_m$	D			C	F	$F - C$	Волновая aberrация			S_{IV}
		$\delta s'$	$\delta l'$	$\eta, \%$	ds'			D	C	F	
25×05	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,03
	$-0,5 \sqrt{1/4}$	-3,01	-0,031	0,03	-1,71	-2,53	-0,82	-0,12	-0,22	-0,16	
	$-0,5 \sqrt{1/2}$	-4,49	-0,065	0,03	-3,40	-3,41	-0,01	-0,04	-0,24	-0,14	
	$-0,5 \sqrt{3/4}$	-3,78	-0,067	-0,01	-2,87	-2,08	0,79	0,09	-0,21	-0,14	
	-0,5	0,52	0,010	-0,11	1,30	2,99	1,69	0	-0,35	-0,46	
$40 \times 0,65$	0	0	0	0	2,93	0,74	-2,19	0	0	0	0,04
	$-0,65 \sqrt{1/4}$	-3,81	-0,032	0,02	-1,20	-2,25	-1,05	-0,13	-0,26	-0,23	
	$-0,65 \sqrt{1/2}$	-5,85	-0,070	0,03	-3,43	-3,54	-0,11	-0,08	-0,35	-0,31	
	$-0,65 \sqrt{3/4}$	-5,38	-0,079	0,03	-2,95	-2,45	0,50	0,03	-0,39	-0,37	
	-0,65	-1,35	-0,022	0,05	1,48	1,81	0,33	0	-0,65	-0,61	
$60 \times 0,85$	0	0	0	0	4,22	4,05	-0,17	0	0	0	0,06
	$-0,85 \sqrt{1/4}$	-3,42	-0,025	-0,01	0,55	1,71	1,16	-0,01	-0,16	-0,24	
	$-0,85 \sqrt{1/2}$	-2,68	-0,027	-0,03	1,95	2,33	0,38	0,05	-0,28	-0,44	
	$-0,85 \sqrt{3/4}$	0,22	0,003	-0,01	7,59	1,22	-0,38	0	-0,54	-0,67	
	-0,85	-17,09	-0,271	0,13	-4,11	-28,68	-24,57	0,08	-0,84	-0,38	

2. Длина тубуса ∞

$f' = 10;$ $A = 0,5$	0 $-0,5 \sqrt{1/4}$ $-0,5 \sqrt{1/2}$ $-0,5 \sqrt{3/4}$ $-0,5$	0 -3,23 -4,90 -4,36 -0,58	0 -0,032 -0,070 -0,076 -0,012	0 -0,02 -0,02 0,02 0,11	2,15 -1,37 -3,34 -3,05 0,55	-0,27 -2,62 -3,39 -1,94 2,76	-2,42 -1,25 -0,05 1,11 2,21	0 -0,14 -0,07 0,05 0	0 -0,28 -0,35 -0,35 -0,50	0 -0,18 -0,21 -0,26 -0,63	0,03
-------------------------	--	---------------------------------------	---	-------------------------------------	---	--	---	----------------------------------	---------------------------------------	---------------------------------------	------

Точка вне оси

1. Длина тубуса 160 мм

Объектив	l'_D	x_1	x'	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$	x'_m	x'_s	$x'_s - x'_m$	$\frac{l' - l'_0}{l'_0}, \%$
25×0,5	0	∞	-12,51	2,04	0	0	0	0
	6,266		-12,54	2,05	0,26	-0,31	-0,57	0,32
	12,688		-12,62	2,10	1,12	-1,24	-2,36	1,68
40×0,65	0	∞	-8,24	2,03	0	0	0	0
	6,233		-8,23	2,04	0,74	-0,30	-1,04	0,32
	12,683		-8,22	2,07	3,16	-1,19	-4,35	1,44
60×0,85	0	∞	-10,27	2,02	0	0	0	0
	6,253		-10,25	2,08	1,88	-0,18	-2,06	0,32
	12,643		-10,18	2,12	7,96	-0,72	-8,68	1,44

2. Длина тубуса ∞

$f' = 10;$ $A = 0,5$	0 6,264 12,613	∞	-12	1,91 1,92 1,95	0 -0,38 -1,55	0 0,13 0,39	0 -0,51 -1,94	0 0,22 0,90
-------------------------	----------------------	----------	-----	----------------------	---------------------	-------------------	---------------------	-------------------

Сведения о четырех планахроматах для проходящего света: $3,5 \times 0,10$, $9 \times 0,20$, $20 \times 0,40$ и $40 \times 0,65$, освоенных нашей промышленностью ранее, приведены в приложении.

Сравнение планапохроматов и апохроматов показывает, что последние имеют более сложные конструкции, чем первые с такими же оптическими характеристиками. Для иллюстрации сравним оптические схемы планахромата $60 \times 0,85$ (рис. IV.28) и планапохромата $60 \times 0,90$ (рис. IV.16). Первый содержит 12 линз, в то время как второй лишь восемь. К тому же коррекция планахроматов хуже, чем у планапохроматов. Применение флюорита без внутренних натяжений позволяет существенно улучшить качество изображения у объективов для поляризационных микроскопов и сократить номенклатуру выпускаемых микрообъективов.

23. Ахроматические и апохроматические объективы

Наиболее распространенным типом объективов являются ахроматы. Они предназначаются главным образом для комплектования рабочих моделей биологических, металлографических и поляризационных микроскопов. Комплекты ахроматов хорошо освоены нашей промышленностью еще в 30—40-х годах. Конструкции и оптические схемы ахроматических объективов уже неоднократно приводились в ряде монографий [38, 64, 69, 70] и справочной литературе [69], поэтому нет необходимости подробно останавливаться на их рассмотрении. Отметим лишь, что такие объективы выпускаются как для проходящего, так и для отраженного света. Они рассчитаны на длину тубуса 160, 190 мм и ∞ . Оптические характеристики выпускаемых ахроматов приведены в приложении.

Слабые ахроматические объективы представляют собой двухлинзовый склеенный компонент. Объективы с числовой апертурой около 0,2 состоят из двух двухлинзовых компонентов, разделенных значительным воздушным промежутком. Объективы средних и больших увеличений содержат фронтальную линзу (обычно плоско-выпуклую) и несколько склеенных компонентов.

У большинства выпускаемых ахроматических объективов коррекция аберраций вполне удовлетворительная.

Кроме ахроматических объективов наша промышленность выпускает также объективы с апохроматической коррекцией. Их оптические характеристики также можно найти в приложении. В отличие от ахроматов у них значительно лучше исправлены хроматические аберрации и в особенности вторичный спектр и сферохроматическая аберрация. Это достигается введением в оптические схемы линз из оптических сред с особым ходом частных относительных дисперсий. Апохроматические объективы сложнее ахроматических, а следовательно, и дороже, но обладают лучшим качеством изображения. Применяются они главным образом в лабораторных и исследовательских моделях микроскопа.

Несмотря на появление новых типов объективов, ахроматы и апохроматы продолжают выпускаться. В последние годы передовые зарубежные фирмы пересматривают комплекты апохроматических и ахроматических объективов с целью стандартизации их оптических характеристик и улучшения качества изображения; при этом применяются новые марки стекол и оптические схемы. Подобная работа проводится и в нашей стране.

Широкое распространение ахроматических объективов диктуется прежде всего экономическими соображениями: они не содержат «толстых» менисков, выполненных из стекол с особыми свойствами, изготовление которых сопряжено с определенными трудностями. Кроме того, они пока незаменимы для применения в поляризационных микроскопах, так как не содержат линз из оптических сред, обладающих заметным двойным лучепреломлением. Поэтому, по-видимому, еще продолжительное время наряду с разработкой новых типов микрообъективов будут выпускаться и совершенствоваться ахроматические объективы.

24. Новые ахроматические объективы

Несмотря на то что комплект ахроматических объективов, о котором говорилось выше, освоен промышленностью, а отдельные объективы имеют вполне удовлетворительное качество изображения, этот комплект не лишен ряда недостатков. Так, например, некоторые объективы имеют недостаточную степень коррекции аберраций. Кроме того, объективы малых, средних и больших увеличений имеют различную коррекцию хроматической аберрации увеличения, что приводит к необходимости применения двойного комплекта окуляров: для слабых — Гюйгенса, а для сильных — компенсационных. Это, с одной стороны, удорожает стоимость микроскопа, а с другой, — не исключает неправильного использования потребителем прилагаемого комплекта оптики. И, наконец, объективы различных увеличений имеют различную высоту, что затрудняет их одновременное использование на револьвере.

Таблица IV.9

Новые ахроматические объективы

Увеличение V	Числовая апертура A	Рабочее расстояние d	Шифр
4	0,12	6,0	ОХ-26
6,3	0,17	10,0	ОХ-27
10	0,25	5,0	ОХ-28
16	0,40	1,7	ОХ-29
40	0,65	0,55	ОХ-30
60	0,85	0,20	ОХ-31
40ВИ	0,85	1,0	—
100МИ	1,25	0,10	ОХ-32

Аберрации ахроматов для проходящего света
(длина тубуса 160 мм)

Точка на оси										
Объектив	$\sin u_m$	D			C	F	$F-C$	Волновая аберрация		
		$\delta s'$	$\delta l'$	η . %	ds'			D	C	F
$6,3 \times 0,17$	0	0	0	0	0,58	-0,17	-0,75	0	0	0
	$-0,17 \sqrt{1/4}$	-0,41	-0,005	0,03	0,07	-0,31	-0,38	0,03	0,10	0,03
	$-0,17 \sqrt{1/2}$	-0,57	-0,011	0,06	-0,20	-0,19	0,01	0,01	0,14	0,05
	$-0,17 \sqrt{3/4}$	-0,45	-0,010	0,08	-0,19	0,23	0,40	-0,01	0,16	0,12
	-0,17	0	0	0,09	0,11	0,98	0,84	0,01	0,21	0,28
$40 \times 0,65$	0	0	0	0	2,94	-2,07	-5,01	0	0	0
	$-0,65 \sqrt{1/4}$	-3,74	-0,031	-0,12	-1,42	-4,17	-2,75	0,07	0,19	-0,01
	$-0,65 \sqrt{1/2}$	-5,06	-0,060	-0,16	-3,36	-3,62	-0,26	0,02	0,23	-0,07
	$-0,65 \sqrt{3/4}$	-3,40	-0,048	-0,10	-2,36	0,38	2,74	-0,09	0,24	0,01
	-0,65	1,63	0,026	0,15	1,98	8,46	6,48	0	0,35	0,31
$60 \times 0,85$	0	0	0	0	3,03	2,64	-0,39	0	0	0
	$-0,85 \sqrt{1/4}$	-2,16	-0,016	-0,09	0,82	1,36	0,54	-0,01	0,11	0,15
	$-0,85 \sqrt{1/2}$	-2,32	-0,024	-0,11	1,17	1,29	0,12	-0,07	0,18	0,26
	$-0,85 \sqrt{3/4}$	-1,29	-0,016	-0,06	4,08	0,01	-4,07	-0,11	0,30	0,37
	-0,85	-8,85	-0,134	0,08	1,57	-16,50	-18,07	-0,27	0,52	0,22

100×1,25МИ	0	0	0	0	4,13	1,29	—2,84	0	0	0
	$-1,25 \sqrt[1]{4}$	—1,42	—0,009	—0,02	2,29	1,32	—8,97	—0,01	0,10	0,08
	$-1,15 \sqrt[1]{2}$	—0,83	—0,007	0,01	2,75	3,04	0,29	—0,04	0,19	0,16
	$-1,25 \sqrt[3]{4}$	0,53	0,006	0,03	4,38	4,80	0,42	—0,02	0,30	0,33
	—1,25	—3,87	—0,050	—0,10	0,50	—0,69	—1,19	—0,03	0,44	0,50
Точка вне оси (предмет на поверхности наилучшей установки)										
Объектив	l'_D	x_1	x'	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$	x'_m	x'_s	$x'_s - x'_m$	$\frac{l' - l'_0}{l'_0}, \%$		
6,3×0,17	0	∞	—2,19	1,85	0	0	0	0		
	6,327		—2,22	1,84	—0,12	0,11	0,23	0,032		
	8,891		—2,25	1,84	—0,28	0,16	0,44	0,056		
40×0,65	0	∞	—24,59	1,67	0	0	0	0		
	6,584		—24,64	1,68	0,06	—0,17	—0,23	0,24		
	9,335		—24,68	1,69	0,25	—0,26	—0,51	0,49		
60×0,85	0	∞	—4,58	1,83	0	0	0	0		
	4,440		—4,59	1,84	—0,27	0,32	0,59	0,16		
	8,924		—4,63	1,85	—1,19	1,01	2,20	0,65		
100×1,25МИ	0	∞	—5,60	2,01	0	0	0	0		
	6,352		—5,62	2,00	—0,94	0,62	1,56	0,32		
	9,016		—5,64	2,01	—1,57	1,64	3,21	0,67		

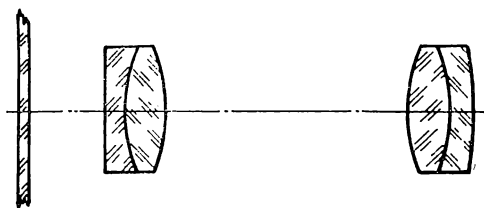


Рис. IV.30. Оптическая схема ахромата $4 \times 0,10$

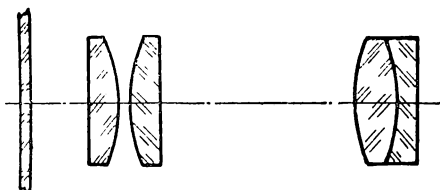


Рис. IV.31. Оптическая схема ахромата $6,3 \times 0,17$

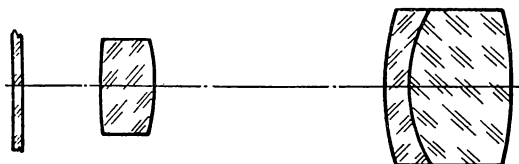


Рис. IV.32. Оптическая схема ахромата $10 \times 0,25$

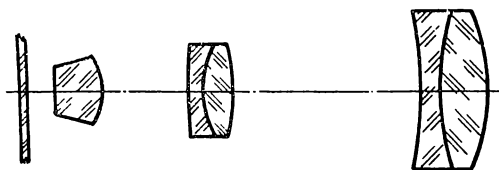


Рис. IV.33. Оптическая схема ахромата $16 \times 0,40$

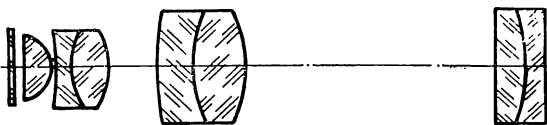


Рис. IV.34. Оптическая схема ахромата $40 \times 0,65$

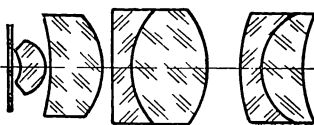


Рис. IV.35. Оптическая схема ахромата $60 \times 0,85$

Для устранения недостатков, присущих старым ахроматам, в последние годы в нашей стране был разработан новый комплект ахроматических объективов для проходящего света [5].

Комплект включает восемь объективов, шесть из которых — сухие, один — водный и один — масляной иммерсии. Оптические характеристики объективов этого комплекта даны в табл. IV.9. Все объективы рассчитаны на длину тубуса 160 мм и применение

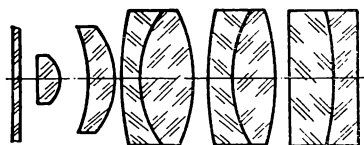


Рис. IV.36. Оптическая схема ахромата $40\times 0,85$ водной иммерсии

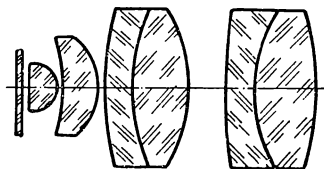


Рис. IV.37. Оптическая схема ахромата $100\times 1,25$ масляной иммерсии

покровного стекла толщиной 0,17 мм. На рис. IV.30—IV.37 показаны оптические схемы новых ахроматических объективов. В табл. IV.10 приведены aberrации объективов: $6,3\times 0,17$, $40\times 0,65$, $60\times 0,85$ и $100\times 1,25$.

Все объективы достаточно хорошо откорректированы и отвечают всем требованиям, предъявляемым к современным ахроматам. Конструкции объективов сравнительно просты и технологичны при серийном производстве. Новый комплект ахроматических объективов предназначен для применения в биологических рабочих микроскопах серии БИОЛАМ.

25. Объективы для универсального столика к поляризационным микроскопам

Столик Федорова, или универсальный вращающийся столик, является вспомогательным приспособлением к поляризационному микроскопу, значительно расширяющим возможности исследования минералов под микроскопом. На нем определяют ориентировку индикатрисы кристалла относительно его граней, измеряют углы оптических осей, определяют осьность кристаллов и т. п.

Универсальный столик имеет несколько осей, позволяющих вращать препарат вокруг различных направлений в пространстве. При работе препараты в виде тонких минералогических шлифов помещают между двумя стеклянными шаровыми сегментами, а воздушные промежутки между сегментами и препаратом заполняют иммерсионной жидкостью.

Столик обычно снабжается набором сегментов с различными показателями преломления, соответствующими показателям преломления пороодообразующих минералов.

При работе используются как ортоскопический, так и коноскопический методы наблюдения. Применение объективов с большой числовой апертурой позволяет существенно ускорить и упростить определение ряда констант и повысить точность их определения.

К особенностям объективов, применяемых на столике Федорова, относятся прежде всего большое по сравнению с обычными ахроматами рабочее расстояние, необходимое для размещения сегмента, и наличие ирисовой диафрагмы для изменения числовой апертуры.

Передовые в области микроскопостроения иностранные фирмы, например «Оптон» и «Лейтц» (ФРГ) [131], выпускают достаточно полные комплекты объективов к универсальному столику для ортоскопического и коноскопического наблюдений. Оптические характеристики объективов указанных фирм приведены в табл. IV.11 и IV.12.

Таблица IV.11

**Ахроматические объективы для универсального столика
фирмы «Оптон» (ФРГ)**

Объектив	Показатель преломления сегмента n_D	Радиус сегмента R	Увеличение V	Числовая апертура A	Рабочее расстояние d
6,3×0,12	—	—	3,7	0,07	19
	1,517	12,56	5,6	0,11	6,5
	1,557	12,56	5,8	0,12	6,5
	1,648	12,56	6,1	0,13	6,5
16×0,17	—	—	9,6	0,11	13,5
	1,517	12,56	14,6	0,17	3,0
	1,557	12,56	14,9	0,17	3,0
	1,648	12,56	15,8	0,18	3,0
20×0,57	—	—	12,7	0,38	4,2
	1,517	5,52	19,3	0,57	0,8
	1,557	5,52	19,7	0,57	0,8
	1,648	5,52	21,0	0,61	0,8
40×0,65	—	—	25,8	0,41	6,8
	1,517	5,52	39,0	0,62	1,5
	1,557	5,52	40,2	0,64	1,5
	1,648	5,52	42,7	0,68	1,5

**Ахроматические объективы для универсального столика
фирмы «Лейтц» (ФРГ)**

Объектив	Показатель преломле- ния сег- мента n_D	Радиус сегмента R	Увели- чение V	Числовая апертура A	Рабочее расстояние d
5×0,10	—	—	3,2	0,07	1,4
	1,516	13,5	4,9	0,10	1,4
	1,554	13,5	5,0	0,10	1,4
	1,649	13,5	5,3	0,11	1,4
10×0,22	—	—	6,4	0,15	1,4
	1,516	13,5	9,8	0,21	1,4
	1,554	13,5	10	0,22	1,4
	1,649	13,5	11	0,23	1,4
20×0,33	—	—	13	0,22	1,4
	1,516	13,5	19,5	0,32	1,4
	1,554	13,5	20	0,33	1,4
	1,649	13,5	21	0,35	1,4
32×0,30	—	—	20	0,20	1,5
	1,516	13,5	31	0,29	1,4
	1,554	13,5	32	0,30	1,4
	1,649	13,5	34	0,32	1,4
32×0,60	—	—	20	0,40	6,3
	1,516	5,73	31	0,59	0,56
	1,554	5,73	32	0,60	0,56
	1,649	5,73	34	0,64	0,56
50×0,60	—	—	32	0,40	6,1
	1,516	5,73	49	0,59	0,41
	1,554	5,73	50	0,60	0,41
	1,649	5,73	53	0,64	0,41

Ахроматические объективы для столика Федорова

Объектив	Показатель преломле- ния сег- мента n_D	Радиус сегмента R	Увели- чение V	Числовая апертура A	Рабочее расстояние d
4×0,10	—	—	—4,0	0,10	14,9
	1,5163	13,49	—6,0	0,15	1,4
	1,5480	13,49	—6,2	0,16	1,4
	1,6504	13,49	—6,6	0,17	1,4
	1,7849	13,49	—7,2	0,18	1,4
6,3×0,15	—	—	—6,0	0,15	15,5
	1,5163	13,49	—9,1	0,23	2,0
	1,5480	13,49	—9,3	0,23	2,0
	1,6504	13,49	—9,9	0,25	2,0
	1,7849	13,49	—10,7	0,27	2,0
10×0,20	—	—	—10,0	0,20	15,0
	1,5163	13,49	—15,2	0,30	1,5
	1,5480	13,49	—15,5	0,31	1,5
	1,6504	13,49	—16,6	0,33	1,5
	1,7849	13,49	—17,9	0,36	1,5
16×0,25	—	—	—16	0,25	15,0
	1,5163	13,49	—24,3	0,38	1,5
	1,5480	13,49	—24,8	0,39	1,5
	1,6504	13,49	—26,4	0,41	1,5
	1,7849	13,49	—28,6	0,46	1,5
25×0,25	—	—	—25,0	0,25	15,0
	1,5163	13,49	—38,0	0,38	1,5
	1,5480	13,49	—38,8	0,39	1,5
	1,6504	13,49	—41,2	0,41	1,5
	1,7849	13,49	—44,6	0,45	1,5
16×0,40	—	—	—16,5	0,40	7,5
	1,5163	6,026	—25,0	0,61	1,5
	1,5480	6,026	—25,5	0,62	1,5
	1,6504	6,026	—27,2	0,66	1,5
	1,7849	6,026	—29,4	0,71	1,5
25×0,40	—	—	—25,2	0,40	7,5
	1,5163	6,026	—38,3	0,61	1,5
	1,5480	6,026	—39,1	0,62	1,5
	1,6504	6,026	—41,7	0,66	1,5
	1,7849	6,026	—45,1	0,71	1,5

Выпускаемый в настоящее время в нашей стране серийно комплект объективов к столику Федорова: $3,8 \times 0,11$; $7 \times 0,17$; $11 \times 0,40$; $14 \times 0,22$ и $26 \times 0,19$ — не позволяет полностью использовать все его возможности из-за отсутствия объективов достаточно большого увеличения и числовой апертуры. В связи с этим был рассчитан новый комплект объективов для столика Федорова. Комплект включает семь ахроматических объективов, оптические характеристики которых представлены в табл. IV.13 [42].

Объективы $4 \times 0,10$; $6,3 \times 0,15$; $10 \times 0,20$; $16 \times 0,25$ и $25 \times 0,25$ (рис. IV.38—IV.42) предназначены для ортоскопического наблю-

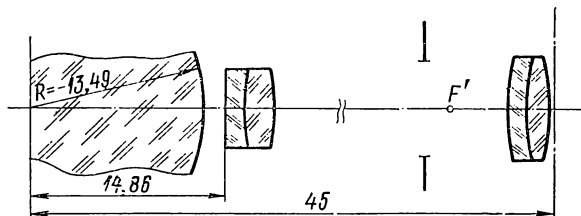


Рис. IV.38. Оптическая схема объектива для столика Федорова $4 \times 0,10$

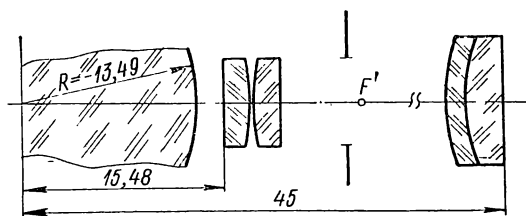


Рис. IV.39. Оптическая схема объектива для столика Федорова $6,3 \times 0,15$

дения, а $16 \times 0,40$ и $25 \times 0,40$ (рис. IV.43, IV.44) — для коноскопического (увеличение и числовая апертура указаны без учета сегмента).

Преимущества вновь рассчитанного комплекта заключаются в следующем. Значительно расширен и нормализован ряд объективов и повышены их оптические характеристики, в особенности для коноскопии. Существенно улучшена коррекция aberrаций. Так, например, волновые aberrации широкого пучка лучей, выходящего из точки на оси, для основной длины волны — линии D — менее $0,25\lambda$, а для спектральных линий F и C не превосходят $0,5\lambda$. Заметно улучшено также исправление aberrаций для внеосевых точек предмета. Хроматизм увеличения для всех объективов практически постоянен, что позволяет применять с ними единый комплект компенсационных окуляров. Новый комплект объективов для столика Федорова по номенклатуре и своим оптическим характеристикам не уступает образцам иностранных фирм.

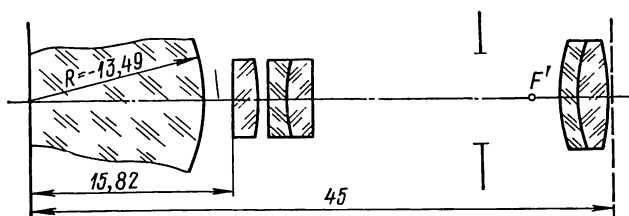


Рис. IV.40. Оптическая схема объектива для столика Федорова $10 \times 0,20$

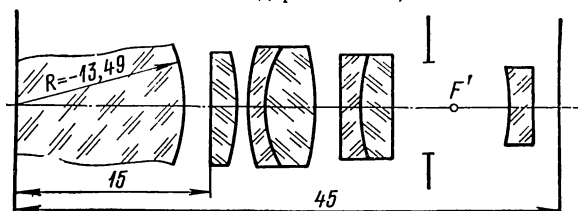


Рис. IV.41. Оптическая схема объектива для столика Федорова $16 \times 0,25$

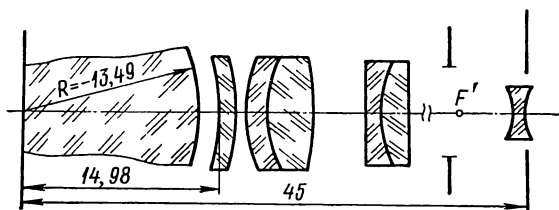


Рис. IV.42. Оптическая схема объектива для столика Федорова $25 \times 0,25$

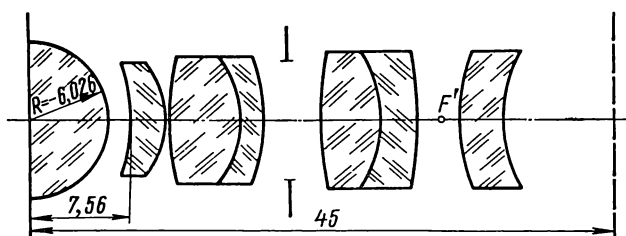


Рис. IV.43. Оптическая схема объектива для столика Федорова $16 \times 0,40$

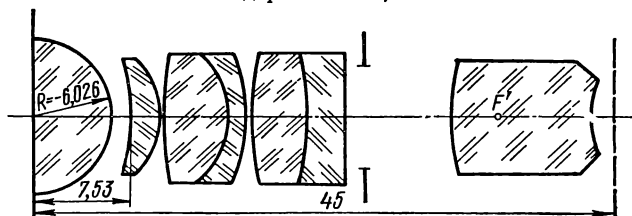


Рис. IV.44. Оптическая схема объектива для столика Федорова $25 \times 0,40$

26. Объективы для видимой и ультрафиолетовой областей спектра

Для проведения микроспектрального анализа, а также для изучения спектров поглощения и некоторых других исследований необходимы объективы с высоким коэффициентом пропускания и хорошей коррекцией aberrаций в широкой по сравнению с обычными ахроматами или апохроматами спектральной области.

В последнее десятилетие фирма «Оптон» (ФРГ) выпустила комплект линзовых объективов под названием ультрафлюары [131], исправленных в спектральной области от 240 до 700 нм. В СССР в настоящее время также разрабатывается комплект линзовых объективов для широкой спектральной области.

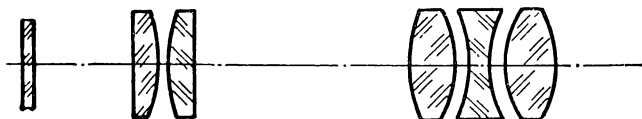


Рис. IV.45. Оптическая схема объектива $6,3 \times 0,13$ для видимой и ультрафиолетовой областей спектра

К трудностям, связанным с разработкой объективов для ультрафиолетовой и видимой областей спектра, можно отнести широкую область ахроматизации и наличие сравнительно малого числа оптических сред, имеющих высокое пропускание в широкой области спектра и одновременно обладающих хорошими физико-химическими свойствами.

Все разрабатываемые объективы рассчитываются на длину тубуса 160 мм и имеют высоту, равную 45 мм. Объективы с числовой апертурой 0,35 и более применяются с водно-глицериновой иммерсией (10% воды и 90% глицерина). В качестве оптических сред используются флюорит и кварцевое стекло. При расчете объективов, ахроматизованных в широкой спектральной области, особое внимание уделяется исправлению вторичного спектра и сферохроматической aberrации.

Проведенные исследования и расчеты показали возможность создания ахроматизованных систем в широкой области из двух оптических сред, причем при исправлении хроматизма положения для длин волн $\lambda = 240$ нм и $\lambda = 656,3$ нм хроматическая aberrация оказывается минимальной и для других длин волн.

На рис. IV.45 приведена оптическая схема объектива $6,3 \times 0,13$, а в табл. IV.14 даны его aberrации. Объектив состоит из двух компонентов, включающих пять линз: первый компонент в виде двух плоско-выпуклых линз, а второй — в виде трехлинзового несклеенного компонента.

Оптическая схема и остаточные aberrации объектива $16 \times 0,25$ приведены на рис. IV.46 и в табл. IV.15. Объектив состоит из

Таблица IV.14

Волновые aberrации объектива 6,3×0,13
в долях своей длины волны

$\sin u_m$	240	260	280	i	G	F	D	C
	HM							
0	0	0	0	0	0	0	0	0
$0,13 \sqrt{1/4}$	0,13	0,07	—0,02	0,05	—0,01	0,06	0	—0,02
$0,13 \sqrt{1/2}$	0,24	0,10	—0,10	0,02	—0,10	0,04	—0,06	—0,11
$0,13 \sqrt{3/4}$	0,35	0,14	—0,17	—0,01	—0,19	0,02	—0,14	—0,21
0,13	0,44	0,18	—0,22	0,01	—0,24	0,05	—0,17	—0,27

Таблица IV.15

Волновые aberrации объектива 16×0,25
в долях своей длины волны

$\sin u_m$	240	260	280	i	G	F	D	C
	HM							
0	0	0	0	0	0	0	0	0
$0,25 \sqrt{1/4}$	—0,06	—0,06	—0,12	—0,01	—0,07	0	—0,05	—0,08
$0,25 \sqrt{1/2}$	0	0,01	—0,11	0,09	—0,04	0,10	—0,02	—0,08
$0,25 \sqrt{3/4}$	0,04	0,08	—0,09	0,20	0,02	0,20	0,03	0,07
0,25	—0,24	—0,10	—0,31	0,22	—0,04	0,25	0	—0,13

Таблица IV.16

Волновые aberrации объектива 25×0,35
в долях своей длины волны

$\sin u_m$	240	260	280	i	G	F	D	C
	HM							
0	0	0	0	0	0	0	0	0
$0,35 \sqrt{1/4}$	0,22	0,11	—0,01	0,02	—0,04	0,04	—0,02	—0,05
$0,35 \sqrt{1/2}$	0,34	0,16	—0,08	0,02	—0,09	0,07	—0,05	—0,11
$0,35 \sqrt{3/4}$	0,38	0,17	—0,14	0,07	—0,07	0,16	—0,03	—0,12
0,35	0,17	0,08	—0,24	0,20	0,04	0,34	0,09	—0,03

трех компонентов: первый компонент — плоско-выпуклая линза, а второй и третий — трехлинзовые несклеенные компоненты.

Иммерсионный объектив $25\times 0,35$ (рис. IV.47) выполнен по такой же оптической схеме, что и объектив $16\times 0,25$. Его aberrации приведены в табл. IV.16.

При расчете объективов был применен метод расчета по частям с последующей окончательной коррекцией aberrаций по автоматизированным программам на ЭВМ.

Из анализа aberrаций следует, что достигнутая коррекция aberrаций для области спектра в пределах $240\text{--}700$ нм вполне

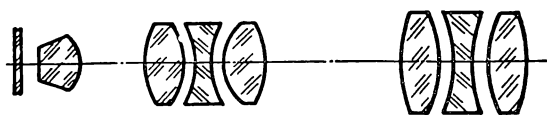


Рис. IV.46. Оптическая схема объектива $16\times 0,25$ для видимой и ультрафиолетовой областей спектра

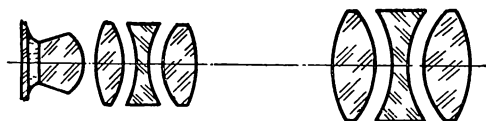


Рис. IV.47. Оптическая схема объектива $25\times 0,35$ для видимой и ультрафиолетовой областей спектра

удовлетворительная: волновые aberrации не превышают $0,25\lambda$. Такая коррекция aberrаций обеспечивает хорошее качество изображения для видимой и ультрафиолетовой областей спектра и не требует дополнительной перефокусировки при переходе от одной длины волны к другой.

Расчетное пропускание объективов при условии, что на поверхности не наносятся просветляющие покрытия, составляет приблизительно 60%. Если же на поверхности нанесены покрытия с коэффициентом отражения порядка 1%, то пропускание может быть увеличено до 70—75%.

Расчеты объективов с большими увеличениями и числовыми апертурами продолжаются. Наряду с развитием линзовых микрообъективов различных назначений как в СССР, так и за рубежом продолжаются исследования по созданию оптимальных оптических конструкций зеркальных и зеркально-линзовых систем. Этой важной области микроскопостроения посвящена следующая глава.

ГЛАВА V

ЗЕРКАЛЬНЫЕ И ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ МИКРОСКОПОВ

За последние годы в оптическом приборостроении в значительной степени возросла роль зеркальных и зеркально-линзовых систем в связи с развитием инфракрасной техники, высокотемпературной металлографии, растровых электронных микроскопов — микроанализаторов, микроскопов для микроспектрального локального анализа, ультрафиолетовой микроскопии и т. д.

Повышенный интерес к зеркальным и зеркально-линзовым объективам объясняется особыми преимуществами, которыми они обладают перед линзовыми системами. Отметим некоторые из них.

1. Рабочее расстояние этих объективов может в несколько раз превышать фокусное расстояние.

2. Широкая область ахроматизации, возможность наблюдения объективов в ближней ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра без перефокусировки микроскопа.

3. Достаточно простые конструкции оптических систем при исследовании объективов в инфракрасных лучах в интервале длин волн от 1 до 6 мкм и более.

4. Возможность создания несложных систем «сухих» и иммерсионных высокоапертурных апланатических микрообъективов для видимой и инфракрасной областей спектра с апохроматической коррекцией и уменьшенной кривизной поверхности изображения.

Особый интерес представляют высокоапертурные зеркальные системы — апланаты, содержащие несферические поверхности и применяемые для любой области спектра.

Однако изготовление указанных выше систем сопровождается значительными технологическими трудностями, вызываемыми высокими требованиями к качеству отражательных поверхностей, центрировке, а также сложностью конструкции механических узлов, обеспечивающих надежность в эксплуатации. Во избежание «паразитной» засветки большинство объективов требует применения специальных оправ и непрозрачных экранов.

27. Краткий обзор некоторых конструкций оптических систем зеркальных и зеркально-линзовых объективов микроскопов

Применение отражательных поверхностей в области микроскопии началось в то время, когда уже были изготовлены линзовые микрообъективы, с помощью которых совершались научные открытия (Левенгук в 1632 г., Гук в 1665 г. и т. д.).

В 1672 г. Ньютон изобрел зеркальный объектив. Он предложил применить в качестве объектива микроскопа вогнутое зеркало. Над этим усовершенствованием работал Амичи, однако его исследования были только начаты.

Первые зеркальные объективы микроскопа были скопированы с различных классических зеркальных телескопов. Так, например, Ньютон, описывая свой собственный телескоп, высказал мысль о том, что последний может быть легко переконструирован в микрообъектив с большим фокальным отрезком, если свет направить в обратном направлении через объектив телескопа. Он изготовил объектив микроскопа, состоящий из параболического вогнутого зеркала и вспомогательного диагонального плоского зеркала. Следуя примеру Ньютона, исследователи Баркер [78] в 1736 г. и Мартин [111] в 1759 г., используя телескоп Грегори, сконструировали микрообъективы с малыми апертурами. Почти в то же время Смит [123] описал несколько конструкций микрообъективов, в том числе двухзеркальных типа Кассегрена с числовой апертурой $A = 0,05 \div 0,1$, которая в то время вполне отвечала требованиям, предъявляемым к объективам телескопа. Объективы Смита находились в эксплуатации до начала второй четверти XIX в., а затем были вытеснены более светосильными ($A = 0,2$) эллипсоидальными зеркальными системами Амичи.

В начале XIX в. оптики-конструкторы, направляемые данными экспериментов и интуицией, отказались от расчета микрообъективов на базе телескопов и пошли по пути увеличения в оптических системах числовой апертуры, влияние которой на разрешающую силу было позднее теоретически доказано Аббе.

Дальнейшие исследования по созданию более качественных микроскопов привели к необходимости разработки новых оптических стекол. С появлением последних и с открытием оптических свойств флюорита и других оптических кристаллов стало возможным создание линзовых систем высокого качества, поэтому дальнейшее совершенствование зеркальных микрообъективов было окончательно приостановлено. В период между 1850 г. и 1930—1932 гг. интерес к зеркальной оптике концентрировался главным образом на конструкциях больших астрономических телескопов.

В 1905 г. в своей классической работе Шварцшильд [121] развил общую теорию апланатической пары зеркал. Больших успехов в астрономической оптике достигли теоретические исследования Кретьена [89]. Примерно в это же время микроскоп был

распространен на ультрафиолетовую область спектра [104] — область более коротких длин волн — для повышения разрешающей силы микроскопа. Только в 1930 г. ультрафиолетовый микроскоп был оценен как прибор, который может быть использован в сочетании со спектрометром или монохроматором для изучения химических составов клеточных тканей с помощью абсорбционного анализа. Созданные для этой цели кварцевые монохроматические линзовые объективы внедрялись очень медленно и с большими трудностями, так как они нуждались в перефокусировке в процессе микроспектрометрических измерений, производившихся в более широкой ультрафиолетовой области спектра, чем это допускала хроматическая коррекция оптических систем.

Требования ахроматизации и выполнения условия синусов в системах с высокой числовой апертурой как для ультрафиолетовой, так и для видимой областей спектра, а также необходимость совпадения плоскостей наилучшей установки при фотографировании в указанных длинах волн побудили конструкторов разрешить поставленную перед ними задачу с помощью зеркальных систем. Это явилось одной из основных причин возникновения новой фазы развития зеркальных микроскопов.

Следует отметить, что в течение длительного времени не уделялось должного внимания комбинированию отражательных поверхностей с линзовыми компонентами. Исключительно большое значение в развитии зеркально-линзовых объективов сыграли менисковые системы Д. Д. МаксUTOва [36], возвратившего к жизни зеркальные микроскопы. В 1932 г. Д. Д. МаксUTOв предложил новую оригинальную конструкцию отражательных объективов микроскопа из одного куска стекла, аналогичную кардиоидконденсору¹. Конструкций менисковых систем можно разработать очень много. Они могут быть выполнены из кварца или обычного оптического стекла; их можно конструировать «сухими» с числовой апертурой до 0,4, иммерсионными, повышающими числовую апертуру до 0,6, с малыми или большими рабочими расстояниями для любой длины тубуса микроскопа.

На рис. V.1 приведен один из вариантов схем микрообъективов Д. Д. МаксUTOва с числовой апертурой 0,85 и увеличением 60 \times . В этой системе объект расположен в центре кривизны поверхности 1; поверхность 2 алюминирована и слегка регулирована. Лучи, отраженные от алюминированных концентрических (или по форме близких к концентрическим) поверхностей 2 и 3, встречают поверхность 4, не испытывая на ней преломления. Такой микрообъектив в виде «сухой» системы практически ахроматичен; визуальные наблюдения и фотографирования в области длин волн $\lambda = 210 \div 600$ нм производятся при неизменной фокусировке. На базе этой конструкции в ГОИ была разработана серия микрообъективов, два из которых приведены на рис. V.2 и V.3.

¹ Патент СССР № 40859, 1932.

Наряду с зеркальной конструкцией микрообъективов Д. Д. Макутовым были предложены для исследования в широком интервале спектра менисковые микрообъективы с апертурой не свыше 0,4.

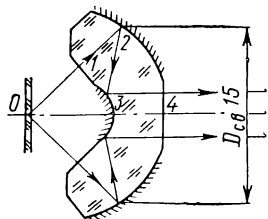


Рис. V.1. Объектив Макутова 60×0,85:

$\theta = 0,5$; область ахроматизации $\lambda = 210 \div 600$ нм

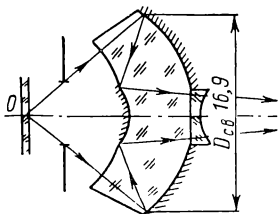


Рис. V.2. Объектив ГОИ 40×0,5:

$\theta = 0,46$; область ахроматизации $\lambda = 211 \div 656$ нм

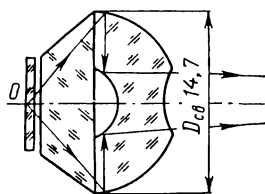


Рис. V.3. Объектив ГОИ 90×1,20:

$\theta = 0,5$; область ахроматизации $\lambda = 210 \div 600$ нм

Одна из этих схем микрообъективов дана на рис. V.4. Система представляет собой усовершенствованный объектив Кассегрена; толстый менисковый компонент, на который наклеено выпуклое зеркало, заменяет асферическую пластинку Шмидта. Центральное экранирование по диаметру зрачка составляет более 50%.

Развитие зеркальных микрообъективов проходило главным образом по линии ультрафиолетовой микроскопии. Так, например, в 1934 г. Джонсон [98] разработал свой первый ультрафиолетовый микроскоп (рис. V.5), в котором сферическое вогнутое зеркало представляло собой кварцевую менискообразную линзу, алюминированную с внутренней стороны (зеркало типа Манжена).

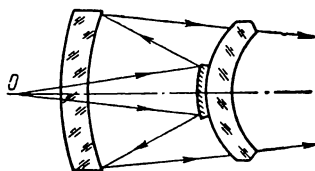


Рис. V.4. Менисковый объектив Макутова

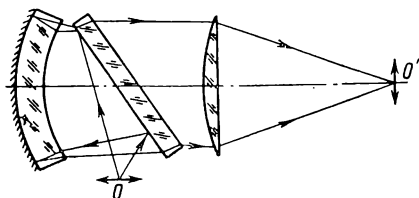


Рис. V.5. Объектив Джонсона

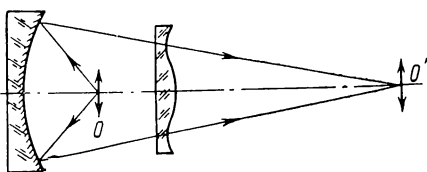


Рис. V.6. Объектив Линфута

В 1938 г. Линфут [105, 106] сконструировал ультрафиолетовый микроскоп с числовой апертурой $A = 0,54$ (рис. V.6). В этой системе объект находился в фокусе сферического зеркала, в центре кривизны которого была помещена кварцевая коррекционная пластинка Шмидта. Существенный недостаток этой конструкции — недоступность в обращении с исследуемым объектом.

Первые апланатические моноцентрические микрообъективы (рис. V.7), состоящие из двух сферических зеркал с числовой апертурой $A = 0,5$, были разработаны С. А. Гершгориним и Е. М. Брумбергом [14, 15] для изучения биологических препаратов, а также для металлографических исследований в ультрафиоле-

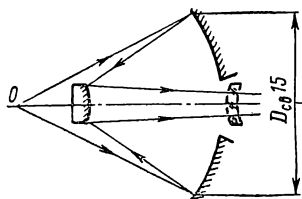


Рис. V.7. Объектив Гершгорина и Брумберга $40 \times 0,5$:
 $\theta = 0,5$; область ахроматизации любая

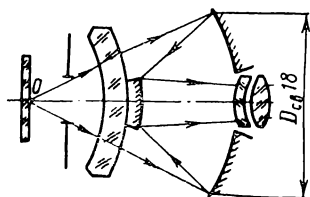


Рис. V.8. Объектив Волосова $40 \times 0,5$:
 $\theta = 0,38$; область ахроматизации $\lambda = 210 \div 800$ нм

товых лучах с помощью цветной трансформации [16, 17]. Однако концентрические системы имеют ряд недостатков: а) большое центральное экранирование ($\theta = 45\%$ по диаметру зрачка); б) незащищенность зеркал; в) невозможность осуществления иммерсионной системы; г) дополнительное экранирование оправой и растяжками (три или четыре спицы) малого зеркала, снижающее

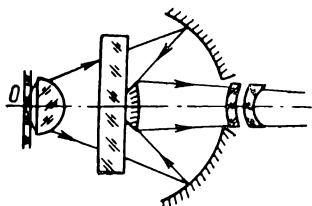


Рис. V.9. Объектив Волосова $65 \times 0,8$:
 $\theta = 0,45$; область ахроматизации $\lambda = 250 \div 600$ нм

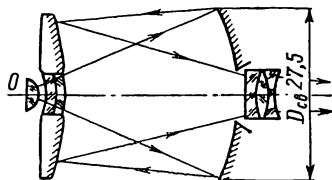


Рис. V.10. Объектив ГОИ $90 \times 1,2$:
 $\theta = 0,3$; область ахроматизации $\lambda = 225 \div 700$ нм

контраст изображения; д) непрочность крепления выпуклого зеркала и неустойчивость ранее осуществленной юстировки.

С целью устранения трех последних недостатков в ГОИ в 1940—1944 гг. была разработана серия микрообъективов, в том числе $40 \times 0,5$ (рис. V.8) и иммерсионные $65 \times 0,8$ (рис. V.9), $90 \times 1,2$ (рис. V.10), для исследования в области спектра с длинами волн от 250 до 800 нм. Первые два объектива по конструкции очень просты и, несмотря на большое центральное экранирование ($\theta = 0,38 \div 0,45$ по диаметру зрачка), до 1962 г. применялись в промышленности; объектив же $90 \times 1,2$ с центральным экранированием $\theta = 0,3$ не нашел практического применения из-за малого

рабочего расстояния, вызывающего «присос» покровного стекла к оправе фронтальной линзы.

В ЛИТМО в 1941 г. под руководством В. Н. Чуриловского была рассчитана серия концентрических ахроматических микрообъективов для видимой области спектра, в том числе «сухие» $40 \times 0,65$, $60 \times 0,8$ (рис. V.11) и иммерсионный $90 \times 1,2$. Объективы выполнены из вогнутого зеркала и двухлинзового склеенного компонента; в них хорошо исправлены аберрации, за исключением кривизны поля. Особенностью этих систем является отсутствие астигматизма высшего порядка при большом отрицательном значении коэффициента Петцваля. Так, например, для объекти-



Рис. V.11. Объектив
ЛИТМО $60 \times 0,8$:

$S_{IV} = -0,46$; рабочее
расстояние $s_1 = -3,6$ мм;
область ахроматизации
видимая

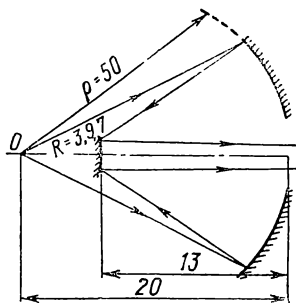


Рис. V.12. Объектив Берча
 $100 \times 0,65$:

$\theta = 0,14$; длина тубуса
300 мм; $S_{IV} = 0,47$

вов $40 \times 0,65$ и $60 \times 0,85$ коэффициент $-n \sum (\Delta \mu / r)$ составляет соответственно $-0,25$ и $-0,46$. К недостаткам таких конструкций микрообъективов следует отнести двойное прохождение световыми лучами покровного и предметного стекол, а также непригодность их к обычным штативам микроскопов.

Берч [86, 87] в 1947 г., приложив теорию апланатов Шварцшильда к микроскопу, рассчитал серию отражательных апланатических объективов. Отступая от концентричности системы и вводя асферические поверхности, он повысил апертуру объектива до $0,65$ и получил при рабочем расстоянии 12 мм экранирование центральных лучей около 14% (рис. V.12). Добавив к системе фронтальную линзу (полушар) с $n_D = 1,52$, Берч создал иммерсионный объектив с характеристикой $152 \times 0,8$. Благодаря прекрасной коррекции сферической аберрации и комы, а также малому коэффициенту центрального экранирования зрачка эти системы являются чрезвычайно ценными для микрофотографии при количественных микроспектроскопических исследованиях в широкой области спектра. Объективы Берча нашли широкое применение в ультрафиолетовых спектрографах и инфракрасных спектрометрах [88].

К неоспоримым преимуществам зеркально-линзовых объективов относится малое значение фокусного расстояния при большом рабочем отрезке. Такие объективы широко применяются в высокотемпературной металлографии. Первые промышленные образцы нескольких конструкций микрообъективов с большим рабочим расстоянием появились в 1949 г. Они представляют собой сочетание микронасадок с обычными линзовыми микрообъективами. Принципиальная схема одной из таких систем приведена на рис. V.13; насадка, состоящая из компонентов *I* и *II*, дает промежуточное изображение *P'* предмета *P* в масштабе $V = -1\times$. Изображение *P'* рассматривается с помощью объектива *III*, максимальная числовая апертура микронасадок достигает 0,5 и в случае применения асферических поверхностей — 0,65. В этих системах используется то обстоятельство, что изображение в центре кривизны сферического зеркала является апланатическим.

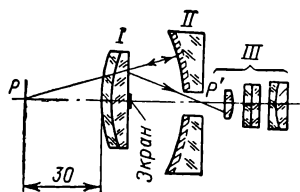


Рис. V.13. Микронасадка ГОИ

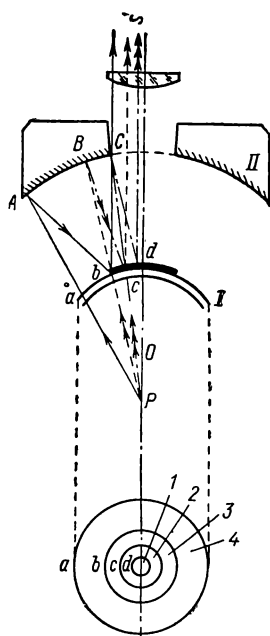


Рис. V.14. Объектив Номарского

32% по диаметру зрачка. Фронтальный компонент состоит из двух линз, склеенных плоскими поверхностями, причем центральная часть второй линзы переходит в сферическую форму и служит выпуклым зеркалом. Такая форма конструкции фронтального компонента чрезвычайно сложна в изготовлении и требует высокой точности центрировки всех четырех поверхностей линзы и компонента в целом.

Известен зеркально-линзовый объектив, выпускаемый фирмой «К. Цейсс», Иена [119]. Объектив имеет $f_{\text{об}} = 6,25$ мм, $A = 0,5$ и рабочее расстояние 18,8 мм с учетом толщины защитного стекла 2 мм (см. рис. V.96). Центральное экранирование составляет

При тонких микроспектроскопических анализах, когда требуется получить более точные данные о структуре и химическом составе живых клеток, исследуются такие области, размеры которых оцениваются пределом разрешающей силы микроскопа — большое значение имеет величина центрального экранирования зрачка объектива. Использование оптической системы с большим центральным экранированием уменьшает точность спектроскопических исследований. Поэтому дальнейшее усовершенствование зеркальных объективов характеризовалось увеличением числовой апертуры и уменьшением центрального экранирования зрачка.

Известно, что числовая апертура двухзеркальной концентрической системы может быть увеличена, если отступить от условия концентричности. Однако возникающая при этом кома резко уменьшает полезное поле [94]. Поэтому такие сферические зеркала, смонтированные Норрисом и Уилкинсом [115], были предназначены главным образом для микроспектроскопического анализа, где часто требуется лишь небольшое поле зрения. Применение этих систем для микрофотографии из-за малого поля зрения сильно ограничено.

Проблема создания высокоапертурных зеркальных микрообъективов — апланатов с числовой апертурой $A \geq 0,6$ и центральным экранированием зрачка, не превышающим 30% по диаметру, приводит к применению асферических поверхностей. Математическое решение подобной задачи, выполненное впервые Шварцшильдом (1905 г.), затем Кретьеном (1922 г.), Максutowым (1932 г.), Юреком (1953 г.) и Чуриловским (1958 г.) для телескопов, может служить лишь первым приближением для определения формы поверхностей апланатических объективов микроскопа с конечной длиной тубуса.

За последнее время некоторыми исследователями [102, 128, 129] было предложено несколько вариантов математического решения задачи, относящихся к указанным микрообъективам. Полученные дифференциальные формулы не очень сложны, однако путь их решения сводится к методу постепенных приближений, являющихся довольно трудоемкой операцией. В процессе изыскания наиболее рациональных апланатических систем, естественно, возникал вопрос о том, можно ли в некоторых случаях хотя бы одну из поверхностей зеркальной системы Шварцшильда свести к сферической поверхности. Зидентопф [122] нашел такой случай. Это известная система шара и кардиоида. Другой такой системы, как доказал Юрек [103], не существует.

Для объектива микроскопа существенное значение имеет случай, когда слегка деформированным сферическим зеркалом является такое зеркало, от которого отражаются лучи, исходящие из бесконечно удаленного источника или направляющиеся в бесконечно удаленную точку. Берч вывел для этого случая следующую формулу:

$$d^2 = \frac{s'_2 - 1}{s'_2},$$

где d — расстояние между зеркалами по оптической оси; s_2' — расстояние паракиального изображения от второй поверхности зеркала.

Вопрос о том, в каких случаях хотя бы одна из двух поверхностей апланатической системы с предметом и изображением на конечном расстоянии является незначительно деформированной сферической, еще не изучен полностью.

Номарский [114], не приводя доказательств, установил следующую зависимость между наивыгоднейшим отношением кривизны сферических зеркал (r_1 и r_2) concentрической системы и максимальным апертурным углом со стороны объекта и изображения (u и u'):

$$\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 - 2\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \frac{1 - \cos^2 \frac{u+u'}{2} \cos \frac{u-u'}{2}}{1 - \cos^2 \frac{u+u'}{2}} + 1 = 0. \quad (V.1)$$

Однако уравнением (V.1) решается только частный случай. Комбинируя зеркальные и линзовые сферические компоненты, можно получить микроскопические объективы с небольшим центральным экранированием зрачка и достаточно совершенным качеством изображения.

В 1949 г. Грей и Ли [93] рассчитали серию зеркально-линзовых объективов, содержащих флюоритовые кварцевые линзовые компоненты, для исследования в интервале спектра от 220 нм до близких инфракрасных лучей. Один из этих объективов (рис. V.15)

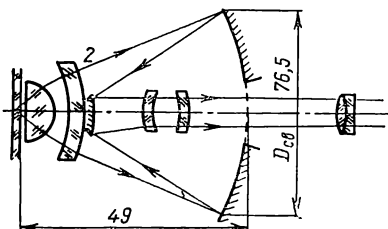


Рис. V.15. Объектив Грея и Ли

был изготовлен фирмой «Бауш и Ломб». Преломляющие сферические поверхности линзы 2 в этом объективе заменяют асферические поверхности, примененные Берчем. На рис. V.16 представлен безымерсионный объектив, исправленный для $\lambda = 220 \div 600$ нм. Рабочее расстояние его обеспечивает применение фронтальной линзы-полусферы, касающейся покровного стекла, что позволяет увеличить числовую апертуру до 1,1. На рис. V.17 изображен иммерсионный объектив, у которого выпуклым зеркалом служит алюминированный кружок, нанесенный непосредственно на выпуклой стороне мениска. Объективы Грея в 1950 г. были использованы Гором [92] и Блаутом [82, 83] на инфракрасном микрофотометре для измерения спектральной абсорбции малых кристаллов.

В зависимости от способа исправления aberrаций зеркальные и зеркально-линзовые объективы микроскопа могут быть разбиты на следующие три группы:

1) объективы, содержащие два или большее количество корректирующих друг друга зеркал;

2) зеркально-линзовые объективы, у которых остаточные аберрации двух зеркал компенсируются одной или несколькими линзами;

3) зеркально-линзовые системы, у которых остаточные аберрации двух зеркал взаимно компенсируются и числовая апертура увеличивается линзовыми компонентами.

Первая группа объективов с хорошими результатами получена в ГОИ, а также Берчем [86], Норрисом и Уилкинсом [115], Беннеттом и Каванеем [80] и Стилом [125].

Вторая группа объективов сконструирована в ГОИ, Линфуттом [105], Джонсоном [99, 100], Боуерсом, Греем и Ли [93] и др.

Третья группа описана Брумбергом [14, 15] и Боуерсом [85]. В основу таких объективов положена концентрическая система,

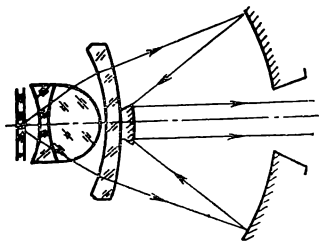


Рис. V.16. Объектив Грея для ультрафиолетовой области спектра

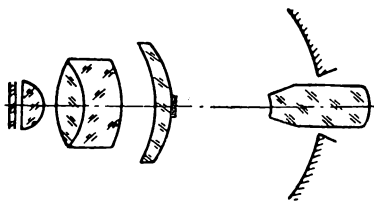


Рис. V.17. Иммерсионный объектив Грея

мало отличающаяся от системы Максутава. Все компоненты склеены и представляют собой моноблочную систему. Объективы Боуерса могут применяться на обычных штативах биологических микроскопов. В них используются полупрозражающие поверхности, снижающие центральное экранирование до 4% по площади зрачка.

Рассмотрим на примере конструкции объектива Номарского с тонким концентрическим мениском (рис. V.14) применение полупрозражающих поверхностей, с помощью которых существенно уменьшается нерабочая апертура объектива. На выпуклой стороне такого мениска наносится ряд концентрических колец с различной плотностью алюминирования. Главное (вогнутое) зеркало *II* и вспомогательное зеркало, образованное на поверхности концентрического мениска *I*, имеют общий центр кривизны *O*. Выходящий из осевой точки *P* объекта под максимальной апертурой луч встречает в точке *A* вогнутое зеркало и, отразившись от него, направляется в точку *b* вспомогательного зеркала. Затем после отражения этот луч проходит вблизи края *C* центрального отверстия зеркала *II*. Второй луч, выходящий из точки *P*, направляется в точку *b* (край вспомогательного зеркала), встречает вогнутое зеркало в точке *B*, отражается в точке *c* и направляется в центральное отверстие зеркала *II*. Третий луч, выходящий из точки *P* и направленный в точку *C*, после отражения от зер-

кала II встречает поверхность мениска в точке d и после отражения идет по направлению s' . Таким образом, апертурные лучи, выходящие из точки P объектива, можно разделить внутри апертурного угла OPA на три группы лучей, образующих конусы $PA-PB$, $PB-PC$ и $PC-Pd$. Каждая группа лучей будет отличаться различным коэффициентом светопропускания в системе.

Если посмотреть на поверхность мениска со стороны пространства изображения, то она будет разграничена четырьмя концентрическими кольцеобразными зонами. Поверхность центральной зоны I является нерабочей и почернена; поверхность зоны 2 алюминирована с коэффициентом отражения ρ_0 ; поверхность зоны 3 покрыта полупрозрачным слоем алюминия с коэффициентом отражения ρ и светопропускания T ; зона 4 не алюминирована. Предположим, что коэффициент отражения зеркальной поверхности II равен также ρ_0 . Тогда коэффициент светопропускания системы для лучей, заключенных внутри конуса $PA-PB$, будет равен $\tau_4 = \rho_0 \rho$, а для лучей, заключенных внутри конуса $PB-PC$, $\tau_3 = \tau \rho_0^2$.

Если интенсивность лучей в пространстве изображения принять одинаковой, то $\tau_4 = \tau_3 = T \rho_0^2 = \rho \rho_0$, или $T \rho_0 = \rho$. Но так как в действительности $\rho_0 < 1$, коэффициент светопропускания T должен быть больше ρ . Поскольку в концентрической системе $\theta = 46\%$ по диаметру зрачка, то на рис. V.14 эта величина определяется нерабочей частью апертуры объектива, характеризуемой углом OPB . Применение светоделительного покрытия на выпуклой поверхности мениска I позволяет из недействующего угла использовать его часть sPb и тем самым существенно снизить центральное экранирование до предела, определяемого углом OPC , составляющим примерно 0,2 от всего апертурного угла.

Приведенная на рис. V.14 конструкция включает в себя все достоинства зеркального объектива: большое рабочее расстояние, а также возможность применения как в ультрафиолетовой, так и в инфракрасной областях спектра.

Чтобы устранить хроматические aberrации, вносимые мениском, за зеркальной системой устанавливается положительная линза; однако концентрический мениск несколько увеличивает aberrации высших порядков.

Повышение числовой апертуры в системах Боуерса может быть достигнуто двумя методами: 1) уменьшением aberrаций; 2) увеличением числа преломляющих компонентов.

Рассмотрим первый метод. Числовая апертура зеркально-линзовых объективов часто ограничивается тем, что коррекционный их элемент, например передняя преломляющая поверхность, создает чрезвычайно большую сферическую aberrацию, высшие порядки которой преобладают над третьими.

Так как в вогнутом сферическом зеркале сферическая aberrация высших порядков мала, то с помощью такого зеркала не-

возможно компенсировать высшие порядки коррекционного элемента. Такая компенсация достигается с помощью поверхности склейки, разделяющей две среды, которые отличаются друг от друга для данной длины волны разностью показателей преломления от 0,0001 до 0,01, причем среда с большим показателем преломления относится к вогнутому зеркалу. Как показывает исследование, в таких системах наименьший угол падения лучей на данной поверхности составляет не меньше $35\text{--}36^\circ$. Указанная выше разница в показателях преломления двух соседних марок стекол значительно меньше той разницы, которая имеет место, как известно, при обычной склейке, применяемой для коррекции aberrаций 3-го порядка и хроматических aberrаций. Поверхность склейки имеет небольшую преломляющую силу и вызывает при угле падения $i \geq 36^\circ$ недоисправление сферической aberrации, которая компенсирует в достаточной мере сферическую aberrацию высших порядков системы. Разница показателей преломления не должна превышать 0,01, так как иначе перекоррекция системы становится слишком большой.

На рис. V.18 в качестве примера приведена оптическая схема безымерсионного объектива Боуерса, в котором, как следует из графиков aberrации, необходимо исключить высшие порядки положительного знака. Это было достигнуто действием малоотличающихся компонентов *II* и *III* ($n_{DII} - n_{DIII} < 0,001$). Появляющаяся при этом хроматическая aberrация устраняется применением для компонентов *I* и *IV* марок стекол с одинаковыми n_D , но разными дисперсиями.

Таким образом, числовая апертура иммерсионного объектива (рис. V.19) может быть увеличена до 0,95, а «сухого» (рис. V.18) — до 0,75. В случае применения второго метода добавляется апланатическая фронтальная линза (рис. V.20), хроматическая aberrация которой компенсируется применением в компонентах *III* и *IV* различных марок стекол, причем дисперсия стекла компонента *IV* меньше дисперсии компонента *III*. Этим методом может быть получена система с числовой апертурой до 1,2—1,4.

В 1949 г. Дру [91] сконструировал из целого куска стекла ахроматический объектив с числовой апертурой $A = 0,6$ (рис. V.21), у которого поверхности 1 и 2 асферические.

Норрис и Уилкинс [115] разработали иммерсионный объектив водной иммерсии с числовой апертурой $A = 0,9$ и $\theta = 0,35$. Объектив состоит из трех кварцевых линз, поставленных на оптический контакт (рис. V.22).

В 1954 г. в ЛИТМО под руководством проф. М. М. Русинова был разработан и изготовлен оригинальный планахроматический микрообъектив с числовой апертурой 0,65 и увеличением $20\times$. Принципиальная схема одного из вариантов объектива М. М. Русинова дана на рис. V.23. Зеркальная часть 1 объектива изготовлена из сплошного куска стекла; дополнительная система 2 состоит из четырех линз. Покровное стекло прижимается к по-

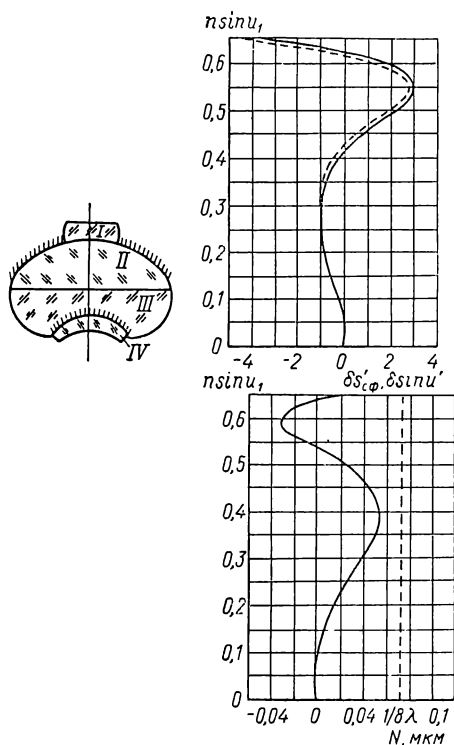


Рис. V.18. Безиммерсионный объектив Боуэrsa

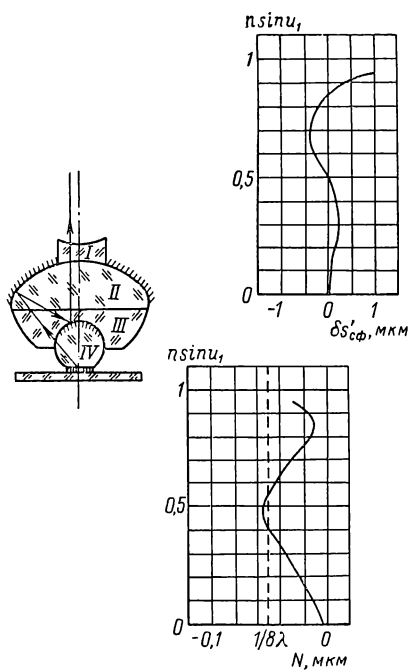


Рис. V.19. Иммерсионный объектив Боуэrsa

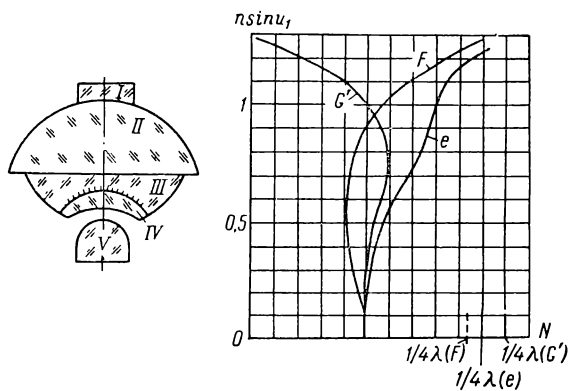


Рис. V.20. Иммерсионный объектив Боуэrsa с апланатической фронтальной линзой

верхности объектива. В последующих вариантах система 2 была заменена триплетом. К этой системе разработан специальный штатив микроскопа с переменной длиной тубуса и широкоугольный компенсационный окуляр с увеличением $5\times$, обеспечивающий хорошее качество изображения всей системы. Линейное поле зрения объектива составляет примерно 1,3 мм и $\theta = 0,20$.

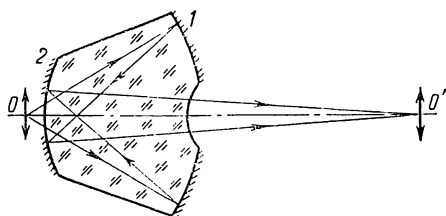


Рис. V.21. Объектив Дру

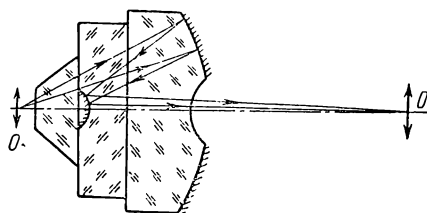


Рис. V.22. Объектив Норриса и Уилкинса

За последнее время помимо объективов микроскопа, состоящих из двух зеркал, появились более сложные системы [124]. Рассмотрим некоторые конструкции объективов из трех и четырех зеркал.

На рис. V.24 представлены две оптические схемы объективов, каждая из которых состоит из трех сферических зеркал. В основу их конструкции была положена идея использования малого увеличения, даваемого двумя зеркалами, с последующим увеличением изображения с помощью третьего вогнутого зеркала до желаемого масштаба.

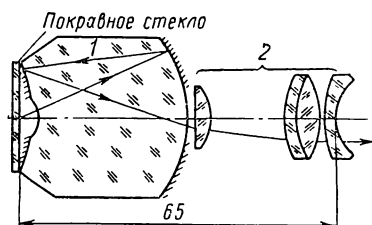


Рис. V.23. Объектив Русина

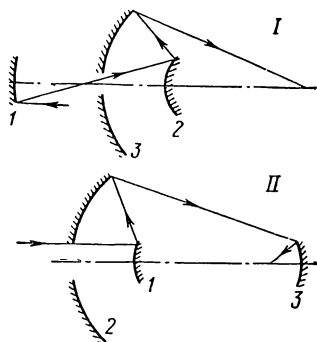


Рис. V.24. Объективы из трех сферических зеркал

Если положить, что сферическая абберация 3-го порядка равна нулю, то можно найти для системы с фокусным расстоянием, равным единице, соотношения:

$$2(1 + 2\rho_1)(1 - 2\rho_2)(\rho_1 - \rho_2) = 1;$$

$$2(1 + 2\rho_1)(1 + 2\rho_3)(\rho_1 + \rho_3) = 1.$$

Таким образом, кривизны поверхностей ρ_2 и ρ_3 даны одной и той же функцией от ρ_1 , представленной на рис. V.25. Для каж-

Сферическая aberrация 5-го порядка для двух случаев кривых

Случай I			Случай II		
ρ_1	$\frac{128\delta s'_{\text{сф}} V}{f'u'^2}$	θ	ρ_1	$\frac{128\delta s'_{\text{сф}} V}{f'u'^2}$	θ
0	1,04	0,447	0,5	0,482	0,410
0,1	1,12	0,33	0,6	0,022	0,417
0,2	1,12	0,22	0,7	—0,438	0,433
0,3	1,01	0,10	0,8	—1,0	0,447

дого значения ρ_1 кривизны ρ_2 и ρ_3 даны двумя различными линиями кривой: I и II.

Хотя и кажется, что существует много возможных вариантов конструкций объективов из трех зеркал, однако практическое значение имеют только те варианты, у которых $r_1 - r_2$, $r_3 - r_2$, s'_2 имеют один и тот же знак. Этим вариантам соответствуют только два участка, где кривая изображена сплошной линией; объективы, соответствующие данным участкам, приведены на рис. V.24. В табл. V.1 дана сферическая aberrация 5-го порядка для двух случаев кривых.

Из таблицы следует, что хотя случай II показывает возможность исправления aberrаций 5-го порядка и перехода к большим апертурам, величина θ остается все же большой.

Рис. V.25. Зависимость кривизны поверхностей ρ_2 и ρ_3 от ρ_1

В системах, относящихся к случаю I, можно уменьшить θ до приемлемых размеров, а остаточные aberrации довести до значений, равных aberrациям объектива с двумя зеркалами ($\rho_1 = 0$). Такие системы при известных условиях могут найти практическое применение. При нечетном количестве зеркал свет выходит в направлении объекта. Чтобы избежать этого, в плоскости промежуточного изображения устанавливают плоское зеркало. Два возможных приспособления показаны на рис. V.26. Система, приведенная на рис. V.26, а, практически все же ограничена экранированием порядка $\theta^2 = 0,11$. Если $\theta^2 = 0,105$, то в системах имеет место засветка изображения.

В системе, приведенной на рис. V.26, б, можно получить $\theta^2 \leq 0,09$. Но такая конструкция в изготовлении значительно сложнее, чем первая, и не имеет удобного решения.

Объективы из трех зеркал нашли применение в микроскопии. Так, например, Торнберг [126] сконструировал в 1955 г. объектив $100 \times 0,77$ (рис. V.27) с центральным экранированием $\theta = 0,34$ и рабочим расстоянием $s' = 7,5$ мм для получения абсорбционных спектров биологических объектов при низких температурах (при температуре жидкого азота и жидкого воздуха).

Одно зеркало имеет гиперболическую поверхность и играет такую же роль, как линза Шмидта в астрономических телескопах.

Самое рациональное и эффективное решение

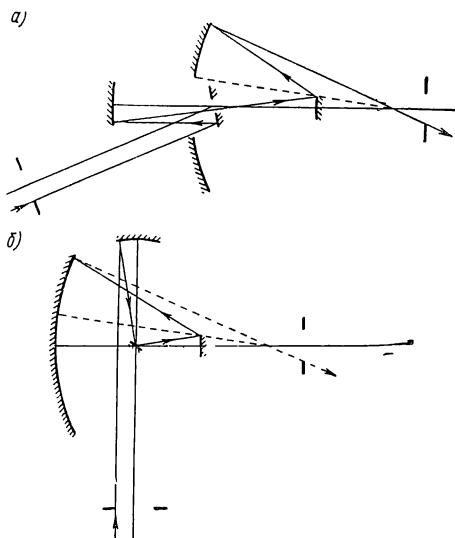


Рис. V.26. Применение плоского зеркала для изменения направления света

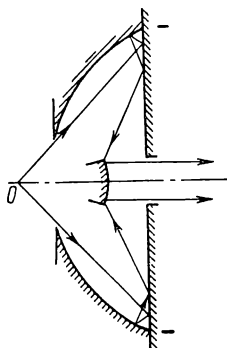


Рис. V.27. Объектив Торнберга

задачи создания оптимальных систем сводится к использованию несферических поверхностей, к которым применима теория аплатических систем с двумя зеркалами. В этом отношении заслуживает внимания предложение Торнберга, использовавшего кроме двух сферических зеркал еще одну приблизительно плоскую поверхность. Однако едва ли и эта попытка является особенно успешной, поскольку мы имеем дело с поверхностью, являющейся в сечении ветвью гиперболы с асимптотами, образующими угол, превышающий $0,5^\circ$.

Большой интерес представляют новые типы чисто зеркальных объективов, в которых основными оптическими элементами являются сферические зеркала, а для компенсации их аберраций применяются planoидные отражающие поверхности, предложенные В. Н. Чуриловским [76]. Такие системы открывают возможность создания высокоапертурных микрообъективов, имеющих

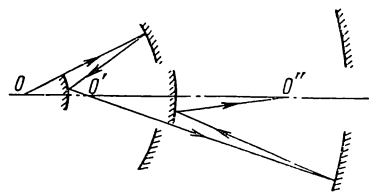
апланатическую коррекцию. Однако осуществление этой задачи требует решения некоторых проблем.

Стил [124] исследовал возможности комбинирования двух concentрических систем, каждая из которых состоит из двух зеркал. Для этих систем легко установить некоторые общие условия в области аберраций 3-го порядка. Так, например:

1) если вся данная система откорректирована в отношении сферической аберрации, то кома, как известно, не будет зависеть от положения входного зрачка;

2) если зрачок поместить в центр одной из систем, то последняя не окажет никакого влияния на кому всей системы.

Во втором случае для того чтобы во всей системе отсутствовала кома, необходимо либо исправить в другой системе сферическую



абerrацию, либо добиться, чтобы система имела один и тот же центр кривизны сферических поверхностей. Таким образом, существует только два возможных случая: две самостоятельно скорректированные на сферическую абerrацию системы или система, состоящая из четырех concentрических зеркал.

Рис. V.28. Объектив Номарского и Морли

Результаты исследования показали, что объективы, состоящие из двух самостоятельно скорректированных при $\theta = 0,3$ систем, должны иметь увеличения в пределах от $5,5$ до $15\times$, что недостаточно для практических целей; фокусные расстояния двух систем являются произвольными и выбираются согласно величине желаемого поля. Объективы микроскопа, состоящие из четырех concentрических поверхностей, дают небольшое увеличение, а потому и не нашли практического применения.

В заключение приведем еще систему с четырьмя сферическими зеркалами, созданную Номарским и Морли (рис. V.28). Эта система имеет теоретическое рабочее расстояние $16,86$ мм, числовую апертуру $A = 0,5$ и $\theta = 0,25$.

Рассмотрев оптические схемы наиболее интересных по конструкции зеркальных и зеркально-линзовых объективов микроскопа, содержащих сферические поверхности, можно сделать следующие выводы.

1. Все приведенные выше оптические конструкции микрообъективов за исключением объективов, разработанных С. А. Гершориным (рис. V.10), М. М. Русиновым (рис. V.23), фирмой «К. Цейсс», Йена (рис. V.96) и Боуерсом (рис. V.18—V.20), имеют существенные недостатки, а именно: или значительное экранирование центральной части зрачка, или большую кривизну поверхности изображения, или то и другое одновременно.

2. Большинство микрообъективов разработано для специальных микроскопов, штативы которых нестандартны.

3. Объективы Боуерса, содержащие полуотражательные поверхности, имеют небольшое центральное экранирование зрачка и уменьшенную кривизну поля и могут быть использованы на стандартных штативах, однако наличие прямой засветки снижает их достоинство; этот серьезный недостаток становится весьма ощутимым при исследовании слабоконтрастных объектов. Кроме того, полуотражающие поверхности значительно снижают интенсивность светового потока, проходящего через систему, что крайне нежелательно в случае микрофотографирования, так как неравномерность световых потоков двух групп пучков лучей для различных областей спектра будет весьма ощутима.

28. Некоторые теоретические обоснования допустимых остаточных аберраций и центрального экранирования зрачка в объективах микроскопа

К числу существенных недостатков, свойственных зеркальным и зеркально-линзовым системам, относится экранирование центральной части выходного зрачка, величина которого зависит главным образом от конструкции зеркальной части объектива.

Оценка предельно допустимых величин остаточных аберраций и центрального экранирования зрачка имеет большое практическое значение для рационального выбора конструкции зеркально-линзового объектива микроскопа. Можно получить системы, обладающие остаточными аберрациями и центральным экранированием зрачка, при которых качество изображения остается практически совершенным.

Известно, что когда контраст объекта практически бесконечен, то центральное экранирование зрачка в телескопических системах увеличивает одновременно и разрешающую способность и допуски на аберрации. Контраст же изображения для объектов с конечным контрастом всегда уменьшен, и разрешающая способность таких систем также уменьшается.

Гершель в 1805 г. пользовался экранированием центральной части зрачка, чтобы отделить изображения двух соседних звезд. Рэлей предложил центральное экранирование зрачка как средство для разрешения двух светящихся точек. Андре [77] в теоретических исследованиях дифракции в оптических системах изложил несколько случаев применения центрального экранирования зрачка. Изучая планеты с помощью телескопа, Делл [90] нашел, что потеря контрастности слишком велика, если $\theta = 0,447$, и следовало бы ограничиться $\theta = 0,33$.

Объекты, встречающиеся в микроскопии (биологические препараты и т. д.), в большинстве случаев слабоконтрастны, поэтому на экранирование надо смотреть здесь не как на средство, совершенствующее прибор, а, наоборот, как на недостаток, снижающий качество изображения подобно аберрации. Некоторые

исследователи установили высший практический предел допустимой величины центрального экранирования зрачка, выше которого допуски на остаточные аберрации становятся слишком малы.

Известно, что наряду с пределом разрешающей способности оптической системы большое значение имеют и другие предельные характеристики, например наименьшая контрастность объектов с заданными угловыми размерами, при которой контрастность изображения получается не ниже некоторого порогового значения, заданного для условий наблюдения.

Чтобы дать полную характеристику качества изображения объектива микроскопа с центральным экранированием зрачка, необходимо не только исследовать систему на прямую засветку, но и определить количественные величины вредного светопропускания, вызванные дефектами внутренней отделки объектива, дефектами чистоты поверхности и стекла линз.

О действии центрального экранирования зрачка на дифракционное изображение светящейся точки в идеальной системе. Известно, что возникновение изображения в микроскопе принято строить на основе теории Аббе для несамосветящихся объектов. Последующие за Аббе и Рэлеем теоретические и экспериментальные работы Мандельштама показали, что изображения светящегося и несамосветящегося предмета при соответствующем освещении получаются почти идентичными. Меняя условия освещенности, Д. С. Рождественский [59] доказал, что можно изменять величину предела разрешения, получаемую в случае когерентного освещения несамосветящихся точек, почти до такой, какая соответствует светящимся точкам, излучающим некогерентный свет. Степень приближения к некогерентному освещению определяется, по Д. С. Рождественскому, коэффициентом некогерентности, равным отношению числовой апертуры конденсора к числовой апертуре объектива микроскопа.

Принимая во внимание эквивалентность коэффициентов, определяющих предел разрешения самосветящихся и несамосветящихся объектов [см. формулы (II.37) и (II.42)], можно в целях упрощения исследовать дифракционную фигуру изображения самосветящейся точки, даваемую идеальным объективом, у которого центральная часть зрачка экранирована.

Исходя из дифракции на круглом отверстии с центральным экранированием зрачка, представим амплитуду колебания согласно формуле Кирхгофа, когда пучок лучей падает параллельно оптической оси системы, в следующем виде:

$$u(\varphi) = \text{const} \int_{r_0}^{r_1} \int_0^{2\pi} e^{\frac{i2\pi}{\lambda} r \sin \varphi \sin \nu} r dr d\nu.$$

После интегрирования получим

$$u(\varphi) = \text{const} [SJ^*(z) - S_\theta J^*(z\theta)].$$

Здесь ϕ — угол дифракции пучка лучей; S_θ , S — соответственно экранированная и полная площадь отверстия зрачка объектива; r_1 , r_θ — радиусы зрачка и его экранированной части соответственно; $z = \frac{2\pi r_1 \rho'_\theta}{\lambda f'}$ — отвлеченная величина, измеряемая в оптических единицах; ρ'_θ — радиус дифракционного пятна Эри; J^* находится с бесселевой функцией 1-го рода в следующей зависимости: $J^* = \frac{2J_1(z)}{z}$.

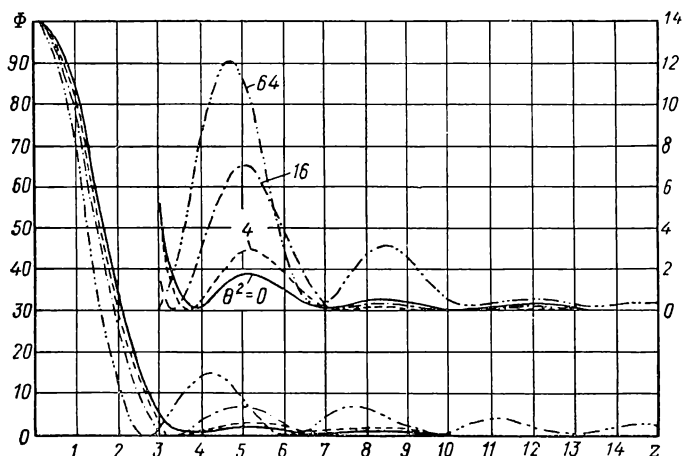


Рис. V.29. Влияние центрального экранирования зрачка θ^2 (в %) на интенсивность распределения энергии в дифракционной фигуре

Если положить, что коэффициент центрального экранирования зрачка $\theta = r_\theta/r_1$, то амплитуда будет пропорциональна

$$\psi(z, \theta) = J_1^*(z) - \theta^2 J_1^*(z, \theta),$$

а освещенность на расстоянии от центра дифракционной фигуры в гауссовой плоскости изображения пропорциональна

$$u^2 = \left| \frac{\psi(z, \theta)}{1 - \theta^2} \right|^2. \quad (V.2)$$

Освещенность, определяемая по формуле (V.2), нормируется таким образом, чтобы в центре дифракционного пятна она была независима от θ и равнялась единице. Эта функция графически показана на рис. V.29.

В табл. V.2 дана освещенность в первых трех дифракционных кольцах (в местах максимума) при различных значениях θ .

Радиусы темных колец даются корнем уравнения относительно z

$$J_1(z) - \theta J_1(z, \theta) = 0, \quad (V.3)$$

и максимумы соответствуют

$$J_2(z) - \theta^2 J_2(z, \theta) = 0. \quad (V.4)$$

Освещенность в дифракционных максимумах в зависимости от θ

Максимум	Освещенность (в %) при значениях θ (в %)				
	0	10	20	30	60
Нулевой	100	100	100	100	100
Первый	1,75	2,06	3,04	4,75	12,03
Второй	0,42	0,50	0,58	0,65	3,06
Третий	0,16	0,24	0,32	0,38	0,45

Первый корень (V.3) в случае $\theta = 1/2$ соответствует величине, немного меньшей 3,15; в случае же неэкранированной апертуры он равен 3,83. Первый корень (V.4) равен 4,8, если $\theta = 1/2$, тогда как при $\theta=0$ он равен, как известно, 5,13. Отсюда можно сделать вывод, что при экранировании центральной части зрачка имеется выигрыш в разрешающей силе, если она измеряется радиусом первого темного кольца. Радиусы первых светящихся колец уменьшаются, когда θ увеличивается. На рис. V.30 дана кривая зависимости от θ коэффициента c , входящего в формулу $d = c\lambda/A$, характеризующую разрешаемое расстояние между двумя светящимися точками. Если $\theta = 0$, то $c = 0,61$ [см. формулу (II.37)].

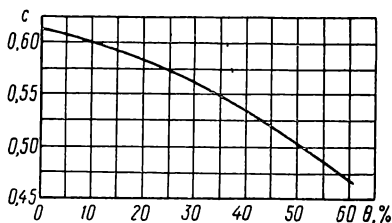


Рис. V.30. Зависимость коэффициента c от центрального экранирования зрачка θ

Световой поток, заключенный внутри некоторого круга с центром дифракционной картины в гауссовой плоскости изображения, можно вычислить по формуле

$$\Phi = \frac{1}{2(1-\theta^2)^2} \int z [\varphi(z, \theta)]^2 dz.$$

На рис. V.31 показано действие центрального экранирования зрачка на распределение светового потока в дифракционной фигуре [118]. Каждая из кривых поднимается ступенчато и при возрастании приближается асимптотически к величине, равной единице (или 100%) независимо от θ . Этот рисунок наглядно показывает, какая часть всей энергии заключена внутри круга радиусом z относительно центра дифракционной фигуры. Первая ступень каждой кривой определяет количество энергии, сконцентрированной в дифракционном пятне. Каждая последующая ступень кривой соответствует прибавлению энергии за счет дифракционного кольца. В тех местах, где кривая идет горизонтально, располагаются минимумы кривой.

На рис. V.32 дано дифракционное изображение точки, полученное ахроматическим объективом $20 \times 0,40$, обладающим волновой aberrацией $0,25\lambda$ и центральным экранированием зрачка θ , равным 0; 20; 30; 40; 50 и 60 %. На этом рисунке видно, что при увеличении θ первое темное дифракционное кольцо, как и следовало ожидать, уменьшается в диаметре. Одновременно и центральное ядро уменьшается как по размеру, так и по яркости. Энергия перераспределяется в дифракционных кольцах, число которых становится больше.

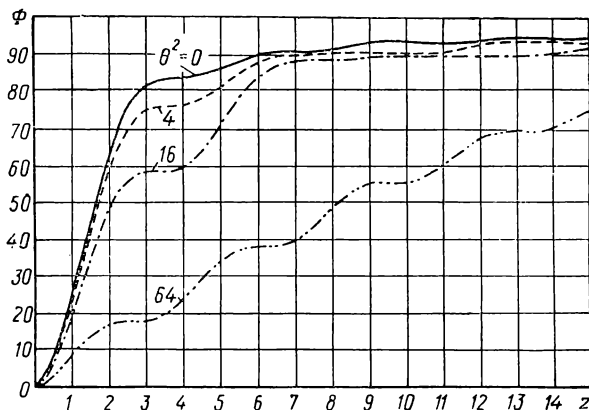


Рис. V.31. Влияние центрального экранирования зрачка θ^2 (в %) на распределение светового потока в дифракционной фигуре

Влияние центрального экранирования зрачка на распределение световой энергии вблизи фокуса идеальной системы. Рассмотрим эффект, который оказывает центральное экранирование зрачка на трехмерное распределение световой энергии вблизи фокуса свободной от aberrаций системы. Интенсивность света в некоторой точке P , расположенной на оптической оси системы на расстоянии x от гауссовой плоскости изображения, можно вычислить по формуле

$$I_x(x, 0) = a_1 \left[\frac{\sin \frac{1}{4} v (1 - \theta^2)}{\frac{1}{4} v (1 - \theta^2)} \right]^2. \quad (V.5)$$

В гауссовой плоскости изображения

$$I_x(0, z) = a_1 \left[\frac{2J_1(z)}{z} - \theta^2 \frac{2J_1(z, \theta)}{\theta z} \right]^2, \quad (V.6)$$

где

$$a_1 = \frac{\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 r_1^4}{f'^2}; \quad v = \frac{2\pi}{\lambda} r_1^2 x; \quad z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r_1 \rho'}{f'}.$$

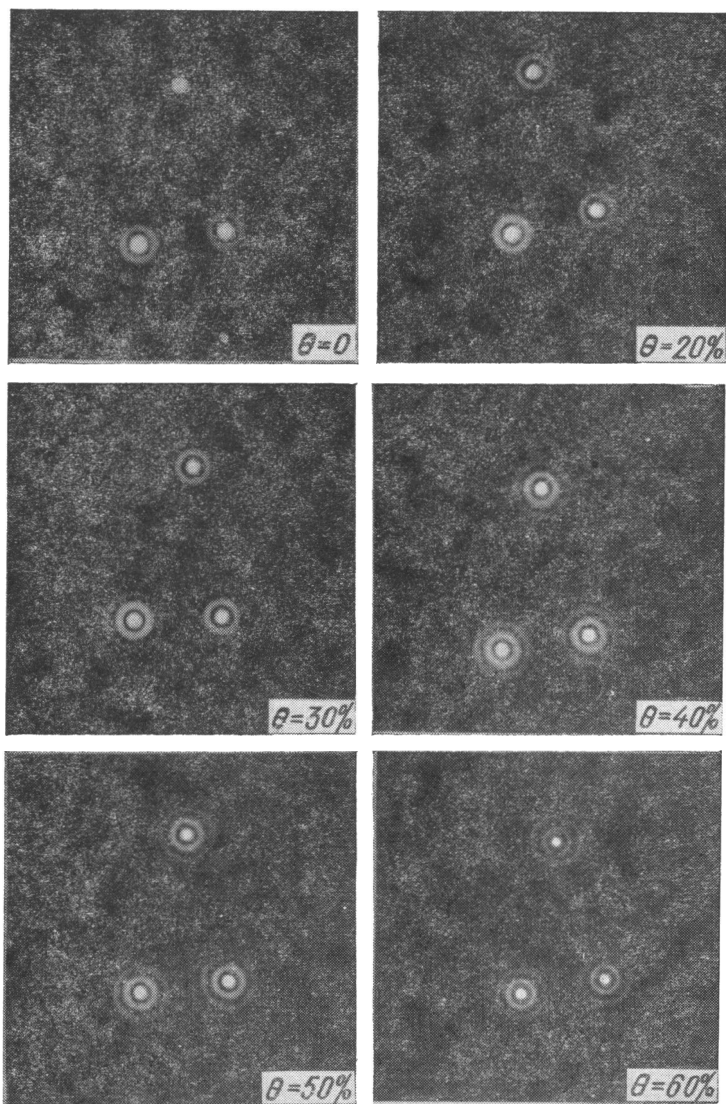


Рис. V.32. Дифракционное изображение точки, полученное объективом, обладающим центральным экранированием зрачка

Выражения (V.5) и (V.6) с другой нормировкой даны Стевардом. Из формулы (V.5) видно, что центральное экранирование увеличивает расстояние между дифракционными максимумами вдоль оси системы на величину $1/(1 - \theta^2)$. Эти точки остаются в указанном соотношении при условии, что $v/4\pi$ не больше единицы.

На рис. V.33—V.35 даны изофоты (линии одинаковой световой интенсивности) вблизи фокуса в любом меридиональном сечении свободного от аберраций пучка соответственно для $\theta = 0$, $\theta = 0,25$ и $\theta = 0,707$. Каждый из этих рисунков представляет одну четверть бисимметрического рисунка, полученного отражением его в осях v и z ; $v/4\pi$ соответствует числу колец дефокусировки; z/π — числу колец поперечного смещения точки (x, z) от геометрического фокуса [106].

Интенсивность в геометрической фокальной точке $(0, 0)$ приведена на рис. V.33—V.35 к единице. Ось v направлена вдоль центрального луча. Заштрихованная зона показывает район геометрического конуса лучей, т. е. район, где геометрические световые лучи встречаются в каждом случае меридиональную плоскость (v, z) . В случае отсутствия центрального экранирования (рис. V.33) конус лучей является сплошным с осью, лежащей вдоль оси v , а линия $|z/v| = 1$ лежит в плоскости пучка. В случае центрального экранирования (рис. V.34, V.35) конус лучей является полым; его ось лежит вдоль оси v , а его «тело» расположено между двумя коническими поверхностями, смещающимися, когда $z/v = \theta$ и $z/v = 1$. Рассмотрев рис. V.33—V.35, можно сделать следующие выводы.

1. Когда центральное экранирование велико, то ядро трехмерного изображения становится длиннее и уже, так что и глубина фокуса, и разрешающая сила увеличиваются. Сравнение рис. V.33 и V.34 показывает, насколько незначительным является влияние экранирования на относительные интенсивности в различных частях изображения; в частности, размер и форма светлого центрального ядра почти не изменились.

2. При центральном экранировании $\theta = 0,707$ (рис. V.35) распределение световой энергии вблизи фокуса носит тот же самый характер, как и в случае неэкранированного зрачка. В этом районе экранирование растягивает центральное ядро изображения вдоль оси системы примерно на двойную величину. Такое действие центрального экранирования зрачка может найти применение в системе, от которой требуется получить увеличенную глубину изображения.

Распределение интенсивности света в дифракционном пятне рассеяния находится в тесной связи с передаточной функцией, или функцией контраста. Математическое выражение этой функции представляет собой преобразование Фурье-функции рассеяния оптической системы, т. е. функции, показывающей распределение освещенности в изображении точечного источника света. На рис. V.36, а приведены кривые зависимости передаточной функции

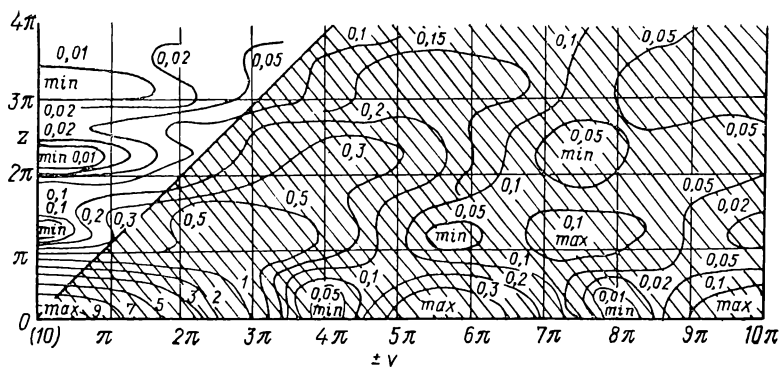


Рис. V.33. Изофоты вблизи фокуса в меридиональном сечении для $\theta = 0$

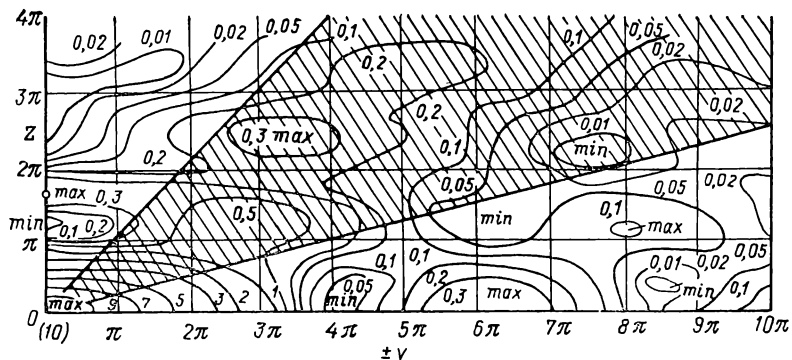


Рис. V.34. Изофоты вблизи фокуса в меридиональном сечении для $\theta = 0,25$

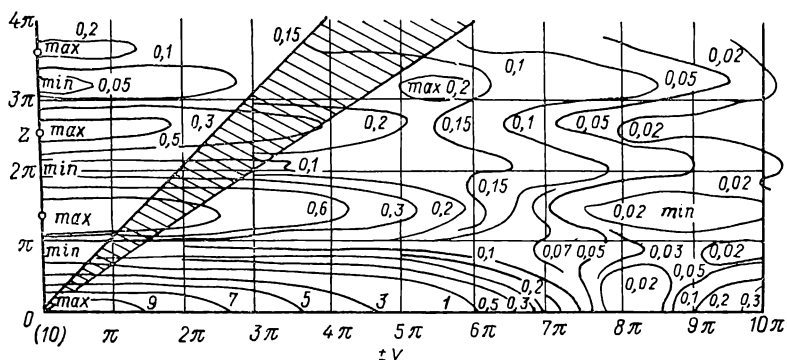


Рис. V.35. Изофоты вблизи фокуса в меридиональном сечении для $\theta = 0,707$

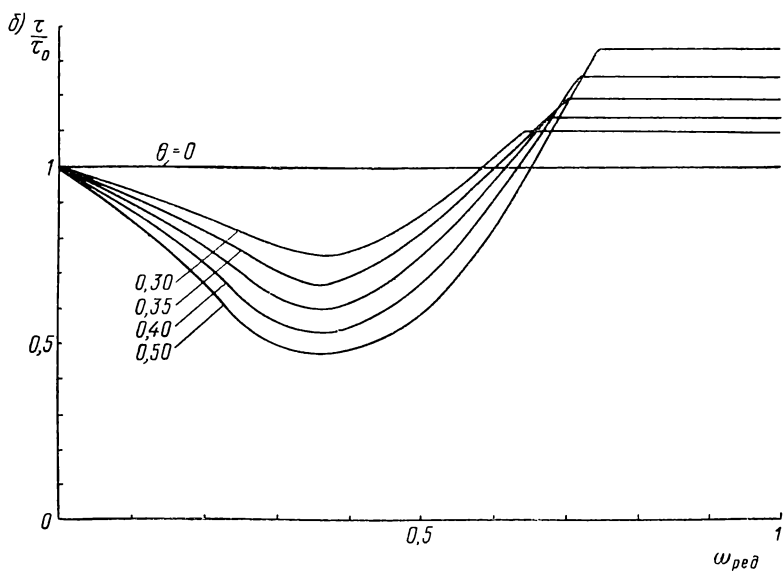
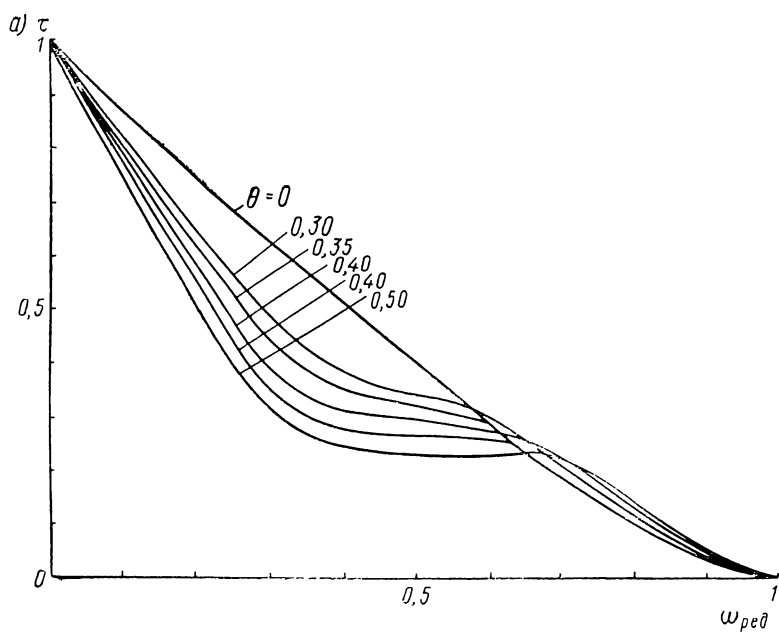


Рис. V.36. Передаточная (а) и относительная (б) функции контраста оптической системы с центральным экранированием зрачка

контраста τ ($\omega_{\text{ред}}$) от θ — центрального экранирования зрачка объектива [118]. По оси абсцисс отложена редуцированная пространственная частота, которая с частотой R (число линий на единицу длины синусоидальной формы решетки) находится в зависимости $\omega_{\text{ред}} = (0,5/\sin u_{\text{max}}) R$. Из сравнения кривой $\theta = 0$ с кривыми $\theta \neq 0$ следует:

1. Увеличение центрального экранирования зрачка при средних пространственных частотах вызывает наибольшее падение контраста.

2. При больших частотах, находящихся вблизи границы предела разрешения, контраст увеличивается и превосходит контраст в системах с $\theta = 0$. Однако повышение контраста не следует переоценивать, так как сама величина передаточной функции контраста в этой области частот очень мала. Пожалуй, это явление следует иметь в виду в случае передачи изображений мелких деталей микроскопических объектов, которые имеют все области частот.

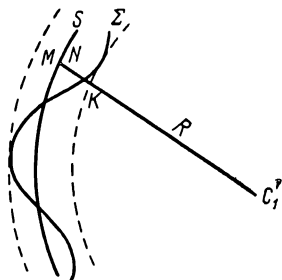


Рис. V.37. Профили сечений поверхностей волн — деформированной Σ и сферической S

На рис. V.36, б даны кривые, характеризующие относительную передаточную функцию контраста τ/τ_0 (τ_0 — передаточная функция идеального объектива, когда $\theta = 0$). Из рис. V.36, б можно определить количественное изменение контраста. Так, например, для $\theta = 0,35$ контраст только в очень узкой области составляет менее

70%. Поэтому определительная яркость по Штрелю остается хорошим критерием, который может служить как оценочное средство передаточной функции для всех пространственных частот.

Два класса допусков на центральное экранирование зрачка и остаточные aberrации объектива. Так как экранирование зрачка не только снижает качество изображения, но и изменяет действие aberrаций на это качество, то, следовательно, нельзя изменять величину экранирования, не изменяя максимально допустимые значения остаточных aberrаций.

Пользуясь среднеквадратичным отклонением между деформированной поверхностью волны и соответствующей сферой сравнения, можно установить зависимость между освещенностью в дифракционном пятне и допустимыми значениями геометрических aberrаций для систем, обладающих центральным экранированием зрачка.

На рис. V.37 показаны профили сечений поверхностей волн — деформированной Σ и сферической S — плоскостью, проходящей через нормаль к идеальной поверхности¹. Здесь $MC' = R$ —

¹ Для упрощения профили сечения волновых поверхностей на рис. V.37 даны без экранирования.

радиус идеальной поверхности, или сферы сравнения с центром C'_1 ; $KC'_1 = D$; N — отклонение деформированной волновой поверхности от сферы сравнения S в плоскости выходного зрачка (волновая абберация). Примем за фокус реальной поверхности волны, вышедшей из системы, точку пространства, где интенсивность света получается максимальной. Эту точку будем считать центром сферы сравнения, отклонение от которой деформированной поверхности волны является наименьшим. Положение такой вероятнейшей поверхности сферы сравнения можно определить, применяя способ наименьших квадратов, который требует, чтобы сумма квадратов отклонения была минимальной.

Обозначим среднее значение дисперсии предельных отклонений \bar{N} волны Σ (в пределах контура зрачка) от сферы S в следующей математической форме [109]:

$$\delta = \int_{s_0} \bar{N}^2 dT, \quad (V.7)$$

где dT — элемент поверхности Σ .

Поверхность волны S может быть задана центром C'_1 , лежащим вне оптической оси, или центром C'_0 — на оптической оси. Значение δ зависит только от радиуса R сферы сравнения и может быть выражено через

$$\delta = \int_{s_0} (R - D)^2 dT. \quad (V.8)$$

Выражение (V.8) дает минимум, когда $R = R_0 = \int_{s_0} D dT$.

Следовательно,

$$\delta_0 = \int_{s_0} D^2 dT - \left(\int_{s_0} D dT \right)^2; \quad (V.9)$$

$$R - \int_{s_0} D dT = \int_{s_0} (R_0 - D) dT = 0. \quad (V.10)$$

Можно также выразить δ как функцию от N по отношению к сфере какого-нибудь радиуса R' ; очевидно, что эти вычисления останутся идентичными предыдущим, если D заменить на \bar{N} . Отсюда приходим к выражению

$$\delta = \int_{s_0} \bar{N}^2 dT - \left(\int_{s_0} \bar{N} dT \right)^2. \quad (V.11)$$

Легко установить при некоторых условиях соотношение между δ и интенсивностью света в точке C .

Примем за единицу освещенность, полученную в центре дифракционной картины, образуемой сферической волновой поверхностью. Относительную освещенность F в присутствии какой-либо

абберации, вызывающей разность фаз $\psi = (2\pi/\lambda) N$, можно вычислить по формуле

$$F = \frac{1}{\pi^2} \left| \int e^{i\psi} dT \right|^2. \quad (V.12)$$

Предположим, что деформированная волна заключена внутри двух сферических поверхностей (рис. V.37), расстояние между которыми $N \leq \lambda/4$.

Разлагая функцию абберации $e^{i\psi}$ в ряд и ограничиваясь величиной 2-го порядка малости относительно N , т. е.

$$e^{i\psi} = 1 + i\psi - \frac{\psi^2}{2},$$

представим формулу (V.12) в следующем виде:

$$F \approx \frac{1}{\pi^2} \left\{ \left[\int_{S_0} \left(1 - \frac{\psi^2}{2} \right) dT \right]^2 + \left(\int_{S_0} \psi dT \right)^2 \right\}. \quad (V.13)$$

Так как точка изображения, в которой определяется максимальная интенсивность света, принята за центр такой сферы сравнения, от которой отклонения деформированной волновой поверхности являются наименьшими, то, согласно условию (V.10), из (V.13) для случая светящейся точки следует $\int_{S_0} \bar{N} dT = 0$; отсюда

$$\begin{aligned} F_a &= \frac{1}{\pi^2} \left[\int_{S_0} \left(1 - \frac{\psi^2}{2} \right) dT \right]^2 = (1 - \theta^2)^2 \left(1 - \frac{2\pi^2}{S_0 \lambda^2} \int_{S_0} \bar{N}^2 dT \right)^2 = \\ &= (1 - \theta^2)^2 \left(1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2} \delta_0 \right)^2, \end{aligned} \quad (V.14)$$

где $\delta_0 = \frac{1}{\pi(1-\theta^2)} \int_{S_0} \bar{N}^2 dT$, а $\bar{S}_0 = \pi(1-\theta^2)$ — уменьшенная площадь кольцевого зрачка. Точка изображения с максимальной интенсивностью света соответствует δ_{\min} .

Для несветящейся (черной) точки

$$F_b = (1 - \theta^2) \left(1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2} \delta_0 \right)^2. \quad (V.15)$$

Некоторые авторы (Wang Ta Heng [127], Nijboer, [112] и др.) применяли более простое выражение $e \approx 1 - \frac{4\pi^2 \delta_0}{\lambda^2}$, которое по сравнению с (V.13) дает несколько большую погрешность в вычислении освещенности в центре дифракционного пятна [107]. На рис. V.38 по оси абсцисс отложена освещенность в относитель-

ных единицах, вычисленная по формуле $e = \left(\iint \cos \psi dT \right)^2 + \left(\iint \sin \psi dT \right)^2$, а по оси ординат — разности $e - e'$ и $e - e''$, где $e' = \left(1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2} \delta_0 \right)^2$ и $e'' = 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \delta_0$.

Как видно из рис. V.38, погрешность вычисления освещенности в дифракционном пятне по формуле $e' = \left(1 - \frac{2\pi^2}{\lambda^2} \delta_0 \right)^2$ не превышает 1%, если освещенность в этом пятне составляет не менее 0,75.

Если принять, что $F = 0,8$ (критерий Штреля), то из (V.14) и (V.15) следует [124]:

$$\delta_0 \leq \frac{\lambda^2}{2\pi^2} \left(1 - \frac{\sqrt{0,8}}{1 - \theta^2} \right) \quad (V.16)$$

для класса I и

$$\delta_0 \leq \frac{\lambda^2}{2\pi^2} \left(1 - \sqrt{\frac{0,8}{1 - \theta^2}} \right) \quad (V.17)$$

для класса II.

Если $\theta = 0$, то $\delta_0 = \lambda^2/180$. Для безабберационной системы $\delta_0 = 0$ и допустимая величина центрального экранирования зрачка по диаметру будет составлять: $\theta \leq 0,325$ по интенсивности светящейся точки и $\theta \leq 0,447$ по контрасту несветящейся (черной) точки.

Зависимость между волновой аберрацией и коэффициентами геометрических аббераций для объектива, обладающего центральным экранированием зрачка. Известно, что волновую аберрацию системы, не имеющей центрального экранирования зрачка, можно разложить в ряд Фурье [113] относительно полярного угла v , радиус-вектора r на выходном зрачке и σ' — координаты пересечения луча с плоскостью установки — по формуле

$$V(r, v, \sigma') = b_{000} + b_{100}\sigma'^2 + b_{020}r^2 + b_{011}\sigma'r \cos v + b_{200}\sigma'^4 + b_{040}r^4 + b_{022}\sigma'^2 r^2 \cos^2 v + b_{120}\sigma'^2 r^2 + \dots \quad (V.18)$$

Из свойства симметрии системы относительно оптической оси вытекает, что функция $V(r, v, \sigma')$ раскладывается в ряд только по степеням $[64]: r^2, \sigma'^2, \sigma'r \cos v$. Если принять за центр сферы сравнения точку, в которой интенсивность света получается максимальной, и радиус сферы сравнения выбрать таким образом, чтобы сумма квадратов отклонений от нее деформированной поверхности составляла бы минимум, то формулу (V.18) можно представить в следующем виде [130]:

$$\bar{N} = \sum b_{lnm} Y'^{2l+m} R_n^m(r) \cos mv, \quad (V.19)$$

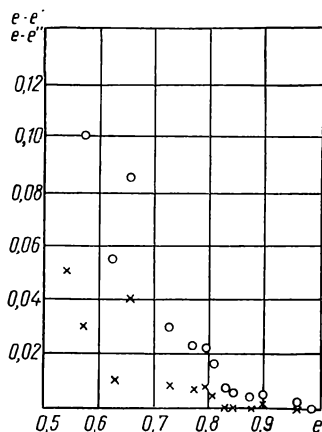


Рис. V.38. Относительная погрешность в вычислении освещенности:

$\times - e - e'$; $\circ - e - e''$

где коэффициенты аберраций b_{lnm} и функции $R_n^m(r)$ являются полиномами от (r) , которые выражают условия максимальной интенсивности света и соответствуют круговым полиномам Цернике, примененным последним для вычисления фазового контраста в микроскопии. Они могут быть получены из линейного дифференциального уравнения [130]

$$r(1-r^2)R'' + (1-3r^2)R' + \left(jr - \frac{m^2}{r}\right)R = 0.$$

Это выражение непосредственно сводится к гипергеометрическому дифференциальному уравнению, которое включительно до $r = 1$ дает нужное решение в форме гипергеометрического ряда (полиномы Якоби):

$$\begin{aligned} R_n^m(r) &= (-1)^{\frac{n-m}{2}} \left(\frac{1}{r} \right)^{\frac{n+m}{2}} r^m F\left(\frac{n+m+2}{2}, -\frac{n-m}{2}, m+1, r^2\right) = \\ &= \frac{r^{-m}}{\left(\frac{n-m}{2}\right)!} \left[\frac{d}{d(r^2)} \right]^{\frac{n-m}{2}} \left[r^{n+m} (r^2 - 1)^{\frac{n-m}{2}} \right], \end{aligned} \quad (\text{V.20})$$

где постоянная функция выбрана так, чтобы $R_n^m = 1$. Эти полиномы являются особой функцией, ортогональной для радиуса, приведенного к единице. Ее свойство заключается в следующем:

$$\int_0^1 (R_n^m)^2 r dr = \frac{1}{2n+2}. \quad (\text{V.21})$$

Давая ряд значений n и m и выполняя дифференцирование выражения (V.20), можно получить полиномы различных порядков. В качестве примера в табл. V.3 даны полиномы различных порядков, которыми мы воспользуемся для выражения соответствующих полиномов в случае круглого зрачка с центральным экранированием.

В случае круглого зрачка с центральным экранированием можно \bar{N} представить аналогично выражению (V.19), т. е.

$$\bar{N} = \sum b_{lnm} Y'^{2l+m} f_n^m(r) \cos mv. \quad (\text{V.22})$$

Обозначения коэффициентов в формуле (V.22) соответствуют (V.19), за исключением функции $f_n^m(r)$, которая относится уже к зрачку, обладающему центральным экранированием; полиномы (r) этой функции играют такую же роль для экранированного зрачка, как и круговые полиномы Церника в случае неэкранированного зрачка. Функция $f_n^m(r)$ может быть приближенно выражена коэффициентом $1 + f(1 + \theta^2)$.

**Полиномы Цернике различных порядков
для неэкранированного зрачка**

m	Полиномы Цернике при n						
	0	1	2	3	4	5	6
0			$2r^2-1$		$6r^4-6r^2+1$		$20r^6-30r^4+12r^2-1$
1		r		$3r^3-2r$		$10r^5-12r^3+3$	
2			r^2		$4r^4-3r^2$		$15r^6-20r^4+6r^2$
3				r^3		$5r^5-4r^3$	
4					r^4		$6r^6-5r^4$
5						r^5	
6							r^6

Воспользовавшись табл. V.3, приведем некоторые значения этих коэффициентов, данные Стилом [124]:

$$\left. \begin{aligned}
 f_2^0 &= \frac{2r^2 - (1 - \theta^2)}{\sqrt{2} (1 - \theta^2)}; \\
 f_4^0 &= \frac{6r^4 - 6(1 + \theta^2)r^2 + 1 + 4\theta^2 + \theta^4}{\sqrt{2} (1 - \theta^2)^2}; \\
 f_6^0 &= \frac{20r^6 - 30(1 + \theta^2)r^4 + 12(1 + 3\theta^2 + \theta^4)r^2 - (1 + 9\theta^2 + 9\theta^4 + \theta^6)}{\sqrt{2} (1 - \theta^2)^3}; \\
 f_3' &= \frac{3(1 + \theta^2)r^3 - 2(1 + \theta^2 + \theta^4)r}{1 - \theta^2} \sqrt{\frac{1 + \theta^2}{1 + 4\theta^2 + \theta^4}}; \\
 f_5' &= \frac{10(1 + 4\theta^2 + \theta^4)r^5 - 12(1 + 4\theta^2 + 4\theta^4 + \theta^6)r^3 + (1 + 4\theta^2 + 10\theta^4 + 4\theta^6 + \theta^8)r}{(1 - \theta^2)^2} \times \\
 &\quad \times \sqrt{\frac{1 + 4\theta^2 + \theta^4}{1 + 9\theta^2 + 9\theta^4 + \theta^6}}; \\
 f_2' &= r^2 \sqrt{\frac{1}{1 + \theta^2 + \theta^4}}.
 \end{aligned} \right\} \quad (V.23)$$

Коэффициенты подобраны таким образом, чтобы одновременно удовлетворить условие $\int \bar{N} dT = 0$ и уравнение (V.15), которое согласно (V.21) и (V.22) приводится к виду

$$\delta_0 = \frac{b_{lnm}^2 Y'^{4l+2m}}{2n+2}, \quad (\text{V.24})$$

так как

$$\int_0^{2\pi} \cos mv dv = \begin{cases} 2\pi & \text{при } m = 0; \\ \pi & \text{при } m \neq 0. \end{cases}$$

Приравнивая правые части уравнений (V.24) и (V.16) или (V.24) и (V.17), получим после преобразования для класса I

$$b_{lnm} \leq \frac{\lambda}{\pi Y'^{2l+m}} \sqrt{n+1} \sqrt{1 - \frac{\sqrt{0,8}}{1-\theta^2}} \quad (\text{V.25})$$

и для класса II

$$b_{lnm} \leq \frac{\lambda}{\pi Y'^{2l+m}} \sqrt{n+1} \sqrt{1 - \sqrt{\frac{0,8}{1-\theta^2}}}. \quad (\text{V.26})$$

В частном случае, когда исследуются только четыре аберрации: сферическая аберрация, кома, астигматизм и кривизна изображения, представим \bar{N} в следующем виде:

$$\bar{N} = \lambda [Dr^2 + C_{III}r^4 + C_V r^6 + (K_0 r + K_{III} r^3 + K_V r^5) \cos v + \bar{A}_{III} r^2 \cos 2v]. \quad (\text{V.27})$$

Принимая во внимание табл. V.2, получим следующую зависимость между коэффициентами b_{lnm} и коэффициентами уравнения (V.27) [124]:

для дефокусировки

$$b_{020} = \frac{\lambda D (1 - \theta^2)}{\sqrt{2}}; \quad (\text{V.28})$$

для сферической аберрации 3-го порядка

$$b_{040} = \frac{\lambda C_{III} (1 - \theta^2)^2}{3 \sqrt{2}}; \quad (\text{V.28a})$$

для сферической аберрации 5-го порядка

$$b_{060} = \frac{\lambda C_V (1 - \theta^2)^3}{10 \sqrt{2}}; \quad (\text{V.28б})$$

для комы 3-го порядка

$$b_{031} = \frac{\lambda K_{III} (1 - \theta^2)}{3 Y'} \sqrt{\frac{1 + 4\theta^2 + \theta^4}{1 + \theta^2}}; \quad (\text{V.29})$$

для комы 5-го порядка

$$b_{051} = \frac{\lambda K_V (1 - \theta^2)^2}{10Y'} \sqrt{\frac{1 + 9\theta^2 + 9\theta^4 + \theta^6}{1 + 4\theta^2 + \theta^6}}; \quad (V.29a)$$

для астигматизма

$$b_{022} = \frac{\lambda \bar{A} \sqrt{1 + \theta^2 + \theta^4}}{Y'^2}; \quad (V.30)$$

для кривизны поля

$$b_{120} = \frac{\lambda P (1 - \theta^2)}{\sqrt{2} Y'^2}. \quad (V.31)$$

По этим формулам и уравнению (V.24) можно найти максимальные значения отдельных aberrаций исходя из общего допуска на δ_0 .

Некоторые соотношения между допустимыми значениями остаточных aberrаций и центральным экранированием зрачка. Исследования качества изображения, даваемого оптической системой с экранированным зрачком, удобно выполнить, если произвести классификацию aberrаций и представить их независимыми друг от друга. Ограничиваясь четырьмя aberrациями монохроматического света: сферической aberrацией, комой, астигматизмом и кривизной поля, найдем для них общий допуск. Выразим \bar{N} следующим образом:

$$\bar{N} = b_{0n_1 0} f_{n_1}^0(r) + b_{0n_2 1} Y' f_{n_2}'(r) \cos v + b_{0n_3 2} Y'^2 f_{n_3}''(r) \cos 2v + b_{1n_4 0} Y'^2 f_{n_4}^0(r); \quad (V.32)$$

тогда согласно Цернике [130]

$$\delta_0 = \frac{b_{0n_1 0}^2}{2n_1 + 2} + \frac{b_{0n_2 1}^2 Y'^2}{2n_2 + 2} + \frac{b_{0n_3 2}^2 Y'^4}{2n_3 + 2} + \frac{b_{1n_4 0}^2 Y'^4}{2n_4 + 2}. \quad (V.33)$$

Коэффициенты aberrаций различных порядков и типов являются коэффициентами полинома $f_n^m(r)$; для определения допусков применяют уравнение (V.25) или (V.26). В каждом случае находят

$$\left[\frac{b_{0n_1 0}}{T_\theta(b_{0n_1 0})} \right]^2 + \left[\frac{b_{0n_2 1}}{T_\theta(b_{0n_2 1})} \right]^2 + \left[\frac{b_{0n_3 2}}{T_\theta(b_{0n_3 2})} \right]^2 + \left[\frac{b_{1n_4 0}}{T_\theta(b_{1n_4 0})} \right]^2 \leq 1, \quad (V.34)$$

где $T_\theta(b_{lnm})$ представляют собой допуск на aberrацию b_{lnm} для зрачка с центральным экранированием θ . Это выражение соответствует условию, полученному Марешалем [110] для случая неэкранированного зрачка.

Если предположить, что все aberrации эквивалентны, то каждая из них имеет значение, равное половине значения любой из

аббераций. В соответствии с принятыми обозначениями (V.27) выражение (V.34) имеет аналогичные условия [124]

$$\left[\frac{C_{n_1}}{T_\theta(C_{n_1})} \right]^2 + \left[\frac{K_{n_2}}{T_\theta(K_{n_2})} \right]^2 + \left[\frac{A_{n_3}}{T_\theta(A_{n_3})} \right]^2 + \left[\frac{P_{n_4}}{T_\theta(P_{n_4})} \right]^2 \leq 1, \quad (\text{V.35})$$

где C_{n_1} , K_{n_2} , A_{n_3} , P_{n_4} обозначают соответственно сферическую абберацию, кому, астигматизм и кривизну поля. Эти абберации должны быть найдены при условии компенсации коэффициентов высших степеней низшими, чтобы получить максимум интенсивности света.

Для допусков классов I и II, определяемых соответственно (V.25) и (V.26), можно получить другой вид уравнения, вводя допуск только на экранирование:

$$\left(\frac{\theta}{T_\theta} \right)^2 + \frac{(1-\theta^2)\delta_0}{T_0(\delta_0)} \leq 1, \quad (\text{V.36})$$

где $T_0(\delta_0)$ — допуск на δ_0 при отсутствии экранирования ($\delta_0 = \lambda^2/180$); T_θ — допуск на экранирование при отсутствии аббераций ($T_\theta = 0,325$ для класса I и $T_\theta = 0,447$ для класса II).

Принимая во внимание (V.33), представим (V.36) в виде

$$(1-\theta^2) \left\{ \left[\frac{b_{0n_10}}{T(b_{0n_10})} \right]^2 + \left[\frac{b_{0n_21}}{T(b_{0n_21})} \right]^2 + \left[\frac{b_{0n_32}}{T(b_{0n_32})} \right]^2 + \left[\frac{b_{1n_40}}{T(b_{1n_40})} \right]^2 \right\} + \left(\frac{\theta^2}{T_\theta^2} \right)^2 \leq 1. \quad (\text{V.37})$$

Уравнение (V.37) выражает допуски в простейшей форме. Оно включает в себе обычные допуски, относящиеся к неэкранированному зрачку, и показывает, что можно отделить экранирование от абберации и рассматривать его так же, как и абберации, значение которых следует только умножить на множитель $1/\sqrt{1-\theta^2}$. Формулу (V.37), эквивалентную уравнению (V.33) с $T_\theta = 0,447$, дал Грей [94], который базировался на допусках класса II.

Уравнение (V.37) может быть преобразовано к виду:
для допуска класса I

$$n \left[\frac{b}{T(b)} \right]^2 \leq \frac{1-9,47\theta^2}{1-\theta^2}; \quad (\text{V.38})$$

для допуска класса II

$$n \left[\frac{b}{T(b)} \right]^2 \leq \frac{1-5\theta^2}{1-\theta^2}, \quad (\text{V.39})$$

где n — число независимых аббераций. Если принять для класса I, что $\theta = 0,325$, то при этом экранировании не остается допуска на абберации, но если предположить, что остаточные абберации

равны половине допуска, относящегося к неэкранированному зрачку, мы найдем для класса I пределы экранирования $\theta = 0,283$ и для класса II $\theta = 0,38$.

В результате экспериментального исследования установлено, что практически предел центрального экранирования зрачка для слабоконтрастных биологических препаратов с предельно разрешающей структурой в видимой области спектра может составлять не более 9% по площади выходного зрачка при наличии в объективе остаточных аберраций, не превышающих $0,25\lambda$. Для более контрастных препаратов центральное экранирование может быть увеличено до 20% по площади зрачка [46].

29. Исследование трех основных типов зеркальных систем и их разновидностей

Зеркально-линзовые микрообъективы, содержащие в основе два центрированных зеркала, можно условно разделить на три основных типа в зависимости от комбинаций зеркал. Как сами объективы, так и входящие в них зеркальные системы мы будем в дальнейшем называть системами типа А, типа В и типа С. Комбинации этих зеркал даны на рис. V.39. Отметим основные особенности указанных систем. В объективе типа А выпуклое малое зеркало по ходу лучей расположено дальше от предмета, чем вогнутое большое зеркало. В объективе типа С, наоборот, выпуклое зеркало расположено по ходу лучей ближе к объекту. В этом случае малое зеркало может быть плоским (система Ньютона), выпуклым (система Кассегрена) или вогнутым (система Грегори). В объективе типа А большое зеркало должно быть обязательно вогнутым (система Шварцшильда). В системе типа В световые лучи перекрещиваются и путь лучей между зеркалами значительно больше, чем в системах типа А и С. Такой характер хода лучей между зеркалами в системе типа В имеет большое преимущество перед системами типов А и С; впервые оно было реализовано в СССР (С. А. Гершгорин, М. М. Русинов и др.).

Кроме основных трех типов объективов рассматриваются их подклассы А', В' и С', которые отличаются от соответствующих основных систем типов А, В и С тем, что лучи, идущие от осевой точки предмета, направляясь от зеркала 1 к зеркалу 2, пересекают оптическую ось.

В системах А', В' и С' в промежутке между зеркалами возникает действительное изображение предмета, поэтому имеется возможность установить у плоскости этого изображения полевую линзу (линзу Смита), исправляющую кривизну изображения наиболее радикальным образом. Такой возможностью не обладают системы типов А, В и С.

Объективы из двух концентрических зеркал. *Зависимость между увеличением и центральным экранированием зрачка.* В случае, когда сферическая аберрация и кома 3-го порядка концен-

трической системы равны нулю (система апланатическая), выполняются два условия Зейделя [64, 74]:

$$\sum h_k P_k = 0; \quad - \sum_{k=1}^{k=m} W_k + \sum_{k=1}^{k=m} h_k \bar{\sigma}_k P_k = 0, \quad (V.40)$$

где $\bar{\sigma}_k = \sum_2^k \frac{d_k}{n_{k+1} h_k h_{k+1}}.$

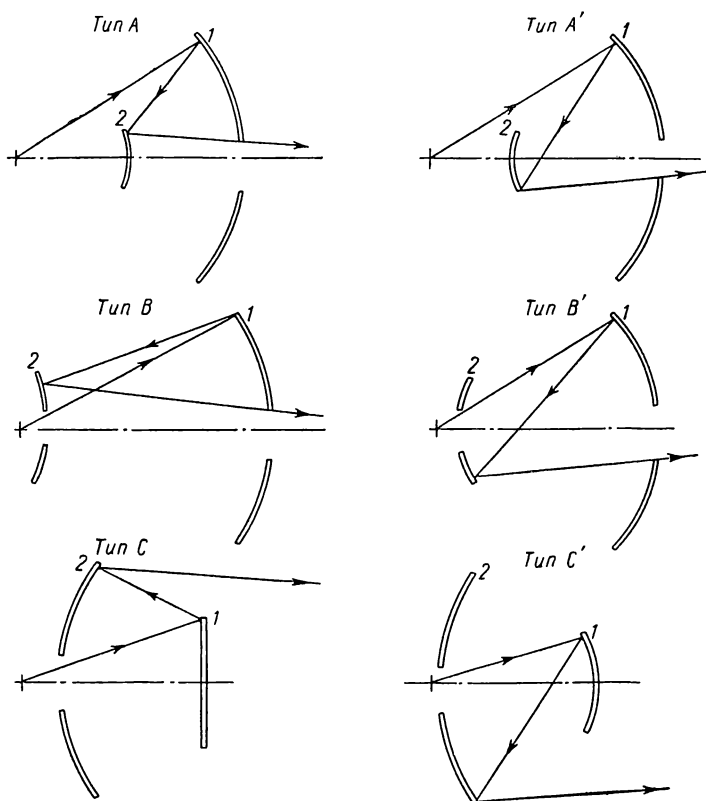


Рис. V.39. Комбинации двухзеркальных систем

Для двухзеркальной системы, когда предмет находится на конечном расстоянии, из (V.40) получим:

$$\left. \begin{aligned} h_1 (\alpha_3 - \alpha_1) [(\alpha_3 + \alpha_1) (\alpha_3 - \alpha_2) - (\alpha_2^2 - \alpha_1^2)] - \\ - \alpha_2 d (\alpha_3^2 - \alpha_2^2) (\alpha_3 - \alpha_2) = 0; \\ 2h_1 (\alpha_2^2 - \alpha_1^2) + (\alpha_3^2 - \alpha_2^2) [d (\alpha_3 - \alpha_2) + 2h_1] = 0; \end{aligned} \right\} \quad (V.41)$$

из совместного решения уравнений (V.41) следует

$$(\alpha_3 - \alpha_2) (\alpha_3 + \alpha_2) + (\alpha_1 + \alpha_2) (\alpha_1 - \alpha_3) = 0. \quad (V.42)$$

Выражая α через радиусы сферических поверхностей и расстояние l от предмета до центра сферических поверхностей (рис. V.40) следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 + \alpha_2 &= 2\alpha_1 \left(\frac{l}{r_1} + 1 \right); & \alpha_2 - \alpha_1 &= \frac{2l}{r_1} \alpha_1; \\ \alpha_3 + \alpha_2 &= 2\alpha_1 \left(1 + \frac{2l}{r_1} - \frac{l}{r_2} \right); \\ \alpha_3 - \alpha_2 &= -\frac{2l}{r_2} \alpha_1; & h_1 &= \alpha_1 (l + r_1), \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.43})$$

найдем в обратном ходе лучей:

$$V = \frac{1}{2 \frac{l}{r_1} \sqrt{\frac{5}{4} + \frac{r_1}{l}} - 1 - \frac{l}{r_1}}; \quad (\text{V.44})$$

$$\sigma = \frac{r_1}{r_2} = \frac{3}{2} + \frac{r_1}{l} \pm \sqrt{\frac{5}{4} + \frac{r_1}{l}}. \quad (\text{V.45})$$

Если положить $l = \infty$, то из формулы (V.45) следует $\sigma = (3 \pm \sqrt{5})/2$; значение $\sigma = (3 - \sqrt{5})/2$ дает систему типа А, для которой радиусы сферических поверхностей и расстояние

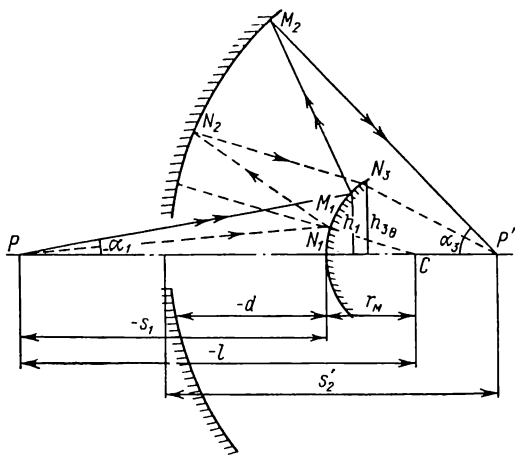


Рис. V.40. К вычислению основных параметров зеркальной системы типа А

между вершинами зеркал при $f' = 1$ соответственно равны: $r_1 = \sqrt{5} - 1$; $r_2 = \sqrt{5} + 1$; $d = r_1 - r_2 = -2$; значение $\sigma = (3 + \sqrt{5})/2$ дает систему типа С.

Условие, обеспечивающее заданный коэффициент центрального экранирования зрачка, представим приближенно соотношением высот $h_{\text{кр}}/h_{\text{оз}} \leq 1$, образуемых на выпуклом зеркале двумя

лучами, из которых один составляет с оптической осью системы максимальный апертурный угол u_{\max} , а другой — апертурный угол u_θ , определяющийся величиной θ .

В соответствии с приведенным условием из рис. V.40 следует:

$$s_1 \alpha_1 \leq (s'_2 + d) \theta \alpha_3, \text{ или } \theta = \frac{s_1 V}{s'_2 + d}. \quad (\text{V.46})$$

Отсюда, принимая во внимание (V.43) и рис. V.40, выразим θ следующим образом:

$$\theta = \frac{2V(1-V) + V\sqrt{(5+V+V^2-5V^3)(1-V)}}{5-4V-V^2}. \quad (\text{V.47})$$

На рис. V.41 представлена графическая зависимость θ от увеличения $m = 1/V$, даваемого объективом в прямом ходе лучей. Из формулы (V.47) следует, что если $V = 0$ ($l = \infty$), то $\theta = 1/\sqrt{5}$.

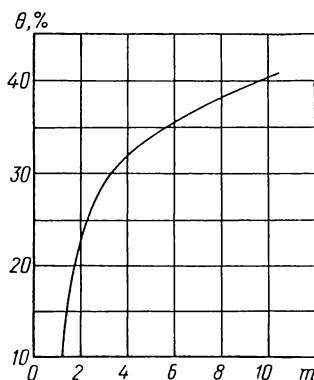


Рис. V.41. Зависимость центрального экранирования зрачка от увеличения

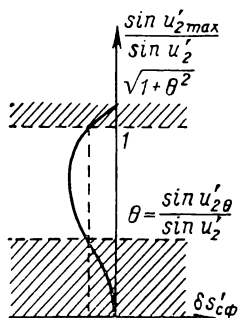


Рис. V.42. Способ корригирования сферической aberrации

Для объектива, у которого $\theta = 0,3$, увеличение должно быть равно $V = -0,25$ ($m = -4$). Следовательно, чем меньше собственное увеличение объектива, тем меньше центральное экранирование зрачка. Из формулы (V.47) легко заметить наиболее серьезный дефект системы А, состоящей из двух концентрических зеркал и используемой для получения изображения в большом масштабе: центральное экранирование зрачка равно максимально допустимой величине $\theta^2 = 0,2$ (класс II) и, следовательно, не остается больше допуска на aberrации. Заметим, что действие сферической aberrации на контрастность изображения при наличии центрального экранирования зрачка минимально, если совпадают оба фокуса, соответствующие числовым апертурам $\sin u'_{2\theta}$ и $\sin u'_2$, что приводит к способу корригирования, показанному на рис. V.42 (кривая сферической aberrации пересекает ось ординат на высоте, равной $\sin u'_{2\max} = \sqrt{1 + \theta^2} \sin u'_2$).

Зависимость коэффициента Петцваля от величины центрального экранирования зрачка и расстояния между зеркалами. Приняв во внимание рис. V.40, найдем следующую зависимость:

$$s'_2 = V(l + r_1) - d \left(2V \frac{l}{r_2} + 1 \right).$$

Из (V.44) следует

$$\frac{l}{r_1} = \frac{1}{4V} (1 - V - \sqrt{5V^2 + 6V + 5}).$$

Подставив l/r_1 в формулу (V.45), найдем σ , а затем, если задано значение d , последовательно определим r_1 , r_2 , s'_2 и положение предмета $s_1 = l - r_1$ при соответствующем θ . В табл. V.4 даны результаты вычисления; в последней строке таблицы приведены значения $-n \sum (\Delta\mu/r)$.

Таблица V.4

Зависимость S_{IV} от величин θ и d

Пара- метр системы	$\theta = 0,25$				$\theta = 0,30$			
	$d = -15$	$d = -20$	$d = -25$	$d = -30$	$d = -15$	$d = -20$	$d = -25$	$d = -30$
r_1	2,73	3,63	4,55	5,46	3,8	5,06	6,36	7,60
r_2	17,73	23,63	29,56	35,46	18,8	25,06	31,36	37,60
s_1	-3,22	-4,28	-5,27	-6,44	-6,85	-9,04	-11,34	-13,50
s'_2	19,75	25,52	33,10	39,85	21,60	28,80	42,25	50,50
$-n \times$	0,62	0,46	0,372	0,318	0,42	0,317	0,251	0,21
$\times \sum \frac{\Delta\mu}{r}$								

Рассмотрев табл. V.4, можно сделать следующие выводы.

1. С уменьшением θ при соответствующих расстояниях между вершинами зеркал кривизна поверхности изображения возрастает.

2. В случае концентричности зеркал ($S_I = S_{II} = 0$) коэффициент Петцваля остается все же значительным.

3. С уменьшением коэффициента Петцваля расстояние s'_2 увеличивается. Так, например, для $\theta = 0,30$ и $-n \sum (\Delta\mu/r) = 0,317$ имеем $s'_2 = 28,8$ мм. Если $-n \sum (\Delta\mu/r) = 0,21$, то $s'_2 = 50,5$ мм. В последнем случае зеркальная система не может быть реализована на четырехгнездном револьвере биологического микроскопа. Чтобы уменьшить s'_2 и получить нормальную высоту объектива ($D \leq 45$ мм), следует отступить от условия концентричности.

Коэффициент центрального экранирования зрачка и увеличение апланатической и анастигматической систем. В области Зейделя система является одновременно апланатической и анастигмати-

ческой, если $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$. Воспользуемся коэффициентами Зейделя, исключив из них координаты второго вспомогательного луча [64]:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum hP; \\ S_{II} &= \frac{y_1}{h_1} \sum hP + J \sum (hP\sigma - W); \end{aligned} \right\} \quad (V.48)$$

$$\begin{aligned} S_{III} &= \left(\frac{y_1}{h_1} \right)^2 \sum hP + 2J \frac{y_1}{h_1} (hP\sigma - W) + \\ &+ J^2 \sum hP\sigma^2 - 2W\sigma + \frac{1}{h} \Delta \frac{\alpha}{n}, \end{aligned} \quad (V.49)$$

где $\sigma_k = \sum_2^k \frac{d_{k-1}}{n_k h_{k-1} h_k}$.

Если $S_I = 0$, то из (V.48) следует

$$h_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 (\alpha_3 + \alpha_2) - h_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 (\alpha_2 + \alpha_1) = 0. \quad (V.50)$$

Коэффициент S_{II} в уравнении (V.48) приводится к виду

$$S_{II} = -W_1 + h_2 P_2 \frac{d_1}{n_2 h_1 h_2} - W_2 = 0,$$

где $W_1 = \frac{\alpha_2^2 - \alpha_1^2}{2}$; $W_2 = \frac{\alpha_3^2 - \alpha_2^2}{2}$; $\sigma_2 = -\frac{d_1}{h_1 h_2}$.

Следовательно, при $\alpha_3 = 1$

$$d_1 = \frac{2h_1 (\alpha_1^2 - 1)}{(1 - \alpha_2)^2 (1 + \alpha_2)}. \quad (V.51)$$

Из уравнений (V.50) и (V.51) имеем:

$$\alpha_2^2 - (1 + \alpha_1) \alpha_2 - (\alpha_1 + \alpha_1^2 + 1) = 0, \quad (V.52)$$

или

$$\alpha_2 = \frac{1}{2} (1 + \alpha_1) \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4(\alpha_1 + \alpha_1^2 + 1)}{(1 + \alpha_1)^2}} \right]. \quad (V.52a)$$

Уравнение (V.49) при $S_{II} = 0$ приводится к виду

$$S_{III} = \frac{d_1}{h_1 h_2} (W_2 - W_1) + \frac{\Delta_1 \alpha \mu}{h_1} - \frac{\Delta_2 \alpha \mu}{h_2} = 0, \quad (V.53)$$

откуда следует

$$d_1 = \frac{(\alpha_1 - 1) h_1}{0,5 (1 + \alpha_1^2) + \alpha_1 \alpha_2}. \quad (V.54)$$

Исключив из (V.51) и (V.54) величину d_1 , получим

$$\alpha_2^3 - \alpha_2^2 - (1 + 2\alpha_1 + 2\alpha_1^2) \alpha_2 - \alpha_1 (1 + \alpha_1 + \alpha_1^2) = 0. \quad (V.55)$$

Из совместного решения уравнений (V.52) и (V.55) при $\alpha_3 = 1$ в обратном ходе лучей найдем $\alpha_1 = -0,2$ и $\alpha_2 = 1,4$. Подставив найденные значения α_1 и α_2 в уравнение (V.54), получим $d_1 = s_1$.

Следовательно, система становится апланатической и анастигматической, если она передает изображение предмета в прямом ходе в масштабе $V = 1/\alpha_1 = -5\times$. В этом случае в соответствии с рис. V.40 получим следующие соотношения конструктивных параметров системы:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= \frac{2\alpha_1 d}{\alpha_1 + \alpha_2} = -\frac{d}{3}; & r_2 &= \frac{2d(\alpha_1 - \alpha_2)}{1 + \alpha_2} = -\frac{4d}{3}; \\ r_2 - r_1 &= -d; & s'_2 &= (\alpha_1 - \alpha_2)d = -1,6d. \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.56})$$

Чтобы определить θ , воспользуемся формулой (V.46), которую при $\alpha_3 = 1$ приведем к следующему виду:

$$\alpha_2 = 1 + \frac{h_1(\theta - 1)}{\theta d} \quad (\text{V.57})$$

или

$$0 = \frac{\alpha_1}{\alpha_1 - (\alpha_2 - 1) \frac{d}{s_1}}. \quad (\text{V.57a})$$

Положив $s_1 = d$ (т. е. объект в обратном ходе совпадает с вершиной вогнутого зеркала) и подставив в формулу (V.57a) значения $\alpha_1 = -0,2$ и $\alpha_2 = 1,4$, найдем $\theta = 0,333$.

Апланатические и анастигматические концентрические двухзеркальные системы ввиду малого их увеличения применяются главным образом в объективной части оптических устройств некоторых высокотемпературных установок или в виде насадок к микроскопам с большим рабочим расстоянием [46].

Объективы из двух неконцентрических зеркал. Отступая от концентричности двух зеркал, можно значительно уменьшить величину центрального экранирования зрачка. Однако такие системы будут обладать комой и астигматизмом.

Найдем зависимость между апертурой, коэффициентом центрального экранирования зрачка и полем зрения, при котором качество изображения будет наилучшим, а также установим область практической реализации зеркальных систем типа А и типа С в зеркально-линзовых объективах микроскопа с уменьшенной кривизной поверхности изображения и $\theta \leq 0,3$.

Излагаемый ниже метод вычисления допустимых значений указанных величин и устанавливаемые между ними соотношения для данной числовой апертуры являются приближенными и основаны на следующих допущениях.

1. Объектив микроскопа, обладающий небольшим θ и незначительной волновой абберацией, имеет в дифракционном пятне уменьшение амплитуды. Это уменьшение амплитуды в случае

незначительного поля зрения рассматривается как функция сферической aberrации, комы и центрального экранирования зрачка.

2. Критерием, определяющим максимальный размер поля зрения хорошего качества изображения в зависимости от θ при соответствующих апертуре и фокусном расстоянии, является величина уменьшения амплитуды в дифракционном пятне изображения, составляющая около 0,12 (или падение освещенности $1 - 0,88^2 = 0,226$).

3. В системе отсутствуют сферическая aberrация и кома 7-го и более высоких порядков.

4. Можно пренебречь aberrациями, пропорциональными квадрату поля зрения.

Увеличение объектива от $40\times$ и выше не является эффективным параметром, существенным образом изменяющим aberrации и θ (рис. V.41). Ниже исследуются зеркальные объективы, исправленные для бесконечно удаленного изображения.

Приближенные формулы для вычисления уменьшения амплитуды в дифракционном пятне изображения в системе, обладающей центральным экранированием зрачка, сферической aberrацией и комой. Примем точку с максимальной интенсивностью света за центр сферической волновой поверхности (сферы сравнения). Радиус кривизны последней выберем таким образом, чтобы сумма квадратов отклонения деформированной волновой поверхности от этой сферы сравнения в пределах контура действующего отверстия зрачка составляла минимум. Представим отношение амплитуды U_θ в центре дифракционной картины объектива, обладающего aberrациями и центральным экранированием ($\theta \neq 0$), к амплитуде U_0 в центре дифракционной картины в случае отсутствия aberrаций и θ при той же самой числовой апертуре объектива согласно (V.13) в следующем виде [94]:

$$\frac{U_\theta}{U_0} = \int_{A_\theta}^A \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\left\{ 1 - \left[\frac{2\pi(N_0 + N)}{\lambda} \right]^2 \right\} z \, dz \, dv}{\pi A^2 \sqrt{1 - \left(\frac{A_\theta}{A} \right)^2}} =$$

$$= \sqrt{1 - \theta^2} \left\{ 1 - \frac{\int_{\theta}^1 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi(N_0 + N)}{\lambda} \right]^2 r \, dr \, dv}{\pi (1 - \theta^2)} \right\}, \quad (\text{V.58})$$

где $A = n \sin u$ — апертура объектива; A_θ — экранированная центральная часть апертуры объектива; z — апертура объектива как параметр, определяющий луч; N — деформация волнового фронта; N_0 — отступление деформированного волнового фронта от правильной сферы с центром в точке изображения при $z = 0$; $z/A = r$; $A_\theta/A = \theta$.

Уравнение (V.58) дает возможность выразить уменьшение амплитуды в дифракционном пятне изображения через вели-

чину δ_{θ^2} , зависимость от площади экранирования зрачка, и уменьшение амплитуды вследствие наличия аберраций δ_e следующим образом:

$$\frac{U_{\theta}}{U_0} = (1 - \delta_{\theta^2}) (1 - \delta_e), \quad (V.59)$$

где

$$\delta_{\theta^2} = 1 - \sqrt{1 - \theta^2} = \frac{1}{2} \theta^2 + \frac{1}{8} \theta^4 + \frac{1}{16} \theta^6, \quad (V.60)$$

$$\delta_e = \frac{\int_{\theta}^1 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi (N_0 + N)}{\lambda} \right]^2 r dr dv}{\pi (1 - \theta^2)}. \quad (V.61)$$

Пренебрегая аберрациями, пропорциональными квадрату поля зрения, представим N как сумму деформаций, вызванных сферической аберрацией $N_{\text{сф}}$ и комой N_k , следующей зависимостью¹:

$$N_0 + N = N_{\text{сф}} + N_k = f_1 (\sin^2 u) + \sin u l r \cos v f_2 (\sin^2 u).$$

Задача сводится к вычислению $\delta_{e \min}$ при $0 < r < 1$, т. е.

$$\delta_e = \int_{\theta}^1 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\frac{1}{2} \left[\frac{2\pi (N_{\text{сф}} + N_k)}{\lambda} \right]^2 r dr dv}{\pi (1 - \theta^2)} = \min. \quad (V.62)$$

Необходимыми условиями для решения (V.62) являются:

$$\frac{\partial \delta_e}{\partial N_{\text{сф}}} = 0; \quad \frac{\partial \delta_e}{\partial N_k} = 0. \quad (V.63)$$

Уравнение (V.62) может быть упрощено так, что произведение $N_{\text{сф}} N_k$ будет равно $\cos v$, умноженному на функцию от r . Следовательно, при исключении асимметричного экранирования интеграл от $N_{\text{сф}} N_k$ будет равен нулю и из (V.62) следует

$$\delta_e = \delta_{\text{сф}} + \delta_k, \quad (V.64)$$

где

$$\delta_{\text{сф}} = \int_{\theta}^1 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{2\pi^2 N_{\text{сф}}^2}{(1 - \theta^2) \lambda^2} r dr dv = \frac{2\pi^2}{\lambda^2 (1 - \theta^2)} \int_{\theta}^1 N_{\text{сф}}^2 dr^2 = \min; \quad (V.65)$$

$$\delta_k = \frac{\int_{\theta}^1 \int_{-\pi}^{\pi} \frac{2\pi^2 N_k^2}{\lambda^2} r dr dv}{\pi (1 - \theta^2)} = \frac{2\pi^2}{\lambda^2 (1 - \theta^2)} \int_{\theta}^1 N_k^2 r dr = \min. \quad (V.66)$$

¹ Для удобства исследования постоянную N_0 прибавим к N .

Согласно (V.63),

$$\frac{\partial \delta_{\text{сф}}}{\partial N_{\text{сф}}} = 0 \text{ и } \frac{\partial \delta_{\text{к}}}{\partial N_{\text{к}}} = 0.$$

В выражениях (V.65) и (V.66) интегрирование по v выполнено при условии, что $N_{\text{сф}}$ не зависит от v и $N_{\text{к}}^2$ содержит в себе параметр v , входящий только в $\cos v$; поэтому уравнение (V.59) можно заменить более простым:

$$\frac{U_{\theta}}{U_0} = (1 - \delta_{\theta^2})(1 - \delta_{\text{сф}} - \delta_{\text{к}}) \approx 1 - \delta_{\theta^2} - \delta_{\text{сф}} - \delta_{\text{к}}. \quad (\text{V.67})$$

Формулы (V.65) и (V.66) позволяют вычислить величину потери амплитуды $\delta_{\text{сф}}$ и $\delta_{\text{к}}$, обусловленную соответственной сферической аберрацией и комой при различных θ .

Зависимость поля зрения объектива от числовой апертуры и центрального экранирования зрачка. Допустимую величину поля зрения объектива микроскопа, если оно небольшое, можно определить исходя из аберрации комы, которая вычисляется из условия изопланатизма, представляющего четную функцию от $\sin u$:

$$\eta = b_3 \sin^2 u + b_5 \sin^4 u + b_7 \sin^6 u + \dots = \eta_{\text{III}} + \eta_{\text{V}} + \eta_{\text{VII}} + \dots \quad (\text{V.68})$$

В зеркальных объективах типа А, работающих с большим увеличением, коэффициенты b_3 , b_5 и b_7 , соответствующие аберрациям 3, 5, 7-го и т. д. порядков, выражаются с одним и тем же алгебраическим знаком, поэтому деформацию волнового фронта вследствие комы можно представить следующей зависимостью:

$$N_{\text{к}} = \sin ulr \cos v (b_0 + b_3 \sin^2 u + b_5 \sin^4 u + \dots), \quad (\text{V.69})$$

или

$$N_{\text{к}} = lr \cos v (k_0 + k_3 r^2 + k_5 r^4 + \dots), \quad (\text{V.69a})$$

где $k_0 = b_0 A$; $k_3 = b_3 A^3$; $k_5 = b_5 A^5$; $A = n \sin u$ при $n = 1$.

Подставив значение $N_{\text{к}}$ из (V.69a) в (V.66) и ограничиваясь аберрациями 5-го порядка, получим

$$\begin{aligned} \delta_{\text{к}} = 2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \frac{\pi^2}{1 - \theta^2} \int_0^1 (k_0 + k_3 r^2 + k_5 r^4)^2 r^3 dr = 2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \frac{\pi^2}{1 - \theta^2} \times \\ \times \left[\frac{k_0^2 (1 - \theta^4)}{4} + \frac{k_0 k_3}{3} (1 - \theta^6) + \frac{k_0 k_5}{4} (1 - \theta^8) + \right. \\ \left. + \frac{k_3 k_5}{5} (1 - \theta^{10}) + \frac{k_3^2}{8} (1 - \theta^8) + \frac{k_5^2}{12} (1 - \theta^{12}) \right]. \quad (\text{V.70}) \end{aligned}$$

Продифференцировав выражение (V.70) по k_0 , найдем значение k_0 , которое сводит к минимуму $\delta_{\text{к}}$:

$$k_0 = -2 \left[\frac{k_3}{3} \frac{1 + \theta^2 + \theta^4}{1 + \theta^2} + \frac{k_5}{4} (1 + \theta^4) \right]. \quad (\text{V.71})$$

Подставив значение k_0 из (V.71) в (V.70), получим

$$\delta_k = \frac{2\pi^2}{1-\theta^2} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \left[k_3^2 \left(\frac{1-\theta^8}{8} - \frac{1-\theta^4}{9} + \dots \right) + \right. \\ \left. + k_3 k_5 \left(\frac{1-\theta^{10}}{5} - \frac{1+\theta^4}{6} + \dots \right) + k_5^2 \left(\frac{1-\theta^{12}}{12} - \frac{1+\theta^4}{16} \right) \right]. \quad (V.72)$$

Если допуск на центральное экранирование зрачка определить двумя членами условия (V.70) и рассматривать только сферическую абберацию и кому, приняв за критерий качества изображе-

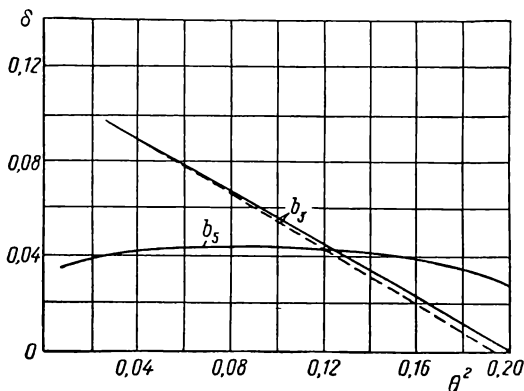


Рис. V.43. Зависимость коэффициентов комы b_3 и b_5 от θ^2 в системе типа А

ния потерю амплитуды в дифракционном пятне изображения, равную $\delta = 0,12$, то, согласно (V.72), поле зрения объектива определится по формуле

$$D = 2l = \frac{3,82\lambda}{b_3 \sin^3 u} \sqrt{\frac{(1-\theta^2) \left(0,12 - \delta_{\text{сф}} - \frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{8} \right)}{1 + 1,5p(1,6 + p)}}, \quad (V.73)$$

где $p = \frac{b_5}{b_3} \sin^2 u$.

Применяя формулы (V.41), (V.43) и (V.46), можно вычислить коэффициенты b_3 и b_5 в зависимости от θ^2 при отсутствии сферической абберации 3-го порядка. Такая зависимость найдена для основного варианта зеркальной системы типа А и результаты представлены на рис. V.43; при этом $b_3 = \eta_{III}/8 \sin^2 u$ и $b_5 = \eta_V/128 \times \sin^4 u$ (см. табл. V.7). На этом же рисунке штриховая линия (приведена Греу) характеризует зависимость k_3/A^3 от θ^2 для объектива, увеличение которого соответствует $75\times$. Для $\theta^2 = 0,2$ кома 3-го порядка равна нулю. Если $\theta^2 < 0,2$, то появляется кома. Небольшое отклонение k_3/A^3 от нуля при $\theta^2 = 0,2$ вызвано тем, что объект не расположен в бесконечности.

При предположении, что на долю сферической аберрации приходится одна треть от общего допуска и что в первом приближении в системе отсутствует кома высших порядков, из уравнения (V.73) следует

$$2l = \frac{3,82\lambda}{k_3} \sqrt{(1 - \theta^2) \left(0,08 - \frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{8}\right)}. \quad (\text{V.74})$$

Задавая значение θ , можно с помощью (рис. V.43) определить k_3/A^3 , а затем из уравнения (V.74) вычислить lA^3/λ .

Последняя величина как функция от θ^2 дана на рис. V.44. Положив $A = \sin u = 0,65$, $\lambda = 0,589$ мкм, $\theta^2 = 0,12$, определим из рис. V.44, что диаметр поля зрения хорошего качества изображения будет составлять $2l = 20$ мкм. Однако, принимая во внимание кому 5-го порядка, следует эту величину разделить на коэффициент

$$n = \sqrt{1 + 2,4A^2 \frac{b_5}{b_3} + 1,5A^4 \left(\frac{b_5}{b_3}\right)^2}.$$

Если задана апертура объектива, то k_5 легко определяется с помощью рис. V.43, на котором дана зависимость b_5 от θ^2 . Однако к оценке величины поля зрения следует подходить менее строго, так как сферическая аберрация 3-го порядка не

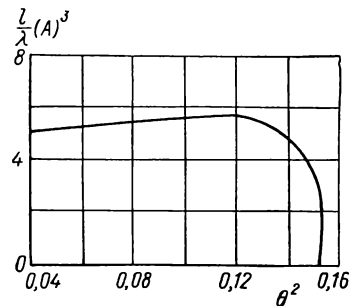


Рис. V.44. Зависимость поля зрения от θ^2

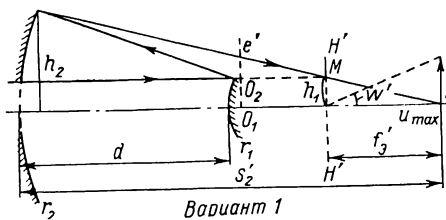
будет точно равна нулю и ее отрицательное значение используется на компенсацию положительной сферической аберрации 5-го порядка, вследствие чего в некоторой степени уменьшится коэффициент комы 3-го порядка. Излагаемый на стр. 179—184 метод определения максимального значения поля зрения при заданных θ и апертуре дает возможность более точно вычислить $\delta_{\text{сф}}$ и учесть численные изменения коэффициентов k_3 и k_5 , входящих в формулу (V.73).

Выражение остаточных аберраций и внешних параметров систем типов А, А' и С, С' через радиусы кривизны сферических поверхностей. Предполагая, что предмет находится в бесконечности (обратный ход лучей), можно вычислить остаточные аберрации, а также θ , d , s'_2 и т. д. зеркальной системы, выразив их через радиусы кривизны сферических поверхностей. Для этой цели введем два параметра: $R = r_1/(2f')$ и $\sigma = r_1/r_2$, где $f' = f'_s$ — эквивалентное фокусное расстояние двух зеркал. Приняв во внимание, что оптические силы выпуклого и вогнутого зеркал соответственно равны $\varphi_1 = -2/r_1$ и $\varphi_2 = 2/r_2$, положительное расстояние между вершинами зеркал приведем к следующему виду:

$$d = \frac{f'R(1 + R - \sigma)}{\sigma}. \quad (\text{V.75})$$

Условное рабочее расстояние будет равно

$$s'_2 = \left(h_1 + \frac{2h_1 d}{r_1} \right) \frac{1}{\alpha_3} = f' \left(1 + \frac{d}{Rf'} \right) = \frac{f' (1 + R)}{\sigma}. \quad (V.76)$$



На рис. V.45 и V.46 приведены некоторые варианты зеркальных систем типа А и типа С. Для варианта 1 (основная система) типа А в области параксиальной оптики (рис. V.45) в простран-

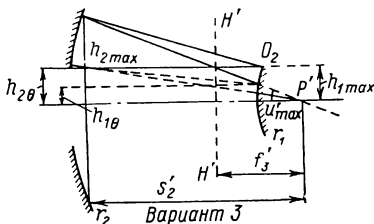
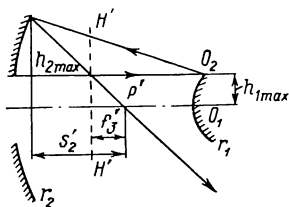


Рис. V.45. Зеркальные системы типа А

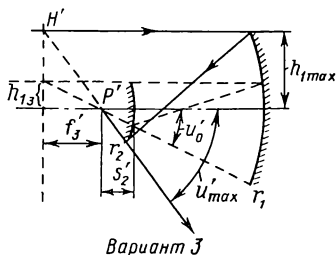
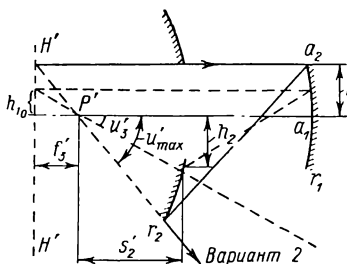
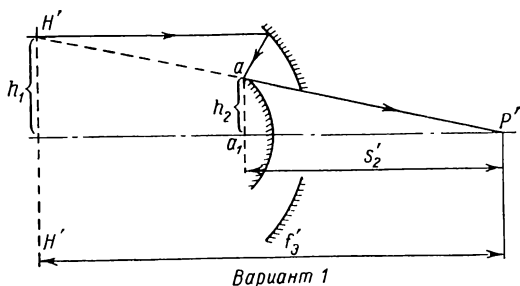


Рис. V.46. Зеркальные системы типа С

стве изображений имеется следующая зависимость:

$$m' = \frac{h_1}{eO_1} = \frac{f'}{s'_2 - d} = \frac{\sigma}{1 + R(\sigma - R)}. \quad (V.77)$$

В том случае, когда отраженные от вогнутого зеркала лучи проходят через центральную часть выпуклого зеркала и $s'_2 > d$, из варианта 3 (рис. V.45) для пространства объектов следует

$$m = \frac{h_{1\max}}{h_{2\max}} = \frac{h_{1\theta}}{h_{2\theta}} = \frac{f'}{s'_2} = \frac{\sigma}{1+R}. \quad (\text{V.78})$$

Из анализа варианта 1 зеркальной системы типа С (рис. V.46) имеем

$$m = \frac{h_{2\max}}{h_{1\max}} = \frac{s'_2}{f'} = \frac{1+R}{\sigma}. \quad (\text{V.79})$$

Положительное расстояние между вершинами зеркал типа А' (рис. V.47) приводится к следующему виду:

$$d = \frac{f'R(1+\sigma-R)}{\sigma}. \quad (\text{V.80})$$

Условное рабочее расстояние будет равно

$$s'_2 = \left(h_1 + \frac{2dh_1}{r_1} \right) \frac{1}{\alpha_3} = f' \left(1 + \frac{d}{Rf'} \right) = \frac{f'(R-1)}{\sigma}. \quad (\text{V.81})$$

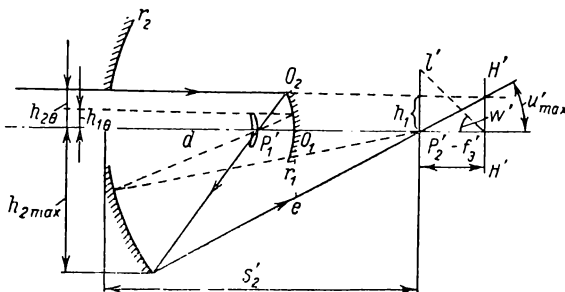


Рис. V.47. Зеркальная система типа А'

В области параксиальной оптики для пространства изображения в соответствии с рис. V.47

$$m = \frac{h_1}{O_1e} = \frac{\sigma}{R(R-\sigma)-1}.$$

Для системы типа С' из рис. V.48 имеем

$$m = \frac{h_{2\max}}{h_{1\max}} = \frac{s'_2}{f'} = \frac{R-1}{\sigma}.$$

Рассматривая аналогичным образом остальные варианты указанных систем, можно легко установить для них величину геометрического экранирования центральной части зрачка, опреде-

ляемую максимальным значением из четырех величин m , $1/m$, m' , $1/m'$ и не превышающую единицы. Коэффициент Петцваля, кривизна изображения, измеренная вдоль оси для угла поля зрения ω_1 , а также $\delta s'_{\text{сф}}$ соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} S_{\text{IV}} &= \frac{1-\sigma}{R}; \quad \Delta x'_P = \frac{w_1^2 f'}{2R} (1-\sigma); \\ \delta s'_{\text{сф III}} + \delta s'_{\text{сф V}} &= -\frac{\sin^2 u'_k}{8R^3 \sigma} [(R^2-1)^2 - \sigma] - \\ &- \frac{\sin^4 u'_k}{128R^5 \sigma} \{ [2R^2 - 6R(R^2-1) - 3](R^2-1+\sigma) + \\ &+ (R^2-1)R^4 \}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.82})$$

За исключением случая концентрической системы, нет возможности исправить одновременно и сферическую aberrацию и кому. Обычно корректируют сферическую aberrацию, а поле зрения системы ограничивают величиной комы.

Метод вычисления уменьшения амплитуды в дифракционном пятне изображения вследствие сферической aberrации в системе, обладающей центральным экранированием зрачка. Чтобы вычислить величину уменьшения

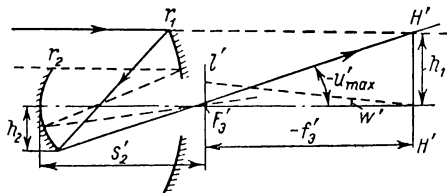


Рис. V.48. Зеркальная система типа С'

амплитуды $\delta s'_{\text{сф}}$ в дифракционном пятне изображения, вызванного сферической aberrацией, обратимся к формуле (V.65). Волновая сферическая aberrация $N_{\text{сф}}$, входящая в подынтегральное выражение, может быть выражена следующей зависимостью:

$$N_{\text{сф}} = a_1 r^2 + a_2 r^4 + a_3 r^6 + \dots, \quad (\text{V.83})$$

где a_1 определяет величину отступления от гауссовой плоскости; a_2 , a_3 и т. д. — соответственно коэффициенты сферической aberrации 3, 5-го и т. д. порядков.

Согласно принятому условию (V.65) следует свести $\delta s'_{\text{сф}}$ к минимуму. Это условие выполняется подбором коэффициентов уравнения (V.83) таким образом, чтобы продольная сферическая aberrация для края зрачка, соответствующая заданной апертуре $\sin u_{\text{max}} = \sin u_1 \sqrt{1+\theta^2}$, была равна нулю, а волновая сферическая aberrация в области незаэкранированной апертуры имела минимальное отклонение. Характер таких кривых дан на рис. V.49 для типичной системы с числовой апертурой 0,7 и 0,775 при $f' = 1$ и $\theta = 0,3$. При отсутствии сферической aberrации 7-го порядка экстремальное значение функции, выражающей кривую продоль-

ной сферической aberrации, по которой вычисляется минимальное отклонение волновой aberrации в области незадиафрагмированной апертуры, определится из следующего выражения:

$$\delta s'_{\text{сф max}} = - \frac{[\sigma - (R^2 - 1)^2]^2}{2R\sigma \{ [2R^2 - 6R(R^2 - 1) - 3](R^2 - 1 + \sigma) + (R^2 - 1)R^4 \}}. \quad (\text{V.84})$$

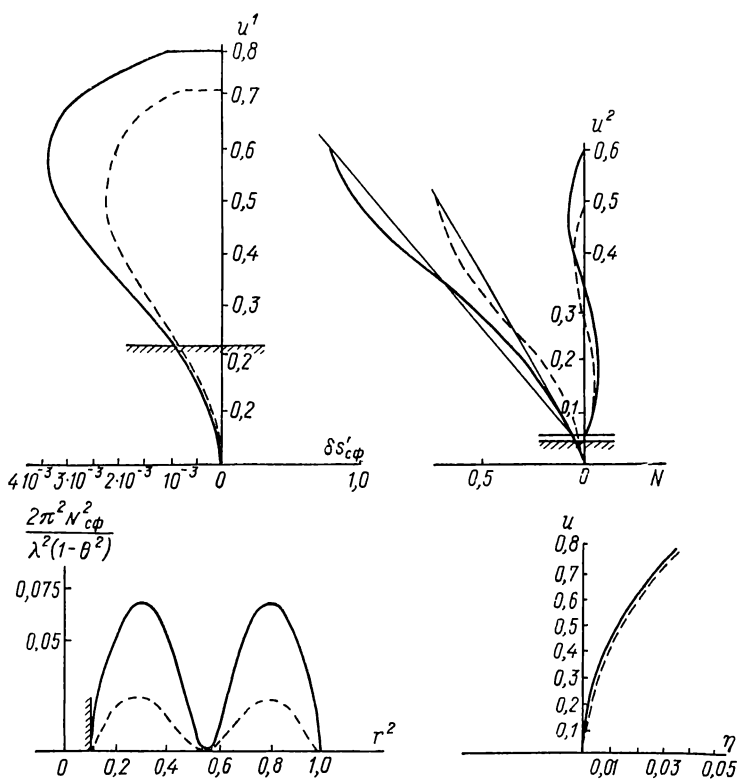


Рис. V.49. К вычислению уменьшения амплитуды в дифракционном пятне изображения

Апертурный угол, для которого сферическая aberrация в гауссовой плоскости становится равной нулю, легко вычисляется, согласно (V.82) и (V.83), по формуле

$$\sin u_{\text{max}} = 4R \sqrt{\frac{\sigma - (R^2 - 1)^2}{[2R^2 - 6R(R^2 - 1) - 3](R^2 - 1 + \sigma) + (R^2 - 1)R^4}}. \quad (\text{V.85})$$

С учетом (V.46) формулы (V.84) и (V.85) приводятся к следующему виду:

$$\sin u_{\max} = 4R \sqrt{\frac{b - R^2}{[2R^2 - 6R(R^2 - 1) - 3]b + R^4}}; \quad (\text{V.86})$$

$$\delta s'_{\text{сф max}} = - \frac{(R^2 - 1)^2}{2R \{ [2R^2 - 6R(R^2 - 1) - 3]b + R^4 \}}, \quad (\text{V.87})$$

где $b = 1 + \frac{\theta}{\theta R - 1}$; $b > R^2$.

Если принять $\lambda = 589,3$ нм, то интегрирование кривых, изображенных на рис. V.49, дает для числовой апертуры 0,7 величину $\delta_{\text{сф}} = 0,0432$ и для $\sin u = 0,65$ величину $\delta_{\text{сф}} = 0,0141$. Так как допустимое значение $\delta_{\text{сф}}$ принято равным 0,04, то фокусные расстояния данных систем не должны превышать соответственно $f' = 0,96$ мм и $f' = 1,7$ мм. В табл. V.5 даны значения $\delta_{\text{сф}}$,

Таблица V.5

Зависимость величин b_3 , b_5 и $\delta_{\text{сф}}$ от числовой апертуры и θ

$\sin u$	$\theta = 0,205$			$\theta = 0,273$		
	b_3	b_5	$\delta_{\text{сф}}$	b_3	b_5	$\delta_{\text{сф}}$
0,55	0,07856	0,04254	0,00167	0,05949	0,04443	0,0014
0,60	0,07627	0,04289	0,0052	0,05686	0,04480	0,0046
0,65	0,07303	0,04338	0,0180	0,05353	0,04526	0,0146
0,70	0,06945	0,04392	0,0516	0,04964	0,04467	0,0442
$\sin u$	$\theta = 0,305$			$\theta = 0,337$		
	b_3	b_5	$\delta_{\text{сф}}$	b_3	b_5	$\delta_{\text{сф}}$
0,55	0,04934	0,04443	0,00127	0,03757	0,04364	0,0011
0,60	0,04621	0,04483	0,0039	0,03495	0,04392	0,0037
0,65	0,04325	0,04520	0,0141	0,03165	0,04427	0,0134
0,70	0,03909	0,04551	0,0432	0,02741	0,04472	0,0411
$\sin u$	$\theta = 0,369$			$\theta = 0,402$		
	b_3	b_5	$\delta_{\text{сф}}$	b_3	b_5	$\delta_{\text{сф}}$
0,55	0,02501	0,04161	0,0010	0,01139	0,03784	0,00084
0,60	0,02249	0,04182	0,0035	0,00843	0,03792	0,0030
0,65	0,01928	0,04208	0,0114	0,00451	0,03813	0,0096
0,70	0,01517	0,04241	0,0370	0,00119	0,03827	0,0340

b_3 и b_5 , вычисленные для различных систем с числовыми апертурами от $\sin u = 0,55$ до $\sin u = 0,7$ при $f' = 1$ и $0,205 \leq \theta \leq 0,402$. Коррекция сферической аберрации этих систем выполнена так, как было указано выше (рис. V.49). В табл. V.6 даны значения остаточных волновых аберраций в плоскости наилучшей установки в зависимости от числовой апертуры и θ . По этим данным построен график (рис. V.50). Анализ вычислений показал,

Таблица V.6

Значения остаточных волновых аберраций в зависимости от числовой апертуры и 0

θ	Числовая апертура				
	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7
0,205	0,0074	0,013	0,023	0,040	0,07
0,305	0,0065	0,0114	0,020	0,035	0,062
0,402	0,0054	0,0095	0,017	0,030	0,053
0,424	0,0050	0,0080	0,015	0,027	0,051

что изменение волновых аберраций соответствует изменению примерно седьмой степени числовой апертуры, а значения коэффициентов комы 5-го порядка (b_5) при данном θ остаются постоянными как в случае выполнения условия наилучшей коррекции сферической аберрации, так и в случае, когда в системе отсутствует сферическая аберрация 3-го порядка.

С изменением θ^2 от 0,04 до 0,2 коэффициент сферической аберрации 5-го порядка основной системы типа А (см. табл. V.5) изменяется всего лишь на 5%.

В качестве примера вычислим конструктивные элементы и аберрации системы с фокусным расстоянием $f' = 1$ и $\theta = 0,305$.

Положив $\theta = 0,305$, найдем, что сферическая аберрация для $\sin u_{\max} = 0,7322$ ($u_{\max} = 0,8216$ рад) становится равной нулю, когда $R = 0,758$. Наилучшая коррекция указанной аберрации при $\theta^2 = 0,093$ получается тогда, когда апертура объектива равна

$$\sin u = \frac{\sin u_{\max}}{\sqrt{1 + \theta^2}} = \frac{0,7322}{1,046} = 0,7 \quad (u = 0,775 \text{ рад}).$$

Преобразовав (V.77) к виду

$$\sigma = \frac{\theta(R^2 - 1)}{\theta R - 1} \quad (\text{V.88})$$

и применив последовательно (V.88) и (V.75), получим:

$$r_1 = 2R = 1,5163; \quad r_2 = \frac{r_1}{\sigma} = \frac{2R(\theta R - 1)}{\theta(R^2 - 1)} = 8,9821;$$

$$d = \frac{R(1 + R - \sigma)}{\sigma} = -7,1373;$$

$$b_3 = 0,03909; \quad b_5 = 0,04551.$$

Кривые сферической аберрации и η системы приведены на рис. V.49. Сравнивая b_3 и b_5 данной системы с соответствующими

коэффициентами систем с различными значениями θ (см. табл. V.5), заключаем, что значение b_5 практически не изменилось, а b_3 несколько уменьшилось. Принимая во внимание, что волновая сферическая aberrация пропорциональна фокусному расстоянию, можно установить приближенно зависимость $\delta_{сф}$ от числовой апертуры при заданном θ и указать верхний предел фокусного расстояния, соответствующий $\delta_{сф} = 0,04$. Чтобы вычислить $\delta_{сф}$, подынтегральная функция уравнения (V.65), умноженная на постоянную величину $2\pi^2/\lambda^2 (1 - \theta^2)$, наносится по оси ординат, а значение r^2 —

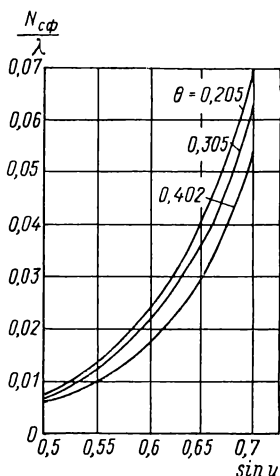


Рис. V.50. Зависимость остаточной волновой сферической aberrации от θ и числовой апертуры

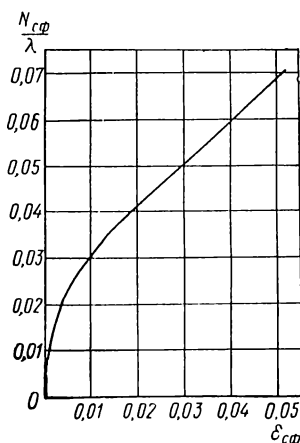


Рис. V.51. Зависимость остаточной волновой сферической aberrации от $\delta_{сф}$

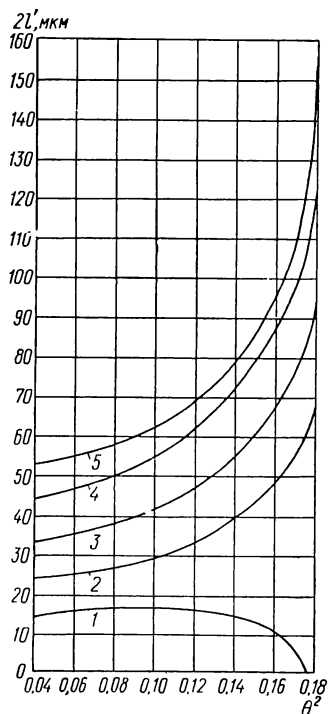
по оси абсцисс. Верхний предел фокусного расстояния в миллиметрах, для которого $\delta_{сф} < 0,04$, равен приблизительно отношению $0,075/\sin^7 u$ и при $\lambda = 589,3$ нм. Если $\delta_{сф} > 0,04$, то диаметр поля зрения быстро уменьшается.

На рис. V.51 представлена графически зависимость между максимальной остаточной волновой aberrацией и $\delta_{сф}$. Из графика следует, что при $\delta_{сф} = 0,04$ требуется исправление сферической aberrации примерно до $\lambda/16$.

На рис. V.52 даны кривые, характеризующие зависимость диаметра поля зрения $2l'$ от θ^2 для нескольких систем, обладающих различными апертурами при $f' = 1$. Сумма величин $\delta_{\theta^2} + \delta_{сф} + \delta_k \leq 0,12$ является критерием построения кривых, удовлетворяющих уравнению (V.73). Заметим, что для $n \sin u \leq 0,50$ величина $\delta_{сф}$ сводится к нулю.

Из рис. V.52 следует, что выбор наиболее рациональной величины θ для кривой 1 не представляет затруднений: коэффициент θ

должен быть по возможности так мал, как это практически выгодно. Максимальный диаметр поля зрения системы будет при $\theta^2 = 0,09$. Диаметр поля уменьшается незначительно при $\theta^2 <$



$< 0,09$. Однако меньшие величины θ дадут более совершенное качество изображения по краям поля. Кривые 2—5 не могут быть построены для $\theta^2 > 0,18$, так как изменение во втором десятичном знаке $\delta_{сф}$ вызывает сильное изменение этих кривых. Это обуславливается тем обстоятельством, что в области $\theta^2 > 0,18$ на долю $\delta_{сф}$ и δ_{θ^2} приходится почти весь допустимый предел δ , а коэффициенты комы в этом случае становятся очень малы по сравнению с коэффициентом при малом θ .

Выражение остаточных aberrаций и внешних параметров систем типов А и С через радиус кривизны первой поверхности. Из уравнения (V.82) следует, что сферическая aberrация 3-го порядка равна нулю, когда $R^2 - 1 = \pm \sqrt{\sigma}$. Положив $\sigma = e^2$, получим $R = \pm \sqrt{1+e}$. Параметры s'_2 , d , θ , а также aberrации системы выражаются через величину e следующим образом:

Рис. V.52. Зависимость поля зрения от θ^2 и $\sin u$ при $f' = 1$:

1 — $\sin u = 0,7$; 2 — $\sin u = 0,65$; 3 — $\sin u = 0,6$; 4 — $\sin u = 0,55$; 5 — $\sin u = 0,5$

$$\frac{\delta'_{сф v}}{f'} = \frac{\sin^4 u'_2 (2\sqrt{1+e} - 1)}{128(1+e)\sqrt{1+e}};$$

$$\eta_{III} = \frac{\sin^2 u'_2}{8} \left(1 + \frac{e}{\sqrt{1+e}} \right);$$

$$\eta_v = \frac{\sin^4 u'_2}{128\sqrt{1+e} + 1} \left\{ \left(\frac{1}{\sqrt{1+e}} + 1 - e \right) \left(\frac{e^2 - 16e - 2}{\sqrt{1+e}} + e - 1 \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\sqrt{1+e}} + e - 1 \right)^2 \frac{(e-8)\sqrt{1+e} + 7e + 4 - \frac{6}{e}}{e} + \right. \\ \left. + \frac{2e^2 [(e-3)\sqrt{1+e} - 2(2+3e)]}{(1+e)\sqrt{1+e}} \right\}; \quad S_{IV} = (1-e)\sqrt{1+e};$$

$$\frac{d}{f'} = \frac{(1+e)[1 + \sqrt{1+e}(1-e)]}{e^2};$$

$$\frac{s'_2}{f'} = \frac{1 + \sqrt{1+e}}{e^2}.$$

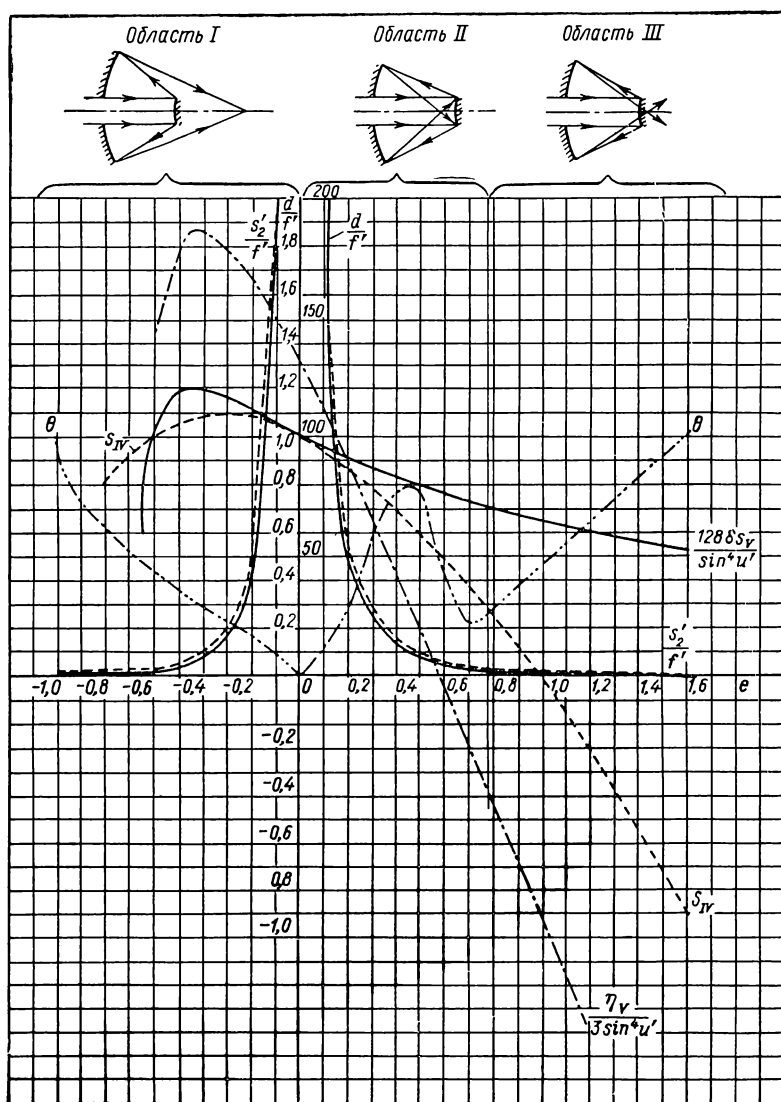


Рис. V.53. Три области, соответствующие особенностям конструкции зеркальных систем типа А

В пространстве изображений для основного варианта системы типа А

$$\theta = m' = \frac{e}{e\sqrt{1+e}-1}.$$

В пространстве предметов для основного варианта системы типа С

$$\theta = m = \frac{1 + \sqrt{1+e}}{e^2}.$$

Особенности конструкций систем типов А и С; область их практической реализации. Каждому значению e соответствуют два решения, относящиеся к корням $\pm\sqrt{1+e}$. Положительный корень относится к объективу типа А, отрицательный — типа С. Для получения действительного и положительного расстояния между зеркалами существуют следующие условия:

— $-1 < e < \sqrt{5} + 1/2$ для системы типа А и $-\sqrt{5} - 1/2 < e < -1$ или $e > 0$ для системы типа С. В табл. V.7 и V.8 приведены значения d/f' , θ , s'_2/f' , $\eta_{III}/8 \sin^2 u_k$, $\eta_V/128 \sin^4 u_k$; $-n \sum (\Delta\mu/r)$; $\delta s'_{\text{сф}V}/\sin^4 u_k$, вычисленные в зависимости от e для систем типов А и С [124]. По этим данным построен график (рис. V.53), на котором отмечены три области, соответствующие особенностям конструкций зеркальных систем типа А, и график (рис. V.54), соответствующий основной конструкции системы типа С.

Для микрообъектива требуется получить действительное изображение,

расположенное за зеркалом, т. е. $s'_2 > d$. Если в то же время принять, что $\theta \leq 0,3$, то система типа С не дает никакого решения (рис. V.54), поскольку в этих случаях изображение получается мнимым и не представляет практического интереса. Для системы же типа А имеются два условия: $0,77 < e < 0$ и $-0,4 < e < 0$ (рис. V.55), из которых наиболее приемлемо первое, так как объективы, соответствующие области $-0,4 < e < 0$, обладают чрезвычайно большими линейными размерами и кривизной поля. Если положить $-n \sum (\Delta\mu/r) \leq 0,2$, то область реализации системы А становится еще ограниченнее. Кроме того, она обладает следующими существенными недостатками: а) разность $s'_2 - d$ составляет очень малую величину (примерно 10% от расстояния между зеркалами), поэтому применение в качестве фронтальных

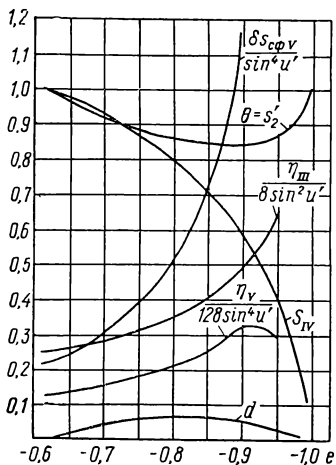


Рис. V.54. Кривые, характеризующие особенности конструкции основной зеркальной системы типа С

компонентов линзовых систем весьма ограничено; б) имеют место большие значения остаточных aberrаций (рис. V.53); в) изображение образуется лучами, проходящими сквозь малое выпуклое зеркало (рис. V.53, область III). Указанные недостатки легко

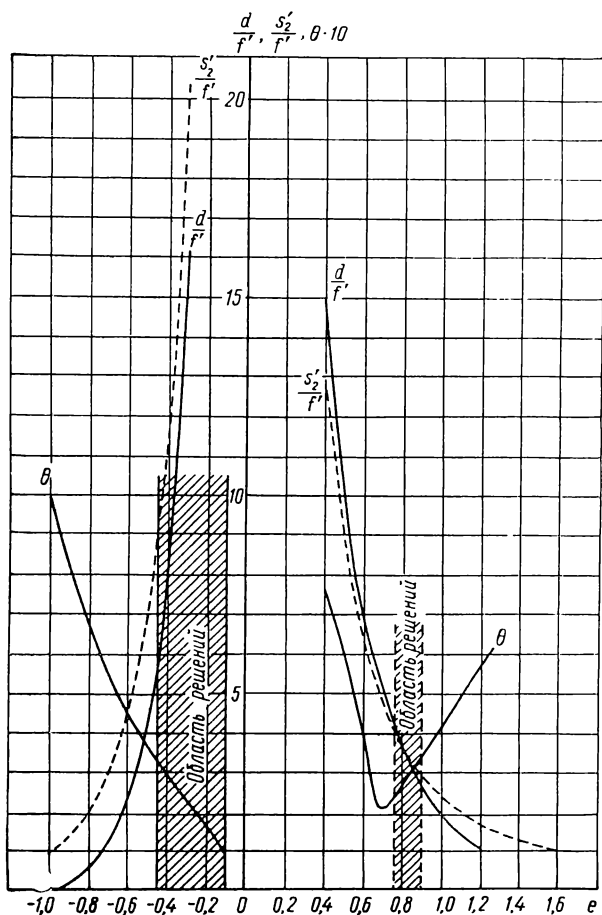


Рис. V.55. Области практического решения системы типа А

устраняются, если систему рассчитать с небольшим собственным увеличением для предмета, находящегося на конечном расстоянии.

Исследование систем типов А и А' в случае конечного расстояния предмета и изображения. Задача разработки наиболее простой конструкции объектива с уменьшенной кривизной изображения основывается на исследовании его составных элементов как с точки зрения их рационального расположения в системе, обеспечивающей простоту сборки и юстировки, так и с точки зрения возможности компенсации остаточных aberrаций. В начальной стадии

Параметры и коэффициенты aberrаций систем типа А

e	$\frac{d}{f'}$	$\frac{s_2'}{f'}$	m'	m	θ	S_{IV}	$b_s = \frac{\eta_{III}}{8 \sin^2 u}$	$b_s = \frac{\eta_V}{128 \sin^4 u}$	$\frac{\delta s_{сф V}'}{\sin^4 u}$
В а р и а н т III									
1,618	0	1,002	1,0	1,0	1,0	1,0	0,250	—0,058	0,012
1,2	1,074	1,724	1,538	0,65	0,65	—0,297	0,226	—0,034	0,014
1,1	1,484	2,024	1,852	0,54	0,54	—0,145	0,219	—0,029	0,014
1,0	2,0	2,414	2,415	0,414	0,414	0,0	0,213	—0,023	0,015
0,9	2,669	2,936	3,75	0,267	0,341	0,138	0,206	—0,017	0,015
0,85	3,08	3,264	5,449	0,183	0,306	0,204	0,203	—0,015	0,016
0,80	3,565	3,659	10,811	0,093	0,273	0,268	0,199	—0,012	0,016
В а р и а н т II									
0,75	4,137	4,126	—93,75	—0,011	0,242	0,331	0,196	—0,009	0,016
0,70	4,826	4,702	—8,046	—0,124	0,213	0,391	0,192	—0,006	0,017
0,65	5,657	5,402	—3,938	—0,254	0,254	0,450	0,188	—0,003	0,017
0,60	6,694	6,292	—2,490	—0,402	0,402	0,506	0,184	—0,000	0,017
0,5	9,680	8,900	—1,292	—0,774	0,774	0,613	0,176	0,004	0,018
0,4	14,963	13,644	—0,759	—1,317	0,759	0,710	0,167	0,010	0,019
0,3	25,967	23,778	—0,456	—2,193	0,456	0,798	0,158	0,016	0,020

0,2	56,27	52,375	—0,256	—3,905	0,256	0,876	0,147	0,021	0,021
0,15	95,565	90,087	—0,179	—5,593	0,179	0,911	0,142	0,024	0,021
0,10	213,8	204,9	—0,112	—8,950	0,112	0,944	0,136	0,026	0,022
0,05	829,08	810,0	—0,053	—18,98	0,053	0,974	0,131	0,028	0,022
В а р и а н т I									
—0,1	183,96	194,9	0,091	10,95	0,091	1,044	0,111	0,036	0,024
—0,15	76,13	83,565	0,132	7,586	0,132	1,060	0,104	0,037	0,025
—0,20	41,46	47,35	0,169	5,895	0,169	1,073	0,097	0,039	0,025
—0,25	24,798	29,619	0,205	4,868	0,205	1,083	0,089	0,040	0,026
—0,3	16,24	20,411	0,240	4,170	0,240	1,088	0,080	0,042	0,027
—0,35	11,034	14,683	0,273	3,663	0,273	1,088	0,070	0,042	0,027
—0,40	7,819	11,094	0,305	3,273	0,305	1,085	0,060	0,043	0,027
—0,45	5,625	8,581	0,337	2,964	0,337	1,076	0,049	0,042	0,027
—0,5	4,122	6,828	0,369	2,708	0,369	1,061	0,036	0,040	0,027
—0,55	3,03	5,515	0,402	2,489	0,402	1,040	0,022	0,037	0,026
—0,618	2,0	4,236	0,447	2,236	0,447	1	0,0	0,028	0,023
—0,8	0,563	2,261	0,589	1,698	0,589	0,805	—0,098	—0,058	—0,027
—1,0	0,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,0	0,0	—	—0,023

Пр и м е ч а н и е.
Цифры, набранные жирным шрифтом, относятся к области решений.

Параметры и коэффициенты аберраций систем типа С

e	$\frac{d}{f'}$	$\frac{s_2'}{f'}$	m	m'	θ	S_{IV}	$b_a = \frac{\eta_{III}}{8 \sin^2 u}$	$b_s = \frac{\eta_V}{128 \sin^4 u}$	$\frac{\delta s_{сф V}'}{\sin^4 u}$
В а р и а н т III									
20	4,624	—0,009	—0,216	—0,009	0,216	87,007	—0,420	—0,835	0,002
15	4,053	—0,013	—0,246	—0,013	0,246	56,0	—0,343	—0,609	0,003
10	3,394	—0,023	—0,293	—0,023	0,293	29,853	—0,251	—0,394	0,004
9	3,246	—0,027	—0,306	—0,027	0,306	25,296	—0,230	—0,352	0,005
8	3,094	—0,031	—0,320	—0,031	0,320	21,0	—0,208	—0,311	0,006
6	2,767	—0,046	—0,356	—0,046	0,356	13,23	—0,158	—0,230	0,008
5	2,592	—0,058	—0,377	—0,058	0,377	9,80	—0,130	—0,191	0,009
3	2,222	—0,111	—0,429	—0,111	0,429	4,0	—0,062	—0,118	0,014
2	2,049	—0,183	—0,448	—0,183	0,448	1,732	—0,019	—0,086	0,020
1,80	2,020	—0,208	—0,449	—0,208	0,449	1,338	—0,009	—0,080	0,021
1,618	2,0	—0,236	—0,447	—0,236	0,447	1,0	0	—0,075	0,023
1,50	1,990	—0,258	—0,445	—0,258	0,445	0,791	0,006	—0,072	0,024
1,40	1,984	—0,280	—0,442	—0,280	0,442	0,620	0,012	—0,070	0,025
1,20	1,981	—0,335	—0,432	—0,335	0,432	0,297	0,023	—0,066	0,028

В а р и а н т II

1,00	2,0	—0,414	—0,414	—0,414	0,414	0	0,036	—0,062	0,031
0,70	2,112	—0,620	—0,366	—0,620	0,620	—0,392	0,058	—0,058	0,038
0,50	2,324	—0,900	—0,310	—0,900	0,900	—0,613	0,074	—0,056	0,044
0,30	2,922	—1,556	—0,224	—1,556	0,643	—0,798	0,092	—0,057	0,051
0,15	4,435	—3,130	—0,129	—3,130	0,319	—0,911	0,107	—0,059	0,059
0,13	5,00	—3,706	—0,114	—3,706	0,270	—0,925	0,109	—0,056	0,061
0,10	6,20	—4,900	—0,090	—4,900	0,204	—0,944	0,113	—0,045	0,062
0,05	9,0	—8,333	—0,048	—8,333	0,120	—0,974	0,119	—0,135	0,066
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	—1,0	0,125	—	0,070

В а р и а н т I

—0,618	0	1,0	1,0	1,0	1,0	—1,0	0,250	—0,130	0,222
—0,650	0,019	0,965	1,057	0,965	0,965	—0,977	0,262	—0,134	0,247
—0,700	0,041	0,922	1,136	0,922	0,922	—0,932	0,284	—0,156	0,299
—0,750	0,055	0,888	1,200	0,888	0,888	—0,875	0,312	—0,175	0,375
—0,800	0,061	0,864	1,246	0,864	0,864	—0,805	0,348	—0,208	0,498
—0,850	0,059	0,848	1,267	0,848	0,848	—0,716	0,399	—0,245	0,716
—0,900	0,049	0,844	1,257	0,844	0,844	—0,600	0,481	—0,332	1,195
—0,950	0,031	0,859	1,207	0,859	0,859	—0,437	0,655	—0,304	3,085
—1,0	0,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,0	0,0	—	—

разработки микрообъектива исследуется прежде всего его зеркальная часть, так как от последней зависят θ и габаритные размеры объектива.

Для исследования зеркальной системы типа А были выбраны в качестве известных параметров θ , S_{IV3} , d_3 и s'_2 , по которым определялись: V_3 — увеличение зеркальной системы; s_1 — положение предмета относительно выпуклого зеркала (см. рис. V.40); α_2 — угол первого вспомогательного луча между зеркалами.

Согласно (V.46) и рис. V.40, имеем:

$$S_{IV3} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{s_1 \alpha_1} - \frac{2\theta d_3^2 + (1 - \theta) \alpha_1 s_1}{\theta d_3 (s_1 \alpha_1 - \alpha_2 d_3)}; \quad (V.89)$$

$$s'_2 = \frac{s_1 \alpha_1 - \alpha_2 d_3}{\alpha_3}. \quad (V.90)$$

При условии, что $\alpha_1 = 1$, величины V_3 , s_1 и α_2 вычислялись с помощью (V.46), (V.89) и (V.90) по следующим формулам:

$$\alpha_2^2 + \alpha_2 \left(1 + \frac{s_1}{d_3} - s_1 S_{IV3} \right) - \frac{s_1}{d_3} \left(-s_1 S_{IV3} + 1 + \frac{s_1}{d_3} - \frac{s_1}{\theta d_3} \right); \quad (V.91)$$

$$V_3 = \frac{s_1 - \alpha_2 d_3}{s'_2} = \frac{(1 - \theta) s_1}{\theta d_3} + \alpha_2; \quad (V.92)$$

$$s_1 = \alpha_2 d_3 q; \quad (V.93)$$

$$\alpha_2 = \frac{q - 1}{1 - q \left[(1 - S_{IV3} d_3) (q - 1) - \frac{q}{\theta} \right]}, \quad (V.94)$$

где $q = \frac{(s'_2 + d_3) \theta}{\theta d_3 - (1 - \theta) s'_2}$.

В пределах заданной высоты микрообъектива ($D \leq 45$ мм) и $\theta \leq 0,3$ по формулам (V.92)—(V.94) были вычислены V_3 , s_1 , α_2 , затем радиусы поверхностей и S_I , S_{II} , S_{III} для нескольких значений S_{IV3} , s'_2 , d_3 и θ , представляющих практический интерес. Результаты вычислений при $\theta = 0,3$ сведены в табл. V.9.

Анализ результатов расчета позволяет сделать следующие выводы для зеркальной системы.

1. При уменьшении значения коэффициента Петцваля увеличение системы тоже уменьшается. Например, при $\theta = 0,3$; $d_3 = -25$; $s'_2 = 35$ имеем:

S_{IV3}	0,15	0,20	0,25
V_3	-1,576	-2,069	-2,989

2. С увеличением s'_2 при постоянных значениях θ и S_{IV3} увеличение системы возрастает. Например, при $\theta = 0,3$; $S_{IV3} = 0,15$ и $d_3 = -20$ имеем:

s'_2	25	30	35
V_3	-1,22	-1,51	-1,90

Параметры и коэффициенты аберраций зеркальных систем

s_2'	Пара-метр	Расстояние между зеркалами d						
		—26	—25	—23	—21	—20	—18	—16
$S_{IV} = 0,15$								
35	s_1	—4,055	—4,723	—6,182	—7,804	—8,558	—10,111	—11,145
	V_3	—1,504	—1,576	1,723	1,852	—1,903	—1,974	—1,947
	α_2	—1,868	—2,016	—2,355	—2,720	—2,901	—3,285	—3,572
	r_1	9,343	9,297	9,125	9,074	9,004	8,850	8,666
	r_2	31,212	30,701	29,596	28,401	27,718	26,332	24,750
	S_I	—1,364	—1,161	1,078	10,545	17,858	50,363	99,179
	S_{II}	0,349	0,863	3,098	8,481	12,760	26,038	48,834
	S_{III}	1,431	2,030	3,745	6,760	8,769	13,392	18,507
33	s_1	—2,889	—3,460	—4,541	—6,135	—6,845	—8,314	—9,365
	V_3	—1,369	—1,430	—1,582	—1,682	—1,736	—1,790	—1,657
	α_2	—1,626	—1,752	—2,084	—2,365	—2,535	—2,896	—3,181
	r_1	—9,245	9,202	9,116	8,989	8,919	8,770	8,588
	r_2	30,193	29,705	28,845	27,576	26,947	—25,797	24,912
	S_I	—0,845	—1,021	—0,545	2,511	6,327	22,938	51,048
	S_{II}	0,0535	0,261	1,685	4,243	6,709	15,069	21,838
	S_{III}	0,793	1,185	2,588	4,479	5,810	9,539	13,682
31	s_1	—1,852	—2,324	—3,387	—4,593	—5,222	—6,451	—7,597
	V_3	—1,239	—1,295	—1,409	—1,524	—1,575	—1,653	—1,682
	α_2	—1,405	—1,511	—1,753	—2,034	—2,185	—2,489	—2,790
	r_1	9,146	9,096	8,996	8,884	8,814	8,665	8,488
	r_2	29,033	28,851	27,645	26,592	26,022	24,748	23,362
	S_I	—0,384	—3,393	—0,761	0,041	1,374	7,826	22,845
	S_{II}	—0,020	0,040	0,469	1,840	3,110	7,420	15,017
	S_{III}	0,361	0,589	1,354	2,70	3,681	6,159	9,581
30	s_1	—1,438	—1,861	—2,840	—3,945	—4,488	—5,720	—6,830
	V_3	—1,188	—1,238	—1,347	—1,456	—1,509	—1,588	—1,624
	α_2	—1,317	—1,412	—1,635	—1,894	—2,030	—2,328	—2,619
	r_1	9,073	9,034	8,975	8,726	8,715	8,614	8,437
	r_2	28,487	28,046	27,126	26,101	25,517	24,323	22,971

s_2'	Пара-метр	Расстояние между зеркалами d						
		—26	—25	—23	—21	—20	—18	—16
30	S_I	—0,239	—0,371	—0,639	—0,342	0,304	4,603	15,061
	S_{II}	—0,0237	0,004	0,260	1,179	1,990	5,360	11,262
	S_{III}	0,227	0,395	0,984	2,070	2,780	5,039	8,024
28	s_1	—0,652	—1,020	—1,843	—2,808	—3,309	—4,408	—5,456
	V_3	—1,088	—1,134	—1,231	—1,333	—1,379	—1,467	—1,515
	α_2	—1,146	—1,229	—1,418	—1,645	—1,766	—2,037	—2,310
	r_1	8,932	8,908	8,818	8,707	8,640	8,501	8,330
	r_2	27,259	26,868	26,015	25,086	24,565	23,444	22,178
	S_I	—0,056	—0,121	—0,328	—0,453	—0,333	1,213	6,073
	S_{II}	—0,018	—0,011	0,057	0,438	0,837	2,629	6,149
	S_{III}	0,041	0,129	0,455	0,143	1,730	3,225	5,477
$S_{IV} = 0,20$								
35	s_1	—5,089	—6,183	—9,046	—12,799	—14,965	—20,444	—25,191
	V_3	—1,887	—2,062	—2,502	—3,038	—3,328	—3,992	—4,400
	α_2	—2,344	—2,639	—3,420	—4,461	—5,073	—6,642	—8,074
	r_1	7,573	7,545	7,476	7,396	7,348	7,247	7,122
	r_2	31,214	30,699	29,620	28,398	27,717	26,331	24,751
	S_I	—4,545	—5,362	2,357	73,149	182,80	929,460	2826,37
	S_{II}	—0,776	—0,296	4,853	26,848	54,843	471,590	441,905
	S_{III}	0,958	1,567	3,764	9,992	15,005	33,855	62,189
33	s_1	—3,376	—4,183	—6,563	—8,851	—10,403	—14,220	—17,614
	V_3	—1,595	—1,728	—2,101	—2,426	—2,639	—3,110	—3,117
	α_2	—1,899	—2,118	—2,768	—3,412	—3,853	—4,953	—5,983
	r_1	—7,511	7,483	7,424	7,339	7,293	7,195	7,070
	r_2	30,767	29,710	28,847	27,579	26,945	25,642	24,910
	S_I	—2,146	—3,004	—3,328	9,624	34,232	209,75	687,550
	S_{II}	—0,525	—2,241	1,172	7,927	11,569	47,438	136,660
	S_{III}	0,513	0,858	2,455	5,327	8,008	17,790	32,887
31	s_1	—2,042	—2,630	—4,078	—5,963	—7,065	—9,526	—12,256
	V_3	—1,366	—1,465	—1,697	—1,978	—2,131	—2,440	—2,714

s_2'	Пара- метр	Расстояние между зеркалами d						
		—26	—25	—23	—21	—20	—18	—16
31	α_2	—1,549	—1,710	—2,111	—2,641	—2,956	—3,675	—4,501
	r_1	7,439	7,408	7,341	7,341	7,268	7,224	7,001
	r_2	29,033	28,586	27,642	26,596	26,021	24,751	23,360
	S_I	—0,779	—0,813	—2,403	—1,273	3,106	32,738	162,551
	S_{II}	—0,241	—0,313	—0,958	1,977	4,784	18,328	53,173
	S_{III}	0,229	0,408	1,131	2,773	4,243	8,984	17,424
30	s_1	—1,548	—2,051	—3,311	—4,916	—5,824	—8,012	—10,372
	V_3	—1,279	—1,365	—1,571	—1,815	—1,942	—2,224	—2,466
	α_2	—1,418	—1,556	—1,906	—2,360	—2,621	—3,261	—3,977
	r_1	7,407	7,378	7,309	7,229	7,186	7,094	6,968
	r_2	28,488	28,039	27,121	26,096	26,529	24,325	22,972
	S_I	—0,476	—1,569	—1,709	—1,917	—0,303	16,819	81,324
	S_{II}	—0,150	—0,217	—0,169	—0,905	2,161	10,816	32,635
	S_{III}	0,144	0,269	0,789	2,006	3,053	6,676	13,125
28	s_1	—0,674	—0,075	—2,031	—3,267	—3,965	—5,652	—7,504
	V_3	—1,124	—1,195	—1,356	—1,551	—1,653	—1,881	—2,084
	α_2	—1,184	—1,295	—1,562	—1,914	—2,116	—2,612	—3,177
	r_1	7,326	7,288	7,228	7,149	7,106	7,012	6,894
	r_2	27,260	26,867	26,016	25,086	24,561	23,444	22,177
	S_I	—0,081	—0,208	—0,703	—1,366	—1,453	2,053	20,572
	S_{II}	0,033	—0,075	—0,146	0,114	0,560	3,699	12,674
	S_{III}	0,032	0,087	0,347	1,087	1,564	3,706	7,546

3. Если стремиться к минимальной высоте объектива при условии $S_{IV_3} \leq 0,15$, то V_3 будет мало отличаться от минус единицы.

4. С уменьшением θ при постоянных значениях S_{IV_3} , d_3 и s_2' увеличение уменьшается; так, например, при $S_{IV_3} = 0,15$, $d_3 = -25$ и $s_2' = 35$ имеем:

$$\begin{array}{cccc} \theta & \dots & 0,30 & 0,25 & 0,20 \\ V_3 & \dots & -1,576 & -1,314 & -1,152 \end{array}$$

5. В случае $s_2' = 30$ при $\theta = 0,25$ и $S_{IV_3} = 0,15$ увеличение практически мало отличается от единицы.

Зеркальная система не должна иметь увеличение, близкое к единице, так как в противном случае последующие за ней компоненты дополнительной системы будут работать с большой апертурой, а следовательно, и конструкция их окажется сложной.

Если принять $V_3 = -1,5$ и $\theta = 0,25$, то S_{IV} не может составлять величину меньше 0,2. Однако, если при тех же границах увеличения положить $\theta = 0,3$, то S_{IV_3} снизится до 0,15.

Пользуясь табл. V.9, можно найти зависимость между s_1 и d_3 при различных значениях s'_2 , а также выбрать желаемую систему для исследования ее в гауссовой и зейделевой областях, учитывая

абберации высших порядков. Однако только небольшая область таблицы, соответствующая $\theta = 0,3$ и $S_{IV_3} = 0,15$, наиболее приемлема для выбранных конструкций зеркально-линзовых микрообъективов.

В тех случаях, когда изучались свойства объективов класса А для ультрафиолетовой или инфракрасной области спектра (без применения за зеркальной системой линзовых компонентов), исследование зеркальной системы проводилось для различных значений s'_2 и d_3 при условиях $s'_2 + d_3 - s_1 = 180$ мм и $s_1 = \text{const}$, $\theta = \text{const}$. При этом формулы (V.92) и (V.93) были преобразованы к следующему виду:

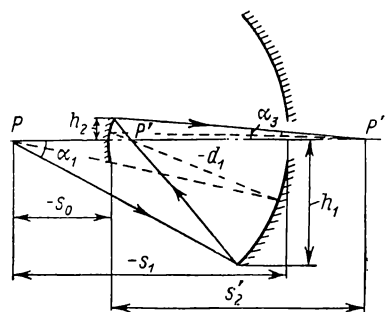


Рис. V.56. Система типа А' с ходом крайнего луча

$$V_3 = \frac{s_1}{\theta (s'_2 + d_3)}; \quad (\text{V.95})$$

$$\alpha_2 = \frac{s_1 - V_3 s'_2}{d_3}, \quad (\text{V.96})$$

а радиусы сферических поверхностей вычислялись по формулам:

$$r_{м.з} = \frac{2s_1}{\alpha_2 + 1}; \quad (\text{V.97})$$

$$r_{б.з} = \frac{2(s_1 - \alpha_2 d_3)}{\alpha_2 + V_3}. \quad (\text{V.98})$$

На рис. V.56 показана система типа А' с ходом крайнего луча, выходящего из осевой точки предмета P . Из рисунка следует:

$$s_0 = s_1 - d_1; \quad (\text{V.99})$$

$$h_1 = \alpha_1 (s_0 + d_1). \quad (\text{V.100})$$

Если принять условие нормировки $\alpha_1 = V$ и $\alpha_3 = 1$, то

$$h_2 = s'_2 = -s_0 \theta V, \quad (\text{V.101})$$

следовательно,

$$\alpha_2 = V \left[1 + \frac{s_0 (1 + \theta)}{d_1} \right]. \quad (\text{V.102})$$

Предположим, что изображение, даваемое объективом в прямом ходе лучей, находится за большим зеркалом или совпадает с его вершиной, т. е. $h_2 \geq d_1$. Тогда, приняв во внимание (V.101), получим следующее условие:

$$\frac{s_0}{d_1} V \geq \frac{1}{\theta}. \quad (\text{V.103})$$

Если исходя из конструктивных соображений и условий эксплуатации принять, что световой диаметр $2h_2$ малого зеркала не должен превышать 5 мм, то при числовой апертуре объектива $A = 0,5$ и $\theta = 0,3$ величину переднего отрезка s_0 можно вычислить по формуле

$$s_0 = -\frac{h_2}{2A\theta} = -\frac{5}{2 \cdot 0,5 \cdot 0,3} = -16,667.$$

Подставив s_0 в (V.103), получим

$$\frac{h_2 V}{2A d_1} \geq 1; \quad (\text{V.104})$$

при $2h_2 = 5$ и $A = 0,5$ имеем

$$\frac{5V}{d_1} \geq 1. \quad (\text{V.104a})$$

Коэффициенты Зейделя S_I и S_{II} приводятся к следующему виду:

$$S_I = \frac{\kappa V d_1}{4(1 + \theta)} \{ (\kappa + 2)(1 + \kappa + \theta) \kappa V^3 + \\ + \theta [1 - V(1 + \kappa)]^2 [1 + V(1 + \kappa)] \}; \quad (\text{V.105})$$

$$S_{II} = \frac{s_0 V (s_0 + d_1)}{2(d_1 + s_0 \theta)} \{ 1 + (1 + \kappa) [1 + \theta(V - 1)] \}, \quad (\text{V.106})$$

где $\kappa = \frac{s_0 (1 + \theta)}{d_1}$.

При $\theta = 0,3$, $s_0 = -16,667$, $V = 5\times$, $d_1 = -20$ получим $S_I = 2,7 \cdot 10^4$, что практически недопустимо.

В результате тригонометрического расчета для системы с параметрами $r_1 = -23,78$, $r_1 = 4,38$, $d_1 = -20$ и $A = 0,4$ получены $\delta s'_{кр} = -17,7$ мм и $\eta = -15\%$.

Из анализа формулы (V.105) следует, что, уменьшая коэффициент κ за счет увеличения расстояния между зеркалами d_1 , можно уменьшить значение сферической аберрации. Однако, как следует из (V.104a), с увеличением d_1 необходимо также одновременно

увеличить и V , а это, в свою очередь, приводит к значительному росту сферической аберрации.

Очевидно, что зеркальная система типа A' самостоятельно применяться не может, так как ее сферическая аберрация и отступление от условия изопланатизма очень велики.

Можно разработать различные варианты системы A' , содержащие различные конструкции линзовых компонентов. Одна из таких систем приведена на рис. V.57. Эта система выполнена в виде моноблока, содержащего линзы II , III , IV , причем наружные поверхности линз III и IV металлизированы. Для исправления сферической аберрации высшего порядка в линзах II , III и IV могут быть применены различные марки стекол, отличающиеся

друг от друга незначительной величиной оптических постоянных.

Чтобы уменьшить сферическую аберрацию, полученную от вогнутых зеркал, перед зеркальной системой применяется отрицательный менисковый компенсатор, который может быть простым или склеенным. Так как вогнутые зеркала дают обратный знак четвертой суммы Зейделя по сравнению с таковой положительных линз (за исключением некоторых толстых менисков), то, применяя вместе с зеркалами положительные линзы, можно про-

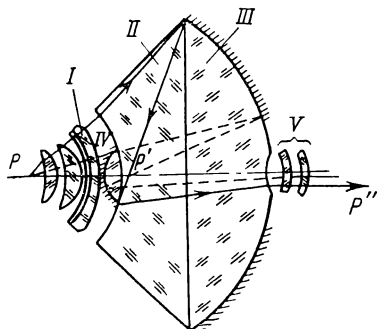


Рис. V.57. Система типа A' с моноблочным компонентом

известить взаимную компенсацию их кривизны поверхности изображения. Однако сферическая аберрация 3-го порядка указанных компонентов будет иметь одинаковые знаки и поэтому она увеличится. Устанавливая перед зеркальной системой апланатические линзы I , можно получить коэффициент Петцваля равным нулю. С целью увеличения масштаба изображения и компенсации комы за зеркальной системой расположен линзовый компенсатор V .

Объективы типа C' , так же как и типа C , обладают значительным центральным экранированием зрачка, поэтому они в дальнейшем не рассматриваются.

Зависимость центрального экранирования зрачка от увеличения зеркальной системы и расстояния между вершинами зеркал типов B и B' . Зеркальная система типа B , изображенная на рис. V.58, не может применяться как самостоятельная система в качестве объектива микроскопа, так как она дает очень малое увеличение. Однако ее применение с линзовыми компонентами позволяет разработать объективы микроскопа с исправленной кривизной поля и $\theta \leq 0,3$. Заданная величина θ в системе типа B обеспечивается следующим соотношением высот (рис. V.58):

$$h_2 \leq h_{40} \text{ и } h_5 \leq h_{30}, \quad (V.107)$$

т. е. световые диаметры на входе и выходе зеркальной системы, определяемые по крайнему лучу с максимальной апертурой, не должны превышать соответственно световых диаметров на отраженных поверхностях малого и большого зеркал, полученных лучом, определяющим величину центрального экранирования зрачка.

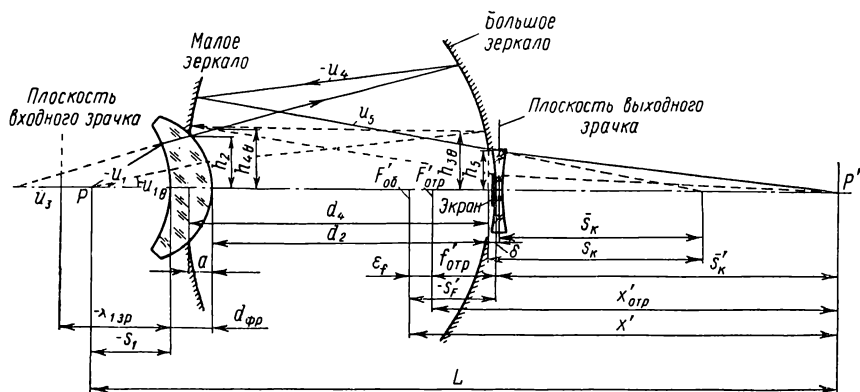


Рис. V.58. Принципиальная оптическая схема зеркально-линзового объектива типа В

Выразим высоты падения двух указанных лучей на преломляющие поверхности следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} h_2 &= \alpha_1 s_1 - \alpha_2 d_1; & h_{40} &= \alpha_{10} s_1 - \alpha_{20} d_1 - \dots - \alpha_{40} d_3; \\ \dots & \dots & h_{50} &= \alpha_{10} s_1 - \alpha_{20} d_1 - \dots - \alpha_{50} d_4. \\ h_5 &= \alpha_1 s_1 - \alpha_2 d_1 - \dots - \alpha_5 d_4; \end{aligned} \right\} \quad (V.108)$$

Подставив в (V.107) значения высот из (V.108) и приняв во внимание, что $\alpha_{50}/\alpha_5 = \theta$, найдем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 s_1 - \alpha_2 d_1 &\leq \theta (\alpha_1 s_1 - \alpha_2 d_1 - \alpha_3 d_2 - \alpha_4 d_3); \\ \alpha_1 s_1 - \alpha_2 d_1 - \alpha_3 d_2 - \alpha_4 d_3 - \alpha_5 d_4 &\leq \theta (\alpha_1 s_1 - \alpha_2 d_1 - \alpha_3 d_2). \end{aligned} \right\} \quad (V.109)$$

Вычитая из первого выражения второе (отбросив предварительно знак неравенства у последнего выражения), получим

$$\alpha_3 d_2 + (1 + \theta) \alpha_4 d_3 + \alpha_5 d_4 \leq 0. \quad (V.110)$$

Так как нас интересуют только высоты пересечения лучей на зеркалах, то можно принять, что $d_4 = -d_3 = d_2 + a$ (рис. V.58), и тогда из (V.110) получим линейное увеличение зеркальной системы

$$V_3 \leq -\frac{d_4}{d_1 - a} \left[1 - (1 + \theta) \frac{\alpha_4}{\alpha_5} \right]. \quad (V.111)$$

В случае плоского малого зеркала

$$V_3 \leq -\frac{d_4}{d_4 - a} (2 + \theta). \quad (\text{V.111a})$$

Если $a = 0$, то

$$V_3 \leq -(2 + \theta). \quad (\text{V.111б})$$

Сложив левые и правые части выражений (V.109), получим

$$2(1 - \theta) h_2 + (2\theta - 1) \alpha_3 d_2 - \\ - d_4 [\alpha_5 + (\theta - 1) \alpha_4] \leq 0,$$

откуда

$$2(1 - \theta) h_2 \leq \alpha_5 \left\{ d_4 \left[1 + (\theta - 1) \frac{\alpha_4}{\alpha_5} \right] - (2\theta - 1) V_3 d_2 \right\}. \quad (\text{V.112})$$

Согласно (V.111), найдем из (V.112) следующую зависимость:

$$d_4 \geq \frac{(1 - \theta) h_2}{\theta (\alpha_5 - \alpha_4 \theta)}. \quad (\text{V.113})$$

Условие (V.112) требует проверки по действительным лучам, определяющим максимальную апертуру объектива, и введения в него некоторых поправок. Для этой цели предлагается следующий порядок расчета.

1. По найденным конструктивным элементам фронтального мениска вычисляем на второй его поверхности высоту крайнего апертурного луча.

2. После исключения из (V.112) и (V.159) при $\delta = 0$ величины V_3 , вычисляемой из (V.111), и замены $\alpha \rightarrow u$ приходим к следующим двум уравнениям:

$$d_{4 \min} = a - \frac{(1 - \theta) h_2 V_{\text{фр}} \left[1 - (1 + \theta) \frac{u_4}{u_5} \right]}{A \theta \left(1 - \theta \frac{u_4}{u_5} \right)}; \quad (\text{V.114})$$

$$d_{4 \min} = \frac{V_{\text{фр}} \left[1 - \frac{u_4}{u_5} (1 + \theta) \right] \left[\bar{L} + a - \frac{V h_2}{A} \right] + a \theta V \frac{u_4}{u_5}}{\theta V \frac{u_4}{u_5} + V_{\text{фр}} \left[1 - (1 + \theta) \frac{u_4}{u_5} \right]}, \quad (\text{V.115})$$

из которых находим отношение углов:

$$\frac{u_4}{u_5} = \frac{\theta (A \bar{L} - h_2 V_{\text{фр}} - h_2 V) + h_2 V_{\text{фр}}}{\theta^2 (A \bar{L} + h_2 V_{\text{фр}}) + h_2 V_{\text{фр}} - h_2 \theta V_{\text{фр}}} \quad (\text{V.116})$$

и затем d_{\min} — минимальное расстояние между зеркалами.

3. По формуле (V.111) вычисляем V_3 .

4. Пользуясь следующими соотношениями:

$$V_3 = \frac{u_3}{u_5}; \quad u_4 = \left(\frac{u_4}{u_5} \right) u_5, \quad (\text{V.117})$$

где

$$u_3 = A/V_{\text{фр}} \quad \text{и} \quad u_5 = A/V_{\text{фр}} V_3,$$

последовательно определяем апертурные углы зеркальной системы и радиусы сферических поверхностей большого и малого зеркал.

На рис. V.59 приведена принципиальная схема системы типа В' с конструктивными элементами и ходом крайнего луча, выходящего из осевой точки P предмета. В соответствии с рисунком обозначим: $\mu = 1/n$; $\mu_1 = \mu_5$; $\mu_2 = -\mu_3 = \mu_4 = \mu$; $\alpha_1 = V$; $\alpha_4 = \alpha_5 = 1$.

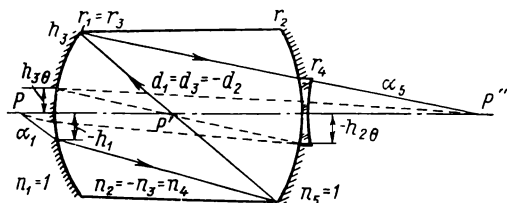


Рис. V.59. Принципиальная оптическая схема зеркально-линзового объектива типа В' с ходом крайнего луча

Из условия заданной величины θ имеем:

$$h_1 = -h_{3\theta} = -\theta h_3; \quad (V.118)$$

$$h_4 = r_4 = -h_{2\theta} = -\theta h_2 = s'; \quad (V.119)$$

$$h_3 = -\frac{h_1}{\theta} = s'_2 + d; \quad (V.120)$$

расстояние между зеркалами

$$d_1 = \frac{s' (1 - \theta^2)}{\theta (\theta + \alpha_2)}. \quad (V.121)$$

Применяя последовательно формулы (V.118)–(V.121), получим

$$\alpha_3 = \frac{s'}{d_1} \left(\frac{1 + \theta}{\theta} \right) + 1. \quad (V.122)$$

Из (V.121) и (V.122) найдем

$$\alpha_3 = \frac{1 + \alpha_2}{1 - \theta}. \quad (V.123)$$

Так как $r_1 = r_3$, то, принимая во внимание (V.118), получим

$$-\frac{\theta (n - 1)}{\alpha_1 n - \alpha_1} = \frac{2}{\alpha_3 + 1}, \quad \text{или} \quad \alpha_3 = -\frac{2 (\alpha_2 n - \alpha_1)}{\theta (n - 1)} - 1. \quad (V.124)$$

Из совместного решения уравнений (V.123) и (V.124) имеем

$$\alpha_2 = \frac{2\alpha_1 (1 - \theta) - \theta (n - 1) (2 - \theta)}{2n - \theta (n - 1)}.$$

Чтобы первая преломляющая поверхность имела выпуклую форму, необходимо, чтобы $\alpha_2 < \alpha_1/n$.

Расстояние от предмета до первой поверхности объектива можно вычислить по формуле

$$s_1 = - \frac{\theta (s' + d_1)}{\alpha_1}.$$

Коэффициенты Зейделя S_I и S_{II} (зрачок совпадает с вершиной первой поверхности) приводятся к виду:

$$S_I = h_1 \left\{ \frac{\mu}{\mu-1} \alpha_2^3 + \left[\frac{1+\theta}{4\theta V} (2c+1-\theta) - \frac{2\mu+1}{(\mu-1)^2} \right] \alpha_2^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{(\mu+2)V}{(\mu-1)^2} - \frac{c^2(1+3\theta)+2c(1+\theta-\theta^2)}{4\mu\theta} \right] \alpha_2 + \right. \\ \left. + \frac{c^2}{4\mu} (2-\theta+c) - \frac{V^3}{(\mu-1)^2} \right\};$$

$$S_{II} = \frac{\alpha_2 - V}{\mu-1} (\alpha_2 \mu - V) + \frac{ch_1}{4s'} (2\alpha_2 - c) (1-\theta) + \\ + \frac{(1+c-\alpha_2)^2}{2(n-1)h_1} \left\{ \left[1 - \frac{\theta d_1 (2\alpha_2 - c)}{s'} \right] [(\alpha_2 n - V)d_1 - \right. \\ \left. - (n-1)h_1] - 2\mu d_1 (\alpha_2 n - V) \right\},$$

где $c = \frac{1+\theta}{\theta} \frac{h_1}{d_1}$.

Вычислим S_I и конструктивные параметры объектива $20 \times 0,40$. Положив $\alpha_1 = V = 20^\times$; $s' = 153$; $n = 1,5$; $\theta = 0,3$, получим: $\alpha_2 = 12,3311$; $\alpha_3 = 19,045$; $d_1 = 36,743$; $s_1 = -2,8461$; $r_1 = r_3 = 18,931$; $r_2 = -32,509$; $r_4 = 153$; $S_I = 35 \cdot 10^5$.

Сферическая aberrация 3-го порядка для числовой апертуры 0,4 равна $\delta s'_{\text{сф III}} = -\frac{1}{2} u'^2 S_I = -70$ мм; при тригонометрическом расчете $\delta s'_{\text{сф}} = -83,8$ мм.

Рассмотрим другой случай, когда объектив дает изображение на близком расстоянии от его последней поверхности. Такая система могла бы найти применение в сочетании с дополнительным отрицательным компонентом. Если при этом $s' = 30$; $\alpha_1 = V = 5^\times$; $\theta = 0,3$, то конструктивные элементы будут равны: $r_1 = r_3 = 19,75$; $r_2 = -23,5$; $d_1 = -d_2 = d_3 = 27,5$; $n_1 = n_5 = 1$; $n_2 = -n_3 = n_4 = 1,5163$; $r_4 = 30$; $s_1 = -3,46$. Для $A = 0,4$ имеем $\delta s'_{\text{сф III}} = -9$ мм. Анализ показал, что данная конструкция объектива дает большую сферическую aberrацию и поэтому не может быть реализована. Применение вогнутой первой поверхности вместо выпуклой в незначительной степени уменьшает aberrации. Чтобы достаточно уменьшить aberrации, следует обе отражательные поверхности выполнить несферическими. Объективы с несферическими поверхностями были разработаны Дру (рис. V. 21).

30. Зеркально-линзовые объективы микроскопа, являющиеся развитием зеркальной системы типа А

Основные направления развития оптической схемы. Три случая возможного сочетания линзовых компонентов с зеркальными системами (рис. V.60) дают возможность получить микрообъективы, обладающие высокими оптическими характеристиками.

Линзовые компоненты в зависимости от расположения относительно зеркальной системы выполняют различные функции. Например, использование их в зеркальной системе типа А преследует такие цели.

1. Увеличение числовой апертуры и поля зрения объективов. Это достигается применением апланатических и других менисков, а также более сложных линзовых компонентов, компенсирующих остаточные aberrации зеркальной системы (рис. V.60, положение I).

2. Замена отдельного выпуклого зеркала линзовым компонентом. Для этого используются линзовые компоненты, размещающиеся между зеркалами (рис. V.60, положения II и III). Рассеивающая сила таких компонентов заменяет частично рассеивающую силу выпуклого зеркала. Поверхность зеркала с кривизной, уменьшенной подобным образом, может быть использована одновременно как преломляющая поверхность линзы.

3. Увеличение допусков на центрировку зеркал и воздушный промежуток между ними. Устанавливая перед зеркальной системой линзовые компоненты, можно уменьшить ее входную апертуру, что позволяет расширить допуски на центрировку.

4. Уменьшение величины θ при приемлемых для эксплуатации размерах объектива. Это достигается установкой за выпуклым зеркалом (рис. V.60, положение III) линзовых компонентов, которые передают с необходимым увеличением изображение, даваемое в очень малом масштабе зеркальной системой.

Некоторые особенности конструкции линзовых компенсаторов, повышающих числовую апертуру зеркальных концентрических объективов. Применение перед зеркальным объективом линзовых компонентов позволяет уменьшить зональную остаточную сферическую aberrацию для точки на оси, а следовательно, повысить апертуру системы. Такие компоненты должны обладать следующими свойствами: а) малой оптической силой; б) определенной формой кривой сферической aberrации по отношению к кривой сферической aberrации зеркальной системы; в) давать мнимое увеличение предмета ($V = +1$).

Рассмотрим три конструктивных приема, которые позволяют уменьшить сферическую aberrацию, не нарушая основных преимуществ зеркальной системы.

Прием 1. Это применение слоя воздуха или среды с показателем преломления $n_D > 1$. На рис. V.61 дана для осевой точки Р кривая сферической aberrации, полученная от плоскопараллельной воздушной пластинки, разделяющей две среды с показателем

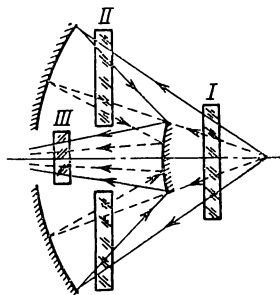


Рис. V.60. Три случая возможного сочетания линзовых компонентов с зеркальными системами

преломления $n = 1,5$. На рис. V.62 представлены различные кривые сферической aberrации, характеризующие эффективность этого метода. Кривая 1 соответствует корригированному зеркальному объективу $30 \times 0,5$ с $f' = 8$ мм, $r_2 = -20,84$ мм, $r_1 = -7,85$ мм. Кривые 2, 3 и 4 характеризуют соответственно сферическую aberrацию того же объектива с $r_2 = -22,79$ мм и $r_1 =$

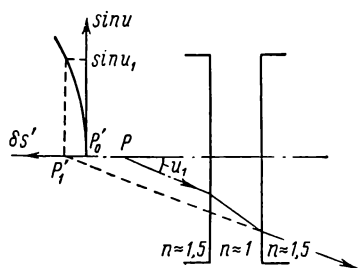


Рис. V.61. Форма кривой продольной сферической aberrации, полученная от плоскопараллельной воздушной пластинки, разделяющей две среды с $n = 1,5$

$= -7,85$ мм, слоя воздуха толщиной $e = 0,023$ мм и комбинацию слоя воздуха и объектива из двух зеркал.

Рис. V.63 показывает схему использования данного приема в системе с объективом, имеющим апертуру 0,75. Максимальное

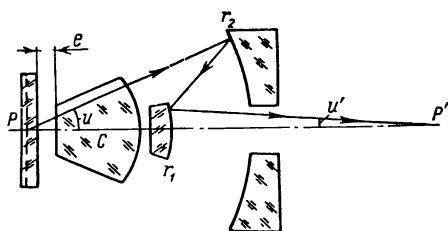


Рис. V.63. Объектив с числовой апертурой $A = 0,75$, остаточная сферическая aberrация которого соответствует кривой 4, приведенной на рис. V.62

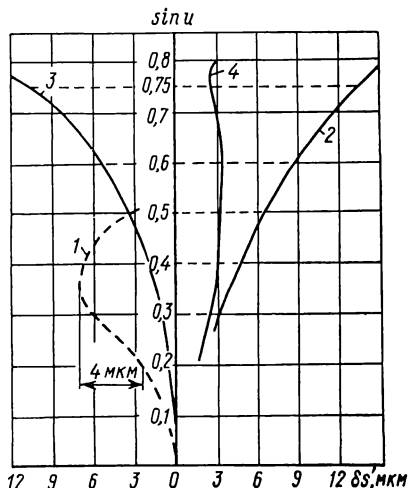


Рис. V.62. Кривые сферической aberrации, характеризующие эффективность применения плоскопараллельной воздушной пластинки

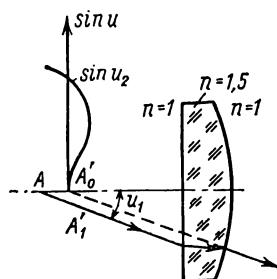


Рис. V.64. Кривая сферической aberrации плоско-выпуклой линзы

отклонение результирующей кривой сферической aberrации 4 составляет только 1 мкм (вместо 4 мкм максимума кривой 1). Такой объектив с точки зрения исправления сферической aberrации дает высокое качество изображения. Воздушный зазор e

позволяет использовать иммерсию. Заметим, что применение плоскопараллельной воздушной пластинки ограничено чрезмерно большим отрицательным значением ее сферической аберрации при $A > 0,80$.

Прием 2. Дополнительный коррекционный элемент (рис. V.64) представляет собой в этом случае плоско-выпуклую линзу, через которую проходит крайний луч под большим апертурным углом. Эта линза расположена перед зеркальной системой и дает форму кривой сферической аберрации в пределах всей действующей апертуры, примерно аналогичную форме кривой зеркальной системы, но другого знака. Чтобы воздействовать на зональную aberrацию уже скорректированного объектива, следует радиус и толщину линзы, а также расстояние, которое разделяет линзу от точки А, выбрать таким образом, чтобы значения сферической аберрации линзы в пределах всей апертуры объектива были положительными, т. е. кривая aberrации располагалась

справа от гауссовой плоскости. Только в этом случае сферическая aberrация зеркальной системы имеет характер недоисправления.

На рис. V.65 представлены три кривые (1—3) сферической aberrации, иллюстрирующие применение этого коррекционного элемента в объективе, приведенном на рис. V.14: 1 — сферическая aberrация объектива с числовой апертурой $A = 0,5$ и концен-

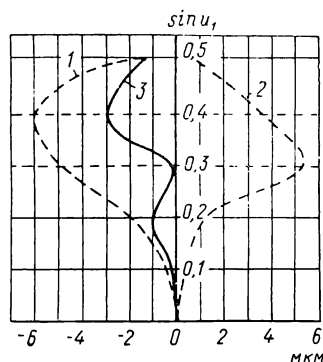


Рис. V.65. Кривые сферической aberrации, характеризующие эффективность применения коррекционного элемента (плоско-выпуклой линзы) в объективе с числовой апертурой $A = 0,5$

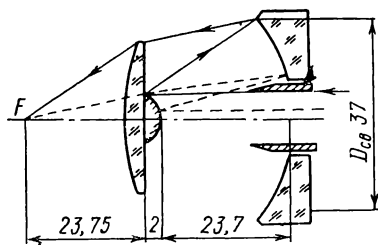
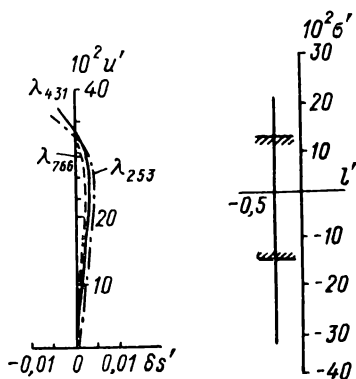


Рис. V.66. Оптическая схема и остаточные aberrации объектива ОБР-11

трического мениска (компонент 1); 2 — плоско-выпуклой линзы; 3 — результирующая aberrаций всей системы.

На рис. V.66 приведена оптическая схема объектива ОБР-11, рассчитанная для микроспектрального локального анализа.



В этой системе компенсатором сферической aberrации служит выпукло-плоская линза, на которую наклеено малое выпуклое зеркало. Графики aberrаций даны в обратном ходе лучей для числовой апертуры $A = 0,38$ и $f'_{об} = 11,46$ мм.

Прием 3. Коррекционными элементами в этом случае служат менисковые компоненты. На рис. V.67 представлена оптическая конструкция фронтальной части объектива, позволяющая получить в иммерсионной среде числовую апертуру $A > 1$. Здесь же показано влияние на ход луча воздушного мениска M , образованного двумя преломляющими поверхностями. Такое свойство воз-

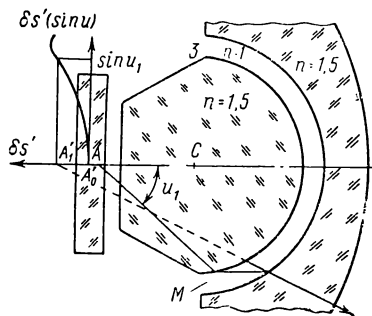


Рис. V.67. Фронтальная часть иммерсионного объектива с воздушным мениском M

душного мениска нами использовано при расчете объективов $40 \times 0,65$, $60 \times 0,85$ и др.

Кривая 1 на рис. V.68 характеризует сферическую aberrацию двухзеркального концентрического объектива $43 \times 0,7$ с $f'_{об} = 4,3$ мм. Его радиусы кривизны, вычисленные по формуле (V.1), равны $r_{6,з} = -13,4$ мм, $r_{м,з} = -5,24$ мм. Оставшаяся максимальная aberrация на зоне составляет 14 мкм, что практически недопустимо. Кривая 2 соответствует объективу, полученному от первого с добавлением к нему

кварцевого мениска, заменяющего выпуклое зеркало. Конструктивные элементы мениска $r_1 = -4,24$ мм, $r_2 = -5,24$ мм, $d_m = 1$ мм, $n_D = 1,47$; зеркал — $r_{6,з} = -11,07$ мм, $r_{м,з} = -5,24$ мм. Изгиб кривой 2 увеличился и достиг 32 мкм вследствие действия кварцевого мениска.

Если заменить стеклянный мениск воздушным, что очень легко осуществить, поместив мениск внутри системы (рис. V.70), то можно получить незначительную зональную сферическую aberrацию. Кривая 1 на рис. V.69 показывает эффект, достигнутый с помощью воздушного мениска толщиной 0,1 мм, сферическая aberrация которого характеризуется кривой 2. Отклонение кривой 1 не превышает 1,5 мкм. Заметим, что толщина воздушного мениска должна быть определена очень точно.

Область допустимых увеличений фронтальной части объективов с неконцентрическими зеркальными поверхностями. Максимально допустимый поперечный размер объективов, применяемых на обычном четырехгнездном револьвере биологического микроскопа, определяется расстоянием между центрами смежных гнезд револьвера, равным 32 мм; отсюда следует, что минимальное увеличение безымерсионной фронтальной системы при условном рабочем расстоянии $s'_2 = 35$ мм, позволяющем использовать максимальное увеличение зеркальной системы (табл. V.9), будет

составлять примерно $1,5\times$ для $A = 0,65$ и $2,35\times$ для $A = 0,85$. Максимально допустимые увеличения для указанных апертур не могут превосходить соответственно 2,5 и 3,3 \times ; они ограничиваются

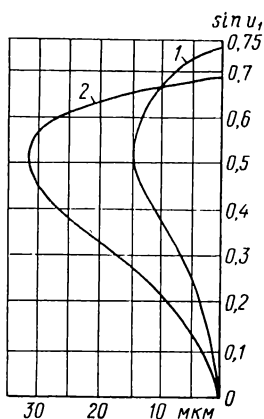


Рис. V.68. Кривые сферической аберрации концентрического двухзеркального объектива (1) и объектива с кварцевым мениском (2)

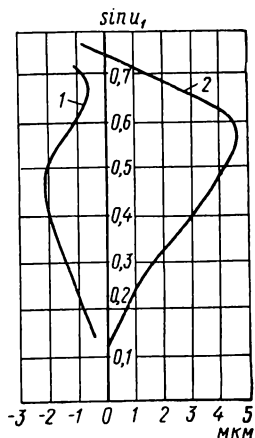


Рис. V.69. Кривые сферической аберрации объектива с воздушным мениском (1) и воздушного мениска (2)

при заданном θ следующими факторами: а) конструктивными возможностями фронтальной части объектива и ее остаточными аберрациями; б) диаметром центрального отверстия вогнутого зеркала; в) расположением линзовых компонентов относительно зеркальной части объектива.

Выбор оптической силы дополнительной системы, удовлетворяющей стандартным характеристикам объективов с уменьшенной кривизной изображения. Исходя из приведенных выше границ допустимых увеличений фронтальной части объектива, а также принимая во внимание соотношения между s_1 и V_3 (табл. V.9), обнаруживаем, что при $S_{IV_3} \leq \leq 0,25$ исключена возможность применения за малым выпуклым зеркалом (см. рис. V.60, положение III) в объективах микроскопа $40 \times 0,65$, $60 \times 0,85$ и $90 \times 1,2$ типа А какой-либо системы с эквивалентным отрицательным фокусным расстоянием.

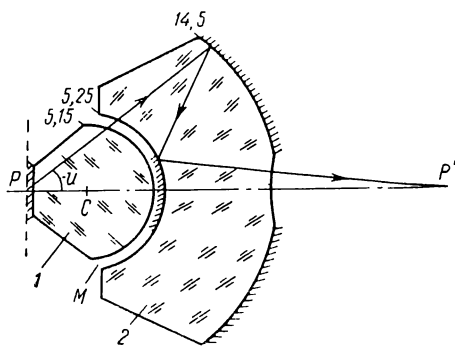


Рис. V.70. Оптическая схема иммерсионного объектива с воздушным мениском

Применение последней в области III приводит к нестандартным увеличениям объективов [47].

В п. 28 было установлено, что в микрообъективах, в основу которых положена зеркальная система типа А, можно получить незначительную величину θ . Однако, когда $S_{IV3} \leq 0,15$, объективы получаются чрезмерно большими и поэтому не могут быть использованы на револьвере биологических микроскопов. Задача

решается легко, если отказаться от исправления кривизны поверхности изображения. В этом случае малое выпуклое зеркало может иметь небольшой радиус кривизны поверхности, что обеспечивает возможность получения объектива без применения каких-либо дополнительных компонентов за выпуклым зеркалом (положение III на рис. V.60).

Пример. Полагая $s'_2 + d = 11$ мм; $\theta = 0,3$; $s_1 = -170$ мм; $s'_2 = 28$ мм; $d = -17$ мм и применяя последовательно формулы (V.95)–(V.98), найдем $V_3 = -51,5$; $r_{м.з} = 4,6$; $r_{б.з} = 25,59$ и, следовательно, $S_{IV3} = +0,357$.

Из формул, приведенных в п. 29, следует, что микрообъективы для длины тубуса 160 мм, у которых радиус кривизны выпуклого зеркала $r_{м.з} = 5$ мм, микрообъективы, у которых за выпуклым зеркалом применяется дополнительная рассеивающая отрицательная система, будут иметь увеличения, значительно превышающие $60\times$. В этом легко убедиться, обратившись к рис. V.71, на

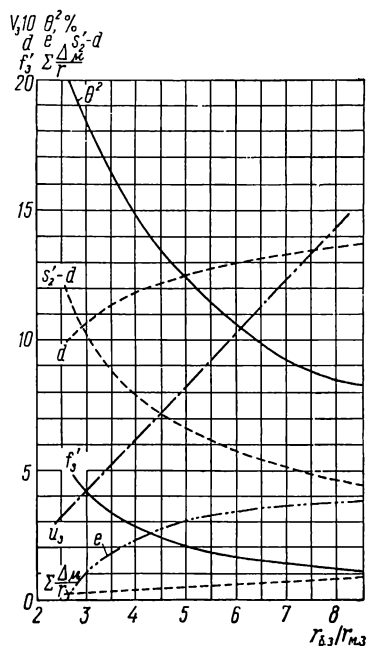


Рис. V.71. Кривые зависимости конструктивных параметров зеркальной системы типа А от $r_{б.з}/r_{м.з}$

котором даны кривые зависимостей V_3 , d , $s'_2 - d$, f'_3 , θ^2 , $\Sigma(\Delta\mu/r)$ и e от $r_{б.з}/r_{м.з}$ при постоянном расстоянии от предмета до изображения, равном 180 мм, и $r_{б.з} = -16,25$. Величина $e = r_{м.з} + r_{б.з} - d/r_{б.з}$ определяет отклонение от условия концентричности двух зеркал в относительной мере. Начало кривых на рис. V.71 соответствует случаю концентрической системы, когда $r_{б.з}/r_{м.з} = 2,62$.

Стандартные увеличения и соответствующие им апертуры объективов (например, $20 \times 0,40$, $40 \times 0,65$, $60 \times 0,85$ и т. д.) с уменьшенной кривизной поверхности изображения можно получить, применяя за зеркальной системой дополнительные линзовые системы, у которых эквивалентное фокусное расстояние положительное.

Разделение коэффициентов aberrаций 3-го порядка в системах типа А. Как известно, оптический расчет объективов микроскопа распадается на две стадии. На первой стадии стараются получить такую систему, которая имела бы малые значения коэффициентов aberrации 3-го порядка. На второй стадии с помощью тригонометрического расчета или ЭВМ определяют действительные значения aberrаций, влияние на них различных конструктивных элементов системы. Целесообразно на первой стадии разработки объективов с большой апертурой вычислить коэффициенты aberrаций не только 3-го, но и 5-го порядка. Система с малыми значениями этих коэффициентов требует минимального улучшения с использованием ЭВМ. Соблюдение условия заданной величины θ приводит сначала к самостоятельному исследованию зеркальных систем. Поэтому анализ и расчет объективов в области aberrаций 3-го порядка производились методом разделения коэффициентов aberrаций по компонентам и укомплектования последних в общую систему. К таким самостоятельным компонентам независимо от их сложности отнесены фронтальная часть объектива, зеркальная и дополнительная системы. Так как конструкции объективов типа А и типа В в принципе отличны друг от друга, то их анализ производился отдельно.

Выражение коэффициентов aberrации объектива через коэффициенты его компонентов. На рис. V. 72 дана принципиальная схема зеркально-линзового объектива типа А, положенная в основу расчета.

Предположим, что рассматриваемый объектив образован компонентами таким образом, что плоскость изображения является предметом по отношению к последующему компоненту, а плоскость выходного зрачка предыдущего компонента является вместе с тем плоскостью входного зрачка последующего компонента¹.

Если через такую систему рассчитаны в обратном ходе оба вспомогательных параксиальных луча, образующих с оптической осью соответственно углы $\bar{\alpha}_1$ и $\bar{\beta}_1$ до преломления через дополнительный компонент, $\bar{\alpha}_2$ и $\bar{\beta}_2$ в пространстве между дополнительным компонентом и зеркальной системой, $\bar{\alpha}_3$ и $\bar{\beta}_3$ в пространстве между зеркальной системой и фронтальным компонентом, то можно установить зависимость между коэффициентами aberrа-

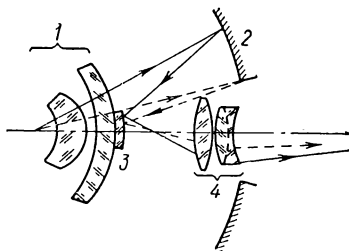


Рис. V.72. Принципиальная схема объектива типа А с ходом лучей:

1 — фронтальный компонент; 2 — большое зеркало; 3 — малое зеркало; 4 — дополнительный компонент

¹ Такое свойство плоскостей относится и к системе типа В.

ций $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}$ всего объектива и его компонентов: $S_{Iд}, S_{IIд}, S_{IIIд}, S_{IVд}; S_{Iфр}, S_{IIфр}, S_{IIIфр}, S_{IVфр}; S_{Iз}, S_{IIз}, S_{IIIз}, S_{IVз}$.

Если предположить, что отдельные компоненты объектива вычислены при условии нормировки $\alpha_1 = 1, h_1 = 1, \beta_1 = 1$ и $x_1 = y_1$, то коэффициенты аберраций всего объектива при тех же условиях его нормировки будут равны:

$$S_I = S_{Iд} + \bar{\alpha}_2^4 S_{Iз} + \bar{\alpha}_3^4 S_{Iфр};$$

$$S_{II} = S_{IIд} + \bar{\alpha}_2^3 \bar{\beta}_2 S_{IIз} + \bar{\alpha}_3^3 \bar{\beta}_3 S_{IIфр};$$

$$S_{III} = S_{IIIд} + \bar{\alpha}_2^2 \bar{\beta}_2^2 S_{IIIз} + \bar{\alpha}_3^2 \bar{\beta}_3^2 S_{IIIфр};$$

$$S_{IV} = \frac{f'}{f'_д} S_{IVд} + \frac{f'}{f'_з} S_{IVз} + \frac{f'}{f'_{фр}} S_{IVфр};$$

$$S_I^{xp} = S_{Iд}^{xp} + \bar{\alpha}_2^2 S_{Iз}^{xp} + \bar{\alpha}_3^2 S_{Iфр}^{xp}.$$

За параметры для исследования зеркальной системы были приняты парааксальные углы α_1, α_2 и α_3 , образованные с оптической осью первым вспомогательным лучом, и расстояние между вершинами зеркал d_3 . С помощью этих параметров удовлетворялись заданные значения θ, V_3 и $S_{IVз}$.

Конструктивные элементы фронтальной части объектива вычислялись из условия удовлетворения заданных значений коэффициентов $S_{Iфр}, S_{IVфр}$ фронтальной системы и высоты микрообъектива.

Чтобы не допустить больших значений сферической и сферохроматической аберраций, а также комы высших порядков, для фронтальной системы применяются апланатические или близкие к ним по свойствам поверхности. Окончательное исправление остаточных аберраций всего объектива и сохранение заданных оптических характеристик (увеличение, высота объектива и т. д.) достигаются использованием дополнительной системы.

Аберрации 3-го порядка зеркальной системы могут быть вычислены через суммы Зейделя, которые при $\alpha_1 = 1; h_1 = s_1; x_1 = y_1; \beta_1 = 1$ приводятся к следующему виду:

$$\left. \begin{aligned} S_{Iз} &= -\frac{s_1}{4} \left[-\alpha_2^3 + \alpha_2^2 \left(1 - 2B \frac{1-\theta}{\theta} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \alpha_2 \left(1 + \frac{3\theta-1}{\theta} B^2 \right) + B^3 - 1 \right]; \\ S_{IIз} &= \frac{1}{4} \left\{ B (2\alpha_2 + B) \left[x_1 (s_1 - \alpha_2 d_3) \frac{1-\theta}{\theta d_3} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - J \frac{1+\theta}{\theta} \right] - (\alpha_2^2 - 1) [x_1 (\alpha_2 - 1) + 2J] \right\}; \end{aligned} \right|$$

$$\left. \begin{aligned}
 S_{III3} &= \frac{1}{4} \left\{ \frac{2\alpha_2 + B}{s_1 - \alpha_2 d_3} \left[x_1 (s_1 - \alpha_2 d_3) \frac{1 - \theta}{\theta d_3} - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - J \frac{1 + \theta}{\theta} \right]^2 - \frac{1 + \alpha_2}{s_1} [x_1 (\alpha_2 - 1) + 2J]^2 \right\}; \\
 S_{IV3} &= \frac{\alpha_2 + 1}{s_1} - \frac{B + 2\alpha_2}{s_1 - \alpha_2 d_3}; \\
 S_{V3} &= \frac{\alpha_2 + 1}{4s_1} \left(x_1 + \frac{2J}{\alpha_2 - 1} \right) \{ 4J^2 - [x_1 (\alpha_2 - 1) + 2J]^2 \} + \\
 &\quad + \frac{2\alpha_2 + B}{4(s_1 - \alpha_2 d_3)^2 B} \left\{ \left[\frac{x_1 (s_1 - \alpha_2 d_3) B}{s_1} - J \left(\frac{B d_3}{s_1} + 2 \right) \right]^2 - \right. \\
 &\quad \left. - 4J^2 \right\} \left[\frac{x_1 (s_1 - \alpha_2 d_3) B}{s_1} - J \left(\frac{B d_3}{s_1} + 2 \right) \right],
 \end{aligned} \right\} \quad (V.125)$$

где $J = x_1 - s_1$; $B = \frac{(1 - \theta) s_1}{\theta d_3}$.

В табл. V.9 даны значения S_{I3} , S_{II3} и S_{III3} , вычисленные по формулам (V.125) при $x_1 = 0$ (входной зрачок в обратном ходе лучей совпадает с вершиной выпуклого зеркала) для некоторых s_2' , d_3 , V_3 , θ и S_{IV3} .

В расчет фронтальной части объектива входят параметры s_2' и α_3 (увеличение зеркальной системы), которые становятся известными при расчете зеркальной системы.

Применяя формулы [65], определяющие зависимость коэффициентов абберации 3-го порядка системы от положения входного зрачка, можно вычислить коэффициенты той же системы для другого положения зрачка, например для зрачка, совпадающего с тонким компонентом дополнительной системы, и тем самым свести их к общему выражению для всей системы в целом.

Чтобы получить небольшие значения аббераций зеркальной системы при $V_3 \geq 1,5\times$, нельзя значительно отступать от ее концентричности. Однако, как следует из табл. V.9, во всех практически возможных случаях изображение, даваемое совместно фронтальной и зеркальной частями системы в прямом ходе лучей (рис. V.72), будет находиться слишком близко от вогнутого зеркала, а поэтому не представляется возможным, за исключением небольшой области для $\theta = 0,3$ и $S_{IV3} = 0,15$ (см. табл. V.9), применить дополнительную линзовую систему, не выходящую за пределы допустимых размеров объектива [47].

Сферическая абберация и отступление от условия изопланатизма 5-го порядка зеркальной системы типа А. Приняв условие нормировки $\alpha_1 = 1$, $h_1 = s_1$, $\beta_1 = 1$ и $x_1 = y_1$, можно вычис-

лить сферическую aberrацию и отступление от условия изопланизма 5-го порядка зеркальной системы по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \delta s'_{\text{сф} \vee} &= \frac{\sin^4 u'_k}{128 V_{\text{фп}}^4 V_3^6} \{ s_1 (\alpha_2 - 1)^2 (\alpha_2 + 1) [\alpha_2^2 + 3(3 - 2\alpha_2) - \\ &- 8B(B + 2\alpha_2)] + B^2 (s_1 - \alpha_2 d_3) (B + 2\alpha_2) [4(2\alpha_2^2 - 3) + \\ &+ B(4\alpha_2 - B) + 6(\alpha_2^2 - 1)(\alpha_2 - 1)M] \}; \\ \eta_V &= \frac{\sin^4 u'_k}{128 (V_{\text{фп}} V_3)^4 s_1} \{ 2s_1 (\alpha_2^2 - 1)(3 - \alpha_2)^2 - \\ &- MB^2 (s_1 - \alpha_2 d_3) (B + 2\alpha_2) [4(2\alpha_2^2 - 3) + B(4\alpha_2 - B) + \\ &+ 6M(\alpha_2^2 - 1)(\alpha_2 - 1)] + 8s_1 MB (\alpha_2 - 1)^2 \times \\ &\times (\alpha_2 + 1)(B + 2\alpha_2) \}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.126})$$

$$\text{где } B = \frac{(1 - \theta) s_1}{\theta d_3}; \quad M = \frac{\theta d_3 (1 + \theta) (s'_2 + d_3)}{(1 - \theta) s_1 s'_2}.$$

Исключая задний отрезок s'_2 , получим:

$$\left. \begin{aligned} \delta s'_{\text{сф} \vee} &= \frac{\sin^4 u'_2}{128 V_{\text{фп}}^4 V_3^6} \{ s_1 (\alpha_2 - 1)^2 (\alpha_2 + 1) [9(1 + \alpha_2^2) - \\ &- 6\alpha_2 - 8V_3^2] + [3\alpha_2^2 - V_3^2 + 6\alpha_2 V_3 - \\ &- 12 + 6m(\alpha_2^2 - 1)(\alpha_2 - 1)] (s_1 - \alpha_2 d_3) \times \\ &\times (V_3 - \alpha_2)^2 (V_3 + \alpha_2) \}; \\ \eta_V &= \frac{\sin^4 \alpha'_2}{128 (V_{\text{фп}} V_3)^4 s_1} \{ 2s_1 (1 - \alpha_2^2) (9 - 6\alpha_2 + \alpha_2^2) - \\ &- m(s_1 - \alpha_2 d_1) (V_3 - \alpha_2)^2 (V_3 + \alpha_2) [3\alpha_2^2 - V_3^2 + \\ &+ 6V_3 \alpha_2 - 12 + 6m(\alpha_2 - 1)^2 (\alpha_2 + 1)] + \\ &+ 8m(\alpha_2 - 1)^2 (\alpha_2 + 1) (V_3^2 - \alpha_2^2) \}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.126a})$$

$$\text{где } m = \frac{d_3 + \frac{2s_1}{V_3 - \alpha_2}}{s_1 - \alpha_2 d_3}.$$

В табл. V.10 даны значения коэффициентов $k_{\text{сф} \vee}$ и $k_{\eta \vee}$, вычисленные в зависимости от d_3 для области возможной реализации зеркальной системы при $\theta = 0,3$, $S_{\text{IV}3} = 0,15$ и постоянных значениях s'_2 . Чтобы найти величины $\delta s'_{\text{сф} \vee}$ и η_V , следует значения $k_{\text{сф} \vee}$ и $k_{\eta \vee}$ умножить на $(A/V_{\text{фп}})^4$. Варьируя в указанной области aberrации высших порядков при сохранении заданных значений θ и $S_{\text{IV}3}$, можно значительно ускорить расчет объективов с числовой апертурой $A > 0,65$.

Значения коэффициентов $k_{\text{сфV}}$ и $k_{\eta\text{V}}$ в зависимости
от d_3 и s'_2 при $\theta = 0,3$ и $S_{\text{IV}3} = 0,15$

Коэффициент	$d_3 = 15$	$d_3 = 16$	$d_3 = 18$	$d_3 = 20$	$d_3 = 21$	$d_3 = 23$	$d_3 = 25$	$d_3 = 26$	$d_3 = 28$
$s'_2 = 28$									
$k_{\text{сфV}}$	0,0245	0,164	0,248						
$k_{\eta\text{V}}$	—0,0541	—0,009	0,034						
$s'_2 = 30$									
$k_{\text{сфV}}$		0,007	0,261	0,251	0,246				
$k_{\eta\text{V}}$		—0,042	0,029	0,045	0,054				
$s'_2 = 31$									
$k_{\text{сфV}}$		0,122	0,181	0,188	0,257				
$k_{\eta\text{V}}$		—0,061	0,005	0,014	0,049				
$s'_2 = 33$									
$k_{\text{сфV}}$				0,241	0,248	0,260	0,222	0,155	0,111
$k_{\eta\text{V}}$				0,030	0,035	0,050	0,067	0,075	0,104
$s'_2 = 35$									
$k_{\text{сфV}}$					0,207	0,256	0,255	0,267	0,188
$k_{\eta\text{V}}$					0,022	0,038	0,060	0,085	0,071

Условие, обеспечивающее прохождение крайнего апертурного луча через отверстие большого зеркала. Из п. 30 следует, что апертурные углы после зеркальной системы объективов с $A \geq 0,65$ остаются еще велики. Поэтому крайний луч, отраженный от малого выпуклого зеркала, может выйти из конуса $ABCD$ (рис. V.73), за образующую которого принят луч AC , вышедший из той же точки объекта с заданной экранируемой апертурой $\theta n_1 \sin u_1 = A\theta$, и вследствие этого апертура объектива будет уменьшена. Луч AC после выхода из фронтальной системы пересекает большое зеркало в точке C , образуя с оптической осью угол $u'_{\text{кр}} \theta$.

На рис. V.73 приведены следующие обозначения: M — точка пересечения лучей; $AB = 2h_m$ — световой диаметр выпуклого зеркала, или малое основание конуса $ABCD$; $CD = 2h_6$ — диа-

метр светового отверстия в вогнутом зеркале, или большое основание конуса $ABCD$; $u'_{кр}$ — апертурный угол крайнего луча, вышедшего из зеркальной системы; $u'_{кр\theta}$ — апертурный угол луча, падающего на выпуклое зеркало. Остальные обозначения на рис. V.73 понятны.

Найдем условие, обеспечивающее прохождение крайнего апертурного луча через световое отверстие CD большого зеркала, для чего определим координаты точки M' :

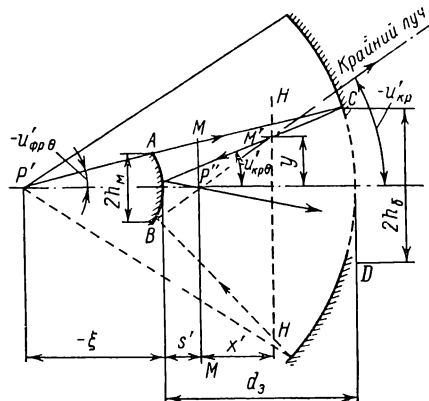


Рис. V.73. К условию прохождения апертурного луча через зеркальную систему типа А

$$\operatorname{tg} u'_{кр\theta} = \frac{h_6 - h_m \theta}{d_3};$$

$$y = h_m \theta + \operatorname{tg} u'_{кр\theta} (x' + s').$$

С другой стороны,

$$y = x \operatorname{tg} u'_{кр} = \frac{h_m}{s'} x.$$

Из этих уравнений получим:

$$x = s' \frac{d_3 h_m \theta + s' (h_6 - h_m \theta)}{h_m d_3 - s' (h_6 - h_m \theta)};$$

$$y = h_m \frac{d_3 h_m \theta + s' (h_6 - h_m \theta)}{h_m d_3 - s' (h_6 - h_m \theta)}.$$

Предположим, что увеличение фронтального компонента объектива $60 \times 0,85$ находится в пределах $2,25 - 3,3\times$; тогда

$$\theta \sin u'_{фр} = \frac{\theta \sin u_1}{V_{фр}} = \frac{0,85\theta}{2,25} \div \frac{0,85\theta}{3,3}.$$

Если $\theta = 0,3$, получим

$$0,0773 < \theta \sin u_{фр} < 0,113.$$

Положим $V_3 = -1,5\times$; $d_3 = 26$; $\xi = -9$; тогда

$$\sin u'_{кр} = \frac{\sin u_1}{V_{фр} V_3}; \quad 4,5 > V_{фр} V_3 > 3,38;$$

$$0,25 > \sin u'_{кр} > 0,19;$$

$$h_6 = \theta \sin u'_{кр} (d_3 - \xi);$$

$$4 > h_6 > 2,7.$$

Два последних уравнения служат контролем при выборе конструкции дополнительного компонента. Например, если окажется, что крайний луч выходит из конуса $ABCD$, то следует в промежутке между плоскостями MM и HH применить добавоч-

ный компонент. Такие компоненты были использованы, например, в объективах $60 \times 0,85$ (рис. V.79).

Три класса объективов типа А и их основные конструктивные отличия. Для удобства исследования объективов типа А разграничим их на следующие три класса:

1) класс А-1 — объективы, у которых за зеркальной системой расположены дополнительные линзовые компоненты с положительным фокусным расстоянием;

2) класс А-2 — объективы, у которых за зеркальной системой отсутствуют какие-либо линзовые компоненты;

3) класс А-3 — объективы, у которых за зеркальной системой находятся линзовые компоненты с отрицательным эквивалентным фокусным расстоянием.

Объективы с высотой больше нормальной снабжаются знаком «сп» (специальные, требующие штативов с увеличенным расходом предметного столика).

Некоторые требования к конструкциям фронтальных компонентов объективов класса А-1. Можно разработать очень много оптических схем фронтальной части объектива. В случае же несложных конструкций систем выбор их становится весьма ограниченным. В предложенной нами методике расчета микрообъективов исследованию фронтальной части предшествует разработка зеркальной системы с заданным θ . Зеркальная система рассчитывалась таким образом, чтобы было возможно в качестве фронтальных и дополнительных компонентов применить линзовые системы, не выходящие за пределы допустимых линейных размеров объективов при заданных числовых апертурах и увеличениях.

Принимая во внимание диапазон допустимых увеличений фронтальной части микрообъективов, можно из табл. V.9 выбрать увеличение зеркальной системы при наиболее подходящих соотношениях между s_1 и расстоянием между зеркалами и минимальных значениях остаточных aberrаций, а также установить сложность конструкций фронтальных и дополнительных компонентов объектива. Так, например, предположив, что $V_{\text{фр}} = 1,5\times$, можно использовать в качестве фронтальной части безымерсионного объектива лишь апланатический мениск.

Практика расчетов показала, что фронтальная часть объективов с апертурой $A \geq 0,85$ во избежание появления больших остаточных aberrаций должна состоять не менее чем из двух или трех линз. Для таких систем требуется предусмотреть: а) минимально возможное рабочее расстояние; б) минимальный радиус кривизны передней поверхности фронтального мениска, определяемый технологическими условиями его изготовления и эксплуатационными возможностями объектива; в) отсутствие больших углов падения на поверхностях фронтального компонента, вызывающих aberrации высших порядков, трудно устранимые последующими компонентами; г) отсутствие кривизны сферических поверхностей с большим положительным значением $-n \sum (\Delta\mu/r)$;

фронтальные компоненты должны удовлетворять условию [47]
 $-n \sum (\Delta\mu/r) \leq 0$.

О расчете дополнительной системы объектива. Фронтальные и зеркальные части объектива микроскопа должны обладать незначительными остаточными aberrациями, окончательное устранение которых достигается дополнительной системой. В качестве дополнительной части рассматриваемых микрообъективов типа А, предназначенных для видимой области спектра, выбрана система, состоящая из двух соприкасающихся или достаточно близко расположенных друг к другу компонентов, один из которых тонкий, а другой служит компенсатором конечной толщины. Оба компонента

в свою очередь могут быть простыми линзами или представлять собой сложные комбинации, состоящие, например, из двух или большего числа линз (рис. V.75, V.76).

Если предположить, что выходной зрачок такой системы (в обратном ходе лучей) совпадает с плоскостью тонкого компонента, соприкасающегося с компенсатором, а объект расположен в бесконечности, то коэффициент S_{III} Зейделя, определяющий

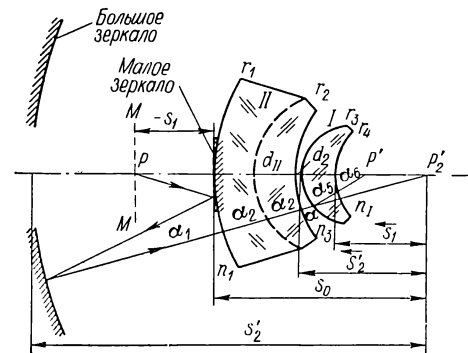


Рис. V.74. Фронтально-зеркальная часть объектива $40\times 0,65$ (вариант I) в обратном ходе лучей

астигматизм, может быть выражен через конструктивные элементы компенсатора [18]. Полагая заданными S_{IV} дополнительного компонента, n — показатель преломления компенсатора, $\pi =$

$$= \sum_{i=1}^{i=k} \frac{\varphi}{n} \text{ — частный коэффициент Петцваля тонкой системы,}$$

равный в случае простой линзы $\pi = 1/n$, можно воспользоваться двумя параметрами P и W тонкой системы и исправить сферическую aberrацию и кому всего объектива. Хроматические aberrации исправляются в последующей стадии расчета либо введением хроматического радиуса склейки, либо соответствующим выбором дисперсии стекол. Расчет такой системы можно выполнить по методу, разработанному Д. С. Волосовым [18]: система приводится к фокусному расстоянию, равному единице, и коррекция ведется для бесконечно удаленного объекта (длина тубуса равна бесконечности). Для этой цели следует только выразить коэффициенты aberrации 3-го порядка, вычисленные для конечной длины тубуса, через коэффициенты aberrации для бесконечно удаленного объекта.

Конструктивные особенности некоторых объективов класса А-1 с уменьшенной кривизной изображения. Объектив $40\times 0,65$,

вариант 1 (рис. V.74). Фронтальный мениск I (апланатический) удовлетворяет условиям: $S_{IV} < 0$ и $V_{\text{фр}} = n_{\text{фр}}$.

Мениск II — концентрический; центр кривизны сферических поверхностей совпадает с параксиальным изображением точки на оси, даваемым мениском I. Центральная металлизированная часть мениска II служит выпуклым зеркалом. Предположим, что остаточные aberrации зеркальной системы должны быть минимальными, а ее увеличение $V_3 \geq |1,5 \times|$. Кроме того, расстояние s_1 должно обеспечивать применение дополнительной системы при максимально допустимых размерах объектива.

Как видно из табл. V.9, указанным требованиям, если принять $\theta = 0,3$ и $S_{IV} = 0,15$, удовлетворяют условия: $s_1 = -4,055$ мм; $s'_2 = 35$ мм; $r_{\text{м.з}} = 9,34$; $r_{6.з} = 31,2$ и $d_3 = -26$. Чтобы коэффициент $S_{IV\text{фр}}$ компенсировал в некоторой мере $S_{IV\text{об}}$, выполним условие $d_{\text{фр}} > \frac{n_{\text{фр}}}{n_{\text{фр}} - 1} (r_4 - r_3)$.

Для расчета имеются еще следующие условия:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4; \quad \alpha_5 = \alpha_1 n_1; \quad n_1 = n_3 = n_5 = 1;$$

$$r_1 = s'_2 - d_3 = s_0; \quad r_2 = r_1 - d_{II}; \quad r_3 = \frac{r_2 - d_2}{n_1 + 1};$$

$$r_4 = s_1^{\leftarrow} = \frac{r_2 - d_2}{n_1} - d_1.$$

Примем $d_{\text{фр}} = 1,5$ мм; $n_{\text{фр}} = 1,5004$ и $r_4 = s_1^{\leftarrow} = 1,5$ мм; тогда $r_3 = 1,8$ мм и $r_1 = 9$ мм. Чтобы поверхность с радиусом r_1 служила одновременно как выпуклое зеркало, увеличим пропорционально (примерно на 0,25%) конструктивные элементы зеркальной системы. Приняв расстояние между менисками $d_2 = 0,25$, показатель преломления компонента II $n_D = 16128$ и толщину слоя алюминия для выпуклого зеркала 0,045 мм, найдем последовательно:

$$r_2 = r_3(n + 1) + d_2 = 4,75; \quad d_{II} = s_0 - r_2 = 9,35 - 4,75 = 4,6.$$

Исходные конструктивные элементы зеркальной и фронтальной систем в обратном ходе лучей:

$r_{\text{м.з}} = 9,405;$	$d_3 = -26,365;$	$n_1 = 1;$
$r_{6.з} = 31,9;$	$d_0 = 26,41;$	$n_2 = -1;$
$r_1 = 9,35;$	$d_{II} = 4,6;$	$n_3 = 1;$
$r_2 = 4,75;$	$d_2 = 0,25;$	$n_4 = 1,6128;$
$r_3 = 1,8;$	$d_1 = 1,5;$	$n_5 = 1;$
$r_4 = 1,5;$		$n_6 = 1,5004;$
		$n_7 = 1.$

Для исправления хроматизма положения апланатического мениска *I* concentрический мениск *II* выполнен склеенным из марок стекол ТК16 и Ф1 с ахроматическим радиусом $r = 3,75$. Поскольку $V_{\text{фр}} = 1,5\times$, то поперечные размеры объектива становятся предельными. Дополнительная система содержит четыре линзы, в том числе компенсатор. Волновая сферическая aberrация $N_D = -0,02$. Однако применение concentрического мениска с увеличенной толщиной вызывает появление вторичного

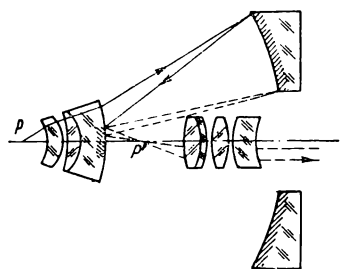


Рис. V.75. Объектив $40\times 0,65$ (вариант 1)

спектра около полуволны. Хроматизм увеличения не превышает 0,1%; $S_{IV} = 0,113$. Конструкция объектива приведена на рис. V.75.

Объектив $40\times 0,65$, вариант 2 (рис. V.76). Фронтальная часть состоит из двух апланатических менисков, передающих изображение предмета в масштабе $2,25\times$, что позволяет рассчитать объектив с минимально допустимыми поперечными размерами. Для компенсации хроматизма положения, даваемого апланатическими менисками, вогнутое зеркало выполнено из стекла ОФ3 и имеет внутреннее серебрение. Наибольшая волновая aberrация составляет $0,06\lambda$, вторичный спектр практически отсутствует.

Объектив $20\times 0,65$ (рис. V.77). Его конструкция аналогична конструкции объектива $40\times 0,65$ (рис. V.75). В дополнительную систему введен апланатический мениск, с помощью которого устраняется срезание апертуры объектива вогнутым зеркалом.

Объектив $60\times 0,85$ (рис. V.78). С целью упрощения расчета ограничим фронтальную часть следующими условиями: компоненты 1 и 3 склеены из двух различных марок стекол. Поверхность r_4 — апланатическая. Апертурные лучи проходят поверхности r_5 и r_6 без преломления, т. е. $\alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_7$. Поверхность склейки r_7 — плоская. Кроме того, в начальной стадии расчета примем:

$$d_1 = d_2 = d_4; \alpha_1 = V_{\text{фр}}; d_3 = d_5 = 0;$$

$$\alpha_9 = 1; n_1 = n_4 = n_6 = n_9 = 1.$$

Тогда

$$h_8 = \alpha_5 s'_{\text{фр}} = s'_{\text{фр}}; h_7 = h_8 + \alpha_8 d_7 = s'_{\text{фр}} + \frac{d_7 n_7}{n_8} \alpha_4 n_5;$$

$$h_6 = h_7 + \alpha_7 d_6 = s'_{\text{фр}} + a_1 d_4 n_5; h_5 = h_6;$$

$$h_4 = s'_{\text{фр}} + \alpha_4 n_5 (a_1 + d_4); h_3 = h_1 - (\alpha_2 + \alpha_3) d_1;$$

$$\alpha_8 = \frac{n_7}{n_8} \alpha_4 n_5; a_1 = \frac{d_7 n_7}{n_8} + d_6.$$

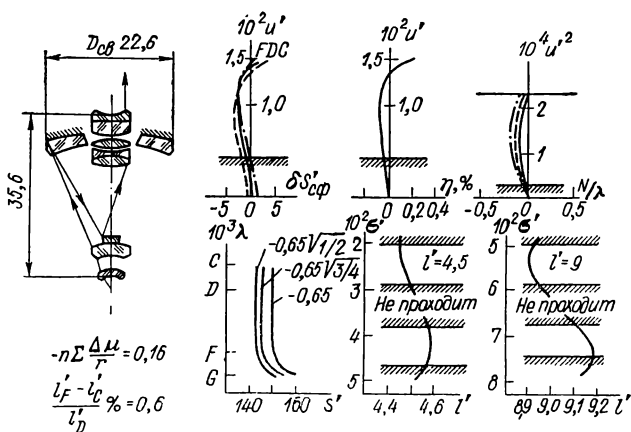


Рис. V.76. Объектив 40×0,65 (вариант 2)

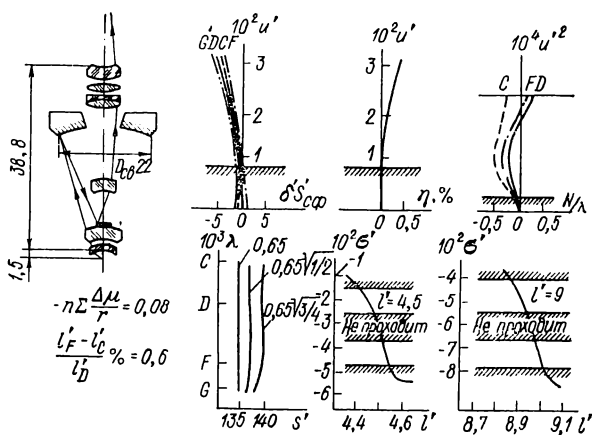


Рис. V.77. Объектив 20×0,65

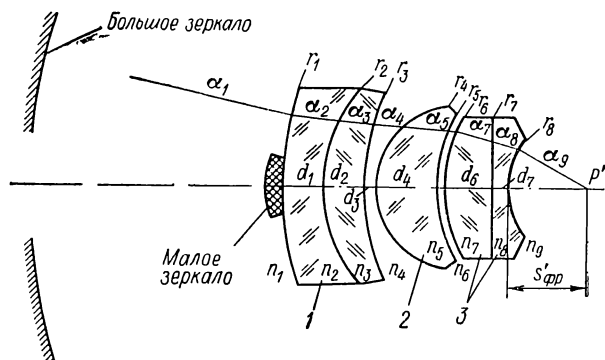


Рис. V.78. Фронтально-зеркальная часть объектива 60×0,85 в обратном ходе лучей

Задаваясь четвертой суммой $S_{IV(3)}$ компонента 3 и выразив ее формулой

$$S_{IV(3)} = \frac{\alpha_4 n_5 (1 + \mu_7)}{h_6} + \frac{\mu_8 (\alpha_9 - \alpha_4 n_8 n_7)}{h_8},$$

после подстановки значений h_6 и h_8 получим следующее квадратное уравнение относительно α_4 :

$$\alpha_4^2 - \frac{1}{n_5 n_7} \left\{ a_2 + \frac{s'_{\text{фр}} [(1 - \mu_7) n_8 - n_7]}{a_1} \right\} \alpha_4 - \frac{s'_{\text{фр}} \mu_7 a_2}{a_1 n_5^2} = 0, \quad (\text{V.127})$$

где $a_2 = 1 - S_{IV(3)} n_{\text{фр}} s'_{\text{фр}}$.

Корень уравнения будет равен

$$\alpha_4 = \frac{1}{2 n_5 n_7} \left\{ a_2 + \frac{s'_{\text{фр}} [(1 - \mu_7) n_8 - n_7]}{a_1} + \sqrt{\left[a_2 + \frac{s'_{\text{фр}} [(1 - \mu_7) n_8 - n_7]}{a_1} \right]^2 + \frac{4 s'_{\text{фр}} a_2 n_7}{a_1}} \right\}.$$

Второе значение корня уравнения (V.127) получается отрицательным и не представляет практического интереса.

Аналогично предыдущему варианту, задаваясь рабочим состоянием объектива, увеличением фронтальной системы, марками стекол, толщинами линз и воздушными промежутками между ними, можно вычислить α_4 , а также и угол α_2 , определяемый из условия заданной величины S_I фронтальной системы. Выбор такой конструкции фронтальной системы дает возможность:

1) получить $S_{IV} < 0$, что необходимо для некоторой компенсации S_{IV} зеркальной системы;

2) с помощью склейки компонента 3 добиться некоторой компенсации сферической и хроматической аберраций, даваемых фронтальным мениском; чтобы избежать появления на выходной поверхности компонента 3 большой сферохроматической аберрации, центр кривизны поверхности с радиусом r_6 совмещен с параксиальным изображением, полученным от предыдущей системы, однако такая поверхность дает отрицательное значение астигматизма, который прибавляется к астигматизму покровного стекла; чтобы компенсировать астигматизм, вызванный поверхностью r_6 , применяется концентрическая к ней поверхность с радиусом r_5 компонента 2;

3) закрепить выпуклое зеркало на мениске 1, который должен: а) исправить хроматизм положения апланатического мениска 2 и остаточную сферическую аберрацию компонента 3; б) уменьшить астигматизм и, если возможно, кому, вызванные покровным стеклом и компонентом 3, до величин, которые могут быть компенсированы дополнительной системой.

Назначение апланатической поверхности r_4 — уменьшить высокую апертуру для последующих компонентов.

В соответствии с рис. V.78 зададимся для фронтальной системы следующими исходными данными: $d_1 = 1,5$; $d_2 = 1,5$; $d_3 = 0,1$; $d_4 = 1,5$; $d_5 = 0,1$; $d_6 = 1,2$; $d_7 = 0,35$; $n_5 = 1,6199$; $n_7 = 1,5163$; $n_8 = 1,6725$; $s_1 = 0,20 + 0,17$ (покрывное стекло); $\alpha_1 = 0,455$; $\epsilon_{\text{подл}} = 0,6$; $S_{IV(3)} = -0,03$.

Принимая во внимание, что $\sum d = 6,25$, из табл. V.9 примем: $d_3 = -24,4$; $s'_2 = 32$; $V_3 = -1,5\times$; $r_{\text{м.з}} = 9$; $r_{\text{б.з}} = 29,5$.

Как следует из таблицы, этим значениям соответствуют небольшие остаточные aberrации 3-го порядка зеркальной системы

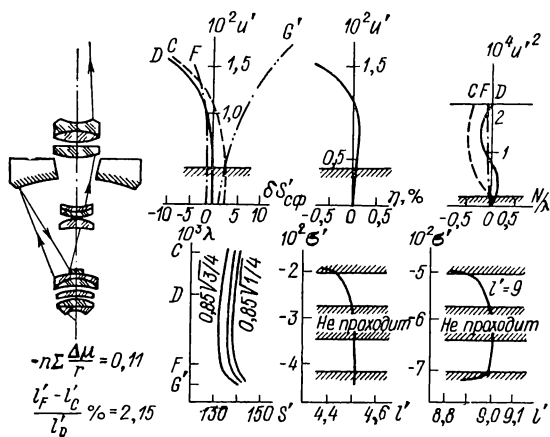


Рис. V.79. Объектив $60\times 0,85$

при одновременном удовлетворении оптимальных значений гауссовых параметров (увеличения минимального расстояния между зеркалами и т. д.).

По формуле (V.127) найдем $\alpha_4 = 0,456$. Следовательно, компонент 1 работает с увеличением $V = 1\times$. Затем получим:

$$r_8 = \frac{h_8(1 - n_8)}{1 - \alpha_4 n_5 n_7} = 2; \quad r_6 = \frac{n_7 - 1}{n_7 \left(S_{IV(3)} + \frac{n_8 - 1}{n_8 r_8} \right)} = 2;$$

$$\alpha_6 = \frac{n_7 \alpha_4 \alpha_5}{n_8} = 0,68.$$

Пользуясь приведенными выше формулами, можно последовательно определить h и радиусы компонентов 2 и 1. Результаты вычислений сведены в табл. V.11, из которой следует, что коэффициенты aberrаций имеют небольшие значения.

На рис. V.79 приведены оптическая схема и aberrации объектива. Чтобы отраженные от выпуклого зеркала лучи не срезались вогнутым зеркалом, дополнительная система выполнена в виде дублета.

Конструктивные элементы и коэффициенты aberrаций компонентов объектива

$$(\alpha_1 = 1; s_1 = h_1; \beta_1 = 1; x_1 = y_1; x' = 0)$$

r	d	n	Марка стек- ла	α	h	β	y	S_I	S_{II}	S_{III}	S_{IV}	$100hC$	$100yC$
∞	—	—	—	—	—	—	—	—0,064	—0,064	—0,064	—	0,064	0,064
∞													
—2,00	0,35	1,6725	ТФ2	0,680	—0,411	0,838	—1,195	0,1539	0,078	0,039	—0,201	—0,408	—1,185
∞	1,2	1,5163	K8	0,750	—0,650	0,924	—1,489	—0,0742	—0,091	—0,112	—	0,530	1,214
—2,00	0,1	1,0	—	0,738	—1,550	0,731	—2,598	—	—	—0,124	0,170	—0,031	—0,051
—2,20	1,5	1,6199	TK15	0,738	—1,624	0,961	—2,671	—	—	0,106	—0,174	—	—
—2,288	0,1	1,0	—	0,456	—2,731	0,388	—4,045	—	—	—	0,167	—1,281	—1,897
—8,273	1,5	1,7175	CTK1	0,405	—2,777	0,432	—4,082	0,0088	—0,008	0,007	—0,050	—0,297	—0,437
—3,268	1,2	1,6126	Ф1	0,364	—3,385	0,366	—4,732	0,0399	0,064	0,104	0,012	0,499	0,698
—18,683	25	1,0	—	0,454	—3,823	0,421	—5,171	—0,0601	—0,033	—0,019	0,020	1,014	1,372
—29,5	—24,4	—1,0	—	0,580	—15,386	0,643	—15,687	0,0558	0,105	0,198	—0,068	—	—
—9,0		1,0	—	0,009	—1,226	0,643	0,0	—0,0655	—0,095	—0,137	0,222	—	—
Σ								—0,0050	—0,043	—0,001	0,098	0,091	—0,223

Объективы класса А-2 для ультрафиолетовой и видимой областей спектра. Рассмотрим конструкции объективов, нашедших применение в микроспектрофотометрах МУФ-5, микроскопах

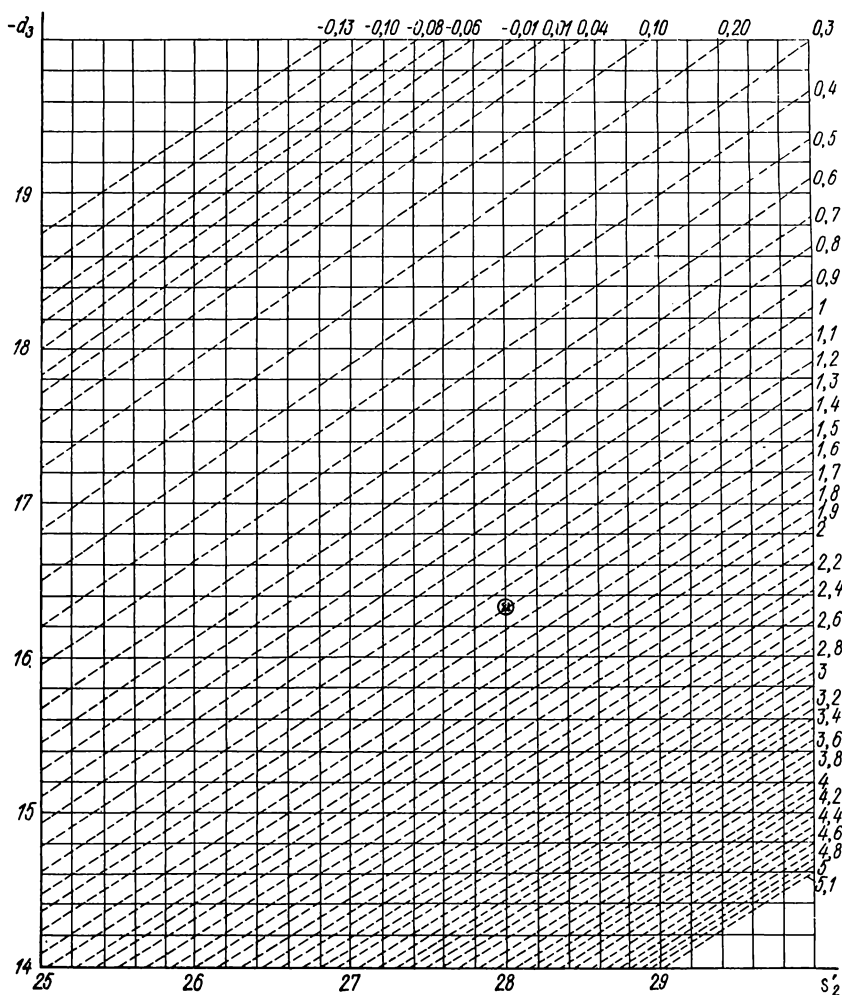


Рис. V.80. График зависимости S_I от d_3 и s'_2

МУФ-6, микрофлюориметрах МЛИ-3 и других с длиной тубуса 160 мм. В основу анализа зеркальной системы в области aberrаций 3-го порядка объективов данной группы положены формулы (V.95) и (V.98). С их помощью были составлены графики (рис. V.80—V.82) зависимости коэффициентов aberrаций S_I , S_{II} и S_{III} от d_3 (расстояния между зеркалами) и s'_2 (расстояния от

вогнутого зеркала до изображения в обратном ходе лучей) при постоянных значениях $\theta = 0,3$; $s_1 = -170$ мм (расстояния от выпуклого зеркала до предмета); причем входной зрачок в обрат-

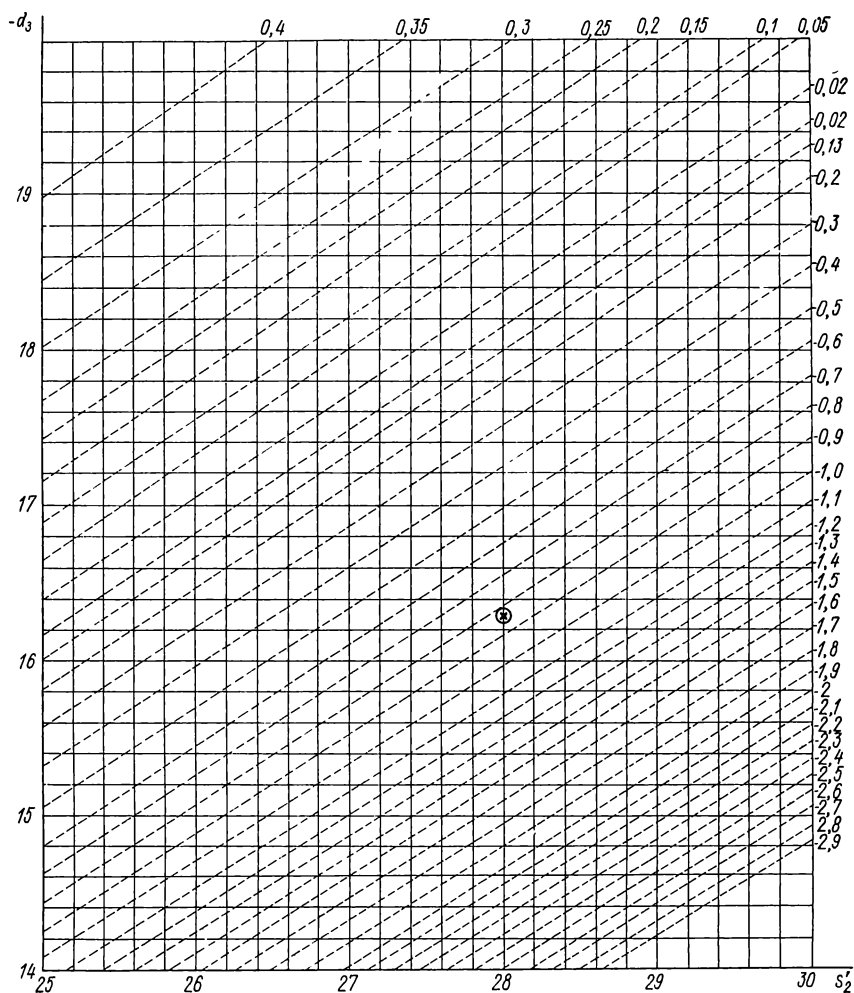


Рис. V.81. График зависимости S_{II} от d_3 и s'_2

ном ходе лучей совпадает с вершиной выпуклого зеркала ($x_1 = y_1 = 0$) и для первого параксиального луча $\alpha_1 = \tilde{V}_3$ и $\alpha' = 1$. Задаваясь d_3 и s'_2 , можно из рис. V.80—V.82 определить S_I , S_{II} , S_{III} и расстояние $\tilde{s}'_3 = s'_2 + d_3$, которое соответствует заднему отрезку фронтальной части объектива, вычисленному в прямом

ходе лучей, т. е. $\vec{s}_3' = s_{\text{фр}}'$ при соответствующих нормировках обоих параксиальных лучей. Зная величины коэффициентов S_I , S_{II} и S_{III} зеркальной системы и определив заранее допустимые

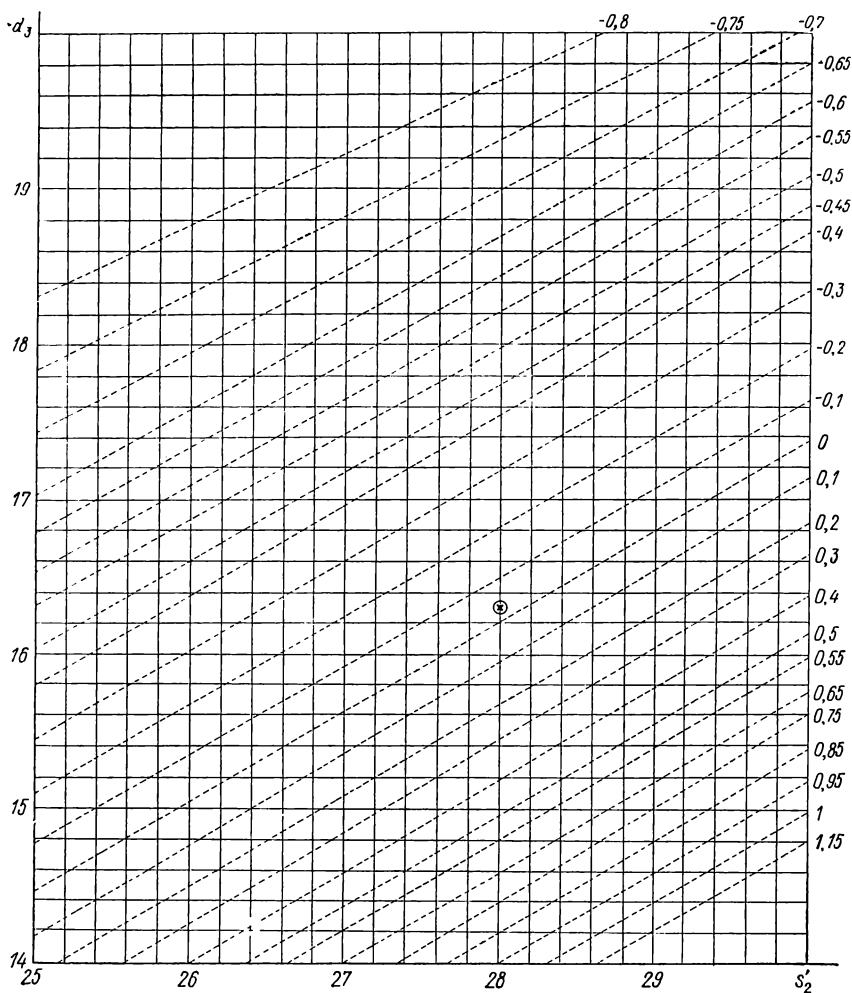


Рис. V.82. График зависимости S_{III} от d_3 и s_2'

значения коэффициентов S_I , S_{II} , S_{III} и S_I^{xp} всего объектива, можно найти требуемые величины соответствующих коэффициентов фронтальной части и затем перейти к анализу последней [49, 50].

Пример. Определим конструктивные элементы зеркальной системы безымерсионного объектива $75 \times 0,65$ (рис. V.83). Для этой цели из рис. V.80—

V.82, положив $s'_2 = 28$ и $d_3 = -16,3$, найдем $S_I = 1,4$; $S_{II} = 0,85$; $S_{III} = -0,04$.

С помощью формул (V.95)–(V.98) последовательно вычислим $V_3 = -48,2$; $r_{м.з} = 4,7$ и $r_{б.з} = 22,4$.

Малое выпуклое зеркало объектива наклеено на флюоритовый мениск. Для исправления хроматизма положения в системе фронтальный мениск склеен из двух линз, материалами которых служат CaF_2 и SiO_2 [45]. В этой системе

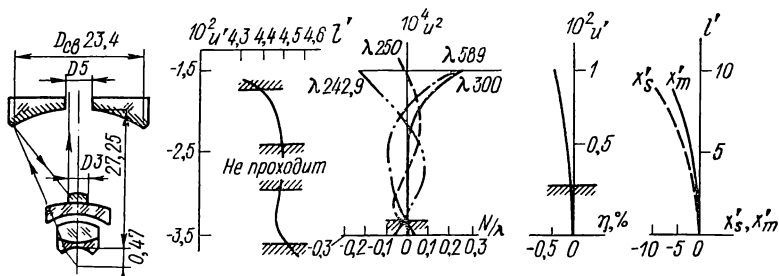


Рис. V.83. Объектив 75×0,65 для ультрафиолетовой и видимой областей спектра

выпуклое зеркало дает сферическую aberrацию 3-го порядка, по абсолютной величине значительно меньшую, чем вогнутое зеркало. Чтобы компенсировать отрицательную сферическую aberrацию 3-го порядка и положительные aberrации высших порядков зеркальной системы, были применены линзовые компоненты с указанными aberrациями противоположного знака. Такая коррекция была осуществлена с помощью двух преломляющих поверхностей. Одна из них,

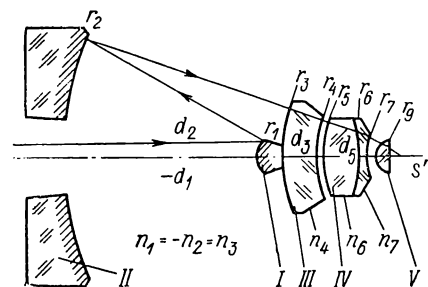


Рис. V.84. Принципиальная оптическая схема объектива 125×1,1 в обратном ходе лучей

на которой крепится выпуклое зеркало, дает большую положительную сферическую aberrацию, другая, находящаяся у покровного стекла, — большую отрицательную сферическую aberrацию. Требуемые величины соответствующих коэффициентов aberrации 3-го порядка объектива зависят от расположения поверхностей зеркальной системы и от ее остаточной сферической aberrации. Надлежащим выбором двух последних переменных величин были получены допустимые значения остаточной комы 3-го порядка.

На рис. V.84 представлена оптическая схема иммерсионного объектива 125 × 1,1. Фронтальная часть — апланатическая.

Астигматизм и кома исправляются соответствующим выбором радиуса кривизны поверхности r_7 (изменением α_4 в прямом ходе) компонента IV; первый параксиальный луч проходит поверхность r_5 без преломления; поверхность r_7 дает отрицательное значение сферической aberrации 3 и 5-го порядков. Чтобы уменьшить до некоторой степени сферохроматическую aberrацию и хроматизм положения, компонент IV выполнен склеенным. Оста-

в таких объективах должны отсутствовать рефлексы 1-го порядка.

Рассмотрим некоторые оптические конструкции объективов для тубуса «бесконечность», у которых рабочее расстояние должно составлять не менее 18—20 мм [34, 51].

Объектив с фронтальным зеркально-линзовым мениском. Принципиальная оптическая схема объектива приведена на рис. V.88. Она состоит из фронтального мениска *I* с тремя преломляющимися сферическими поверхностями (центральная часть первой поверхности

металлизирована и служит малым выпуклым зеркалом), вогнутого большого зеркала *II* с наружной отражающей поверхностью и дополнительного линзового дублета *III* и *IV* с отрицательным эквивалентным фокусным расстоянием. Компоненты

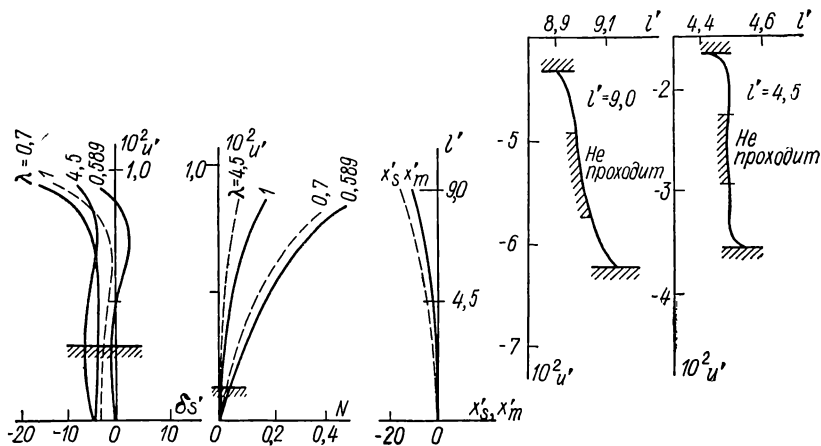
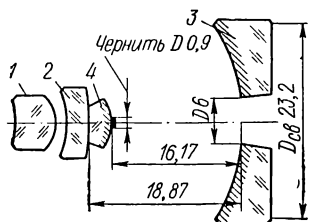


Рис. V.86. Объектив $70 \times 0,65$ для видимой и инфракрасной областей спектра

дублета могут иметь одиночные, а также склеенные линзы. Передний отрезок превышает в четыре раза фокусное расстояние объектива.

На рис. V.89 представлена подлежащая расчету принципиальная схема фронтально-зеркальной части объектива, где $n_1 = -n_2 = n_5 = n$ — показатель преломления мениска *I*; $-n_3 = n_4 = n_6 = 1$ — воздушная среда; $-d_2 = d_3$ — воздушный промежуток между вогнутым зеркалом и мениском *I*; $-d_1 = d_4$ — толщина мениска *I*.

Величина θ зависит от высоты h_1 — расстояния от оптической оси точки *C*, полученной при пересечении двух лучей, из которых луч *PC* (сплошная линия) определяет числовую апертуру объектива, а луч *PB* (штриховая линия) — центральную экранированную

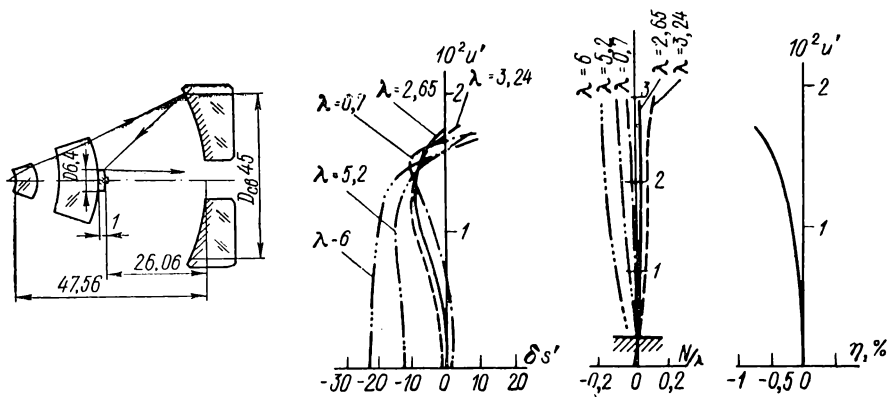


Рис. V.87. Объектив 40×0,7 для видимой и инфракрасной областей спектра

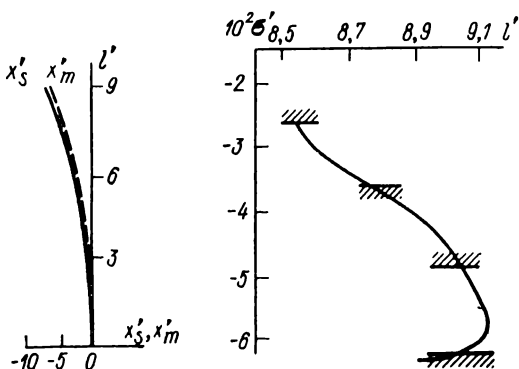


Рис. V.88. Принципиальная оптическая схема объектива с большим рабочим расстоянием в обратном ходе лучей

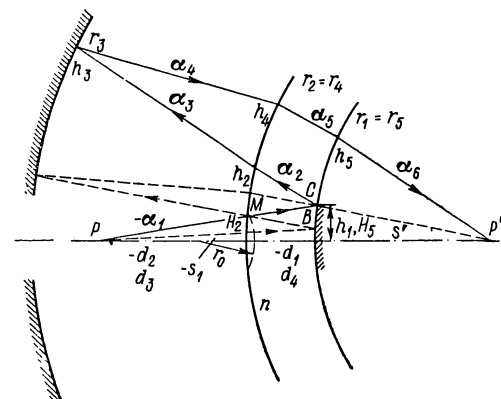


Рис. V.89. К расчету фронтально-зеркальной объектива с большим рабочим расстоянием

ную часть апертуры, равную $\sin u_0 = \theta \sin u_1$. В области гауссовой оптики это соотношение выражается условием $\bar{\alpha}_1 = \theta \alpha_1$; $\bar{\alpha}_2 = \theta \alpha_2$; ...; $\bar{\alpha}_k = \theta \alpha_k$.

В начальной стадии исследования фронтально-зеркальной части объектива в обратном ходе лучей предполагается, что объект расположен в первой среде ($n_1 = n$), из которой изготавливается сам мениск. Поэтому для обеспечения заданной величины числовой апертуры и экранирования необходимо выполнить дополнительное условие: отраженный от поверхности r_1 луч PB должен пересекаться с лучом PC в точке M , расположенной на сфере $r_2 = r_4$. Обозначив высоту падения на отражающих и преломляющих поверхностях первого вспомогательного луча через h и высоту падения луча, определяющего коэффициент центрального экранирования, равный $\theta = H_k/h_k$, через H , из рис. V.89 получим:

$$h_1 = \alpha_1 s_1 = H_5 = H_4 - \bar{\alpha}_5 d_4 = \theta (h_4 - \alpha_5 d_4); \quad (\text{V.128})$$

$$h_4 = \frac{h_1}{\theta} + \alpha_5 d_4; \quad (\text{V.129})$$

$$h_5 = \frac{h_1}{\theta}; \quad (\text{V.130})$$

$$\alpha_6 = \frac{h_5}{s'} = \frac{h_1}{\theta s'} = \frac{\alpha_1 s_1}{\theta s'}; \quad (\text{V.131})$$

$$H_2 = (s_1 + d_4) \alpha_1 = H_1 - \bar{\alpha}_2 d_4 = \theta (h_1 - \alpha_2 d_4);$$

$$\alpha_2 = - \frac{(s_1 + d_4) \alpha_1 - \theta h_1}{\theta d_4}; \quad (\text{V.132})$$

$$h_2 = h_1 + \frac{(s_1 + d_4) \alpha_1 - \theta h_1}{\theta}. \quad (\text{V.133})$$

Применяя (I.48) для второй и четвертой поверхностей и учитывая, что $r_2 = r_4$, после преобразования найдем

$$\alpha_3 = \frac{(\alpha_4 - \alpha_5 n) h_2}{h_4} + \alpha_2 n. \quad (\text{V.134})$$

Принимая во внимание, что $r_1 = r_5$, имеем

$$\alpha_5 = \frac{\alpha_6}{n} - \frac{h_5 (1 - n) (\alpha_1 + \alpha_2)}{2n h_1}, \quad (\text{V.135})$$

или

$$\alpha_5 = \frac{\alpha_6}{n} + \frac{(n - 1) (\alpha_1 + \alpha_2)}{2\theta n}. \quad (\text{V.135a})$$

Подставляя α_6 из (V.131) в выражение (V.135a), получим

$$\alpha_5 = \frac{1}{\theta n} \left[\frac{\alpha_1 s_1}{s'} + \frac{(n - 1) (\alpha_1 + \alpha_2)}{2} \right]. \quad (\text{V.135b})$$

Исключая из выражений $h_3 = h_2 - \alpha_3 d_2$ и $h_4 = h_3 - \alpha_4 d_3$ высоту h_3 , найдем

$$d_2 = \frac{h_4 - h_2}{\alpha_4 - \alpha_3}. \quad (\text{V.136})$$

Линейное увеличение системы вычисляется по формуле

$$V = \frac{n_1 \alpha_1}{n_6 \alpha_6} = \frac{\theta n s'}{s_1}. \quad (\text{V.137})$$

Изменяя величины s_1 , s' , α_4 и d_4 (толщина мениска по оптической оси) при постоянных значениях α_1 , θ и n и применяя последовательно формулы (V.128)—(V.133), (V.135б) и (V.136), можно определить конструктивные элементы (радиусы и воздушный промежуток) фронтально-зеркальной части объектива. Далее система исследуется в области аберраций 3 и 5-го порядков.

Коэффициенты аберраций 3-го порядка и S_1^{xp} фронтального зеркального мениска приводятся к виду:

$$\begin{aligned} S_I &= \sum_{k=1}^{k=5} S_{I, k} = 0,25 [(\alpha_4^2 - \alpha_3^2)(h_2 \alpha_4 - \alpha_3 h_4) - \\ &- (\alpha_2 - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) n h_1] + \frac{1}{(\mu - 1)^2} [(\alpha_3 - \alpha_2)^2 (\alpha_2 \mu - \alpha_3) h_2 + \\ &+ (\alpha_5 - \alpha_4)^2 (\alpha_5 \mu - \alpha_4) h_4 + (\alpha_6 + \alpha_5)^2 (\alpha_6 - \alpha_5 \mu) h_5]; \\ S_{II} &= \sum_{k=1}^{k=5} S_{II, k} = S_{I, 1} \frac{2\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} + s_1 \left[\frac{S_{I, 2}}{h_2} \left(\frac{\alpha_4}{h_1} - \frac{n-1}{\alpha_3 - \alpha_2} \right) + \right. \\ &+ S_{I, 3} \left(\bar{a} - \frac{2n}{(\alpha_4 - \alpha_3) h_3} \right) + S_{I, 4} \left(\bar{a} + \frac{nd_3}{h_3 h_4} + \right. \\ &+ \left. \frac{n-1}{\alpha_5 - \alpha_4} \frac{1}{h_4} \right) + S_{I, 5} \left(\bar{a} + \frac{nd_3}{h_3 h_4} + \frac{d_4}{h_4 h_5} - \frac{n-1}{\alpha_6 - \alpha_5} \frac{1}{h_5} \right) \left. \right]; \\ S_{III} &= \sum_{k=1}^{k=5} S_{III, k} = S_{I, 1} \left(\frac{2\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} \right)^2 + s_1^2 \left[\frac{S_{I, 2}}{h_2} \left(\frac{\alpha_4}{h_1} - \frac{n-1}{\alpha_3 - \alpha_2} \right)^2 + \right. \\ &+ S_{I, 3} \left(\bar{a} - \frac{2n}{\alpha_4 - \alpha_3} \frac{1}{h_3} \right)^2 + S_{I, 4} \left(\bar{a} - \frac{nd_3}{h_3 h_4} - \frac{n-1}{\alpha_5 - \alpha_4} \frac{1}{h_4} \right)^2 + \\ &+ S_{I, 5} \left(\bar{a} + \frac{nd_3}{h_3 h_4} + \frac{d_4}{h_4 h_5} - \frac{n-1}{\alpha_5 - \alpha_4} \frac{1}{h_5} \right)^2 \left. \right]; \\ S_1^{\text{xp}} &= \sum_{k=1}^{k=5} S_{I, k}^{\text{xp}} = \frac{1}{v} [(\alpha_3 - \alpha_2) h_2 - (\alpha_5 - \alpha_4) h_4 - (\alpha_6 - \alpha_5) h_5], \end{aligned}$$

где $\bar{a} = \frac{d_4}{h_1 h_2} - \frac{nd_3}{h_2 h_3}$; $v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$; $\mu = \frac{1}{n}$; входной зрачок совпадает с вершиной поверхности радиуса r_1 .

Так как объектив должен работать с защитным кварцевым стеклом, то следует учесть значение его коэффициентов. Для обла-

сти практической реализации системы составлены графики зависимости S_I , S_I^{xP} и d_2 от d_4 и α_4 при заданных значениях s_1 , s' и $\alpha_1 = -1$ (рис. V.90—V.93).

Из анализа этих графиков следует:

1) с увеличением α_4 при постоянном d_4 сферическая aberrация 3-го порядка и хроматизм положения уменьшаются, а воз-

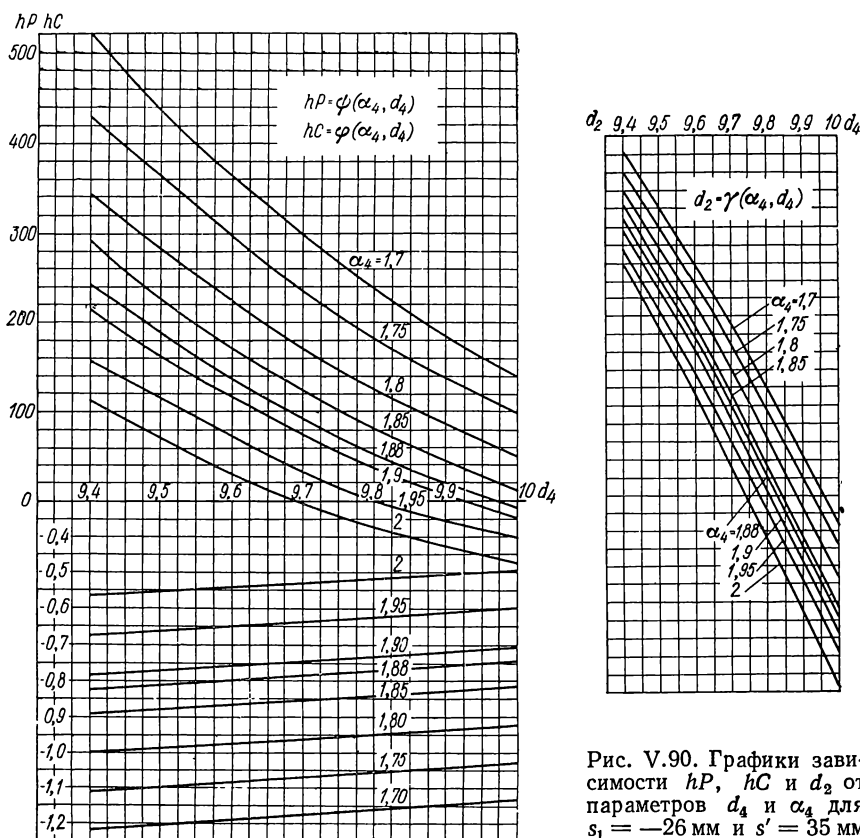


Рис. V.90. Графики зависимости hP , hC и d_2 от параметров d_4 и α_4 для $s_1 = -26$ мм и $s' = 35$ мм

душный промежуток между вогнутым зеркалом и мениском увеличивается;

2) при постоянном значении α_4 изменение толщины мениска вызывает изменение воздушного промежутка на величину

$$|\Delta d_2| \approx 27 (\Delta d_4);$$

3) полагая $\alpha_4 > 2,75$, можно получить небольшое значение S_{II} ; однако в этих случаях хроматическая aberrация положения фронтального мениска будет положительной и компенсировать ее отрицательной системой становится практически невозможным.

Для наилучших конструктивно возможных вариантов были вычислены на каждой поверхности коэффициенты Зейделя S_I , S_{II} , S_{III} , S_I^{xp} и $\delta s'_{cf III}$, $\delta s'_{cf V}$, η_{III} и η_V фронтально-зеркальной части объектива в зависимости от α_4 и d_4 . Из табл. V.12, в которой приведены значения четырех последних коэффициентов, следует,

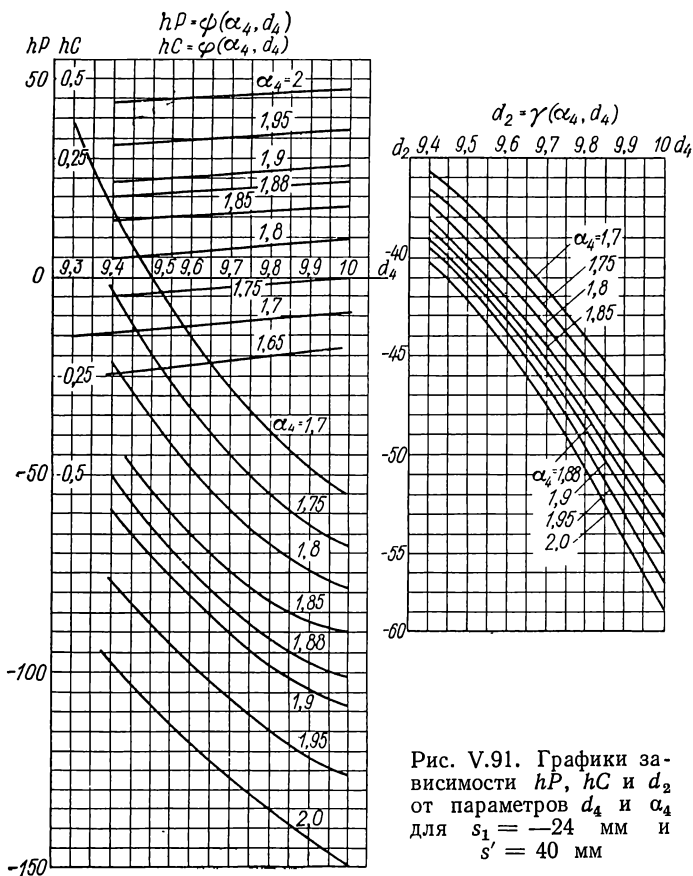


Рис. V.91. Графики зависимости hP , hC и d_2 от параметров d_4 и α_4 для $s_1 = -24$ мм и $s' = 40$ мм

что сферическая aberrация $\delta s'_{cf III}$, $\delta s'_{cf V}$, а также отступление от условия изопланатизма η_{III} и η_V имеют отрицательные значения и по абсолютной величине уменьшаются с увеличением толщины мениска d_4 ; при этом отрицательные высшие порядки сферической aberrации весьма благоприятствуют условию компенсации их отрицательной дополнительной системой, расположенной за зеркальным мениском.

Варианты фронтально-зеркальной части с наименьшими значениями S_I , S_{II} , S_{III} , $\delta s'_{cf V}$ и η_V проверялись с помощью ЭВМ. Вычислялись сферическая aberrация для точки на оси, хрома-

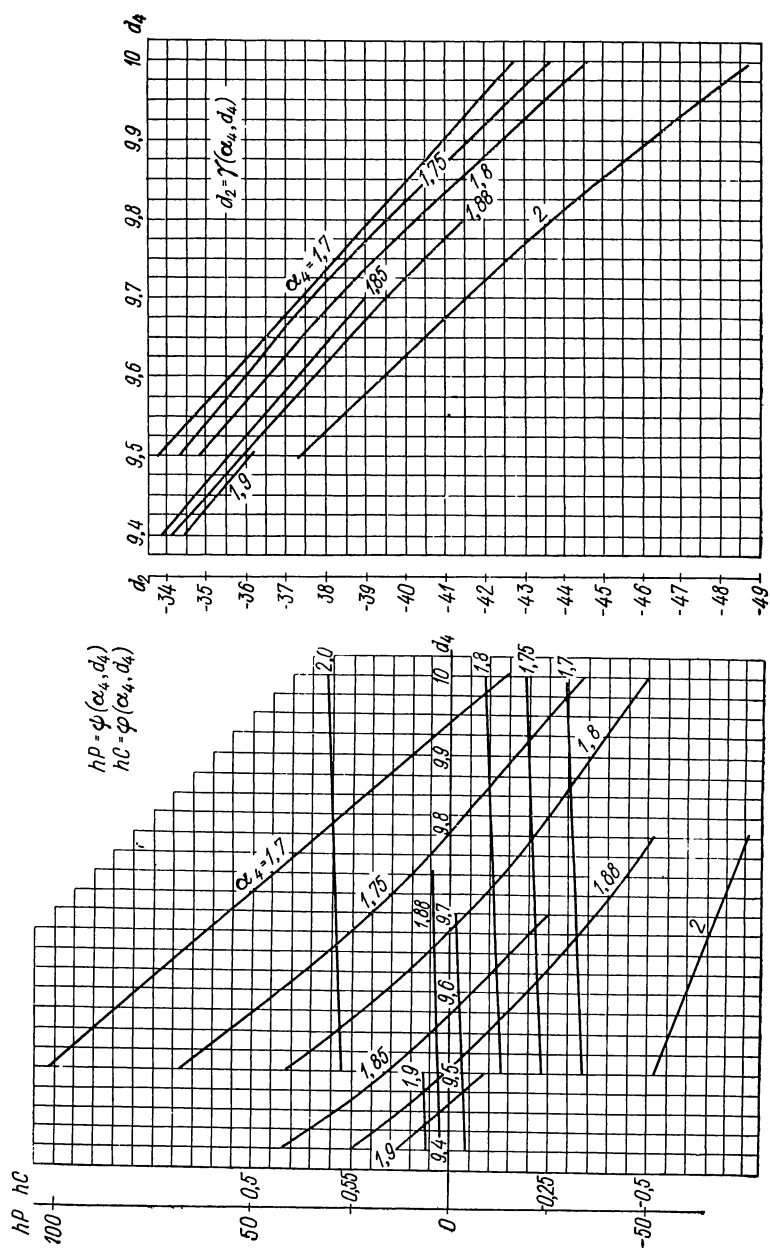


Рис. V.92. Графики зависимости hP , hC и d_2 от параметров d_4 и α_4 для $s_1 = -25$ мм и $s' = 40$ мм

тизм положения и увеличения, кома и астигматизм. По данным расчета определялась величина aberrаций высших порядков.

Исходя из рис. V.93 для окончательного варианта объектива с $f' = 11$ мм, $A = 0,4$ и $s_1 = -40$ были приняты следующие значения параметров: $\alpha_4 = 2,7$; $d_2 = -40,7$; $d_4 = 11,2$; $s_1 = -35$; $s' = 40$. По ним были вычислены конструктивные элементы и aberrации фронтально-зеркальной части с защитным кварцевым стеклом толщиной 2 мм (табл. V.13 и V.14). Особенностью конструкции данного объектива является то, что сферическая aberrация и кома высших порядков в большой степени зависят от величины радиуса (r_0) преломляющей поверхности лунки мениска. Анализ показал, что для уменьшения aberrаций высших порядков желательно иметь радиус кривизны лунки как можно большей величины, а для получения требуемого отрезка s' — наоборот.

Дополнительная система III и IV (см. рис. V.88) рассчитывалась в обратном ходе лучей при условии нормировки обоих параксиальных лучей: $\alpha_1 = 0$; $\alpha' = 1$; $\beta_1 = 1$; $t_{3p} = y_1$.

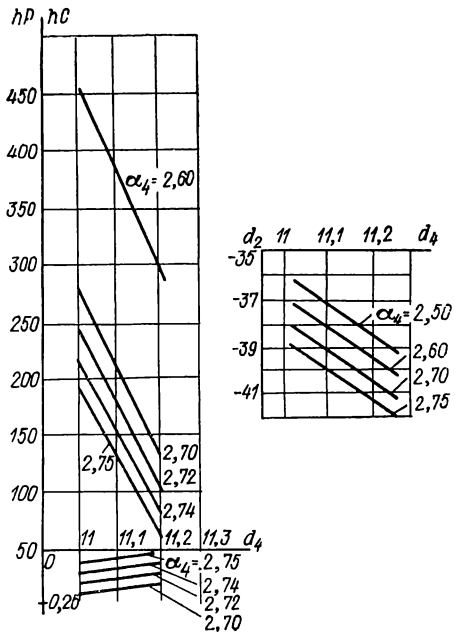


Рис. V.93. Графики зависимости hP , hC и d_2 от параметров d_4 и α_4 для $s_1 = -35$ мм и $s' = 40$ мм

Таблица V.12

Зависимость aberrаций $\delta s'_{сф III}$, $\delta s'_{сф V}$, η_{III} , η_V от α_4 и d_4

Коэффици- циент	$\alpha_4 = 2,6$	$\alpha_4 = 2,7$	$\alpha_4 = 2,72$	$\alpha_4 = 2,74$	$\alpha_4 = 2,75$
$d_4 = 11,0$					
$\delta s'_{сф III}$	—0,5190	—0,310	—0,2730	—0,2370	—0,2200
η_{III}	—0,0430	—0,030	—0,0278	—0,0255	—0,0244
$\delta s'_{сф V}$	—0,3642	—0,3371	—0,3327	—0,3284	—0,3263
η_V	—0,0261	—0,0247	—0,0241	—0,02387	—0,02375

Коэффициент	$\alpha_4 = 2,6$	$\alpha_4 = 2,7$	$\alpha_4 = 2,72$	$\alpha_4 = 2,74$	$\alpha_4 = 2,75$
$d_4 = 11,1$					
$\delta s'_{\text{сф III}}$	-0,4168	-0,2248	-0,1906	-0,1576	-0,1416
η_{III}	-0,0373	-0,0252	-0,0229	-0,02126	-0,0201
$\delta s'_{\text{сф V}}$	-0,3202	-0,2960	-0,2919	-0,2907	-0,2899
η_{V}	-0,0236	-0,0220	-0,02188	-0,02178	-0,02173
$d_4 = 11,2$					
$\delta s'_{\text{сф III}}$	-0,3225	-0,1464	-0,1156	-0,0847	-0,0701
η_{III}	-0,0320	-0,0207	-0,0187	-0,0167	-0,0158
$\delta s'_{\text{сф V}}$	-0,2856	-0,2616	-0,2557	-0,2550	-0,2530
η_{V}	-0,02168	-0,0200	-0,0196	-0,0196	-0,01950

Таблица V.13

Конструктивные элементы фронтально-зеркальной части объектива

Компонент	r	d	Марка стекла
Защитное стекло	$r_1 = \infty$ $r_2 = \infty$	$d_1 = 2$	Кварц
		$d_2 = 37,6$	
Мениск	$r_3 = -23,66$ $r_4 = -29,31$	$d_3 = 11,2$	ЛК7
		$d_4 = 40,75$	
Вогнутое зеркало	$r_5 = -73,11$	—	—
		$d_5 = -40,75$	
Мениск	$r_6 = -29,31$ $r_7 = -23,66$ $r_8 = 27,48$	$d_6 = -11,2$ $d_7 = 10,8$	ЛК7

Сводка аберраций в прямом ходе лучей

$\sin u_1$	D				$s'_F - s'_C$
	$10^2 u'$	s'	$\delta s'$	$\Delta\beta$	
0,0	—	23,163	—	—	—0,090
$0,4 \times 0,3$	4,35	23,108	—0,055	0,0004	—0,092
$0,4 \sqrt{1/2}$	10,26	22,904	—0,259	—0,0113	—0,094
0,4	14,47	22,818	—0,345	—0,0157	—0,096

Задаваясь переходным воздушным промежутком e между поверхностью с радиусом r_0 и компонентом III в прямом ходе лучей, легко определить эквивалентное значение s_F компонентов III и IV по формуле $s_F = s' - e$, где s' — расстояние параксиального изображения осевой точки объекта от последней поверхности мениска I . Дополнительная двухкомпонентная система III и IV имеет четыре свободных коррекционных параметра: $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ и соотношение показателей преломления стекол. Опираясь этими параметрами, удалось получить требуемые значения S_I, S_{II}, S_{III} и S_I^{xp} , с помощью которых исправлялись соответствующие аберрации системы в целом.

Заметим, что положение зрачка для вычисления S_{II} и S_{III} дополнительной системы определялось из условия, что центр входного зрачка объектива расположен в вершине малого зеркала, которую преломляющая поверхность (с радиусом r_0) изображает в прямом ходе лучей на расстоянии

$$t'_{zp} = \frac{d_m r_0}{n r_0 - (n - 1) d_m},$$

где d_m и n — толщина по оси и показатель преломления зеркальной поверхности мениска соответственно.

Принимая в первом приближении дополнительную систему бесконечно тонкой, вычислим расстояние от нее до входного зрачка в обратном ходе по формуле

$$t_{zp} = \frac{(s' - e) \left[e \left(\frac{n}{d_m} - \frac{n-1}{r_0} \right) - 1 \right]}{1 - s' \left(\frac{n}{d_m} - \frac{n-1}{r_0} \right)},$$

где $e = s' + \alpha_1 f'_{00}$; α_1 — параксиальный угол первого вспомогательного луча в пространстве объектов, вычисленный для фронтально-зеркальной части в прямом ходе лучей; f'_{00} — фокусное расстояние всего объектива.

На рис. V.94 даны габаритные размеры и графики остаточных aberrаций объектива ОР-11, применяемого в высокотемпературных микроскопах ВМС-1 и ВМД-1 [34]. Аналогичной конструк-

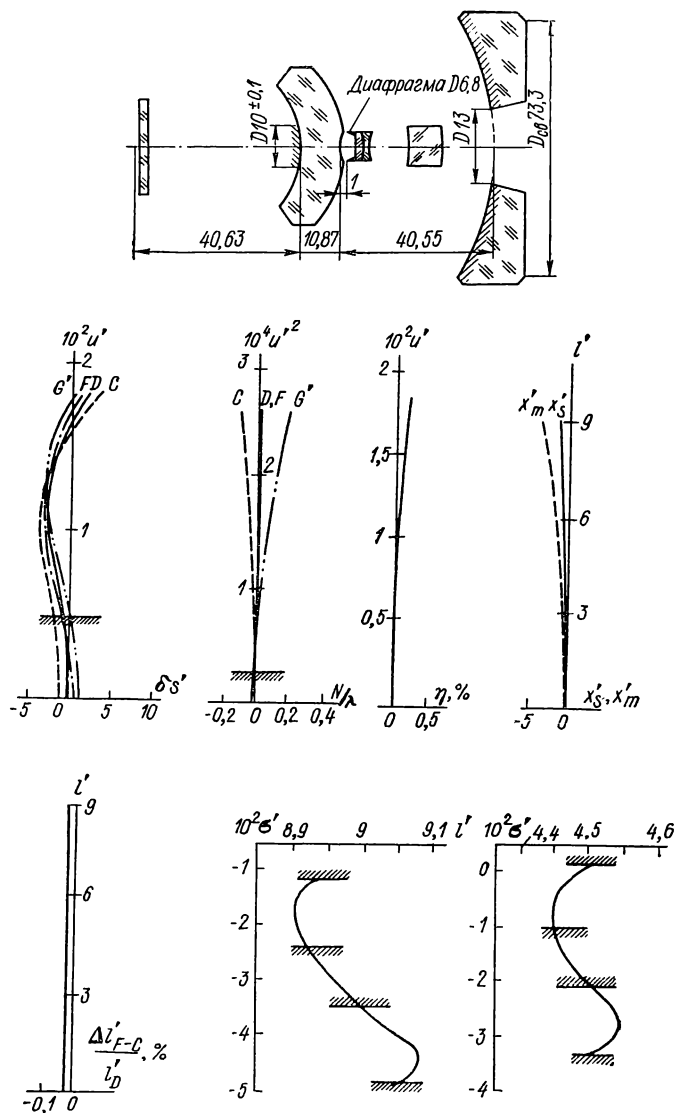


Рис. V.94. Объектив $f' = 10$ мм, $A = 0,4$

ции был разработан объектив ($f' = 16$ мм, $A = 0,22$, рабочее расстояние $s_1 = 60$ мм) для микротвердомера к высокотемпературному микроскопу МВТ-2 и др.

На рис. V.95 приведен объектив, рассчитанный для микро-спектрального локального анализа с помощью лазерного излучения ($\lambda = 1060$ нм).

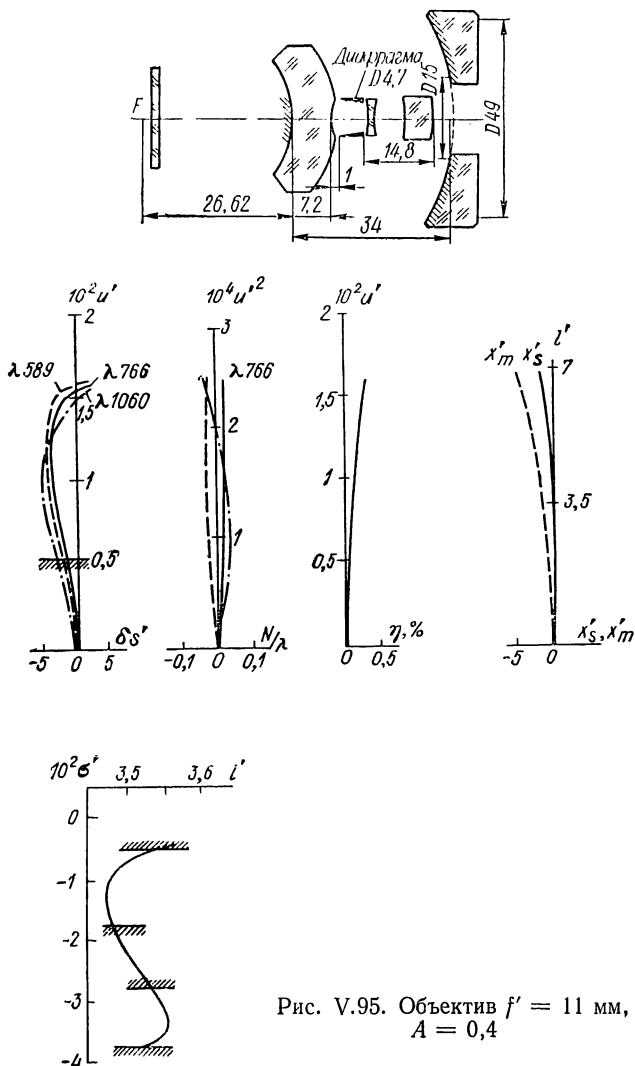


Рис. V.95. Объектив $f' = 11$ мм,
 $A = 0,4$

Объектив с внутренним расположением выпуклого зеркала (система фирмы «К. Цейсс», Иена). Оптическая схема объектива представлена на рис. V.96. Как и в предыдущей системе (рис. V.89), предположим, что в начальной стадии исследования фронтально-зеркальной части объектива в обратном ходе лучей объект расположен в первой среде ($n_1 = n$), из которой изготавливается сам

мениск. Поэтому для обеспечения заданной величины числовой апертуры и центрального экранирования зрачка необходимо выполнить условие, чтобы отраженный от поверхности r_1 (малого выпуклого зеркала) луч PB пересекался с лучом PC в точке M , расположенной на сфере $r_2 = r_4$. Обозначив через h_k высоты падения на отражающие и преломляющие поверхности первого вспомо-

могательного луча и через H_k — высоты падения лучей, характеризующих экранирование $\theta = H_k/h_k$, в соответствии с рис. V.96 можно получить следующие формулы:

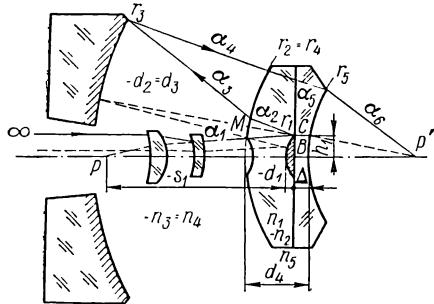


Рис. V.96. Принципиальная оптическая схема объектива $f' = 6,25$ мм, $A = 0,5$ (фирма «К. Цейсс», Йена)

$$h_1 = H_5 = H_4 + \bar{\alpha}_5 d_1 = \theta (h_1 + \alpha_5 d_1); \quad (V.138)$$

$$h_5 = s' \alpha_6; \quad (V.139)$$

$$h_4 = \alpha_5 d_4 + s' \alpha_6; \quad (V.140)$$

$$\alpha_5 = \frac{h_1 - \theta s' \alpha_6}{\theta (d_1 + d_4)}; \quad (V.141)$$

$$H_2 = (s_1 - d_1) \bar{\alpha}_1 = H_1 - \bar{\alpha}_2 d_1 = \theta (h_1 - \alpha_2 d_1); \quad (V.142)$$

$$\alpha_2 = \frac{\alpha_1}{\theta d_1} [d_1 - s_1 (1 - \theta)]; \quad (V.143)$$

$$h_2 = \frac{\alpha_1}{\theta} (s_1 - d_1).$$

Из условия $r_2 = r_4$ следует, что

$$\alpha_3 = \alpha_2 n + \frac{h_2}{h_4} (\alpha_4 - \alpha_5 n). \quad (V.144)$$

Подставляя в (V.144) значения α_2 , h_2 и h_4 из приведенных выше уравнений и учитывая, что $d_3 = -d_2$, получим:

$$\alpha_3 = \frac{nh_1 \left[\alpha_1 (d_1 + d_4 - s_1) - \frac{h_1 d_4 (1 - \theta)}{d_1} + \theta^2 \alpha_6 s' + \frac{\theta \alpha_4}{ns_1} (s_1 - d_1) (d_1 + d_4) \right]}{\theta (h_1 d_4 + \theta s' \alpha_6 d_1)}; \quad (V.144a)$$

$$\left. \begin{aligned} h_3 &= \frac{\alpha_1}{\theta} (s_1 - d_1) + \alpha_3 d_3; \\ h_4 &= \frac{\alpha_1}{\theta} (s_1 - d_1) + d_3 (\alpha_3 - \alpha_4); \end{aligned} \right\} \quad (V.145)$$

$$d_3 = \frac{d_1 (s' \alpha_6 \theta - h_1 + \alpha_1 d_1 + \alpha_1 d_4)}{\theta (d_1 + d_4) (\alpha_3 - \alpha_4)}. \quad (V.146)$$

Если положить $\alpha_6 = 1$ и $d_4 = \Delta - d_1$, то приведенные выше формулы упрощаются:

$$h_5 = s'; \quad (\text{V.139a})$$

$$h_4 = \alpha_5 (\Delta - d_1) + s'; \quad (\text{V.140a})$$

$$\alpha_5 = \frac{h_1 - \theta s'}{\Delta \theta}; \quad (\text{V.141a})$$

$$\alpha_3 = \frac{nh_1 \left[\Delta \alpha_1 - h_1 \left(\frac{\Delta}{d_1} - \frac{\Delta \theta}{d_1} + 0 \right) + \theta^2 s' + \frac{\Delta \theta \alpha_4 (s_1 - d_1)}{ns_1} \right]}{\theta [h_1 (\Delta - d_1) + \theta s' d_1]}; \quad (\text{V.144b})$$

$$d_3 = \frac{d_1 [s' \theta + \alpha_1 (\Delta - s_1)]}{\Delta \theta (\alpha_3 - \alpha_4)}. \quad (\text{V.146a})$$

В первом приближении можно положить $\alpha_5 = \alpha_6 = 1$; тогда

$$h_4 = \Delta - d_1 + s'; \quad (\text{V.140б})$$

$$h_1 = \theta (\Delta + s'), \text{ или } \alpha_1 = \frac{\theta (\Delta + s')}{s_1}; \quad (\text{V.141б})$$

$$\alpha_3 = \frac{\alpha_1}{\theta d_1 (h_1 - \theta d_1)} \{ ns_1 [d_1 (\alpha_1 - \theta^2) - (1 - \theta) h_1] + \\ + \theta d_1 \alpha_4 (s_1 - d_1) \}. \quad (\text{V.147})$$

Изменяя величины s_1 , s' , α_4 и d_1 (при постоянных значениях θ , n и Δ) и применяя последовательно формулы (V.138)—(V.146), можно вычислить конструктивные элементы фронтально-зеркальной части объектива.

Объективы с фронтальным мениском и дополнительным рассеивающим дублетом-компенсатором. На рис. V.97 представлены оптическая схема объектива с $f' = 6,1$ мм, $A = 0,65$ и $s_1 = -21,5$ мм (ОР-6) и графики аберраций. Объектив состоит из положительного мениска с закрепленным на нем выпуклым зеркалом, вогнутого зеркала и отрицательного компенсатора, выполненного из двух одиночных менисков (положительного и отрицательного). В первой стадии расчета рассчитывается зеркальная часть вместе с фронтальным компонентом. Условие, обеспечивающее заданный коэффициент θ , определяется формулой (V.46).

В этом объективе абсолютная величина сферической аберрации 3-го порядка выпуклого зеркала значительно меньше, чем у вогнутого. Чтобы скомпенсировать отрицательную сферическую аберрацию 3-го порядка и положительные аберрации высших порядков зеркальной системы, применяется линзовый мениск I , обладающий указанными аберрациями противоположного знака.

С помощью табл. V.9 и формул, определяющих суммы Зейделя S_I , S_{II} и S_{III} , а также $\delta s'_{\text{сф}V}$ и η_V , были найдены конструктивные элементы фронтально-зеркальной части объектива, остаточные аберрации которой компенсируются в допустимой степени

дополнительной отрицательной линзовой системой, состоящей из двух одиночных менисков, расположенных на конечном расстоянии друг от друга. Объектив ОР-6 используется в микроско-

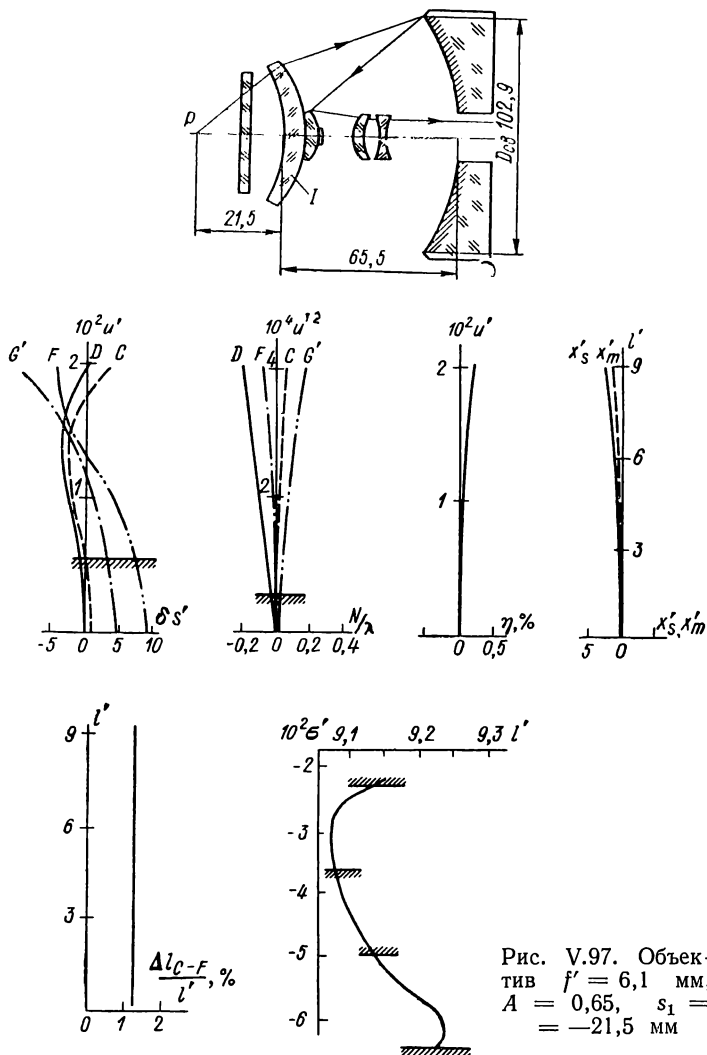


Рис. V.97. Объектив $f' = 6,1$ мм, $A = 0,65$, $s_1 = -21,5$ мм

пах ВМС-1 и ВМД-1 [34]. Аналогичную конструкцию имеет объектив с $A = 0,4$ (ОР-6А), применяемый в микроскопах ВМТ-71 (рис. IX.5).

Объективы классов А-3 и А-3сп для ультрафиолетовой и видимой областей спектра. Расчет объективов класса А-3 в области абберации 3-го порядка следует начинать, как и расчет объективов класса А-2, с зеркальной части. Применяя формулы (V.89)—

(V.94) или табл. V.9, по заданным θ , S_{IV} , d_3 и s'_2 определим V_3 , s_1 , α_2 и затем по формуле (V.125) или табл. V.9 — коэффициенты S_I , S_{II} и S_{III} . Отрезки s_1 и s'_2 следует устанавливать такой величины, чтобы они обеспечивали «стыковку» всех трех частей объектива (фронтальной, зеркальной и дополнительной) в пределах его заданной высоты.

На втором этапе расчета исследуется фронтальная часть объектива. Последняя рассчитывается таким образом, чтобы ее конструкция содержала минимальное число компонентов и компенсировала соответствующим образом aberrации зеркальной системы.

На третьем этапе производится исследование и расчет дополнительной отрицательной системы, с помощью которой выдерживается требуемое увеличение или фокусное расстояние всего объектива [50].

На рис. V.98 приведена подлежащая расчету принципиальная оптическая схема безымерсионного объектива $115 \times 0,7$. Объектив состоит из фронтального склеенного из двух линз (SiO_2 и CaF_2) компонента IV, толстой кварцевой пластинки III, двух зеркал I и II и дополнительного отрицательного компонента V

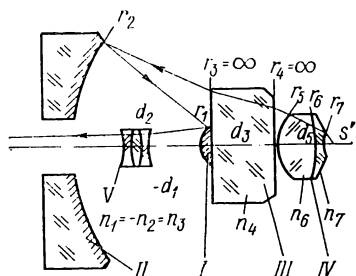


Рис. V.98. Принципиальная оптическая схема объектива $115 \times 0,7$ в обратном ходе лучей

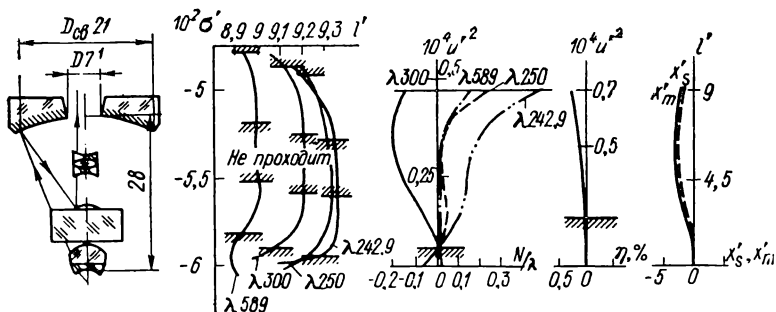


Рис. V.99. Объектив $115 \times 0,7$ для ультрафиолетовой и видимой областей спектра

из трех склеенных линз. Толщина пластинки устанавливается из расчета компенсации сферической aberrации и астигматизма 3-го порядка зеркальной системы, а также хроматизма положения фронтального компонента. В табл. V.15 приведены коэффициенты Зейделя по компонентам. Как видно из рис. V.99 и табл. V.15, кривизна изображения в объективе уменьшена почти в три раза. Аналогичной конструкции рассчитан объектив $64 \times 0,7$ класса А-Зсп. Объектив $115 \times 0,7$ (ОНЗ-115) применяется в микроскопах МУФ-5, МУФ-6, МЛИ-3 и др.

Коэффициенты Зейделя и хроматических aberrаций
компонентов объектива

Компонент	S_I	S_{II}	S_{III}	S_{IV}	S_I^{xp}	y_C
Отрицательный	-0,017	0,084	-0,350	-0,052	—	0,006
Зеркальная система	0,227	-1,143	5,728	0,259	—	—
Пластина	-0,219	0,994	-4,518	—	0,046	0,210
Фронтальный	0,068	-0,216	0,451	0,035	-0,051	-0,292
Покровное стекло	-0,062	0,297	-0,297	—	0,004	0,0189
Σ	-0,003	0,016	-0,102	0,242	-0,001	-0,058

Объектив класса А-Зсп для инфракрасной области спектра. На рис. V.100 представлена подлежащая расчету принципиальная оптическая схема объектива $20 \times 0,60$. Объектив содержит фронтальный мениск с жестко закрепленным на нем малым выпуклым зеркалом. За выпуклым зеркалом расположен линзовый дублет, первая часть которого положительная, вторая — отрицательная (в обратном ходе лучей). Зеркальная часть является концентрической, апланатической и анастигматической; ее увеличение $V_z = -5\times$ и центральное экранирование $\theta = 0,333$ [46]. Конструктивные параметры зеркальной системы при $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ можно определить из

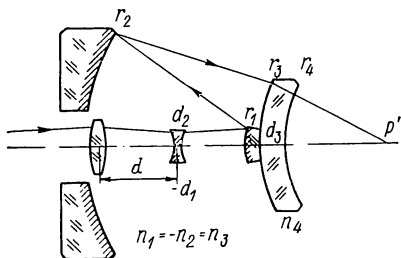


Рис. V.100. Принципиальная оптическая схема объектива $20 \times 0,60$ в обратном ходе лучей

уравнений (V.50)—(V.55). Полагая увеличение объектива в обратном ходе $\hat{V}_{об} = -0,05\times$, имеем $\hat{V}_{об} = V_z V_d = -0,2 \hat{V}_d = -0,05$, откуда $\hat{V}_d = 0,25\times$. Чтобы поместить между зеркалами данный дублет, примем для него: $\alpha_1 = -1$; $\alpha_3 = -4$; $h_2 = 70$; $d = 16$ и $s_1 = -150$; найдем в прямом ходе лучей:

$$\alpha_2 = \frac{h_1 - h_2}{d} = 5; f_1 = \frac{h_1}{\alpha_2 - \alpha_1} = 25; f_2 = \frac{h_2}{\alpha_3 - \alpha_2} = \frac{70}{9} = 7,78.$$

Коэффициенты Зейделя и хроматизма положения
фронтальной и зеркальной частей объектива
($x_1 = y_1$, $x_{3p} = 0$)

Компонент	α	β	S_I	S_{II}	S_{III}	$\frac{100hC}{(\lambda_2 - \lambda_4)}$
Покровное стекло	$\alpha_1 = 1;$ $\alpha_3 = 1$	$\beta_1 = 1;$ $\beta_3 = 1$	—0,064	—0,064	—0,064	0,064
Фронталь- ный мениск	$\alpha_5 = 0,969$	$\beta_5 = 0,967$	0,360	0,420	0,373	0,028
Вогнутое зеркало	$\alpha_6 = 1,356$	$\beta_6 = 1,934$	4,612	11,501	28,679	—
Выпуклое зеркало	$\alpha_7 = -0,194$	$\beta_7 = -1,934$	—4,602	—11,484	—28,656	—
		Σ	0,306	0,369	0,332	0,092

В табл. V.16 приведены коэффициенты Зейделя и хроматических aberrаций компонентов объектива.

Предполагая компоненты дублета бесконечно тонкими, представим S_I , S_2 и S_{III} в следующем виде:

$$S_I = h_1 P_1 + h_2 P_2 = 0; \quad (V.148)$$

$$S_{II} = h_2 P_2 \frac{d}{h_1 h_2} - W_1 - W_2 = 0; \quad (V.149)$$

$$S_{III} = h_2 P_2 \left(\frac{d}{h_1 h_2} \right)^2 - 2W_2 \frac{d}{h_1 h_2} + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{h_1} + \frac{\alpha_3 - \alpha_2}{h_2} = 0. \quad (V.150)$$

Решая уравнения (V.148)—(V.150), получаем P_1 , W_1 , P_2 и W_2 (одна из этих величин фиксированная), а затем, зная внешние углы α , находим P_1^* , W_1^* , P_2^* и W_2^* [65]. Поскольку выбор материала для инфракрасной области ($\lambda = 1 \div 6$ мкм) весьма ограничен, принимают тройные склеенные линзы, которые дают возможность получить заданные P^* , W^* и C^* .

В результате нескольких проб были приняты тройные склеенные линзы из материалов MgO, KBr, MgO [45]. Оптическая схема объектива приведена на рис. V.101. Можно было бы ограничиться

Зависимость между параксиальными углами первого вспомогательного луча зеркальной системы и некоторыми внешними параметрами объектива. В данных конструкциях объективов необходимо соблюдать условие $\delta \geq 0$ (рис. V.58), т. е. отрицательный компонент не должен выступать за большое зеркало, так как в противном случае возрастет θ .

В соответствии с рис. V.58 и формулой (V.108) получим:

$$\bar{s}_k = \frac{h_2}{\alpha_5} - \theta d_4 - \frac{\alpha_4}{\alpha_5} - \delta; \quad (V.151)$$

$$L = -s_1 + d_{\text{фр}} + d_2 + \delta + \bar{s}_k. \quad (V.152)$$

Увеличение отрицательного компонента при $\alpha_1 = 1$ и $\alpha'_k = 1/V = \gamma$ будет равно

$$V_{\text{отр}} = \frac{\bar{s}_k}{s_k} = \frac{\alpha_5}{\alpha'_k} = \frac{\alpha_5}{\gamma} = \alpha_5 V. \quad (V.153)$$

Подставив в (V.151) значение \bar{s}_k из (V.153) и \bar{s}_k из (V.152), получим

$$h_2 = \theta \alpha_4 d_4 + \alpha_5 \delta + (L + s_1 - d_{\text{фр}} - d_2 - \delta) \gamma. \quad (V.154)$$

Из совместного решения уравнений (V.107)—(V.109) и (V.154) при $a = 0$ следует:

$$\alpha_4 = \frac{-\alpha_3 [\delta (1 - \theta) - \theta d_4] + \gamma (1 - \theta) (\bar{L} - d_4 - \delta)}{\theta^2 d_4 - \delta (1 - \theta^2)}; \quad (V.155)$$

$$\alpha_5 = \frac{\alpha_3 \theta d_4 + \gamma (1 - \theta^2) (\bar{L} - d_4 - \delta)}{\theta^2 d_4 - \delta (1 - \theta^2)}; \quad (V.156)$$

$$h_2 = \frac{\theta^2 \alpha_3 d_4 (\delta + d_4) + \gamma (1 - \theta) (\bar{L} - d_4 - \delta) [\theta d_4 + \delta (1 + \theta)]}{\theta^2 d_4 - \delta (1 - \theta^2)} + \frac{\bar{L} - d_4 - \delta}{V}, \quad (V.157)$$

где $\bar{L} = L + s_1 - d_{\text{фр}}$.

Задавая d_4 , θ , δ , V , \bar{L} и α_3 (увеличение фронтального мениска), по формулам (V.155)—(V.157) легко вычислить α_4 , α_5 и h_2 , а следовательно, и определить конструктивные элементы зеркальной системы. Если положить $\delta = 0$, то

$$\alpha_4 = \frac{\alpha_3}{\theta} + \frac{1 - \theta}{\theta^2 V} \left(\frac{\bar{L}}{d_4} - 1 \right); \quad (V.155a)$$

$$\alpha_5 = \frac{\alpha_3}{\theta} + \frac{1 - \theta^2}{\theta^2 V} \left(\frac{\bar{L}}{d_4} - 1 \right); \quad (V.156a)$$

$$h_2 = \alpha_3 d_4 + \frac{\bar{L} - d_4}{\theta V}. \quad (V.157a)$$

Фокусное расстояние отрицательного бесконечно тонкого компонента определится из формулы (V.154) и следующих условий:

$$\left. \begin{aligned} s'_k &= -f'_{\text{отр}} (V_{\text{отр}} - 1) = -f'_{\text{отр}} (\alpha_5 V - 1); \\ f'_{\text{отр}} &= \frac{\bar{L} - d_4 - \delta}{1 - \alpha_5 V}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.158})$$

Принимая во внимание (V.151)—(V.153) и рис. V.58, получаем

$$\delta = \frac{\bar{L} - d_4 \left[1 + V_{\text{отр}} \left(\frac{\alpha_4}{\alpha_5} - 1 - V_3 \right) \right] - V_{\text{отр}} \left(\frac{h_2}{\alpha_5} + aV_3 \right) + a}{1 - V_{\text{отр}}}. \quad (\text{V.159})$$

Из (V.159) следует, что минимальное расстояние между вершинами зеркал соответствует условию $\delta = 0$. Отрицательные компоненты объективов $40 \times 0,65$, $60 \times 0,85$ и более сильных дают увеличение свыше $10\times$, поэтому величиной ε_f по сравнению с $x'_{\text{отр}}$ (см. рис. V.58) можно пренебречь. Приняв $x'_{f'} = f'_{\text{отр}}$ и $x' = x'_{\text{отр}}$, найдем, что увеличение в зрачках всей системы будет равно

$$V_{\text{зр}} = V_{\text{фр}} V_3. \quad (\text{V.160})$$

Предполагая, что выходной зрачок объектива совпадает с отрицательной бесконечно тонкой системой, подставим в инвариант $J = n_1 \alpha_1 \beta_1 (x_1 - s_1) = n'_k \alpha'_k \beta'_k (x'_k - s'_k)$ при условии нормировки $\alpha_1 = 1$; $h_1 = s_1$; $\beta_1 = 1$; $x_1 = y_1$ значение \bar{s}'_k из (V.152) и V_3 из (V.160) и найдем следующую приближенную формулу для определения положения входного зрачка:

$$x_1 \approx s_1 - \frac{\bar{L} - d_4 - \delta}{V} \alpha_5, \quad (\text{V.161})$$

или

$$J = x_1 - s_1 = - \frac{\bar{L} - d_4 - \delta}{V} \alpha_5. \quad (\text{V.162})$$

Для фронтального мениска получим:

$$\alpha_2 n_{\text{фр}} = 1 + \frac{s_1 (n_{\text{фр}} - 1)}{r_1} = B; \quad (\text{V.163})$$

$$h_2 = s_1 - \frac{d_{\text{фр}} B}{n_{\text{фр}}}; \quad (\text{V.164})$$

$$\alpha_3 = B + h_2 \left(n_{\text{фр}} S_{\text{IV фр}} - \frac{B - 1}{s_1} \right); \quad (\text{V.165})$$

$$d_{\text{фр}} = \frac{n_{\text{фр}} h_2}{B} \frac{\alpha_3 - 1 - n_{\text{фр}} h_2 S_{\text{IV фр}}}{n_{\text{фр}} S_{\text{IV фр}} + B - \alpha_3} = \frac{n_{\text{фр}} (s_1 - h_2)}{B}; \quad (\text{V.166})$$

$$S_{\text{IV фр}} = \frac{n_{\text{фр}} - 1}{n_{\text{фр}}} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (\text{V.167})$$

Выражение коэффициентов аберраций 3-го порядка объектива через коэффициенты аберраций его основных компонентов. Подставим коэффициенты аберраций 3-го порядка основных частей объектива в прямом ходе лучей при следующих условиях нормировки: для зеркальной системы $\alpha_{13} = \alpha_{\text{зфр}}$; $h_{13} = \alpha_{\text{зфр}} s_{13}$; $\beta_{13} = 1$; $x_{13} = y_{13}$ и для отрицательного бесконечно тонкого компонента $\alpha_1 = \alpha_{\text{зз}}$, т. е. первый угол первого вспомогательного луча отрицательного компонента равен последнему углу этого же луча, вышедшего из зеркальной системы, причем первый угол второго вспомогательного луча отрицательного компонента равен угловому увеличению в зрчках зеркальной системы $\beta_1 = \gamma_{\text{зз}}$ (в прямом ходе лучей).

Таким образом, при нормировке для всего объектива $\alpha_1 = 1$; $h_1 = s_1$; $\beta_1 = 1$; $x_1 = y_1$ коэффициенты аберраций последнего можно выразить через соответствующие коэффициенты аберраций основных компонентов с учетом покровного стекла следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_{\text{I об}} &= S_{\text{I пок}} + S_{\text{I фр}} + S_{\text{I з}} + S_{\text{I отр}}; \\ S_{\text{II об}} &= S_{\text{II пок}} + S_{\text{II фр}} + \gamma_{\text{х фр}} (S_{\text{II з}} + S_{\text{II отр}}); \\ S_{\text{III об}} &= S_{\text{III пок}} + S_{\text{III фр}} + \gamma_{\text{х фр}}^2 (S_{\text{III з}} + S_{\text{III отр}}); \\ S_{\text{IV об}} &= S_{\text{IV фр}} + S_{\text{IV з}} + S_{\text{IV отр}}; \\ S_{\text{I об}}^{\text{xp}} &= S_{\text{I пок}}^{\text{xp}} + S_{\text{I фр}}^{\text{xp}} + S_{\text{I з}}^{\text{xp}} + S_{\text{I отр}}^{\text{xp}}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.168})$$

где $\gamma_{\text{х фр}}$ — угловое увеличение в зрчках фронтальной системы.

В тех случаях, когда фронтальная часть объектива представляет собой сложную систему, состоящую из нескольких линз (например, в объективе $60 \times 0,85$), целесообразнее производить ее разработку в обратном ходе. Однако в этом случае может оказаться, что при заданных значениях δ , d_3 , L , α_3 , θ , $V_{\text{об}}$ полученная величина h_2 окажется недостаточной для того, чтобы сконструировать фронтальную часть объектива, обеспечивающую его минимальное рабочее расстояние. Тогда за h_2 можно принять то значение, которое получается из самостоятельного расчета фронтальной части объектива, а затем по формулам (V.155)—(V.157) вместо h_2 определить δ_{min} или d_4 .

Предполагая коэффициенты aberrаций всей системы заданными, исправление соответствующих им aberrаций производим следующим способом. Коррекция хроматизма положения, сферической aberrации и комы объектива выполняется основными параметрами P , W и C [64] бесконечно тонкого отрицательного компонента после того, как по заданным значениям α_3 , d_3 , V , L , θ и δ будут вычислены по формулам (V.168) коэффициенты S_I , S_{II} и S_I^p покровного стекла, фронтальной и зеркальной систем. Исправление астигматизма и кривизны поверхности изображения всего объектива производится параметрами фронтального компонента после вычисления S_{III} , S_{IV} зеркальной системы, отрицательного компонента и $S_{III \text{ пок}}$ покровного стекла.

Коэффициент сферической aberrации 3-го порядка зеркальной системы представим следующим образом:

$$S_{I3} = \frac{1}{4} \{ - (h_2 - \alpha_3 d_4) (\alpha_4 - \alpha_3)^2 (\alpha_3 + \alpha_4) + \\ + [h_2 + d_4 (\alpha_4 - \alpha_3)] (\alpha_5 - \alpha_4)^2 (\alpha_5 + \alpha_4) \}.$$

Положение выходного зрачка, совпадающего с отрицательным бесконечно тонким компонентом, относительно большого зеркала определим по формуле:

$$x_{13} = \frac{d_4 - (\delta + d_4) (\varphi_M d_4 - 1)}{1 - d_4 \varphi_6 + (\delta + d_4) [(\varphi_M d_4 - 1) \varphi_6 - \varphi_M]}, \quad (\text{V.170})$$

где

$$\varphi_M = \frac{[2\theta d_4 - \delta (1 - \theta)] \alpha_3 V + (1 + \theta) (2 + \theta) (\bar{L} - d_4 - \delta)}{(\bar{L} - d_4 - \delta) [d_4 - \delta (1 - \theta^2) (1 - \gamma)] - \alpha_3 d_4 V [\delta (1 - \theta) - \theta d_4]}; \quad (\text{V.171})$$

$$\varphi_6 = \frac{(1 - \theta) (\bar{L} - d_4 - \delta) - \alpha_3 V [\delta (1 - \theta) (2 + \theta) - \theta d_4 (1 + \theta)]}{(\bar{L} - d_4 - \delta) [\theta d_4 - \delta (1 - \theta^2) (1 - \gamma)] + \alpha_3 d_4 \delta V}. \quad (\text{V.172})$$

Приняв для второго вспомогательного луча $\beta_{13} = 1$ и $x_{13} = x_3 = y_{13}$, выразим некоторый коэффициент \bar{J}_3 зеркальной системы через инвариант J объектива при условии нормировки $\alpha_1 = 1$, $\beta_1 = 1$ следующим образом:

$$J = [x_{13} - (s'_2 - d_4)] \alpha_3 \beta_3 = \bar{J}_3 \gamma_{x \text{ фр}}, \quad (\text{V.173})$$

где $s'_2 = \frac{h_2}{\alpha_3}$; $\beta_3 = \beta_1 \gamma_{x \text{ фр}}$, откуда, согласно (V.162), получим

$$J_3 = - \frac{(\bar{L} - d_4 - \delta) \alpha_5}{V \gamma_{x \text{ фр}}}. \quad (\text{V.174})$$

Приведем коэффициенты аберраций S_{II} , S_{III} , S_{IV} зеркальной системы и бесконечно тонкого отрицательного компонента к виду:

$$\left. \begin{aligned} S_{II\ 3} &= x_{13} \left[P_{6.3} + P_{м.3} \left(1 + \frac{\alpha_4 + \alpha_3}{h_2 - \alpha_3 d_4} d_4 \right) \right] - \\ &\quad - \bar{J} \frac{\alpha_5^2 - \alpha_3^2}{2} - P_{м.3} d_4; \\ S_{III\ 3} &= \sum \frac{y^2}{h} P_3 - 2\bar{J} \sum \frac{y}{h} W_3 + \bar{J}^2 \sum \frac{1}{h} \Delta \frac{\alpha}{n}; \\ S_{IV\ 3} &= \frac{\alpha_4 + \alpha_3}{h_2 - \alpha_3 d_4} - \frac{\alpha_5 + \alpha_4}{h_2 + d_4 (\alpha_4 - \alpha_3)}; \\ S_{I\ отр} &= \frac{\bar{L} - d_4 - \delta}{V} P_{отр}; \\ S_{II\ отр} &= -\bar{J} \sum W_{отр}; \\ S_{III\ отр} &= \frac{1 - \alpha_5 V}{\bar{L} - d_4 - \delta} \left(x_{13} \alpha_3 - \frac{\bar{L} - d_4 - \delta}{\theta V} \right)^2; \\ S_{IV\ отр} &= -\frac{\alpha_5 V - 1}{(\bar{L} - d_4 - \delta) n_{отр}}, \end{aligned} \right\} \quad (V.175)$$

где

$$P_{6.3} = -\frac{(\alpha_4 - \alpha_3)^2}{4} (\alpha_3 + \alpha_4); \quad W_{6.3} = \frac{\alpha_4^2 - \alpha_3^2}{2};$$

$$P_{м.3} = \frac{(\alpha_5 - \alpha_4)^2}{4} (\alpha_5 + \alpha_4); \quad W_{м.3} = \frac{\alpha_5^2 - \alpha_4^2}{2};$$

$n_{отр}$ — показатель преломления бесконечно тонкого отрицательного компонента.

Величина $S_{IV\ фр}$ фронтального мениска определяется при условии нормировки $\alpha_1 = 1$; $h_1 = s_1$; $\beta_1 = 1$; $x_1 = y_1$ из (V.168) по заданной величине S_{IV} всего объектива и вычисленной по формуле (V.175) четвертой сумме зеркальной системы и отрицательного компонента, т. е.

$$\begin{aligned} S_{IV\ фр} &= -S_{IV\ об} - \frac{\alpha_4 + \alpha_3}{h_2 - \alpha_3 d_4} + \frac{\alpha_5 + \alpha_4}{h_2 + d_4 (\alpha_4 - \alpha_3)} + \\ &\quad + \frac{\alpha_5 V - 1}{(\bar{L} - d_4 - \delta) n_{отр}}. \end{aligned} \quad (V.176)$$

Величину $S_{III\ фр}$ фронтального компонента находим из (V.168) с помощью (V.175):

$$S_{III\ фр} = S_{III\ об} - S_{III\ пок} - \gamma_x^2 (S_{III\ 3} + S_{III\ отр}). \quad (V.177)$$

Приняв во внимание (V.163)—(V.167), для фронтального компонента получим:

$$\begin{aligned}
 S_{I \text{ фр}} &= \frac{h_2}{(n-1)^2 n^2} \left[\frac{(B-1)(B-n^2)(B-n)^2}{K} + \right. \\
 &\quad \left. + (\alpha_3 n^2 - B)(\alpha_3 n - B)^2 \right]; \\
 S_{II \text{ фр}} &= \frac{h_2}{(n-1)^2 n^2} \left\{ \frac{(B-1)(B-n^2)(B-n)^2}{K} \times \right. \\
 &\quad \times \left(1 - \frac{(\bar{L} - d_4 - \delta) \alpha_5}{V} \frac{K}{(B-n) h_2} \right) + \\
 &\quad + (\alpha_3 n - B)^2 (\alpha_3 n^2 - B) \left[1 - \frac{(\bar{L} - d_4 - \delta) \alpha_5}{V (B-1)} \times \right. \\
 &\quad \times \left. \left(K + \frac{B-K-1}{B h_2} - \frac{(n-1)(B-1)}{h_2 (\alpha_3 n - B)} \right) \right] \Big\}; \\
 S_{III \text{ фр}} &= \frac{h_2}{(n-1)^2 n^2} \times \\
 &\times \left\{ \frac{(B-1)(B-n^2)}{K} \left[B - n - \frac{\alpha_5 K (\bar{L} - d_4 - \delta)}{V h_2} \right]^2 + \right. \\
 &\quad + (\alpha_3 n - B)^2 (\alpha_3 n^2 - B) \left[1 - \frac{\alpha_5 (\bar{L} - d_4 - \delta)}{V (B-1)} \times \right. \\
 &\quad \times \left. \left(K + \frac{B-1-K}{B h_2} \right) - \frac{(n-1)(B-1)}{(\alpha_3 n - B) h_2} \right]^2 \Big\},
 \end{aligned} \tag{V.178}$$

где $K = n h_2 S_{IV \text{ фр}} + B - \alpha_3$; $n = n_{\text{фр}}$.

В уравнениях (V.178) все параметры, кроме B , должны быть известны.

Величины $S_{III \text{ фр}}$ и $S_{IV \text{ фр}}$ фронтального мениска вычисляются по формулам (V.176) и (V.177). Уравнение приводится к виду $f(B) = 0$ и проще всего решается приближенным методом последовательной подстановки значений B или методом итерации. Исходным значением корня уравнения может служить условие $1 < B < n$.

Анализ некоторых конструкций объективов типа В. Объектив $60 \times 0,85$. Применим к данному объективу приведенную выше методику расчета. Зададим значения: $\theta = 0,30$; $d_3 = 20$ мм; $\alpha_3 = 0,445$ ($V_{\text{фр}} = 2,25\times$); $\delta = 3,0$ мм. Из (V.155)—(V.157) найдем, что $\alpha_4 = 0,1025$; $\alpha_5 = -0,312$; $h_2 = -2,924$ мм. Следовательно, увеличение зеркальной системы будет равно $V_3 = -1,425\times$. По формулам (V.170)—(V.175) вычисляем коэффициент аббераций 3-го порядка зеркальной системы и $S_{III \text{ отр}}$, $S_{IV \text{ отр}}$ отрицательного компонента. Затем, пользуясь формулами (V.176) и (V.177) при заданных значениях $S_{III \text{ об}}$ и $S_{IV \text{ об}}$ объектива, находим $S_{III \text{ фр}}$ и $S_{IV \text{ фр}}$, удовлетворяющие уравнению (V.168). Так как положения изображений предмета и вход-

могут быть скомпенсированы в допустимой мере последующими компонентами объектива. Чтобы избежать последнего недостатка, в компоненте 2 была применена склеенная поверхность с положительной сферической аберрацией высших порядков, которая определялась по формуле [64]

$$\delta s'_{\text{сф. в. п.}} = \frac{3}{4} \sin u' \sum r_k \frac{(\alpha_{k+1} - \alpha_k)^6}{(\mu_{k+1} - \mu_k)^5}.$$

Из этой формулы следует, что если требуется получить $\delta s'_{\text{сф. в. п.}}$ со знаком плюс при $r_k < 0$, то необходимо выполнить условие $n_{k+1} > n_k$.

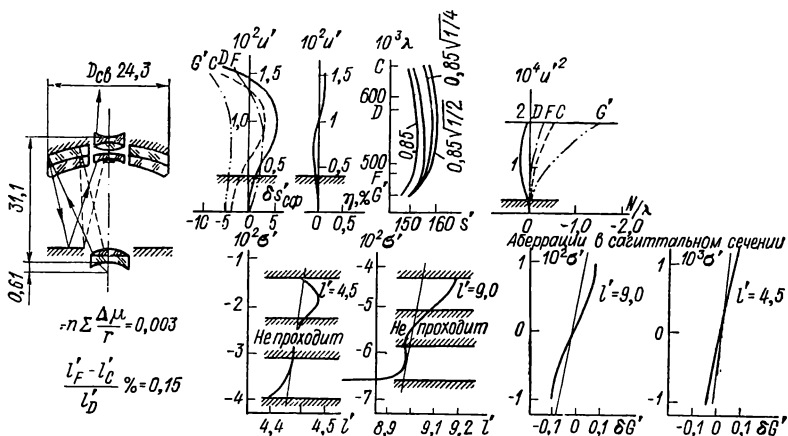


Рис. V.103. Объектив 60×0,85 (вариант 2)

Была рассчитана фронтальная часть II объектива (рис. V.102), практическое применение которой оказалось нерациональным, так как она давала увеличение меньше $2\times$ и незначительная суммарная толщина менисков по оптической оси исключала возможность применения малого зеркала нормальной толщины, обеспечивающей прочность конструкции фронтальной части и самого зеркала.

Фронтальная часть III объектива исключает упомянутые выше недостатки. Она состоит из двух менисков, близких по свойству к апланатическим менискам с увеличением $2,26\times$ (стекло марки ЛК2), и двухлинзового склеенного компонента с увеличением, равным единице. В этом компоненте выполнено условие $n_{k+1} > n_k$ и радиус склейки $r_6 < 0$. Применение плоского зеркала и зеркала Манжена, дающих максимальное увеличение $2,3\times$ [см. формулу (V.1116)], значительно упростило фронтальную часть объектива (рис. V.103).

Объектив $75 \times 1,0$ для ультрафиолетовой и видимой областей спектра. Оптическая схема объектива приведена на рис. V.104. Его фронтальный компонент состоит из простой линзы и линзы,

склеенной из двух кристаллов (SiO_2 и CaF_2). Зеркальная система выполнена из плоского и вогнутого зеркал с наружным алюминированием. Дополнительный компонент рассчитан из трех склеен-

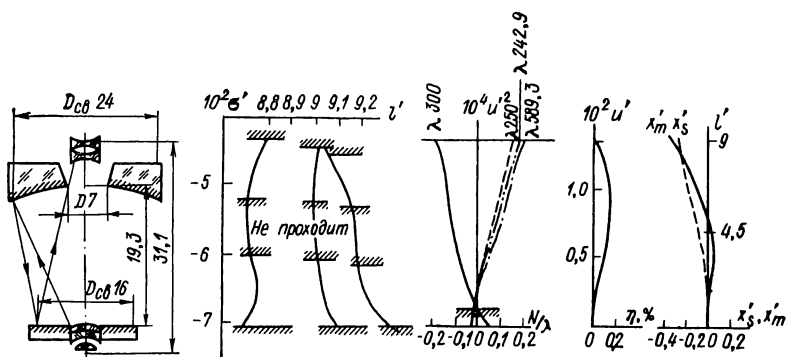


Рис. V.104. Объектив $75 \times 1,0$ (иммерсионный) для ультрафиолетовой и видимой областей спектра

ных линз. Иммерсионная среда состоит из 74 % глицерина и 26 % воды. Высота объектива равна 33 мм; коэффициент центрального экранирования зрачка $\theta = 0,3$. По коррекции aberrаций объектив относится к план-апохроматам; астигматизм практически отсутствует: коэффициент Петцваля $-\sum (\Delta n/r) = 0,162$. Объектив под шифром ОК-75 применяется в ультрафиолетовых микроскопах и микрофлюориметрах МЛИ-3 и других приборах.

Аналогичную конструкцию имеет объектив $75 \times 1,0$ (масляная иммерсия), рассчитанный из обычных марок стекол для области длин волн от 0,6 до 1,6 мкм. Волновые aberrации для точки на оси не превышают 0,1λ, кривизна изображения для $l' = 9$ мм составляет около 5 мм. Объектив под шифром ОР-75ИК входит в комплект инфракрасного микроскопа МИК-4.

Зеркально-линзовые объективы типа В имеют по сравнению с системами класса А-1 более простую конструкцию, при этом

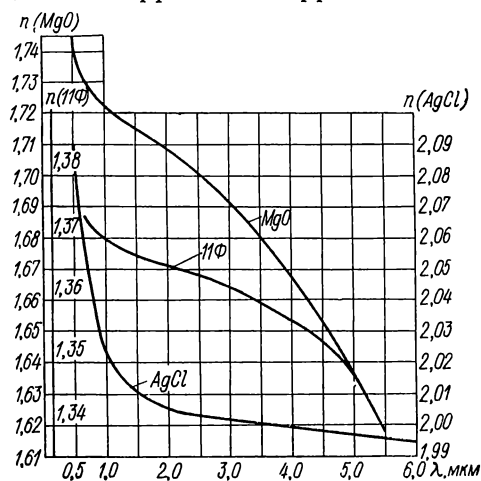


Рис. V.105. График зависимости показателя преломления AgCl , MgO и иммерсии 11Ф от длины волны для инфракрасной области спектра

сборка и юстировка их также проще и надежнее. По коррекции aberrаций эти системы можно отнести к планапохроматам.

Объектив $50 \times 1,0$ для инфракрасной области спектра. Расчет зеркально-линзовых объективов для инфракрасной области спектра от 2 до 6 мкм связан с определенными трудностями, так как число материалов, обладающих необходимыми оптическими и механическими свойствами, весьма ограничено.

Для решения поставленной задачи были применены кристаллы CaF_2 , SiO_2 , AgCl , MgO и специальная иммерсия 11Ф, прозрачная в инфракрасной области спектра. На рис. V.105 дан график зависимости показателя преломления AgCl , MgO и иммерсии 11Ф

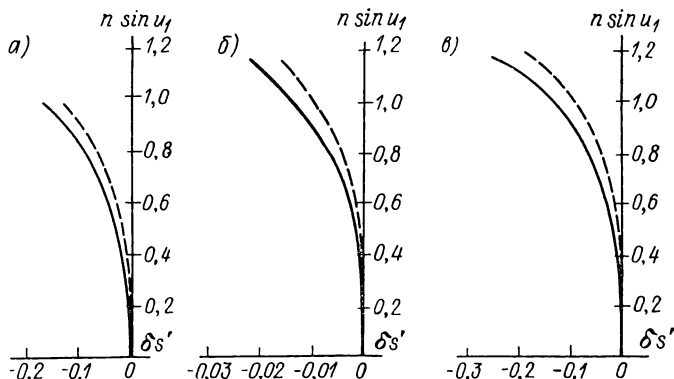


Рис. V.106. Сферическая aberrация иммерсии, расположенной между средами AgCl и CaF_2 (а), CaF_2 и CaF_2' (б), AgCl и AgCl (в). Сплошные кривые соответствуют толщине слоя иммерсии 0,3 мм, штриховые — 0,2 мм

от длины волны для инфракрасной области спектра. Эти среды были использованы при разработке двух вариантов объективов $50 \times 1,0$ с $f = 3,2$ мм для длины тубуса 160 мм (см. рис. V.107 и V.108), отличающихся областью ахроматизации и степенью коррекции.

Вследствие существенного отличия оптических постоянных иммерсии от таковых покровного стекла и фронтальной линзы при расчете были учтены aberrации, даваемые плоскопараллельным слоем иммерсии, заключенным в кристаллической среде покровного стекла и фронтальной линзы. Причем толщина слоя иммерсии была принята как параметр, существенно влияющий на высшие порядки сферической aberrации фронтальной части объектива.

На рис. V.106 приведены кривые продольной сферической aberrации, вычисленной для трех случаев применения иммерсии 11Ф, расположенной между различными оптическими средами. Соприкасающаяся с иммерсией поверхность фронтальной линзы плоская ($r_{1\text{фр}} = \infty$).

Уменьшение толщины слоя иммерсии приводит к уменьшению отрицательных высших порядков сферической аберрации. Однако по эксплуатационным свойствам толщина слоя иммерсии не должна быть меньше 0,2—0,3 мм.

Анализ расчета позволяет сделать следующие выводы.

1. Кома фронтального компонента зависит от его материала. Наиболее благоприятным в отношении коррекции фронтальной части объектива является материал с показателем преломления от 1,7 до 2,4 и по возможности с наименьшей дисперсией [45].

2. Применение AgCl во фронтальной линзе позволяет осуществить при отсутствии хроматизма увеличения апохроматическую коррекцию в интервале длин волн от 2 до 6 мкм (рис. V.107).

3. Использование среды с показателем преломления $n < 1,7$ приводит к уменьшению радиусов кривизны фронтальной линзы и соответственно к увеличению кривизны изображения и астигматизма (например, для объективов из AgCl $r_{\text{фр. л}} = -3,499$, а из MgO $r_{\text{фр. л}} = -2,992$). С этой точки зрения нежелательно использование флюорита для фронтальной линзы объектива. С другой стороны, увеличение показателя преломления ($n > 2,4$) приводит к таким значениям комы фронтальной части объектива, что скомпенсировать ее двухлинзовым компонентом не представляется возможным.

4. Сочетание AgCl и CaF_2 в отрицательном двухлинзовом компоненте позволяет выдержать в нем большую силовую нагрузку, поскольку этот компонент работает с увеличением $20\times$ и относительным отверстием, равным единице. Чтобы избежать коррозии фронтальной линзы из AgCl , рекомендуется ее оправу изготовить из серебра.

Сборка объектива производится в видимой области спектра с помощью компенсаторов, рассчитанных для $\lambda = 589,3$ нм. График волновой аберрации и η объектива с компенсатором приведен на рис. V.108. В обоих вариантах объективов дополнительная линзовая система расположена перед вогнутым зеркалом, поэтому $\theta = 0,35$.

Метод исправления аберраций объективов микроскопа при тригонометрических расчетах. Применяя предложенный метод расчета зеркально-линзовых объективов микроскопа с уменьшенной кривизной поверхности изображения и $\theta \leq 0,3$, можно довольно быстро рассчитать различные варианты систем, в основу которых положены зеркальные конструкции типа А и типа В.

Следует отметить, что на заключительном этапе разработки объективов, когда применяется тригонометрический расчет, выгодно разделить систему на две части. К первой части можно отнести фронтальную и зеркальную системы и исследовать их в прямом ходе лучей с учетом покровного стекла, ко второй — остальную часть объектива, расчет которой целесообразно производить в обратном ходе лучей. Такой метод деления компонентов обеспечивает требуемую длину тубуса микроскопа при

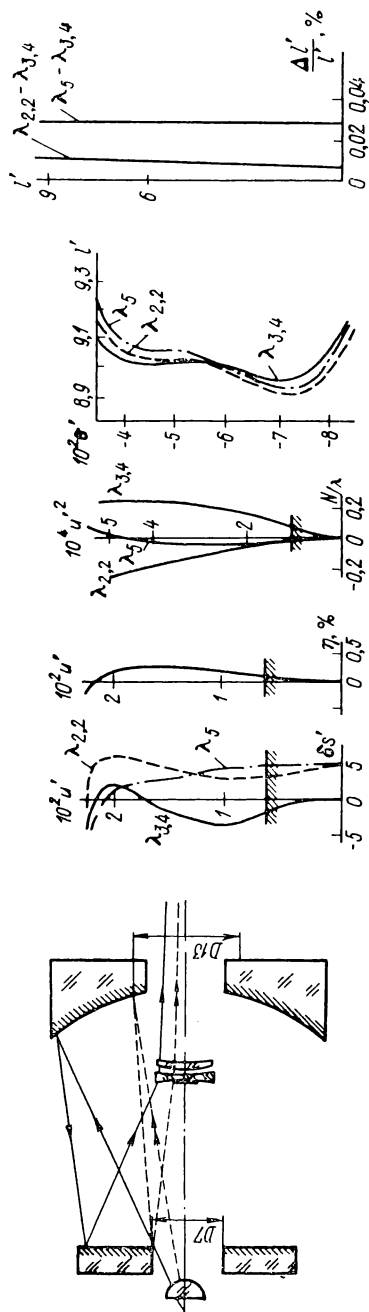


Рис. V.107. Объектив $50 \times 1,0$ для инфракрасной области спектра (вариант 1)

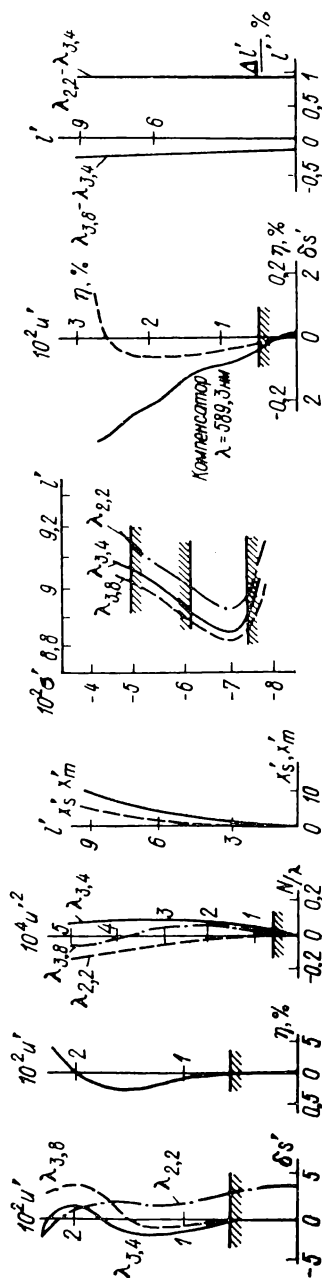


Рис. V.108. Объектив $50 \times 1,0$ для инфракрасной области спектра (вариант 2)

заданном увеличении всей системы. Коррекция сферической аберрации, хроматизма положения и выполнение условия изопланатизма для первой части системы типа В производятся в такой мере, чтобы имелась возможность эти аберрации при тригонометрическом расчете компенсировать отрицательным компонентом с желаемой точностью. Так как в системе типа В выходной зрачок объектива совпадает с отрицательным дополнительным компонентом, то сумма S_{II} последнего согласно (III.5) будет равна $S_{II \text{ отр}} = -J \sum W_{\text{отр}}$.

Значение величины $W_{\text{отр}}$ удобнее вычислить в обратном ходе при условии нормировки $\alpha_1 = \hat{V}_{\text{фр}}$, $\hat{\alpha}_k = 1$, $h_1 = \alpha_1 s_1$, где s_1 — расстояние плоскости изображения, даваемого объективом, от отрицательного компонента, определяемое по формуле (V.158). При окончательной коррекции объективов, когда учитываются аберрации высших порядков, вычисления поперечных аберраций $\delta g'_p$ меридиональных широких пучков не производятся до тех пор, пока не будет выполнено в достаточной мере условие изопланатизма. По найденному значению аберрации первой части объектива легко находят P и W отрицательного компонента. Меридиональная кома 3-го порядка для небольшого угла поля зрения может быть вычислена приближенно по формуле $\delta g'_p = -1,5u'^2 \omega_1 S_{II}$. Отсюда следует, что $\eta = \frac{0,5u'^2 \omega_1}{l_1} S_{II}$, где u' — выходной апертурный угол между первой частью объектива и отрицательным компонентом; ω_1 — угол поля зрения. Выражая ω_1 через $\text{tg } \omega_1 = -l_1/J$, где J — инвариант Лагранжа—Гельмгольца, получим $W_{\text{отр}} = 2\eta/u'^2$.

Параметр $P_{\text{отр}}$ бесконечно тонкого отрицательного компонента определяется по формуле (III.2)

$$P_{\text{отр}} = \frac{2(\delta s'_{\text{сф}})}{u'^2 h_{\text{отр}}},$$

где $\delta s'_{\text{сф}}$ — сферическая аберрация, вычисленная для первой части объектива.

Фронтальная часть компонента в обоих типах объективов, а также зеркальная система типа А подвергались исследованию в области аберраций высших порядков с помощью формул Г. Д. Рабиновича [57] и Г. Г. Слюсарева [21, 64—66]. Такое исследование компонентов позволило своевременно определить целесообразность дальнейшей разработки конструкции системы и значительно сократить объем вычислительной работы.

32. Объективы типа А с несферическими поверхностями

За последнее десятилетие несферические поверхности стали играть важную роль в развитии оптического приборостроения. Этому способствовали главным образом внедрение в производство более совершенных методов покрытия, изготовление и контроль

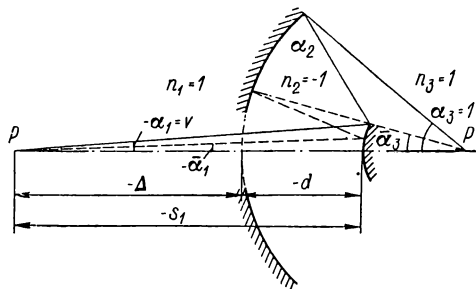
несферических поверхностей, а также автоматизация оптических расчетов [62, 65, 66].

Объективы из двух эллипсоидальных отражательных поверхностей. Рассмотрим случай, когда в меридиональном сечении кривые поверхности представляют собой уравнения 2-го порядка, которые могут быть написаны в следующем виде:

$$y^2 = 2r_0x - (1 - e^2)x^2,$$

где r_0 — радиус кривизны поверхностей при вершине; e — эксцентриситет.

На рис. V.109 приведена принципиальная оптическая схема. Рассмотрим ее в обратном ходе лучей и воспользуемся следующими зависимостями:



$$h_1 = \alpha_1 s_1 = \bar{\alpha}_3 (s'_2 + d);$$

$$s_1 = \Delta + d; \quad \bar{\alpha}_1 = \alpha_1 \theta;$$

$$\frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_3} = \frac{\alpha_1}{\alpha_3} = V;$$

$$s'_2 = \frac{V(\Delta + d)}{\theta} - d,$$

Рис. V.109. Оптическая схема объектива из двух несферических зеркальных поверхностей в обратном ходе лучей

где α_1 , α_3 и $\bar{\alpha}_1$, $\bar{\alpha}_3$ — углы с оптической осью параксиальных лучей; V — линейное увеличение системы в обратном ходе лучей.

При условии нормировки $\alpha_1 = V$ и $\alpha_3 = 1$ радиусы при вершине отражательных поверхностей равны:

$$r_{oI} = \frac{2\theta V d (\Delta + d)}{\theta d (2V + 1) + (\Delta - d) V}; \quad (V.179)$$

$$r_{oII} = \frac{2d [(\Delta + d) V - \theta d]}{2\theta d - V(\Delta + d)(1 - \theta)}. \quad (V.180)$$

При расчете системы с несферическими поверхностями в выражениях сумм Зейделя появляются члены деформации, которые увеличивают число параметров для исправления аберраций [66].

В данном случае коррекция сферической аберрации, комы и астигматизма 3-го порядка достигается при помощи трех свободных параметров: расстояния между зеркалами d и эксцентриситетов соответственно большого и малого зеркал e_1 , e_2 . Суммы Зейделя S_I , S_{II} и S_{III} представим в следующем виде:

$$\begin{aligned} S_I &= \sum_{k=1}^{k=2} \left(h_k P_k - \frac{h_k^4}{r_k^3} e_k^2 \Delta n_k \right) = \\ &= -h_1 \frac{(\alpha_2 - V)^2}{4} (\alpha_2 + V) + \frac{h_2 (1 - \alpha_2)^2}{4} (1 + \alpha_2) + \\ &\quad + \frac{2h_1^4}{r_1^3} e_1^2 - \frac{2h_2^4}{r_2^3} e_2^2; \end{aligned} \quad (V.181)$$

$$S_{II} = \sum_{k=1}^{k=2} \left(h_k P_k \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \alpha_k} - \frac{h_k^3 H_k}{r_k^3} e_k^2 \Delta n_k \right) =$$

$$= \frac{h_1}{2} (\alpha_2^2 - V^2) + \frac{h_2}{4} (1 - \alpha_2^2) (\beta_3 + 1) - \frac{2h_2^3 H_2^2}{r_2^3} e_2^2; \quad (V.182)$$

$$S_{III} = \sum_{k=1}^{k=2} \left[h_k P_k \left(\frac{\Delta \beta}{\Delta \alpha} \right)_k - \frac{h_k^2 H_k^2}{r_k^3} e_k^2 \Delta n_k \right] =$$

$$= -h_1 (\alpha_2 + V) + \frac{h_2}{4} (1 + \alpha_2) (\beta_3 + 1)^2 - \frac{2h_2^3 H_2^2}{r_2^3} e_2^2, \quad (V.183)$$

где $\alpha_1 = V$; $\alpha_3 = 1$; $\alpha_2 = 1 + \frac{V(\Delta + d)(\theta - 1)}{\theta d}$.

Для второго вспомогательного луча $\beta_1 = 1$, $H_1 = 0$ (выходной зрачок совпадает с вершиной выпуклого зеркала)

$$\beta_3 = \frac{V(1 + \theta)(\Delta + d)}{\Delta V + (V - \theta)d} - 1.$$

Из совместного решения уравнений (V.181)—(V.183) при $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ получим

$$h_1 = (\alpha_2 + V) (4h_1 - 2Vd - 2\alpha_2 d) + (h_1 - \alpha_2 d_1) \times$$

$$\times (1 + \alpha_2) (\beta_3 + 1) [d - \alpha_2 d - (h_1 - \alpha_2 d) (\beta_3 + 1)]. \quad (V.184)$$

Уравнение (V.184) можно свести к кубическому уравнению относительно d при заданных значениях V , θ и Δ

$$\left\{ \frac{2 - \theta}{\theta} V^4 + \theta V [V(10 + 2V - \theta) + 2(1 - 2\theta)] - \right.$$

$$\left. - V^2 (1 + 8V - \theta^2) \right\} d^3 + 2\Delta V \left\{ V \left[V \left(\frac{3 - \theta}{\theta} V + \theta - 9 \right) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + 7\theta - 1 \right] + \theta(1 - \theta) \right\} d^2 + \Delta^2 V^3 \left[V \left(\frac{6 - \theta}{\theta} V - 12 \right) + 4\theta - 1 \right] d +$$

$$+ 2\Delta^3 V^3 \frac{V - \theta}{\theta} = 0. \quad (V.184a)$$

Уравнения (V.179)—(V.184) дают возможность вычислить радиусы кривизны при вершине отражательных поверхностей и величину деформации последних при $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ и определенном значении d .

При длине тубуса микроскопа 160 мм расстояние от опорной плоскости объектива до изображения P' (рис. V.110) в прямом ходе лучей $l = 147$ мм. Прибавляя к величине l сумму толщин h по оптической оси вогнутого зеркала и механической оправы (по конструктивным соображениям, $h = 13$ мм) получим $\Delta = l + h = 160$ мм.

Зависимость d от θ и $\vec{V}_{об}$ при $\Delta = 160$ мм

$V_{об}$	d при θ				
	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
10	—94,12	—84,53	—78,53	—74,42	—71,43
15	—41,03	—38,48	—36,82	—35,65	—34,78
20	—25,73	—24,54	—23,75	—23,20	—22,78
30	—14,59	—14,08	—13,78	—13,56	—13,40
40	—10,06	—9,82	—9,67	—9,56	—9,47
50	—7,68	—7,54	—7,44	—7,37	—7,32
60	—6,20	—6,11	—6,04	—5,99	—5,96

В табл. V.17 дана зависимость d от θ и $V_{об}$ при $\Delta = 160$ мм.

Как следует из решения уравнений (V.181)—(V.183), деформации соответствуют условию $0 < e_1 < 1$ и $0 < e_2 < 1$, т. е. сечение обеих поверхностей эллиптическое.

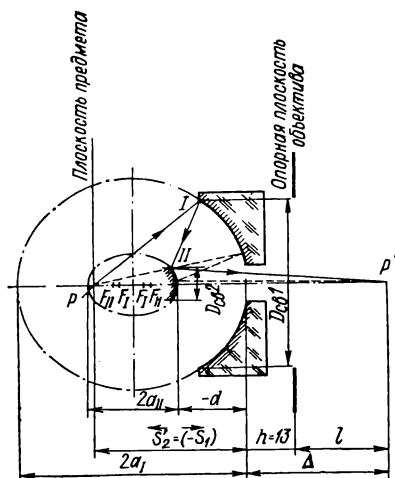


Рис. V.110. Основные параметры объектива из двух эллипсоидальных зеркальных поверхностей

По данным расчета, при $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ фокусы эллипсоидальных зеркал совпадают и система обладает конфокальностью. При окончательной коррекции системы изменением e_1 и e_2 можно существенно уменьшить сферическую aberrацию высших порядков, причем наиболее эффективным для этой цели является параметр e_1 . На рис. V.111 приведены остаточные aberrации объективов $15 \times 0,40$; $20 \times 0,60$ и $30 \times 0,60$, конструктивные параметры которых даны в табл. V.18.

Рассматриваемые объективы обладают свойствами апланата-анастигмата, остаточные aberrации их не превышают критерия Рэлея. Неисправленной остается кривизна изображения. Эти системы имеют ряд преимуществ перед сферическими концентрическими зеркалами. Так, например, в них можно получить $\theta = 0,2 \div 0,3$, повысить числовую апертуру до 0,6, уменьшить остаточные aberrации и значительно расширить полезное поле зрения, а также увеличить рабочее расстояние примерно в полтора раза по сравнению с концентрическими сферическими объекти-

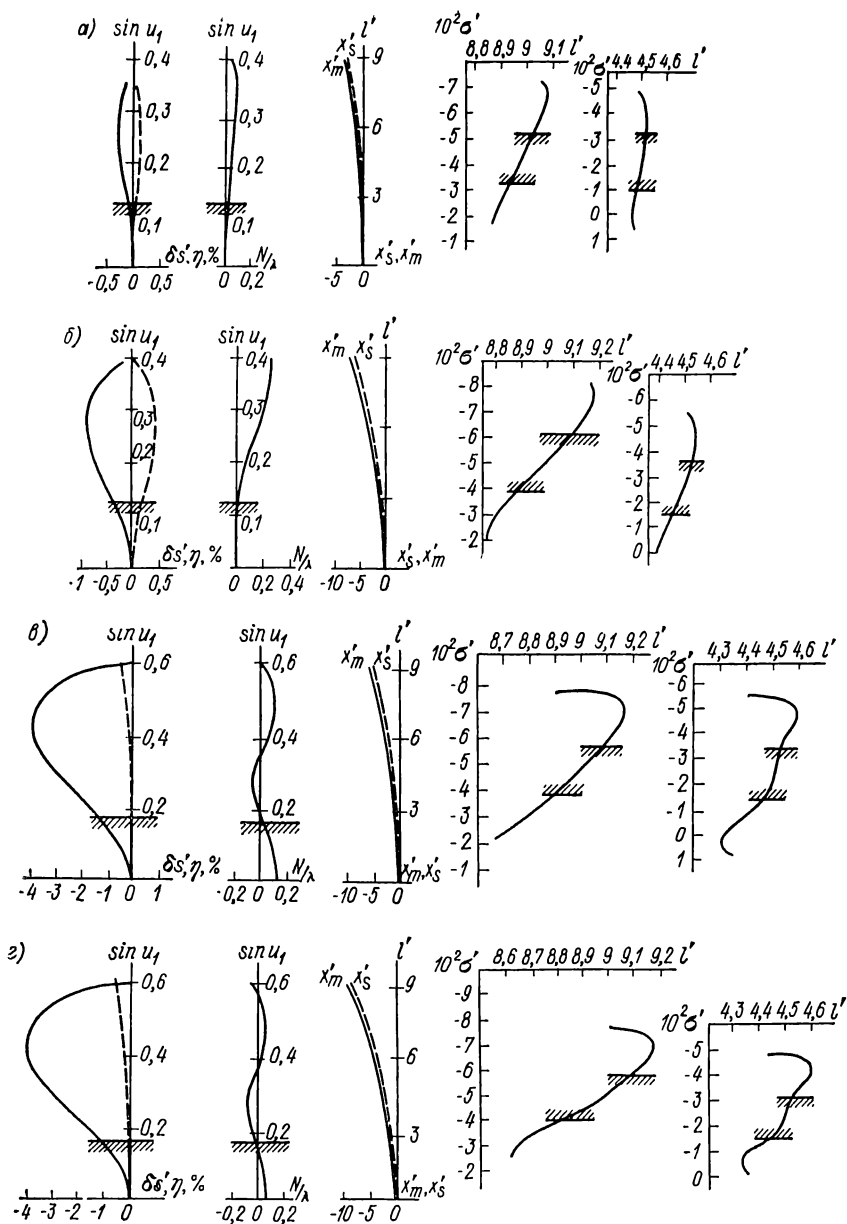


Рис. V.111. Аберрации эллипсоидальных объективов: а — $15 \times 0,4$ (вариант 1), б — $15 \times 0,4$ (вариант 2), в — $20 \times 0,6$ (вариант 1), г — $30 \times 0,6$

Конструктивные параметры двухзеркальных эллипсоидальных объективов (длина тубуса 160 мм)

Увеличение и числовая апертура	Зер- кало	Уравнение поверхности эллипса $y^2 = 2r_0x - (1 - e^2)x^2$	Конструктивные параметры эллипса, мм			Эксцен- триситет e^2	Расстояние между зерка- лами — d , мм	Передний от- резок — s_1 , мм	$D_{св}$, мм		Фокусное рас- стояние f' , мм
			2а (большая ось)	2в (малая ось)	2с (расстоя- ние между F_1 и F_2)				на- руж- ный	вну- трен- ний	
15×0,40 (вариант 1)	I	$y^2 = -113,0866x - 0,9444x^2$	119,744	116,368	28,2350	0,0556	36,53	80,2	62,0	20,0	13,36
	II	$y^2 = -29,6005x - 0,06321x^2$	46,8373	37,2374	28,4094	0,3679			10,5	3,6	
15×0,20	I	$y^2 = -41,1484x - 0,6983x^2$	58,9200	49,2380	32,3580	0,3017	10,0	34,8	18,7	5,0	11,31
	II	$y^2 = -12,6708x - 0,3679x^2$	96,4292	34,9548	89,8708	0,8686			4,5	1,4	
15×0,40 (вариант 2)	I	$y^2 = -56,5050x - 0,8018x^2$	70,4771	63,1054	31,3798	0,1982	15,0	53,9	40,0	14,0	11,7
	II	$y^2 = -16,9812x - 0,2443x^2$	69,5096	34,3562	60,4214	0,7557			9,4	3,0	
20×0,60 (вариант 1)	I	$y^2 = -74,9812x - 0,9356x^2$	80,1424	77,5188	20,3378	0,0644	23,77	54,4	59,8	20,0	9,31
	II	$y^2 = -19,846x - 0,6077x^2$	36,6580	25,4584	20,4552	0,3923			11,1	3,3	
20×0,60 (вариант 2)	I	$y^2 = -118,8868x - 0,970x^2$	105,0318	103,4502	18,1926	0,1300	3,5	67,5	75,9	15,0	9,94
	II	$y^2 = -24,3748x - 0,8001x^2$	30,4646	27,2512	13,6206	0,1999			11,8	3,5	
30×0,60	I	$y^2 = -44,6976x - 0,92516x^2$	48,334	46,4704	13,2170	0,0748	13,9	33,22	36,3	12,0	5,84
	II	$y^2 = -11,9568x - 0,5833x^2$	20,4910	15,6498	13,2274	0,4167			10,0	3,6	

вами. Можно получить системы, у которых расстояние между зеркалами не будет превышать их фокусного расстояния, что приведет к существенному уменьшению габаритных размеров. Однако при этом появится астигматизм и увеличится кривизна изображения. Так, например, в объективе $15 \times 0,40$ (вариант 2), у которого $S_I = 0$; $S_{II} = 0$; $S_{III} \neq 0$, с уменьшением расстояния между зеркалами более чем вдвое по сравнению с объективом $15 \times 0,40$ (вариант 1), где $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$, кривизна изображения возросла примерно в два раза, а световой диаметр большого зеркала уменьшился в 1,5 раза [53].

Эллипсоидальные объективы должны изготавливаться с высокой точностью. Так, например, чтобы качество изображения для видимой области спектра в объективах $20 \times 0,60$ существенно не ухудшилось, профиль поверхности большого и малого зеркал должен быть выполнен таким образом, чтобы отклонение нормали к поверхности в любой точке кривой не превышало ± 5 и $\pm 15''$ соответственно. Максимальное отклонение эллипсоидальной поверхности от ближайшей сферы сравнения при условии, если они соприкасаются в точках $y = 0$ и $y = \pm y_{\max}$, в объективе $20 \times 0,60$ составляет 56,5 мкм для большого зеркала и 12,5 мкм для малого зеркала. В других системах отклонения составляют величины такого же порядка.

О применении параболидоидальных поверхностей в зеркальной системе типа А. Применение зеркальных параболидоидальных поверхностей в системе, состоящей из двух зеркал типа А, бесполезно по следующим причинам:

1) падающий на малое выпуклое зеркало пучок лучей имеет небольшую апертуру, поэтому в случае замены выпуклого сферического зеркала параболидоидальным последнее будет давать небольшую сферическую абберацию, но значительную кому, которую уже ни сфера, ни параболид вогнутого зеркала не смогут исправить без значительного введения сферической абберации, так как для второго зеркала предмет будет находиться на конечном расстоянии;

2) в случае применения сферического выпуклого зеркала и параболидоидального вогнутого зеркала, как показало исследование, такая система из-за большой остаточной комы не имеет никакого преимущества перед зеркальной системой, состоящей из двух сферических зеркал.

Расчет объективов, состоящих из двух отражательных несферических поверхностей 3-го и более высоких порядков. Объектив $20 \times 0,60$ из двух эллипсоидальных поверхностей имеет большие высшие порядки сферической абберации. Последние можно уменьшить, если применить несферические поверхности более высокого порядка. С помощью ЭВМ была рассчитана система из двух поверхностей 3-го порядка с апертурой 0,65 (рис. V.112), причем исходной для нее являлась система из двух эллипсоидальных поверхностей [62]. Уравнения поверхностей

большого и малого зеркал данной системы имеют следующий вид:

$$y_{б.з}^2 = -74,9812x - 0,934627x^2 + 0,00010513x^3;$$

$$y_{м.з}^2 = -19,846x - 0,603619x^2 + 0,014859x^3,$$

причем $s_1 = 54,4$; $d = 23,77$; $f' = 9,31$; $s_F = -53,93$; $s'_F = 2,5$.

Практический интерес представляет аналитическое выражение в системе прямоугольных координат $x = f(y^2)$ несферических

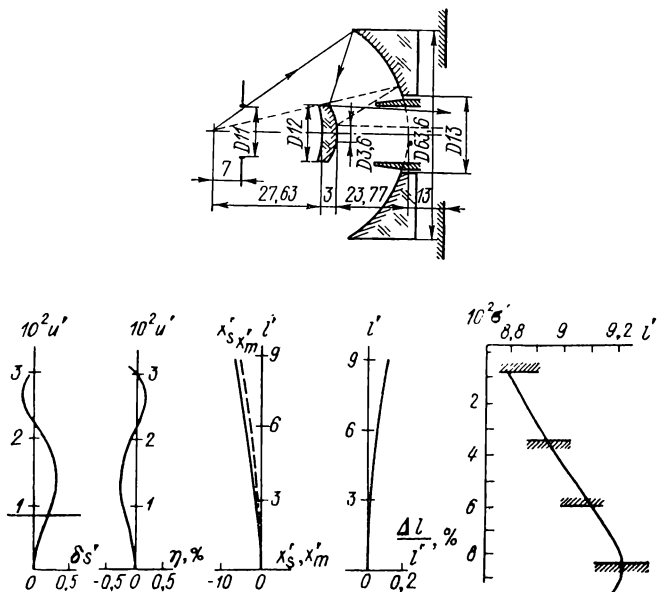


Рис. V.112. Объектив $20 \times 0,65$ из двух несферических зеркальных поверхностей

поверхностей, образующих апланатическую систему из двух зеркал для конечной длины тубуса микроскопа. Решение Хедом [95] данной задачи в полярных координатах неприемлемо с точки зрения технологии изготовления профиля поверхностей. Поэтому важной задачей является преобразование системы, поверхности которой выражены в полярных координатах, в систему декартовых координат и выражение поверхности вращения уравнением меридионального сечения в виде функции, представленной рядом

$$x = ay^2 + by^4 + cy^6 + \dots$$

или полиномом

$$x = A_0 + A_1 y^2 + A_2 y^4 + A_3 y^6 + \dots$$

Коэффициенты этого полинома можно определить из системы уравнений:

$$nA_0 + A_1 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^2 + A_2 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^4 + A_3 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^6 = \sum_{k=1}^{k=n} x_k;$$

$$A_0 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^2 + A_1 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^4 + A_2 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^6 + A_3 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^8 = \sum_{k=1}^{k=n} y_k^2 x_k;$$

.....

$$A_0 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^6 + A_1 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^8 + A_2 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^{10} + A_3 \sum_{k=1}^{k=n} y_k^{12} = \sum_{k=1}^{k=n} y_k^6 x_k.$$

Число полиномов зависит от степени функции и определяется требуемой точностью приближения к исходной кривой. Поскольку при решении системы уравнений для определения коэффициентов полинома координата y_k принимает крайне большие значения при высоких степенях полинома, необходимо ввести условие масштаба и новую переменную $t = y^2$ при условии $t = y_k^2$ — $0,5y_{\max}/0,5y_{\max}$, где $-1 < t < 1$. В качестве исходной системы может быть принят объектив $20 \times 0,60$ с эллипсоидальными поверхностями [46].

33. Исследование зеркально-линзовых объективов микроскопа на засветку. Светопропускание в ультрафиолетовой области спектра

Зеркально-линзовые микрообъективы требуют тщательного анализа с целью устранения в них «паразитной» засветки изображения. В объективах типа А этого можно достигнуть с помощью конических диафрагм, установленных в дополнительной системе микрообъектива. Размеры конической диафрагмы легко вычислить по известным методам, предложенным Д. С. Волосовым или В. Н. Чуриловским.

Приведем пример расчета микрообъектива $60 \times 0,85$ (см. рис. V.103) типа В на засветку.

Через отрицательный компонент в прямом ходе и фронтальный компонент в обратном ходе рассчитывался в плоскости меридионального сечения луч, проходящий через край светового отверстия на последней поверхности фронтального компонента и касающийся края непрозрачного экрана D . Соответствующие точки обозначены на рис. V.113 через A и C . По высотам лучей определялись начальные координаты луча, т. е.

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{h_3 - h_0}{d_3} = \frac{1,153 - 0,825}{20,6} = 0,055;$$

$$s_1 = \frac{h_0}{\operatorname{tg} \psi} = \frac{0,825}{0,055} = 15,5.$$

В результате тригонометрического расчета высота пересечения луча с плоскостью изображения, совпадающей с передней фокальной плоскостью окуляра,

оказалась равной $y' = 13$ мм. На преломляющих поверхностях фронтального компонента (в обратном ходе) высоты соответствовали $h_1 = 1,153$ мм; $h_2 = 1,08$ мм; $h_3 = 0,92$ мм. Так как эти высоты выходят за пределы световых диаметров, то прямой засветки от данного луча не может быть. Изменением h_3 (точки A) на фронтальном компоненте были получены высоты 1,068; 0,893 и

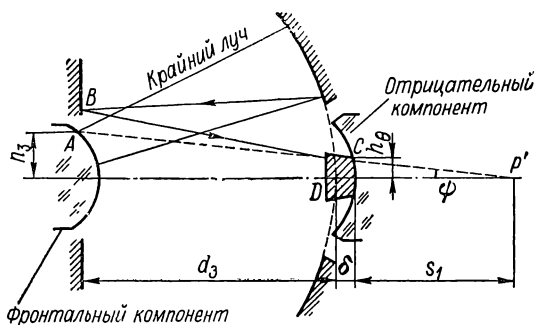


Рис. V.113. К расчету паразитной засветки

0,716 мм. Последняя высота равна половине светового диаметра на первой поверхности (в прямом ходе) фронтального компонента и определяет максимальную апертуру объектива ($A = 0,85$). Высота пересечения данного луча с фокальной плоскостью окуляра равна $y' = 9,8$ мм, т. е. луч не попадает в поле зрения окуляра ($2l = 18$ мм.).

Для надежной защиты от прямой засветки можно увеличить толщину непрозрачного экрана, нанесенного на первую поверхность отрицательного компонента, до 1—1,5 мм, придав компоненту форму конуса. При-

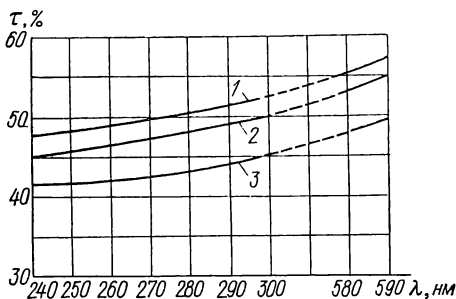


Рис. V.114. Светопропускание зеркально-линзовых объективов:

1 — ОК-75, ОНЗ-75А, ОНЗ-115; 2 — ОНЗ-125; 3 — ОК-40

чем размер диаметра большого основания этого конуса соответствовал бы размеру сечения, образованного апертурным лучом BC , отраженным от малого плоского зеркала и проходящим через точку C . Входная апертура этого луча в пространстве предметов $\theta n \sin u_1 = 0,255$.

Зеркально-линзовые объективы для ультрафиолетовой области спектра содержат два зеркала (большое и малое) и линзовые компоненты из кварцевого стекла и флюорита.

Наибольшая часть потерь световой энергии имеет место при отражении от зеркал и на преломляющих поверхностях линз, граничащих с воздухом.

Известно, что алюминированные зеркала (покрытие 1·И) обладают различными коэффициентами отражения, которые зависят главным образом от чистоты наносимого алюминия (Al), способа его нанесения, свежести слоя, длины волны и т. д. Поэтому для закрепления величины коэффициента отражения необходимо

нанести слой защиты MgF , который препятствует окислению слоя Al .

При построении кривых светопропускания объективов для ультрафиолетовых микроскопов (рис. V.114) приняты следующие коэффициенты отражения ρ зеркальных поверхностей с защитным слоем MgF : 84, 87 и 90% соответственно для длин волн 240—260, 300 и 589,3 нм.

Из рис. V.114 следует, что объективы ОНЗ-115, ОНЗ-75А, ОК-75, ОНЗ-125 и др. обладают достаточно высоким коэффициентом пропускания.

При нанесении зеркального слоя без защиты с течением времени коэффициент отражения может снизиться до 70%, а при некачественном слое — до 50%, что приведет к снижению общего коэффициента пропускания объектива до 15% в ультрафиолетовой области спектра.

ГЛАВА VI

ОКУЛЯРЫ

34. Краткий обзор окуляров, применяемых в микроскопах

Существующие в микроскопах окуляры можно разделить на две основные группы:

- 1) визуальные окуляры, служащие для наблюдения изображения глазом;
- 2) окуляры, применяемые в микрофотографии и микропроеctionных устройствах.

К этим двум группам окуляров в зависимости от их назначения предъявляются различные требования. Окуляры работают в узких пучках лучей, поэтому их сферическая и сферохроматическая аберрации малы по сравнению с остаточными аберрациями объектива и не влияют на качество изображения, даваемого объективом микроскопа. В некоторых окулярах исправляются хроматическая разность увеличения и дисторсия. Астигматизм и кома исправляются лишь частично.

Применение того или иного окуляра определяется типом объектива и характером исправления аберраций.

Визуальные окуляры должны давать по возможности неискаженное изображение по всему полю зрения. При этом допускается некоторая кривизна поля благодаря способности глаза аккомодировать на различную глубину. Кроме того, при визуальном наблюдении всегда имеется возможность установить микроскоп резко на центр или на край поля зрения.

Фотографические и проекционные окуляры должны, наоборот, давать плоскую поверхность изображения для получения одинаковой резкости по всему полю зрения на пластинке или на экране. Однако плоское поле изображения окуляров второй группы достигается за счет увеличения астигматизма. Известно, что вследствие астигматизма изображение плоского предмета можно представить в виде двух кривых поверхностей, из которых одна есть изображение плоскости меридиональными пучками

лучей, а другая — сагиттальными. Если предположить, что астигматическая разность уничтожена, то обе кривые поверхности сольются, образуя поверхность Петцваля (рис. VI.1, а); при условии $x'_s = -x'_m$ исправляется кривизна за счет увеличения астигматизма (рис. VI.1, б). Выходной зрачок у окуляров большого увеличения находится практически вблизи его заднего фокуса. Когда выходной зрачок объектива микроскопа расположен в его задней фокальной плоскости, то расстояние x' от выходного зрачка микроскопа до заднего фокуса окуляра можно вычислить по формуле Ньютона $x' = -f_{ок}^2 / \Delta_0$. Выходной зрачок микроскопа должен иметь достаточное удаление от последней поверхности окуляра, чтобы обеспечить удобное положение глаза наблюдателя.

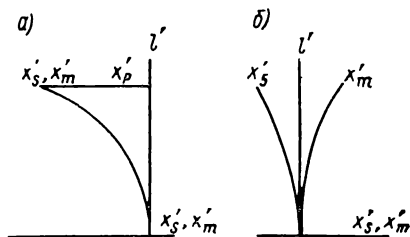


Рис. VI.1. Изображение плоскости меридиональными и сагиттальными пучками лучей в случаях отсутствия астигматизма (а) и исправления кривизны (б)

При наличии в тубусе микроскопа линзовых компонентов входным зрачком окуляра следует считать изображение выходного зрачка объектива, даваемое этими компонентами. Так, например, тубусные дополнительные линзы, применяемые в металлографических, высокотемпературных и других микроскопах, дают мнимое и увеличенное изображение выходного зрачка на расстоянии 400 мм и больше от окуляра. Для таких микроскопов требуются специальные окуляры с удаленным входным зрачком.

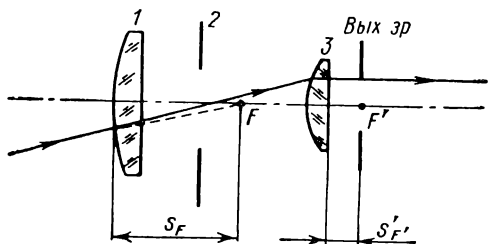


Рис. VI.2. Окуляр Гюйгенса

ортоскопические, симметричные, панкратические, специальные и отрицательные (гомалы).

Окуляры Гюйгенса применяются для объективов-ахроматов. Они состоят из двух плоско-выпуклых линз, обращенных плоской стороной к глазу. На рис. VI.2 показан луч, вышедший из осевой точки предмета и после объектива направляющийся в передний фокус окуляра. Преломленный коллективом 1, этот луч пересечет ось в центре полевой диафрагмы 2, находящейся в передней фокальной плоскости глазной линзы 3 окуляра. Вследствие этого луч выйдет из окуляра параллельно оптической оси.

Линейное поле зрения окуляра $2l = D_{\text{св. п. д}}/V_{\text{кол}}$, где $D_{\text{св. п. д}}$ — световой диаметр полевой диафрагмы; $V_{\text{кол}}$ — линейное увеличение, с которым коллективная линза создает промежуточное изображение, даваемое объективом; обычно $V_{\text{кол}} < 1\times$.

При расчете окуляра Гюйгенса пользуются тремя конструктивными параметрами: двумя радиусами выпуклых поверхностей и расстоянием между линзами. При заданном фокусном расстоянии остаются два параметра, с помощью которых могут быть исправлены хроматизм увеличения и одна из аберраций — кома или астигматизм. Так как окуляр дает изображение при посредстве узких пучков, то сферическая аберрация и хроматизм положения, остающиеся неисправленными, не влияют на качество изображения всей системы микроскопа.

Если окуляр рассчитывается из разных марок стекол, то расстояние d между линзами, при котором исправляется хроматизм увеличения, вычисляется по формуле

$$d = \frac{v_1 f'_1 + v_2 f'_2}{v_1 + v_2},$$

где v_1 и v_2 — коэффициенты средней дисперсии коллективной и глазной линз.

Окуляры с увеличением до $10\times$ рассчитываются из одной марки стекла, обычно из К8. У окуляра Гюйгенса с $\Gamma = 15\times$ выходной зрачок расположен от глазной линзы на расстоянии 6,5 мм, поэтому окуляры с $\Gamma > 15\times$ для наблюдения не применяются; угловое поле зрения окуляров не превышает 30° . В передней фокальной плоскости глазной линзы (в плоскости, совпадающей с диафрагмой поля зрения) может помещаться шкала окуляра. Глазная линза имеет фокусировку ± 5 дптр для резкого наведения на шкалу. В табл. VI.1 даны аберрации окуляра АМ-6 ($\Gamma = 4\times$) в обратном ходе лучей, а в табл. VI.2 — конструктивные элементы окуляров Гюйгенса.

Таблица VI.1

Аберрации окуляра Гюйгенса АМ-6 ($\Gamma = 4\times$)

w_1	x_1	x'	l'	x'_s	x'_m	$\frac{\Delta l'}{l'_0}, \%$	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$
$-7^\circ 46'$	—11,74	120,2	8,49	—0,94	—0,45	0,09	0,19
$-10^\circ 54'$	—9,99	120,2	12,0	—1,99	—1,02	0,32	0,49

Окуляры *Кельнера* состоят из простой коллективной линзы и глазной, склеенной из двух различных марок стекол (рис. VII.5). Угловое поле зрения окуляров колеблется от 40 до 50° . В этих пределах аберрации могут быть исправлены достаточно хорошо.

Конструктивные элементы окуляров Гюйгенса

Окуляр	Γ , крат	r_1	$r_2 = r_4$	r_3	d_1	d_2	d_3	Марка стекла		$D_{св}$	
								Линза		Линза	
								1	2	1	2
АМ-6	4	25,39	∞	17,76	4,0	53,6	2,5	K14	K14	20,0	8,0
АМ-30	4	46,35	∞	23,77	4,5	67,0	3,0	K8	K8	19,0	11,0
АМ-4	4	25,39	∞	17,76	4,0	53,6	2,5	K14	K14	20,0	8,0
АМ-5	5	25,39	∞	15,42	5,0	47,4	2,0	K8	K8	20,0	10,0
АМ-11	7	22,80	∞	11,484	3,2	37,4	2,5	K8	K8	20,0	7,0
АМ-31	7	22,91	∞	16,218	4,0	34,3	3,5	K8	K8	20,0	6,4
М-7	7	22,80	∞	11,484	3,0	37,4	2,5	K8	K8	16,5	7,0
АМ-8	8	22,96	∞	11,86	5,0	31,6	2,0	K8	K8	20,0	10,0
М-10	10	24,07	∞	10,18	3,0	25,9	2,5	$\Phi 1$	K14	15,0	8,0
АМ-10	10	24,07	∞	10,18	3,0	25,9	2,5	$\Phi 1$	K14	15,0	8
М-11	15	18,66	∞	7,47	3,0	16,8	1,5	ТФ1	K14	9,0	5

Диафрагма поля зрения находится в передней фокальной плоскости окуляра, которая расположена впереди коллективной линзы. В табл. VI.3 даны конструктивные элементы, а в табл. VI.4—абберации в обратном ходе лучей окуляра Кельнера АТ-18 ($\Gamma=7\times$).

Его оптические характеристики: $f'_{ок} = 36,0$; $s_F = -11,64$; $s'_{F'} = 12,53$; $f'_{кол} = 60,42$; $f'_{гл} = 46,91$; $2l = 18$; $D_{п.д} = 18,0$; $2\omega_1 = 29^\circ$.

Окуляры компенсационные применяются с объективами-апохроматами, планообъективами и объективами - ахроматами больших увеличений. Они компенсируют хроматизм увеличения применяемых с ними объективов. Наибольшее распространение получили компенсационные окуляры, выполненные по схеме Гюйгенса (рис. IX.1, поз. 8) и Аббе (рис. IX.14, поз. 11).

Таблица VI.3

Конструктивные элементы окуляра Кельнера АТ-18 ($\Gamma = 7\times$)

r	d	Марка стекла	$D_{св}$
$r_1 = 64,71$			20,4
	$d_1 = 7,2$	K8	
$r_2 = -57,91$			20,4
	$d_2 = 27,0$	—	
$r_3 = 23,01$			15,6
	$d_3 = 7,2$	TK2	
$r_4 = -14,52$			14,2
	$d_4 = 1,8$	$\Phi 1$	
$r_5 = 483,10$			13,0

Аберрации в обратном ходе лучей окуляра Кельнера АТ-18

m	$\omega_1 = -10^\circ 09'$			$\omega_1 = -14^\circ 18'$		
	s'	$10^2 \sigma'$	l'	s'	$10^2 \sigma'$	l'
1,44	91,84	1,89	6,34	107,15	9,40	9,01
0	171,64	3,98	6,36	171,64	5,62	9,0
-1,44	15 152,2	0,04	6,30	516,02	1,78	8,98

ω_1	x_1	x'	l'	x'_s	x'_m	$\frac{\Delta l'}{l'_0}, \%$	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$
$-10^\circ 09'$	-20,21	171,64	6,36	-0,12	-0,41	-0,92	-0,19
$-14^\circ 18'$	-19,85	171,64	9,0	20,32	-0,72	-1,63	-0,28

В компенсационных окулярах Гюйгенса глазная линза склеенная. Компенсационные окуляры Гюйгенса имеют сравнительно постоянный по полю зрения хроматизм увеличения и хорошую коррекцию аберраций лишь полей зрения порядка 25° ; кроме того, окуляры не обеспечивают достаточного для удобства наблюдения удаления выходного зрачка. Поэтому они используются

Таблица VI.5

Конструктивные элементы
компенсационного окуляра АМ-13 ($\Gamma = 7\times$)

r	d	Марка стекла	$D_{св}$
$r_1 = 28,5$			21,8
$r_2 = \infty$	$d_1 = 4,0$	Ф13	21,3
	$d_2 = 37,7$	—	8,7
$r_3 = 11,05$	$d_3 = 4,0$	ТК2	7,9
$r_4 = -7,06$	$d_4 = 1,0$	Ф13	7,1
$r_5 = \infty$			

при увеличениях, не превышающих $5-7\times$. В табл. VI.5 даны конструктивные элементы, а в табл. VI.6 — аберрации окуляра АМ-13 ($\Gamma = 7\times$). Его оптические характеристики: $f' = 35,8$; $s_F = 29,7$; $s_F' = 1,3$; $2l = 18$; $D_{п.д} = 12,8$ и $2\omega = 28^\circ$.

Широко применяются компенсационные окуляры больших увеличений типа Аббе, или ортоскопические (рис. IX.14, поз. 4). Они имеют вполне удовлетворительную коррекцию в пределах поля зрения $2\omega = 40^\circ$ и при этом достаточное удаление вы-

Аберрация в обратном ходе лучей компенсационного окуляра АМ-13

ω_1	$x_{зр}$	$x'_{зр}$	l'	x'_s	x'_m	$\frac{\Delta l}{l'_0}, \%$	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}$
$-10^\circ 12'$	-9,03	130,25	6,44	-0,55	0,30	-1,1	1,40
$-14^\circ 16'$	-8,72	130,25	9,16	-0,91	1,57	-1,4	1,38

Основные характеристики окуляров фирмы «К. Цейсс»

Типы окуляров по коррекции	Г, крат	$2l$	$K = \Gamma 2l$	$2\omega, \dots^\circ$
Обычные некомпенсационные	5	23	115	25,9
	6,3	19	120	27,0
	8	12	96	21,7
	10	14	140	31,3
	10	20	200	43,6
	12,5	16	200	43,6
	16	12,5	200	43,6
	20	10	200	43,3
Компенсационные	8	16	128	28,7
	12,5	12	150	33,4
Планкомпенсационные	6,3	19	120	27,0
	8	18,4	147	32,8
	10	15,5	155	34,4
	12,5	16	200	43,6
	16	12	192	42,0
	20	8	160	35,5
	25	7	175	38,6
	32	6,3	200	43,6
Некомпенсационные к стереомикроскопу 5МХХ	6,3	28	176	38,8
	12,5	15	187	41,0
	25	8	200	43,6

ходного зрачка. Однако существенным их недостатком является переменный по полю зрения хроматизм увеличения (см. табл. VI.14). У объективов микроскопа хроматизм увеличения практически постоянен по всему полю зрения и несогласованность его с хроматизмом увеличения окуляров приводит к возникновению окраски и снижению контраста в изображении внеосевых точек предмета. С обычными ахроматами и апохроматами это явление не так заметно, так как поля зрения у них сравнительно малы из-за наличия кривизны изображения.

Окуляры *симметричные* применяются в основном для фотографирования и реже для визуального наблюдения [64, 70].

В микроскопии принято считать окуляр широкоугольным, если диаметр поля зрения, изображаемый через окуляр на расстоянии 250 мм от его выходного зрачка, составляет величину не менее 170 мм. Эта условно принятая величина вычисляется как произведение диаметра диафрагмы поля зрения окуляра на его увеличение и называется окулярным числом K . В табл. VI.7 приведены основные характеристики некоторых типов окуляров фирмы «К. Цейсс», Иена [81].

35. Окуляры для ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра

Рассматриваемые ниже окуляры применяются совместно с объективами для фотографирования объектов в невидимых лучах. В зависимости от области ахроматизации применяемых объектов и имеющегося у них хроматизма увеличения эти окуляры также

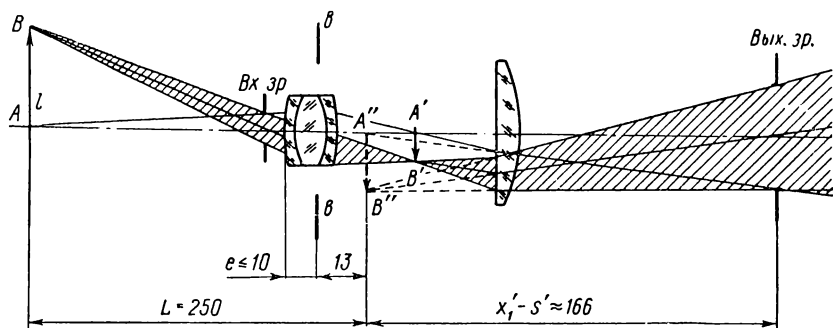


Рис. VI.3. Проекционный окуляр АМК-13 в обратном ходе лучей

подразделяются на компенсационные и некомпенсационные. Оптическим материалом для линз окуляров служат аморфный кварц и флюорит.

В табл. VI.8 и VI.9 даны величины хроматизма увеличения некоторых окуляров и объективов и их остаточный хроматизм после взаимной компенсации, а в табл. VI.10 — астигматизм окуляров с увеличением $\Gamma = 6\times$.

Хроматизм увеличения зеркально-линзовых объективов и проекционных окуляров ($\Gamma = 3\times$, $f' = 80$ мм) и их остаточный хроматизм

Объектив	Окуляр	Объектив	Окуляр в объективном ходе	Остаточный хроматизм	Объектив	Окуляр в объективном ходе	Остаточный хроматизм
		$\frac{l'_{250} - l'_{300}}{l'_{300}}, \%$			$\frac{l'_{300} - l'_{589}}{l'_{300}}, \%$		
ОК-40 (40×0,50)	АМК-7	−0,01	0,24	0,25	0,04	0,29	0,25
ОНЗ-75А (75×0,65)	АМК-10	1,2	1,32	0,12	1,87	2,06	0,19
ОНЗ-115 (115×0,70)	АМК-10	1,46	1,32	−0,14	2,24	2,06	−0,18
ОК-75 (75×1,0)	АМК-9	2,11	2,12	0,01	3,16	3,18	0,02
ОНЗ-125 (125×1,1)	АМК-8	2,89	2,76	−0,13	4,26	4,30	0,04

Таблица VI.9

Хроматизм увеличения проекционных окуляров ($\Gamma = 6\times$, $f' = 37$ мм) и остаточный хроматизм увеличения объектива вместе с окуляром

Объектив	Окуляр	Хроматизм увеличения окуляра, %		Остаточный хроматизм увеличения объектива вместе с окуляром	
		$\frac{l'_{250} - l'_{300}}{l'_{300}}, \%$	$\frac{l'_{300} - l'_{589}}{l'_{300}}, \%$	$\frac{l'_{250} - l'_{300}}{l'_{250}}, \%$	$\frac{l'_{300} - l'_{589}}{l'_{300}}, \%$
ОНЗ-75А	АМК-13	1,32	1,78	−0,12	0,09
ОНЗ-115	АМК-13	1,32	1,78	0,14	0,45
ОК-75	АМК-12	2,06	3,30	0,05	−0,14
ОНЗ-125	АМК-11	2,63	4,21	0,26	0,05

Приведем пример расчета проекционного компенсационного окуляра АМК-13 (усложненного типа Гюйгенса), предназначенного для зеркально-линзовых объективов микроскопа ОНЗ-75А (75 × 0,65) и ОНЗ-115 (115 × 0,7), используемых при фотографировании в ультрафиолетовых и видимых лучах в промежутке длин волн от 250 до 700 нм на фотопленку с размером кадра 24 × 36 мм (2l = 44 мм).

Для габаритного расчета имеем следующие дополнительные условия (рис. VI.3):

1) расстояние от фотопленки до плоскости изображения, даваемого объективом, $L = 250$ мм;

Астигматизм окуляров $\Gamma = 6\times$ в обратном ходе лучей

Окуляр	λ , нм	$-l_1$	w_1	$-x_1$	x'	x'_s	x'_m	$x'_s - x'_m$
АМК-12	250	18,7	$4^\circ 45'$	8,2	118,8	-0,31	0,34	-0,65
		26,3	$6^\circ 41'$			-0,14	1,77	-1,91
	300	19,1	$4^\circ 52'$	9,1	118,8	-0,17	0,10	-0,27
		26,9	$6^\circ 50'$	9,0		-0,16	1,14	-1,30
	589	19,6	$5^\circ 62'$	10,2	118,8	0,11	-0,37	0,48
		27,8	$7^\circ 06'$			-0,23	0,26	0,03
АМК-11	250	26,3	$6^\circ 23'$	4,8	132,8	0,15	1,53	-1,38
	300	27,1	$6^\circ 35'$	5,6		0,07	1,44	-1,37
	589	28,3	$6^\circ 55'$	6,9		0,12	1,03	-0,91
АМК-13	300	11,0	$3^\circ 00'$	16,8	144,0	-0,02	0,08	-0,10
		22,0	$6^\circ 00'$	16,9	141,9	-0,05	0,54	0,59

2) конструктивно необходимо, чтобы линзы окуляра не выступали более чем на $e \leq 10$ мм за его опорную плоскость $\theta-\theta$;

3) расстояние от выходного зрачка объектива до плоскости изображения $x'-s' \approx 166$ мм;

4) в качестве материала линз применяются только флюорит и аморфный кварц.

Последние два условия создают определенные трудности при расчете.

В окуляре требуется устранить кому, хроматизм положения и получить заданное расстояние e и определенную величину хроматизма увеличения.

Следовательно, имеем четыре уравнения, определяемых условиями коррекции системы:

$$\left. \begin{aligned} S_I^{\text{xp}} &= 0; & S_{II}^{\text{xp}} &= 0,0132J; \\ S_{II} &= 0; & S_{III} + J^2 S_{IV} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.1})$$

Расчет окуляра следует вести в обратном ходе лучей, представив его как бесконечно тонкую двухкомпонентную систему, переменными параметрами которой являются расстояние между

компонентами d и величина e . В соответствии с рис. VI.4 и условием нормировки имеем:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= V = -\frac{1}{6}; \quad \alpha_3 = 1; \quad h_2 = s'; \\ 2l &= 44; \quad l' = \frac{l}{V} = -3,67; \\ J &= n_k \alpha_k l_k = -3,67; \quad \beta_1 = 1; \\ \beta_3 &= \frac{l'}{s' - x'} = -\frac{3,67}{166} = -0,022.\end{aligned}$$

Применяя формулы (III.5), (III.24), (III.38) для тонких компонентов, получим:

$$\begin{aligned}y_1 P_1 + y_2 P_2 - J W_1 - J W_2 &= 0; \\ \frac{y_1^2}{h_1} P_1 + \frac{y_2}{h_2} P_2 - 2J \frac{y_1}{h_1} W_1 - 2J \frac{y_2}{h_2} W_2 + \\ + J^2 (\Phi_1 + \Phi_2) + J^2 \pi_1 \Phi_1 + J^2 \pi_2 \Phi_2 &= 0; \\ h_1 C_1 + h_2 C_2 &= 0; \quad y_1 C_1 + y_2 C_2 = 0,0132J.\end{aligned}$$

Согласно (III.9), (III.10), выразим эти уравнения через основные параметры:

$$\left. \begin{aligned}y_1 \{(\alpha_2 - \alpha_1)^3 P_1^* + 4\alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 W_1^* + \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) [2\alpha_1 (2 + \\ + \pi_1) - \alpha_2]\} + y_2 \{(\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2^* + 4\alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 W_2^* + \\ + \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) [2\alpha_2 (2 + \pi_2) - \alpha_3]\} - J [(\alpha_2 - \alpha_1)^2 W_1^* + \\ + \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (2 + \pi_1)] - J [(\alpha_3 - \alpha_2)^2 W_2^* + \\ + \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) (2 + \pi_2)] &= 0; \\ \frac{y_1^2}{h_1} \{(\alpha_2 - \alpha_1)^3 P_1^* + 4\alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 W_1^* + \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) [2\alpha_1 (2 + \\ + \pi_1) - \alpha_2]\} + \frac{y_2^2}{h_2} \{(\alpha_3 - \alpha_2)^3 P_2^* + 4\alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2)^2 W_2^* + \\ + \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) [2\alpha_2 (2 + \pi_2) - \alpha_3]\} - 2J \frac{y_1}{h_1} [(\alpha_2 - \alpha_1)^2 W_1^* + \\ + \alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1) (2 + \pi_1)] - 2J \frac{y_2}{h_2} [(\alpha_3 - \alpha_2)^2 W_2^* + \alpha_2 (\alpha_3 - \alpha_2) \times \\ \times (2 + \pi_2)] + J^2 (\Phi_1 + \Phi_2) + J^2 \pi_1 \Phi_1 + J^2 \pi_2 \Phi_2 &= 0; \\ h_1 C_1^* (\alpha_2 - \alpha_1) + h_2 C_2^* (\alpha_3 - \alpha_2) &= 0; \\ y_1 C_1^* (\alpha_2 - \alpha_1) + y_2 C_2^* (\alpha_3 - \alpha_2) &= 0,0132J.\end{aligned} \right\} \quad (VI.2)$$

Принимаем $\pi_1 = 0,70$; $\pi_2 = 0,67$. Незвестными остаются основные параметры P_1^* , W_1^* и C_1^* линзы 1.

Чтобы выполнить оба условия ахроматизации, следует подобрать соответствующее соотношение оптических сил компонентов. Представим k — хроматизм увеличения двухкомпонентной бесконечно тонкой системы — в следующем виде:

$$k = \frac{dl'}{l'} = -\varphi_2 C_2^* d \frac{1-V-d\Phi_1}{1-V+\Phi_2 dV} \quad (\text{VI.3})$$

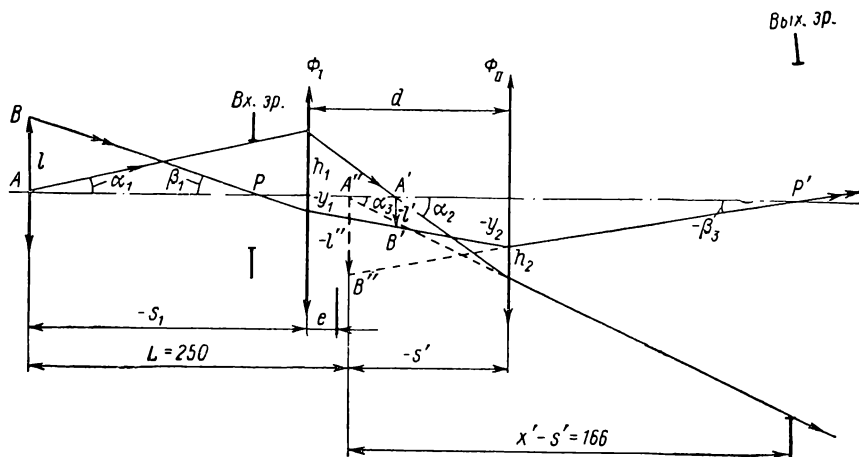


Рис. VI.4. К расчету оптической системы проекционного окуляра АМК-13

и воспользуемся формулой габаритных соотношений двухкомпонентной тонкой системы

$$d^2 - Ld + L \left(\frac{1}{\Phi_1} + \frac{1}{\Phi_2} \right) + \frac{(V-1)^2}{V\Phi_1\Phi_2} = 0 \quad (\text{VI.4})$$

или

$$\Phi_1 = -\frac{LV\Phi_2 + (V-1)^2}{d^2V\Phi_2 - LdV\Phi_2 + LV}. \quad (\text{VI.4a})$$

Подставив в уравнение (VI.3) выражение для Φ_1 из (VI.4a), получим зависимость Φ_2 от d в следующем виде:

$$a\Phi_2^2 + b\Phi_2 + c = 0, \quad (\text{VI.5})$$

где

$$a = d^2V [(d-L)(k-C_2^*)V + dC_2^*];$$

$$b = k dV [(1-V)(d-L) + LV] + C_2^* d (1-V) [VL + d(1-V)];$$

$$c = kLV (1-V).$$

Вычисления дают: $k = 0,0132$; $C_2^* = -0,0404$; $L = 245$; $V = -0,1667$.

Задаваясь некоторыми величинами d , получим ряд решений уравнения (VI.5) относительно Φ_2 . Результаты вычислений представлены в табл. VI.11. Как видно из табл. VI.11, только в области $d = 30 \div 40$ значения Φ_2' приемлемы. Однако из найденных для этой области величин Φ_1 , s_1 и s' (табл. VI.12) следует, что второй компонент окуляра выходит за его опорную плоскость больше чем на 10 мм, что недопустимо.

Таблица VI.11

Зависимость между величинами d и Φ_2

d	Φ_2'	Φ_2''	d	Φ_2'	Φ_2''	d	Φ_2'	Φ_2''
30	0,2332	0,0254	36	0,1947	0,0359	45	0,1556	—0,3862
33	0,2068	0,0290	40	0,1755	0,0523	50	0,1398	—0,0390
34	0,2056	0,0312	43	0,1639	0,1839	55	0,1220	—0,0194
35	0,1997	0,0335	44	0,1670	0,6568	60	0,1173	—0,0123

Таблица VI.12

Зависимость между величинами d , s_1 и s'

d	Φ_2	Φ_1	s_1	s'
30	0,0254	0,0239	—200,82	14,45
33	0,0290	0,0252	—201,01	11,44
34	0,0312	0,0246	—	—
35	0,0335	0,0343	—211,02	—1,22
36	0,0359	0,0251	—199,44	11,20
40	0,0523	0,0259	—204,61	5,44

Исходя из вышеизложенного, приходим к выводу, что необходимо отказаться от условия устранения хроматизма положения. Тогда, определив соответствующую величину C_1^* , можно получить требуемую величину хроматизма увеличения, а силы компонентов подобрать так, чтобы хроматизм положения был минимальным.

Исследуем системы при тех же начальных условиях, исключив условие устранения хроматизма положения и приняв $L = 250$ мм и $e_1 = 7$ мм; $e_2 = 0$; коэффициент C_1^* определяем из уравнения $\sum yC = Jk$ и затем вычисляем ds'_{xp} . Таким образом получаем зависимость величины хроматизма положения от расстояния d и величины e (см. табл. VI.11).

Из табл. VI.13 очевидно: чтобы получить наименьшее значение ds'_{xp} , величины d и e должны быть как можно больше.

Зависимость хроматизма положения
и коэффициента C_1^* от величин e , s_1 и d

e	s_1	d	ds'_{xp}	C_1^*
0,0	-237,0	40	-2,14	-0,0196
		50	-1,05	-0,0039
		60	-0,81	-0,0004
7,0	-230,0	40	-0,74	-0,0060
		50	-0,38	0,0011
		60	-0,31	0,0033

W_2^* , C_2^* и $S_1^{xp} = 0$, решаем систему из трех уравнений относительно неизвестных P_1^* , W_1^* и C_1^* .

В качестве первого компонента выбираем тройную склеенную линзу, так как такая конструкция дает возможность получить любые значения основных параметров при заданных константах материала.

Расчет ведем по формулам А. И. Слюсаревой-Ильиной [68]. Рассматривая систему как бесконечно тонкую, вводим следующие условия:

$$d_1 = d_2 = d_3 = 0; \quad n_2 = n_4; \quad n_1 = n_5 = 1; \quad v_1 = v_3;$$

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 1; \quad (\text{VI.6})$$

$$-C^* = \frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} + \frac{\varphi_3}{v_3}. \quad (\text{VI.7})$$

Из последних двух равенств получаем

$$\varphi_2 = a + b\varphi_1, \quad (\text{VI.8})$$

где

$$a = \frac{v_2}{v_2 - v_3} (1 - v_3 C^*); \quad (\text{VI.9})$$

$$b = \frac{v_2}{v_2 - v_3} \frac{v_3 - v_1}{v_1}. \quad (\text{VI.10})$$

Так как $v_3 = v_1$, то $b = 0$ и $\varphi_2 = a$.

Принимая во внимание формулы (I.45), (I.46), выразим α_k через переменные $\rho_1 = 1/r_1$ и φ_1 :

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= 0; \quad \alpha_2 = (1 - \mu_2) \rho_1; \quad \alpha_3 = (1 - \mu_3) \rho_1 + \frac{\mu_3 - \mu_2}{1 - \mu_2} \varphi_1; \\ \alpha_4 &= (1 - \mu_2) \rho_1 + \frac{\mu_2 + \mu_3}{1 - \mu_3} a; \quad \alpha_5 = 1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.11})$$

Дальнейший путь решения сводится к следующему:

1) задаемся $d = 45 \div 50$; $e = 7$; вычисляем s_1 , s' и $h_2 = s'$;

2) по формулам параксиальной оптики вычисляем параметры первого и второго вспомогательных лучей при выбранных условиях нормировки;

3) подставляя в (VI.2) найденные значения параметров обоих параксиальных лучей, коэффициентов $\pi_1 = 0,7$, $\pi_2 = 0,67$, P_2^* ,

Раскроем выражения для основных параметров P^* и W^* :

$$W^* = [(\mu_2 - \mu_3) a - (1 - \mu_2)] \rho_1 + \frac{\mu_2 + \mu_3}{m} a \varphi_1 - \\ - \frac{a(1 + \mu_2)}{m} + \frac{a^2 \mu_2}{m} + \frac{1}{1 - \mu_2^2}; \quad (\text{VI.12})$$

$$P^* = [1 + 2\mu_2 - 2(\mu_2 - \mu_3) a] \rho_1^2 - \left[\frac{2 + \mu_2}{1 - \mu_2} - \frac{2(1 + 2\mu_2)}{m} a - \right. \\ \left. - \frac{1 - 4\mu_2}{m} a^2 \right] \rho_1 + \frac{2(1 - 2\mu_2 - 2\mu_3)}{m} a \rho_1 \varphi_1 + \frac{2\mu_2 + \mu_3}{m(1 - \mu_3)} a^2 \varphi_1 + \\ + \frac{\mu_2 + 2\mu_3}{m(1 - \mu_2)} a \varphi_1^2 + \frac{2 + \mu_2}{m(1 - \mu_2)} a + \frac{1 + 2\mu_2}{m^2} a^2 + \\ + \frac{\mu_2(1 + \mu_3 - 2\mu_2)}{m^2(\mu_2 - \mu_3)} a^3 + \frac{1}{(1 - \mu_2)^2}, \quad (\text{VI.13})$$

где $m = \frac{(1 - \mu_2)(1 - \mu_3)}{\mu_2 - \mu_3}$.

Решая совместно уравнения (VI.12) и (VI.13), найдем φ_1 и ρ_1 . Представим ρ_1 из уравнения (VI.12) в следующем виде:

$$\rho_1 = l - (\mu_2 + \mu_3) a k \varphi_1, \quad (\text{VI.14})$$

где

$$\left. \begin{aligned} l &= k(mW^* - t); \quad t = \mu_2 a^2 - (1 + \mu_2) a + \frac{m}{1 - \mu_2}; \\ k &= \frac{1}{m[(\mu_2 - \mu_3) a - (1 + \mu_2)]}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.15})$$

Подставив выражение для ρ_1 из (VI.14) в уравнение (VI.13), получим квадратное уравнение относительно φ_1

$$mP^* = \left\{ (\mu_2 + \mu_3) a k [(\mu_2 + \mu_3) k m q - 2(1 - 2\mu_2 - 2\mu_3)] + \right. \\ \left. + \frac{\mu_2 + 2\mu_3}{1 - \mu_2} \right\} a \varphi_1^2 + \left\{ (\mu_2 + \mu_3) k \left[\left(\frac{2 + \mu_2}{1 - \mu_2} - 2l q \right) m - a p \right] + \right. \\ \left. + 2(1 - 2\mu_2 - 2\mu_3) l + \frac{(2\mu_2 + \mu_3) a}{1 - \mu_3} \right\} a \varphi_1 - \left(\frac{2 + \mu_2}{1 - \mu_2} - l q \right) l m + \\ + a l p + \frac{\mu_2(1 + \mu_3 - 2\mu_2)}{(1 - \mu_2)(1 - \mu_3)} a^2 + \frac{1 + 2\mu_2}{m} a - \frac{2 + \mu_2}{1 - \mu_2} a + \frac{m}{(1 - \mu_2)^2}, \quad (\text{VI.16})$$

где

$$\left. \begin{aligned} p &= 2(1 + 2\mu_2) + (1 - 4\mu_2) a; \\ q &= 1 + 2\mu_2 - 2(\mu_2 - \mu_3) a. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.17})$$

Подставляя в уравнение (VI.16) численные значения коэффициентов для $\lambda = 300$ нм: $n_2 = n_4 = 1,48789$; $n_3 = 1,45404$ и $e = 7$, после преобразования имеем следующее квадратное уравнение:

$$\varphi_1^2 + A \varphi_1 + B = 0. \quad (\text{VI.18})$$

Соответствующим подбором величины d можно найти действительные корни уравнения (VI.18). Так, например, положив $d = 47$, последовательно находим: $s_1 = -230$; $s' = -27$; $\alpha_1 = -0,1667$; $\alpha_{II} = 1,390$; $\alpha_{III} = 1$; $\beta_1 = 1,046$; $\beta_{II} = 0,0221$; $\beta_{III} = -0,0221$; $h_1 = 38,333$; $h_{II} = -27$; $y_1 = -2,033$; $y_{II} = -3,072$; $\Phi_1 = 0,0406$; $\Phi_{II} = 0,0144$; $\Phi = 0,0275$; $P_1^* = 3,391$; $W_1^* = 2,377$; $C_1^* = 0$, где Φ — оптическая сила всего окуляра.

Для трехлинзового склеенного компонента по формуле (VI.16) получаем: $\varphi_1^2 + 2,615\varphi_1 + 1,7083 = 0$; $\varphi_1' = -1,269$; $\varphi_1'' = 1,346$ и из уравнения (VI.13) находим соответствующие им два значения $\rho_1' = 0,7016$ и $\rho_1'' = 0,7354$.

Далее, пользуясь (VI.11), вычисляем α — внутренние углы компонента: $\alpha_1 = 0$; $\alpha_2 = 0,2301$; $\alpha_3 = 0,1587$; $\alpha_4 = 0,0479$; $\alpha_5 = 1,0$; по формулам (VI.6)—(VI.10) находим оптические силы второй и третьей линзы компонента I: $\varphi_2 = 3,6474$; $\varphi_3 = -1,3785$; по формуле (I.45) вычисляем кривизны поверхностей: $\rho_1 = 0,7016$; $\rho_2 = 3,295$; $\rho_3 = -4,7021$ и $\rho_4 = -1,9035$.

Поскольку расчет компонента I производится при условии $\varphi_1 = 1$, приводим силы и кривизны поверхностей к истинному значению ($\Phi_1 = 0,0406$); тогда $\varphi_1 = -0,0515$; $\varphi_2 = 0,1481$; $\varphi_3 = -0,0560$; $\rho_1 = 0,0285$; $\rho_2 = 0,1338$; $\rho_3 = -0,1919$; $\rho_4 = -0,0773$, откуда радиусы кривизны равны: $r_1 = 35,088$; $r_2 = 7,474$; $r_3 = -5,238$; $r_4 = -12,937$. Вводим толщины $d_1 = d_3 = 0,7$ мм; $d_2 = 3$ мм; тогда $f_1' = 1/\Phi_1 = 24,63$; принимаем $h_1 = f_1' = 24,63$ и $h_2 = h_1 - \alpha_2 d_1 = 24,47$; $h_3 = h_2 - \alpha_3 d_2 = 23,99$ и $h_4 = h_3 - \alpha_4 d_3 = 23,960$; находим реальные значения радиусов кривизны компонента I по следующей таблице:

n	α	αn	$\Delta \alpha n$	Δn	$\frac{\Delta n}{\Delta \alpha n}$	h	r
1,0	0,0	0,0					
1,48789	0,2301	0,3424	0,3424	0,4879	1,4249	24,630	35,096
1,45404	0,1587	0,2307	-0,1117	-0,0339	0,3035	24,469	7,426
1,48789	0,0479	0,0713	-0,1595	0,0339	-0,2127	23,993	-5,103
1,0	1,0	1,0	0,9287	-0,4879	-0,5254	23,960	-12,588

Для компонента II $f_{II}' = 1/\Phi_{II} = 1/0,0144 = 69,44$; $r_1 = \infty$; $r_2 = -33,88$. Толщину компонента примем равной 2 мм.

Конструктивные размеры данного окуляра (АМК-13) приведены на рис. VI.5, а хроматизм увеличения и астигматизм — в табл. VI.9 и VI.10.

Расчет компонента I из двух несклеенных линз не дал положительного результата, так как дисторсия окуляра достигает

величины около 40% и радиусы кривизны поверхностей при этом становятся очень малы.

Проекционные окуляры, применяемые для инфракрасной области спектра, имеют оптическую конструкцию, аналогичную компенсационным окулярам типа Гюйгенса (см. рис. VI.3). Некоторые из них (АК-3 для микроскопа МИК-4 и др.) имеют компонент, расположенный ближе к приемнику излучения, склеенный из двух линз. Расчет таких окуляров мало отличается от расчета окуляров, предназначенных для ультрафиолетовой области спектра.

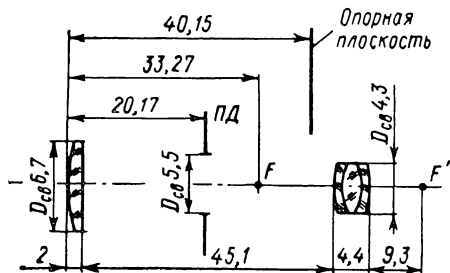


Рис. VI.5. Конструктивные размеры окуляра АК-13

36. Гомалы

Гомалы — отрицательные оптические системы — применяются в микроскопах вместо окуляров с целью компенсации кривизны изображения и хроматизма увеличения, даваемых апохроматическими микрообъективами. Гомалы можно также применять с объективами-ахроматами больших увеличений. Выходной зрачок гомалов расположен внутри прибора, и поэтому они применяются главным образом для фотографирования снимков на больших форматах (9×12 и 13×18 см).

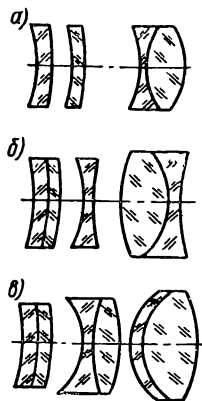


Рис. VI.6. Гомалы:
а — ОН-6; б — ОН-8;
в — ОН-7

Так как в объективах микроскопа астигматизм остается незначительным, то кривизна поля в них определяется суммой Петцваля, которая зависит главным образом от фокусного расстояния объектива или его увеличения. Кривизна изображения, даваемого объективами, может быть с достаточной точностью выражена зависимостью $\Delta x_p' = 0,0037 V_{об} l'^2$.

Заметим, что объективы, рассчитанные для тубуса «бесконечность», конструктивно представляют собой обычные объективы для тубуса 160 мм с весьма незначительными (вызванными коррекцией для тубуса «бесконечность») изменениями. Поэтому сумма Петцваля в них остается практически неизменной и, следовательно, требование к кривизне поля гомалов не меняется.

Так как объективы-апохроматы имеют различные кривизны поверхности изображения, были изготовлены с целью оптимальной коррекции три типа гомалов (рис. VI.6). В табл. VI.14 даны aberrации в обратном ходе лучей гомала ОН-6, работающего с увеличением $V = 0,1 \times$ при $s_1 = -515$ мм.

Аберрации гомала ОН-6

Точка на оси					
m	$10^3 u'$	D			$s'_G - s'_D$
		s'	$\delta s'$	$\eta, \%$	
0	—	—24,64	—	—	0,11
0,5	1,42	—29,61	0,03	—0,02	0,11
1	2,0	—29,58	0,06	—0,06	0,10

Точка вне оси							
w_1	x_1	x'	l'	x'_m	x'_s	$\frac{\Delta l}{l}, \%$	$\frac{l'_G - l'_D}{l'_D}, \%$
3° 40'	181,86	370,36	4,5	1,48	0,74	0,8	1,76
4° 46'	187,65	370,36	6,0	2,03	1,25	2,0	2,31
5° 44'	198,46	370,36	7,5	0,47	1,70	4,7	3,12

Таблица VI.15

Конструктивные элементы гомала А

$$(f' = -92,43; s_F = 94,02; \\ s_{F'} = -103,75)$$

r	d	Марка стекла	$D_{св}$
$r_1 = \infty$	$d_1 = 2,5$ $d_2 = 1,0$ $d_3 = 5,76$ $d_4 = 3,5$ $d_5 = 1,0$ $d_6 = 3,5$	БК6	12,5
$r_2 = -18,408$		ТФ4	12,5
$r_3 = \infty$		—	12,5
$r_4 = \infty$		Ф1	13,2
$r_5 = -10,965$		ТК6	13,5
$r_6 = 10,965$		Ф1	13,5
$r_7 = \infty$			13,7

Таблица VI.16

Конструктивные элементы гомала Б

$$(f' = -135,34; s_F = 83,7; \\ s_{F'} = -288,06)$$

r	d	Марка стекла	$D_{св}$
$r_1 = -26,0$	$d_1 = 1,5$ $d_2 = 20,65$ $d_3 = 4,0$	ТК6	12,5
$r_2 = 41,21$		—	12,5
$r_3 = 233,3$		БФ17	23,0
$r_4 = -43,55$			23,0

В табл. VI.15 приводятся конструктивные элементы гомала А (рис. VI.7), а в табл. VI.16 — гомала Б (рис. VI.8). Эти гомалы применяются с объективами-апохроматами любого увеличения и ахроматами большого увеличения.

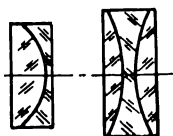


Рис. VI.7. Го-
мал А:
 $f' = -92,4$ мм;
 $V = 2,5\times$

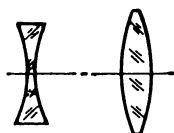


Рис. VI.8. Го-
мал Б:
 $f' = -135,3$ мм;
 $V = 3,75\times$

Приведем основные характеристики гомалов:

	Гомал А	Гомал Б
Расстояние предмета от первой поверхности, мм	58,6	47,6
Расстояние изображения от последней поверх- ности, мм	127	249,6
Масштаб изображения, крат	2,5	3,75
Линейное поле зрения, мм	12,0	12,0
Диаметр изображения, мм	30,0	45,0

37. Новые компенсационные окуляры с постоянным по полю зрения хроматизмом увеличения

В настоящее время как в СССР, так и в ряде зарубежных стран разрабатываются и модернизируются комплекты план-объективов и компенсационных окуляров к ним. Абсолютная величина хроматической разности увеличения у окуляров различных зарубежных фирм колеблется от 1,5 до 2% в области спектра от F до C . Советскими исследователями эта величина принята равной приблизительно 2%.

С появлением широкоугольных планапохроматов, имеющих высокое качество изображения в пределах всего поля зрения, непостоянство коррекции хроматизма увеличения в окулярах становится недопустимым. В связи с этим возникла проблема расчета компенсационных окуляров с постоянной по полю хроматической разностью увеличений [7—9].

Впервые в СССР такой окуляр рассчитал (в 1952 г.) Д. Ю. Гальперн. Увеличение окуляра $15\times$, а постоянный по полю зрения хроматизм увеличения составляет 2,1%. Оптическая схема этого окуляра приведена на рис. VI.9. Она представляет собой окуляр Кельнера, между коллективной и глазной линзами которого расположен пятилинзовый компонент 1, образующий плоскопараллельную пластинку с хроматическими поверхностями склейки. Однако несмотря на хорошую коррекцию aberrаций, этот окуляр

серийно не выпускался из-за относительной сложности его конструкции.

В 1967 г. была разработана новая конструкция компенсационного окуляра симметричного вида с постоянным по полю хроматизмом увеличения. У компенсационных окуляров коррекции

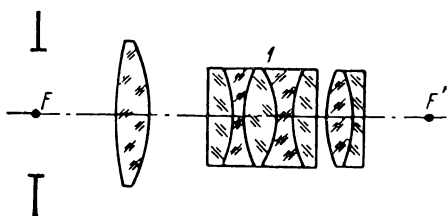


Рис. VI.9. Оптическая схема компенсационного окуляра Д. Ю. Гальперна

подлежат прежде всего полевые aberrации: хроматизм увеличения, астигматизм и отчасти кривизна поверхности и кома. Aberrации для точки на оси у окуляров микроскопа обычно имеют незначительную величину вследствие малых относительных отверстий и фокусных расстояний.

Расчет симметричного окуляра легко выполняется на основе теории aberrаций 3-го порядка. Коэффициенты aberrаций 3-го порядка, определяющие перечисленные выше aberrации, выраженные через основные параметры P^* , W^* и C^* при условиях нормировки $\alpha_1 = 0$, $\alpha' = 1$, $\beta_1 = 1$, $h_1 = f'_1 = 1$ и $y_1 = -1$, имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} S_{II} &= -P^* + W^*; \\ S_{III} &= P^* - 2W^* + 1; \\ S_{IV} &\approx 0,7; \\ S_{II}^{xp} &= C^*. \end{aligned} \right\} \quad (VI.19)$$

Из теории aberrаций известно, что лучший результат при исправлении астигматизма для обеспечения плоского поля достигается при условии, если $x'_s = -x'_m$ (исправление астигматизма «елочкой») [64, 70].

Принимая во внимание, что величина W^* в симметричных системах равна 1,35, из первых двух уравнений (VI.19) находим, что $P^* = W^* = 1,35$. Наиболее точно такие значения P^* и W^* обеспечивает система, состоящая из двух одинаковых плоско-выпуклых линз, изготовленных из оптических стекол с высоким показателем преломления (1,7—1,8) и расположенных выпуклыми поверхностями друг к другу (табл. VI.17). Такая оптическая схема окуляра обеспечивает исправление комы, оптимальное исправление астигматизма и незначительную кривизну поверхности.

Таблица VI.17

Зависимость W^* и P^* от n_D в двух симметрично расположенных плосковыпуклых линзах

n_D	W^*	P^*
1,50	1,35	1,70
1,55	1,35	1,62
1,60	1,35	1,56
1,65	1,35	1,52
1,70	1,35	1,50
1,75	1,35	1,48
1,80	1,35	1,46

Выясним теперь вопрос о достижении нужной коррекции хроматизма увеличения. Из условия получения хроматизма увеличения, равного 2%, используя (VI.19), находим значение хроматического параметра $C^* = 0,02$. Для реализации такого значения C^* требуется сложный, склеенный по крайней мере из двух марок оптического стекла, компонент.

Заметим, что в компенсационном окуляре Аббе (рис. IX.14, поз. 4) параметр C^* трехлинзового склеенного компонента имеет еще большее положительное значение, так как перед ним расположена положительная одиночная линза, обладающая отрицательным значением $C^* = -1/\nu$. Для достижения большого положительного значения параметра C^* окуляра Аббе в трехлинзовом компоненте применяют оптические стекла со значительной разностью показателей преломления для средней длины волны и коэффициентов средней дисперсии. Несмотря на это величина кривизны поверхностей склейки получается довольно большой, что и является основной причиной появления непостоянства хроматизма увеличения по полю (табл. VI.18). Исправить положение не удастся даже применением флюорита ($n = 1,43385$; $\nu = 95,1$) в комбинации с тяжелыми флинтами, имеющими высокие значения показателя преломления и низкие — коэффициента средней дисперсии ν .

Таблица VI.18

Аберрации компенсационного окуляра Аббе $\Gamma = 16\times$

Точка вне оси										
$\omega, \text{ } ^\circ$	$10^2 \lg \omega'$	x_1	x'	i'_D	x'_m	x'_s	$x'_s - x'_m$	$i'_F - i'_C$	$\frac{i'_F - i'_C}{i'_D}, \%$	$\frac{i' - i'_0}{i'_0}, \%$
0	0	—12,4	418	0	0	0	0	0	1,13	0
—15	0,99	—12,5	418	4,094	—0,21	—0,43	—0,22	0,061	1,49	—2,4
—21	0,41	—13,0	418	5,790	0,51	—0,76	—1,27	0,120	2,07	—3,1

При разработке компенсационного окуляра симметричного типа для улучшения коррекции хроматизма увеличения целесообразно воспользоваться свойствами так называемых хроматических поверхностей склейки, разделяющих оптические среды с близкими значениями показателей преломления для средней длины волны, но с существенно различными коэффициентами средней дисперсии. Для получения более пологих радиусов, и тем самым достижения постоянства хроматизма увеличения по полю зрения, в каждый из компонентов симметричного окуляра введено по две хроматические поверхности. В качестве оптических сред использовались следующие комбинации оптических стекол: СТК9

Аберрации симметричного компенсационного окуляра $\Gamma = 12,5\times$

Точка на оси							
m	$10^2 \operatorname{tg} u'_m$	D			C	F	F — C
		s'	$\delta s'$	$\eta, \%$	ds'	ds'	
0	0	13,305	0	0	—0,10	0,35	0,45
$0,4\sqrt{0,5}$	1,41	13,302	—0,003	—0,0007	—0,11	0,34	0,45
0,4	2,01	13,300	—0,005	—0,0013	—0,11	0,34	0,45

Точка вне оси													
w, ... °	$10^2 \operatorname{tg} w'$	x_1	x'	l'_D	x'_m	x'_s	$x'_s - x'_m$	$l' - l'_0$		l'_C	l'_F	$l'_F - l'_C$	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$
								mm	%				
0	0	—13,20	∞	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1,85
—16° 20'	0	—12,42	∞	5,547	0,07	—0,28	—0,35	—0,250	—4,4	5,522	5,632	0,110	1,98
—21° 10'	0	—11,54	∞	7,638	0,15	—0,53	—0,68	—0,703	—8,3	7,600	7,763	0,163	2,10

($n = 1,7424$; $\nu = 50,2$) — ТФ4 ($n = 1,7398$; $\nu = 28,2$) или Ф1 ($n = 1,6128$; $\nu = 36,9$) — ТК16 ($n = 1,6126$; $\nu = 58,3$).

Для иллюстрации приводим расчет компенсационного окуляра с увеличением $12,5\times$, фокусным расстоянием 20 мм и линейным полем зрения 15 мм. На рис. VI.10 представлена его оптическая схема, в табл. VI.19 даны aberrации. Из анализа aberrаций следует, что астигматизм и кривизна поверхности окуляра исправлены хорошо, хроматизм увеличения практически постоянен по полю зрения, а дисторсия имеет величину, свойственную симметричным окулярам. Следует заметить, что улучшить ортоскопичность можно за счет отступления от симметрии системы либо за счет ухудшения коррекции астигматизма [10].

По такой оптической схеме был рассчитан и изготовлен комплект окуляров с увеличениями 10, 12,5 и $20\times$. Их оптические характеристики представлены в табл. VI.20. Они применяются в металлографическом исследовательском микроскопе МИМ-9. Преимуществом такой оптической схемы окуляра является большое удаление выходного зрачка.

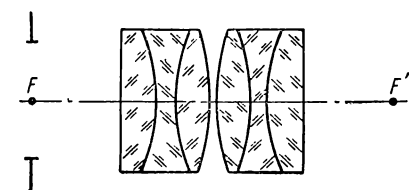


Рис. VI.10. Оптическая схема симметричного компенсационного окуляра $\Gamma = 12,5\times$

Таблица VI.20

Оптические характеристики
компенсационных окуляров
к микроскопу МИМ-9

Г, крат	f'	$2l$	$2\omega, \dots^\circ$	x'
10	25	18	40	15,3
12,5	20	15	41	13,1
20	12,5	9	40	7,6

производстве; во-вторых, значительная величина дисторсии достигающая 5—7% в пределах угла зрения равного 40° .

С целью устранения отмеченных недостатков проводились исследования по изысканию новых оптических схем компенсационных окуляров. Эту задачу удалось успешно решить путем развития оптических схем окуляров Гюйгенса и Кельнера. Для получения хроматизма увеличения нужной величины в оптические схемы окуляров между глазной и коллективной линзами вводилась плоскопараллельная пластинка с одной или двумя хроматическими поверхностями склейки.

Рассмотрим коррекционные возможности такой плоскопараллельной пластинки, известной в литературе также под названием гиперхроматической или молярной линзы [12, 70].

Такая плоскопараллельная пластинка склеена из плоско-вогнутой и плоско-выпуклой линз из стекол с близкими показателями преломления для средней длины волны, но с существенно различными коэффициентами средней дисперсии. Поэтому для основной длины волны она эквивалентна действию обычной плоскопараллельной пластинки, но для других длин действует как собирающая или рассеивающая линза. Введение в оптические системы такой пластинки при сравнительно небольших углах поля зрения и числовой апертуре не нарушает заметно коррекции монохроматических aberrаций, но может существенно влиять на состояние хроматической коррекции системы.

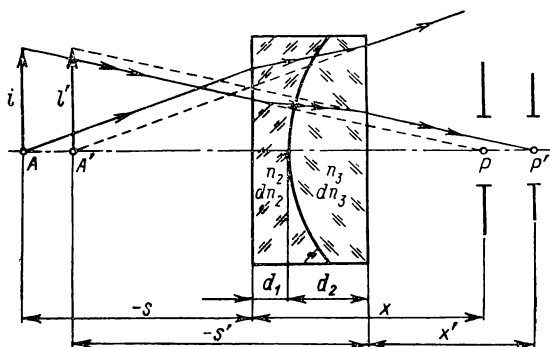


Рис. VI.11. Оптическая схема гиперхроматической линзы

Впервые, по-видимому, такие пластинки (молярные насадочные линзы) были применены при портретной фотографии для получения более «мягкого» изображения за счет введения в системы фотографического объектива хроматизма положения.

Введение склеенной из двух различных марок стекла пластинки в оптические схемы окуляров Гюйгенса и Кельнера позволяет создать компенсационные окуляры с постоянным по полю зрения хроматизмом увеличения. Благодаря применению такой пластинки, перемещающейся вдоль оптической оси, имеется реальная возможность расчета систем с переменными хроматическими aberrациями.

Следует заметить, что допуски на толщины и центрировку поверхностей гиперхроматической линзы довольно грубы, что делает ее технологичной в изготовлении.

Рассмотрим более подробно вопрос о рациональном расположении пластинок в оптических схемах с целью получения необходимой коррекции хроматических aberrаций.

Начнем с хроматической aberrации положения.

На рис. VI.11 изображена склеенная из различных марок стекла плоскопараллельная пластинка, находящаяся в сходящемся пучке лучей; A и A' — сопряженные точки предмета и изображе-

ния; P и P' — центры входного и выходного зрачков; l и l' — величины предмета и изображения; s и s' — расстояния до предмета и изображения; x и x' — расстояния до входного и выходного зрачков; d_1 и d_2 — толщины склеенных линз, образующих плоскопараллельную пластинку; n_2 и n_3 — их показатели преломления для средней длины волны, а dn_2 и dn_3 — средние дисперсии.

Общее выражение для хроматической аберрации положения в дифференциальной форме имеет вид

$$ds' = \frac{\partial s'}{\partial n_2} dn_2 + \frac{\partial s'}{\partial n_3} dn_3. \quad (\text{VI.20})$$

Полагая, что пластинка находится в воздухе, т. е. $n_1 = n_4 = 1$ и $dn_1 = dn_4 = 0$, и применяя последовательно к поверхностям инвариант Аббе, находим выражение для s' :

$$s' = \frac{n_2 n_3 r s}{n_2 n_3 r + n_2 n_3^2 s - n_3^2 d_1 - n_2^2 n_3 s + n_2 n_3 d_1} - \frac{n_3 r d}{n_2 n_3 r + n_2 n_3^2 s - n_3^2 d_1 - n_2^2 n_3 s + n_2 n_3 d_1} - \frac{d_2}{n_3}. \quad (\text{VI.21})$$

Определим значения частных производных и подставим их в (VI.20); принимая во внимание, что $n_2 \approx n_3 = n$, получим

$$ds' = \left(\frac{s^2}{r} - \frac{d_1^2}{n^2 r} - \frac{d_1}{n^2} \right) dn_2 + \left(-\frac{s^2}{r} + \frac{d_1^2}{n^2 r} - \frac{d_2}{n^2} \right) dn_3, \quad (\text{VI.22})$$

где r — радиус склеиваемых поверхностей.

В случае, если влиянием толщин линз можно пренебречь ($d_1 = d_2 = 0$), формула существенно упрощается:

$$ds' = \frac{s^2}{r} (dn_2 - dn_3). \quad (\text{VI.23})$$

Выразив дисперсии оптических сред через коэффициенты средней дисперсии (число Аббе), имеем

$$ds' = \frac{s^2}{r} (n - 1) \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_3} \right). \quad (\text{VI.24})$$

Рассмотрим теперь хроматическую аберрацию увеличения.

Из теории аберраций известно [64] общее выражение относительной хроматической аберрации увеличения в плоскости изображения для основной длины волны:

$$\frac{dl'}{l'} = \frac{ds'}{x' - s'} - \frac{d\alpha'}{\alpha'}, \quad (\text{VI.25})$$

где $dl' = l'_{\lambda_2} - l'_{\lambda_1}$, а α' — угол первого параксиального луча с оптической осью.

Применяя последовательно к преломляющим поверхностям пластинки формулу для линейного увеличения, получаем

$$\alpha' = \alpha \left[1 + \frac{n_3 - n_2}{r} \left(s - \frac{d_1}{n_2} \right) \right]. \quad (\text{VI.26})$$

Величину $d\alpha'$ находим из выражения

$$d\alpha' = \frac{\partial \alpha'}{\partial n_2} dn_2 + \frac{\partial \alpha'}{\partial n_3} dn_3. \quad (\text{VI.27})$$

Определив частные производные и подставив их в (VI.27), при условии, что $n_2 = n_3 = n$, получаем

$$\frac{d\alpha'}{\alpha'} = \frac{1}{r} \left(s - \frac{d_1}{n} \right) (dn_3 - dn_2). \quad (\text{VI.28})$$

Подставляя (VI.22) и (VI.28) в (VI.25), имеем

$$\frac{dl'}{l'} = \frac{1}{x-s} \left[\left(\frac{s^2}{r} - \frac{d_1^2}{n^2 r} - \frac{d_1}{n^2} \right) dn_2 + \left(-\frac{s^2}{r} + \frac{d_1^2}{n^2 r} - \frac{d_2}{n^2} \right) dn_3 \right] - \frac{1}{r} \left(s - \frac{d_1}{n} \right) (dn_3 - dn_2). \quad (\text{VI.29})$$

В частном случае, когда $d_1 = d_2 = 0$,

$$\frac{dl'}{l'} = \frac{1}{x-s} \frac{s^2}{r} (dn_2 - dn_3) + \frac{s}{r} (dn_2 - dn_3). \quad (\text{VI.30})$$

Выражая dn через v , находим

$$\frac{dl'}{l'} = \frac{s^2}{(x-s)^2} (n-1) \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_3} \right) + \frac{s}{r} (n-1) \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_3} \right). \quad (\text{VI.31})$$

Полученные выражения позволяют исследовать влияние расположения гиперхроматической линзы относительно оптической системы на хроматические aberrации. Исследование проведем для случая бесконечно тонкой пластинки.

Хроматическая aberrация положения, как вытекает из (VI.24), равна нулю в случаях:

- 1) $s = 0$ — пластинка в плоскости предмета;
- 2) $r = \infty$ — поверхность склейки плоская.

Хроматизм увеличения, как следует из (VI.31), равен нулю в случаях:

- 1) $s = 0$ — пластинка в плоскости предмета;
- 2) $x = 0$ — пластинка в плоскости зрачка;
- 3) $r = \infty$ — поверхность склейки плоская.

Таблица VI.21

Оптические характеристики
компенсационных окуляров
($x_1 = -160 \div -250$ мм)

Г, крат	f'	$2l$	$2\omega, \dots^\circ$	x'
6,3	40	22	31	8
10	25	15	34	15
16	15,6	11	39	8

Таблица VI.22

Оптические характеристики
компенсационных окуляров
($x_1 = -500 \div \infty$)

Г, крат	f'	$2l$	$2\omega, \dots^\circ$	x'
6,3	40	20	28	9
10	25	15	34	10
10	25	18	40	10
12,5	20	13	36	8,5
16	15,6	11	39	9

Представляет практический интерес найти положение пластинки, для которого хроматическая разность увеличения достигает максимальной величины при фиксированном значении радиуса склейки. Для этого продифференцируем (VI.31) по s и приравняем производную нулю:

$$\frac{\partial \left(\frac{dl'}{l'} \right)}{\partial s} = \frac{dn_2 - dn_3}{r} \left(1 + \frac{2s}{x-s} \right). \quad (\text{VI.32})$$

Отсюда находим

$$s_{\text{экстр}} = -\frac{x-s}{2}. \quad (\text{VI.33})$$

Максимальное значение хроматической разности увеличения определяется из выражения

$$\left(\frac{dl'}{l'} \right)_{\text{max}} = \frac{x-s}{2r} (dn_2 - dn_3). \quad (\text{VI.34})$$

Полученные дифференциальные выражения могут быть весьма полезными при определении радиуса склейки гиперхроматической линзы с заданными хроматическими аберрациями.

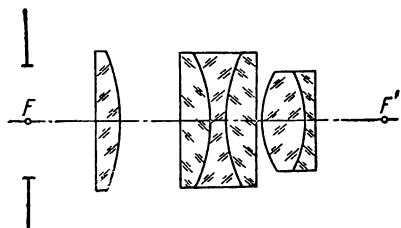


Рис. VI.13. Оптическая схема нового компенсационного окуляра $\Gamma = 10\times$

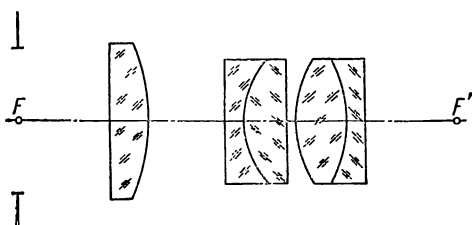


Рис. VI.14. Оптическая схема нового компенсационного окуляра $\Gamma = 16\times$

При разработке новых компенсационных окуляров было замечено, что хроматизм увеличения существенно зависит от положения входного зрачка, которое в различных оптических схемах микроскопа изменяется в значительных пределах. Были рассчитаны два комплекта окуляров для двух интервалов удаления входного зрачка (в мм): 160—250 и 500 — ∞ соответственно.

В табл. VI.21 и VI.22 даны оптические характеристики новых компенсационных окуляров.

На рис. VI.12—VI.14 приведены принципиальные оптические схемы компенсационных окуляров, а в табл. VI.23 и VI.24 — их

Аберрации компенсационных окуляров
($x' = 135 \div 165$ мм)

Γ крат	f'	$2l'$	x_1	x'	l'_D	x'_m	x'_s	$\frac{l' - l'_0}{l'_0}, \%$	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$
6,3	39,7	22	—8	135	0	0	0	0	1,83
					7,7	—0,14	—0,82	—1,7	1,89
					11,0	—0,51	—1,75	—3,4	1,90
10	25	18	—15	165	0	0	0	0	1,59
					6,3	—0,24	—0,59	—1,6	1,69
					9,0	1,00	—0,86	—2,4	1,82
16	15,6	11	—8	160	0	0	0	0	1,41
					3,8	0,01	—0,28	—1,5	1,61
					5,5	0,72	—0,44	—2,7	1,84

Таблица VI.24

Аберрации компенсационных окуляров ($x' = \infty$)

Γ , крат	f'	$2l'$	x_1	l'_D	x'_m	x'_s	$\frac{l' - l'_0}{l'_0}, \%$	$\frac{l'_F - l'_C}{l'_D}, \%$
6,3	39,5	19	—17,3	0	0	0	0	1,65
				6,5	0,51	—0,15	—1,0	1,83
				9,5	1,01	—0,31	—2,0	2,01
10	24,9	16	—10,7	0	0	0	0	1,65
				5,3	0,31	—0,22	—1,25	1,89
				7,5	0,98	—0,37	—2,45	2,00
16	15,6	11	—6,5	0	0	0	0	1,60
				3,8	0,30	—0,18	—1,5	1,84
				5,5	1,02	—0,28	—3,3	1,99

абберации в обратном ходе лучей. Окуляр $6,3\times$ является развитием окуляра Гюйгенса, а окуляры 10 и $16\times$ — схемы Кельнера [64, 70].

Все рассчитанные окуляры имеют хорошую коррекцию монохроматических aberrаций. Хроматизм увеличения практически постоянен по полю зрения.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Вновь разработанные компенсационные окуляры сравнительно просты и технологичны по своей конструкции.

2. Применение новых окуляров совместно с объективами, хроматическая разность увеличения которых составляет $1,5—2,0\%$, обеспечивает практически бесцветное изображение в микроскопе.

3. Компенсационные окуляры малых увеличений целесообразно разрабатывать на основе развития схемы Гюйгенса, средних увеличений — схемы Кельнера, а для окуляров больших увеличений наиболее подходящей является схема симметричного вида.

ГЛАВА VII

ТУБУСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ МИКРОСКОПА. НАСАДКИ

В тубусных системах микроскопов (между объективом и окуляром), а также в фотографических и проекционных частях микроскопа применяются линзовые, призмённые и другие оптические компоненты. К наиболее характерным линзовым компонентам относятся следующие.

1. Две простые одиночные линзы (отрицательная и положительная). Применяются в поляризационных микроскопах с конечной длиной тубуса и служат для образования между ними параллельного хода лучей с целью установки анализатора [38].

2. Тубусные ахроматические линзы. Используются с объективами, рассчитанными для бесконечно удаленного изображения. Они переносят даваемое объективом изображение в свою заднюю фокальную плоскость.

3. Системы скачкообразного изменения — телескопические трубки Галилея. Применяются в стереоскопических бинокулярных микроскопах типа МБС.

4. Расфокусированные трубки Галилея. Используются в бинокулярных и других насадках.

5. Панкратические системы. Служат для получения плавного изменения увеличения.

6. Оборачивающие системы. Предназначены для увеличения длины тубуса в микроскопах, применяемых в «горячих камерах».

38. Тубусные линзы

По конструктивным соображениям фокусное расстояние тубусных линз в металлографических и других микроскопах не превышает 200—250 мм, а в стереомикроскопах типа МБС оно равно 160 мм. Максимальный диаметр выходного зрачка в существующих микрообъективах для тубуса «бесконечность» не превышает 13 мм. Так, например, в объективах с $f' = 16$ мм и $A = 0,4$ имеем $D_{\text{вых. зр}} = 2Af' = 12,8$ мм. В бинокулярных стереомикроскопах максимальный световой диаметр трубок Галилея равен 16 мм.

Поэтому относительное отверстие тубусных линз не превышает 1 : 10.

Если принять $2l_{\text{ок}} = 24$ мм и $f'_{\text{т. л}} = 200$ мм, максимальное угловое поле зрения тубусной линзы, а следовательно, и микрообъектива (при отсутствии других линзовых компонентов) будет равно $2 \operatorname{tg} \omega_1 = 2l_{\text{ок}}/f'_{\text{т. л}} = 0,12$ ($2\omega_1 = 6,8^\circ$). Для тубусной линзы, находящейся непосредственно за микрообъективом, входным зрачком является выходной зрачок микрообъектива. Расстояние от последнего до тубусной линзы практически колеблется в пределах от 0,05 до 0,75 фокусного расстояния линзы, что в некоторых случаях вызывает необходимость применения окуляров с удаленным входным зрачком.

Аберрационный расчет тубусной линзы сводится к выполнению условия изопланатизма, устранению хроматических аберраций и астигматизма; коррекция ее аберраций достигается с помощью теории аберраций 3-го порядка по методу Г. Г. Слюсарева; система рассматривается как бесконечно тонкий двухлинзовый объектив телескопической системы с вынесенным входным зрачком.

При определении конструктивных элементов тубусной линзы можно исходить из следующих значений пяти сумм Зейделя [см. формулу (III.7)]:

$$S_{I\infty} = P^*; \quad S_{II\infty} = yP^* + W^*; \quad S_{III\infty} = y^2P^* + 2yW^* + 1;$$

$$S_{IV} = \pi; \quad S_{V\infty} = y^3P^* + 3y^2W^* + y\left(3 + \frac{1}{n}\right),$$

$$\text{или } S_{V\infty} \approx y(y^2P^* + 3yW^* + 3,6),$$

где $y = x_1/f'$; $s_1 = \infty$ и x_1 — расстояние входного зрачка от тубусной линзы.

Из анализа этих формул следует, что при малых расстояниях входного зрачка от линзы сферическая аберрация характеризуется величиной P^* , кома — величиной W^* , астигматизм не зависит от формы линз и коэффициент S_{III} приближается к единице, S_{IV} практически постоянно (0,6—0,7) и $S_V = 0$. Положение входного зрачка x_1 является сильно действующим на аберрации параметром. Заслуживает внимание рекомендация проф. М. М. Русинова о создании небольшого набора типовых двухлинзовых склеенных объективов с вынесенным входным зрачком, применимых в качестве тубусных линз [60]. Требуемые аберрации этих систем могут быть легко вычислены при различных расстояниях от выходного зрачка микрообъектива до тубусной линзы, встречающихся в конструкциях микроскопов.

39. Телеобъектив в качестве тубусной линзы

На рис. VII.1 приведен ход первого и второго параксиальных лучей в телеобъективе, представленный для упрощения двумя главными плоскостями I и II. Входным зрачком телеобъектива

служит выходной зрачок микрообъектива, расположенный на расстоянии $x_{зр}$ от компонента I. Изображение выходного зрачка после телеобъектива будет являться входным зрачком для последующей системы. Поэтому очень важно иметь в виду при расчете телеобъектива, чтобы выходной зрачок последнего находился на требуемом расстоянии от окуляра. Так, например, для длины тубуса 160 мм при работе с объективами средних и больших увеличений расстояние от выходного зрачка объектива до передней фокальной плоскости окуляра принято равным 147 мм.

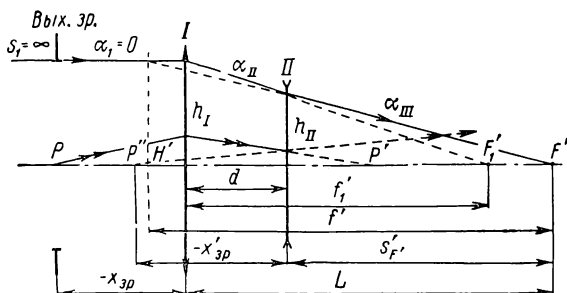


Рис. VII.1. Ход лучей в телеобъективе

Для вспомогательных лучей примем следующее условие нормировки: $s_1 = \infty$; $\alpha_1 = 0$; $\alpha'_p = 1$; $h_1 = 1$; $\beta_1 = 1$; $y_1 = x_{зр}/f'$; $J = -n = -1$.

В соответствии с рис. VII.1 и условием нормировки имеем:

$$\alpha_{II} = \Phi_I; \quad h_{II} = 1 - \alpha_{II}d = 1 - \Phi_I d;$$

$$\beta_{II} = \beta_I + y_I \Phi_I; \quad y_{II} = y_I - \beta_{II} d,$$

где d — расстояние между главными плоскостями.

Для расчета телеобъектива располагаем тремя внешними параметрами: Φ_I , Φ_{II} и d ; четвертый параметр $x_{зр}$ (или y_I) имеет вполне определенное значение. Коэффициенты S_I^{xp} , S_{II}^{xp} и S_{IV} , зависящие от внешних параметров, определяются при $f' = 1$ следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \frac{\alpha_{III}}{h_I} = \frac{1}{h_I} \sum_{i=1}^{i=2} h_i \Phi_i = \Phi_I + h_{II} \Phi_{II} = 1; \\ S_I^{xp} &= \sum_{i=1}^{i=2} h_i^2 \Phi_i C_i^* = \Phi_I C_I^* + h_{II}^2 \Phi_{II} C_{II}^*; \\ S_{II}^{xp} &= \sum_{i=1}^{i=2} h_i y_i \Phi_i C_i^* = y_I \Phi_I C_I^* + h_{II} y_{II} C_{II}^*; \\ S_{IV} &= \sum_{i=1}^{i=2} \Phi_i \pi_i = \pi_1 \Phi_I - \pi_2 \Phi_{II} \approx 0,67 (\Phi_I + \Phi_{II}). \end{aligned} \right\} \quad (VII.1)$$

Формула (VII.1) выражает систему четырех уравнений с пятью неизвестными: Φ_I , Φ_{II} , d , C_1^* и C_{II}^* . Задавшись значениями коэффициентов Зейделя и выбрав один из параметров, можно решить эту систему уравнений. Положим $S_I^{xp} = S_{II}^{xp} = S_{IV} = C_{II}^* = 0$; тогда из уравнений (VII.1) вытекает $C_1^* = 0$

$$\Phi_I = -\Phi_{II} = \frac{1}{1-h_{II}}. \quad (\text{VII.2})$$

Из рис. VII.1 имеем

$$L = d + s'_F. \quad (\text{VII.3})$$

Принимая во внимание (I.38), получим $\Phi = \Phi_I + \Phi_{II} - d\Phi_I\Phi_{II} = 1$; следовательно, $\Phi_I + \Phi_{II} = 0$, и тогда

$$d = -\frac{1}{\Phi_I\Phi_{II}} = (1-h_{II})^2. \quad (\text{VII.4})$$

Подставляем значение d из (VII.4) в (VII.3) и, так как $s'_F = h_2$, получаем

$$L = h_{II}^2 - h_{II} + 1. \quad (\text{VII.5})$$

Взяв производную dL/dh_{II} и приравняв ее нулю, находим $dL/dh_{II} = 2h_{II} - 1 = 0$; $h_{II \min} = 0,5$.

Подстановка полученного значения $h_{II \min}$ в формулу (VII.5) дает минимальную длину телеобъектива $L_{\min} = 0,75$ [71].

В том случае, когда выполнено условие Петцваля ($S_{IV} = 0$), т. е. устранена кривизна изображения, длина L_{\min} составляет три четверти фокусного расстояния объектива; величина телефотоувеличения $f'/L = 1,333$. Подстановка в (VII.1) найденных значений дает: $h_I = 1$; $h_{II} = 0,5$; $\Phi_I = 2$; $\Phi_{II} = -2$; $d = 0,25$; $C_1^* = C_{II}^* = 0$. Задавшись положением зрачка x_1 , легко вычислить и остальные внешние параметры системы: $y_I = x_1$; $y_{II} = y_I - \beta_{II}d = y_I - d(1 + y_I\Phi_{II}) = 0,25(2y_I - 1)$. Коэффициенты Зейделя (III.5) выразятся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P_1 + 0,5P_2; \\ S_{II} &= y_IP_1 + 0,25(2y_I - 1)P_2 + W_1 + W_2; \\ S_{III} &= y_I^2P_1 + 2y_IW_1 + 0,125(2y_I - 1)^2P_2 + (2y_I - 1)W_2; \\ S_{IV} &= 0; \\ S_V &= y_I^3P_1 + 3y_I^2W_1 + 0,0625(2y_I - 1)^2W_2 + 3,67, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.6})$$

где $\pi_1 = \pi_2 = \pi = 0,67$.

Задаваясь $y_I = x_1/f'$ и решая уравнения (VII.6), можно найти значения P_1 , W_1 , P_2 , W_2 , а затем, применяя формулы (III.9) и (III.10), по этим значениям вычислить P_1^* , W_1^* , P_2^* , W_2^* . Приняв оба компонента склеенными из двух линз, дальнейший расчет можно произвести по методу Г. Г. Слюсарева, предварительно определив величины $P_{1\min}^*$ и $P_{2\min}^*$ по формуле (IV.64). Затем по значениям $C_1^* = 0$, $P_{1\min}^*$ и $C_2^* = 0$, $P_{2\min}^*$ находят из таблиц [64]

соответствующие пары стекол и дополнительные величины Q_0 и φ_k , после чего вычисляют радиусы преломляющих поверхностей. После введения конечных толщин определяют с помощью ЭВМ значения сумм Зейделя и точное значение аберраций. Если аберрации системы вследствие высших порядков окажутся велики, следует компоненты усложнить увеличением числа линз или применить несклеенные линзы [64].

40. Трубки Галилея

На рис. VII.2 приведена принципиальная схема телескопической трубки Галилея, состоящая из положительного компонента I и отрицательного II , представленных главными плоскостями.

Задний фокус F'_1 совмещен с передним фокусом F_2 , т. е. оптический интервал $\Delta_0 = 0$. Крайний луч AB , входящий в систему параллельно оптической оси, после объектива направится к его заднему фокусу F'_1 . В точке C этот луч встретится с главной плоскостью компонента II , который направит его снова параллельно оптической оси (луч CA'). Видимое увеличение системы Галилея определяется по формуле [74]

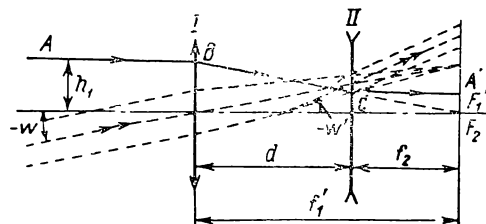


Рис. VII.2. Трубка Галилея, представленная главными плоскостями, с ходом лучей

$$\Gamma = -\frac{f'_1}{f'_2}. \quad (\text{VII.7})$$

Галилеева система дает прямое изображение, так как в ней $f'_1 > 0$, $f'_2 < 0$ и, согласно (VII.7), $\Gamma > 0$.

Рассмотрим трубку Галилея, применяемую в микроскопе МБСЗ, принципиальная оптическая схема которого представлена тремя составными частями (рис. VII.3): несъемным объективом I , вращающейся трубкой Галилея II , визуальной частью III . При перемене увеличений угол поля зрения $2\omega'$ со стороны окуляра вследствие постоянства размера полевой диафрагмы последнего остается без изменений. Когда склеенный компонент галилеевой системы расположен перед объективом I (рис. VII.3), то последний работает при максимальном диаметре входного зрачка D_{\max} , но с меньшим угловым полем зрения $2\omega_{\min}$, и наоборот. На основании инварианта Лагранжа—Гельмгольца

$$D_{\min} \operatorname{tg} \omega_{\max} = D_{\max} \operatorname{tg} \omega_{\min}; \quad (\text{VII.8})$$

с другой стороны,

$$D_{\min} = \Gamma_{\min} D'; \quad D_{\max} = \Gamma_{\max} D', \quad (\text{VII.9})$$

где D' — диаметр выходного зрачка галилеевой трубки.

Из (VII.8) и (VII.9) следует

$$\Gamma_{\min} \operatorname{tg} \omega_{\max} = \Gamma_{\max} \operatorname{tg} \omega_{\min} = \text{const.}$$

Пусть видимое увеличение галилеевой трубки в положении, приведенном на рис. VII.3, будет Γ_I , а системы III — Γ_{III} ; тогда общее максимальное увеличение будет равно

$$\Gamma_{\max} = \Gamma_I \Gamma_{III}. \quad (\text{VII.10})$$

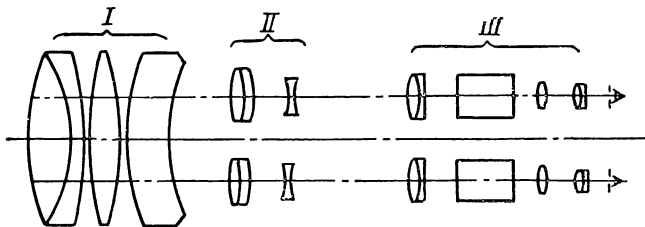


Рис. VII.3. Принципиальная оптическая схема стереоскопического микроскопа типа МБСЗ

Если трубка Галилея повернута на 180° , ее увеличение будет $1/\Gamma_I$, поэтому

$$\Gamma_{\min} = \frac{\Gamma_{III}}{\Gamma_I}. \quad (\text{VII.11})$$

Оба увеличения Γ_{\max} и Γ_{\min} задаются конструктору. Из (VII.10) и (VII.11) имеем для галилеевой трубки:

$$\Gamma_I = \sqrt{\frac{\Gamma_{\max}}{\Gamma_{\min}}}; \quad \Gamma_{III} = \sqrt{\Gamma_{\max} \Gamma_{\min}}.$$

При конструировании телескопической трубки переменного увеличения всегда следует обращать внимание на перемещение зрачков при смене увеличения. На рис. VII.4 представлен ход главного луча в системе Галилея. Очевидно, что зрачки не будут перемещаться, если их центры S и S' располагаются симметрично на равных расстояниях по обе стороны от точки O . При повороте трубки на 180° точки S и S' поменяются местами и ролями; таким образом, зрачки окажутся неподвижными и меняться будет лишь диаметр входного зрачка. Из рис. VII.4 следует условие неподвижности зрачков $x_{зр} = -x'_{зр}$.

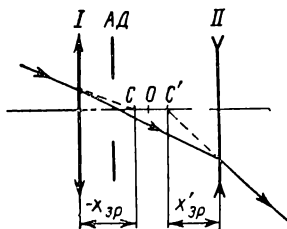


Рис. VII.4. К условию неподвижности зрачков в трубке Галилея

Отрезок $x_{зр}$, определяющий положение неподвижности входного зрачка телескопической трубки Галилея, определяется формулой [74]

$$x_{зр} = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma^2 + 1} f'_I;$$

заменяя $f'_1 = \Gamma d / \Gamma - 1$, получим окончательно

$$x_{3p} = -x'_{3p} = \frac{\Gamma d}{\Gamma^2 + 1}.$$

Точка пересечения главного луча с оптической осью определит положение апертурной диафрагмы. Во избежание виньетирования или срезания поля зрения выходной зрачок трубки Галилея должен быть сопряжен с входным зрачком последующей системы. Меридиональные и сагиттальные отклонения луча в угловой мере от идеального направления для галилеевой системы с увеличением Γ определяются формулами [64]:

$$\begin{aligned} -\frac{2}{\Gamma} (\delta g'_p) &= \frac{m_1 (m_1^2 + M_1^2)}{f'^3} S_I + \frac{3m_1^2 + M_1^2}{f'^2} w_1 S_{II} + \\ &+ \frac{m_1}{f'} w_1^2 (3S_{III} + S_{IV}) + w_1^3 S_V; \\ -\frac{2}{\Gamma} (\delta G'_p) &= \frac{M_1 (m_1^2 + M_1^2)}{f'^3} S_I + \frac{2m_1 M_1}{f'^2} w_1 S_{II} + \frac{M_1}{f'} w_1^2 (S_{III} + S_{IV}). \end{aligned}$$

Для телескопической системы с отрицательным окуляром суммы S_I, \dots, S_V приводятся к виду:

$$\begin{aligned} S_I &= h_I P_1^* - h_{II} \hat{P}_2^*; \quad S_{II} = y_I P_1^* - y_{II} \hat{P}_2^* + W_1^* - \hat{W}_2^*; \\ S_{III} &= \frac{y_I^2}{h_I} P_1^* - \frac{y_{II}^2}{h_{II}} \hat{P}_2^* + 2 \left(\frac{y_I}{h_I} W_1^* - \frac{y_{II}}{h_{II}} \hat{W}_2^* \right) + \frac{1}{h_I} - \frac{1}{h_{II}}; \\ S_{IV} &= \frac{1}{h_I} \pi_1 \alpha_{II} - \frac{1}{h_{II}} \pi_2 \alpha_{II}; \\ S_V &= \frac{y_I^3}{h_I^2} P_1^* - \frac{y_{II}^3}{h_{II}^2} \hat{P}_2^* + 3 \left(\frac{y_I^2}{h_I^2} W_1^* - \frac{y_{II}^2}{h_{II}^2} \hat{W}_2^* \right) + \\ &+ \frac{y_I}{h_I^2} \alpha_{II} (3 + \pi_1) + \frac{y_{II}}{h_{II}^2} \alpha_{II} (3 + \pi_2), \end{aligned}$$

где α_{II} — угол первого параксиального луча с осью системы после первого компонента; h_I, h_{II} и y_I, y_{II} — высоты соответственно первого и второго параксиальных лучей. Основные параметры P^* и W^* вычисляются при условии, что луч падает на компонент параллельно оси ($\alpha_1 = 0$) и выходит из него под углом $\alpha' = 1$. Для второго компонента \hat{P}_2^* и \hat{W}_2^* вычисляются в обратном ходе, причем для получения $\alpha' = 1$ следует брать высоту пересечения луча с этим компонентом равной минус единице.

Суммы Зейделя можно представить в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= P_1^* - \frac{1}{\Gamma} \hat{P}_2^*; & S_{II} &= y_I P_1^* - y_{II} \hat{P}_2^* + W_1^* - \hat{W}_2^*; \\ S_{III} &= y_I^2 P_1^* - y_{II}^2 \Gamma \hat{P}_2^* + 2(y_I W_1^* - y_{II} \Gamma W_2^*) + 1 - \Gamma; \\ S_{IV} &= \pi_1 - \Gamma \pi_2; \\ S_V &= y_I^3 P_1^* - y_{II}^3 \Gamma^2 \hat{P}_2^* + 3(y_I^2 W_1^* - y_{II}^2 \Gamma^2 \hat{W}_2^*) + \\ &\quad + y_I(3 + \pi_1) - y_{II} \Gamma^2(3 + \pi_2). \end{aligned} \right\} \text{(VII.12)}$$

При $\pi_1 = \pi_2 = 0,7$ суммы S_{IV} и S_V упрощаются:

$$S_{IV} = 0,7(1 - \Gamma);$$

$$S_V = y_I^3 P_1^* - y_{II}^3 \Gamma^2 \hat{P}_2^* + 3(y_I^2 W_1^* - y_{II}^2 \Gamma^2 \hat{W}_2^*) + 3,7(y_I - \Gamma^2 y_{II}).$$

Таблица VII.1

Конструктивные элементы систем Галилея

Г, крат	$2\omega_1$	Компо- нент	r	d	Марка стекла	$D_{св}$	f'
2	7° 09'	I	41,78	4	БФ7	16	64,86
			—31,05	2	ТФ7		
			—112,72	27,98			
		II	—63,39	2,2	ТФ7	9	—32,57
			—16,596	1,0	БФ7		
			20,8				
3	2° 45'	I	54,95	2,7	ТК16	16	60
			—68,71	1,5	ТФ4		
			206,1	0,5	—		
			52,36	2,1	ТК16		
			1101,5	36			
		II	78,89	1,5	ТК16	9,2	20
			16,672	2,5	—		
			—12,735	2,5	ТФ4		
			—8,63	1,5	ТК16		
			—33,73				

Остаточные aberrации систем Галилея

Точка на оси								
Г, крат	m	m'	D	C	F			
			... "					
2	7 $\sqrt{0,5}$	2,48	2	—4	—6			
	6,5	3,26	—2	—7	—18			
	8	4,2	16	—19	—48			
3	8 $\sqrt{0,5}$	1,89	—2	—18	—26			
	8	2,67	—3	—28	—35			
Точка вне оси								
Г, крат	w_1	x_{3p}	w'	x'_{3p}	L_s	L_m	$\Delta\Gamma/\Gamma, \%$	$w'_F - w'_C \dots "$
2	$-3^\circ 34' 35'' \sqrt{0,5}$	6,31	$-5^\circ 03' 45''$	—15,21	—0,11	—0,26	0,75	3
	$-3^\circ 34' 35''$		$-7^\circ 11' 58''$	—15,07	—0,23	—0,54	1,45	2
3	$-58' 30''$	0	$-2^\circ 55' 32''$	—18,70	—0,012	0,029	0,15	5
	$-1^\circ 22' 30''$		$-4^\circ 08'$	—18,67	—0,023	0,061	0,29	7

Таблица VII.3

Аберрации широких наклонных пучков
лучей в меридиональном сечении
системы Галилея $\Gamma = 2^\times$

$w_1 = -3^\circ 34' 35''$				
m_1	m'	$-\sigma'_D$	$-\sigma'_C$	$\sigma'_F - \sigma'_C$
7	3,35	$7^\circ 18' 10''$	$7^\circ 18' 27''$	$50''$
5	1,68	$15' 14''$	$15' 14''$	$15''$
0	—0,02	$11' 58''$	$11' 52''$	$2''$
—5	—1,74	$8' 46''$	$8' 45''$	$11''$
—7	—3,49	$5' 13''$	$5' 18''$	$12''$

Таблица VII.4

Аберрации широких наклонных
пучков лучей в меридиональном
сечении системы Галилея $\Gamma = 3^\times$

$w_1 = -1^\circ 12' 40''$			$w_1 = -58' 30''$
m_1	m'	$-\sigma'$	$-\sigma'$
8	2,67	$4^\circ 06' 55''$	$2^\circ 55' 00''$
5,6	1,88	$07' 27''$	$55' 16''$
0	0	$08' 00''$	$55' 32''$
—5,6	—1,88	$08' 23''$	$55' 43''$
—8	—2,66	$08' 30''$	$55' 44''$

Коэффициенты хроматических aberrаций всей системы могут быть представлены в таком виде:

$$S_I^{xp} = C_1 - C_2; \quad S_{II}^{xp} = y_I C_1 - y_{II} C_2. \quad (\text{VII.13})$$

Из условия исправления хроматических aberrаций вытекает $C_1 = C_2 = 0$. При применении в качестве окуляра простой линзы условие хроматизма увеличения строго не выполняется. Из уравнения (VII.13) следует, что положением входного зрачка можно исправить хроматизм при условии

$$y_I C_1 - y_{II} C_2 = 0, \text{ или } \frac{y_{II}}{y_I} = \frac{C_1}{C_2}.$$

Приравнивание нулю правых частей выражений (VII.12), за исключением S_{IV} , дает четыре уравнения с четырьмя неизвестными, решение которых приводит к системе значений P_1^* , \tilde{P}_2^* , W_1^* и \tilde{W}_2^* . Дальнейший расчет производится с помощью таблиц Г. Г. Слюсарева [64]. В табл. VII.1 приводятся конструктивные элементы, а в табл. VII.2—VII.4 — aberrации галилеевых систем. С целью уменьшения сферической и сферохроматической aberrаций, а также aberrаций в наклонных пучках оба компонента системы с увеличением $\Gamma = 3\times$ выполнены из трех линз.

41. Расфокусированная система Галилея в сходящихся пучках лучей

Расфокусированная система Галилея, расположенная в бинокулярной насадке, служит для переноса изображения, даваемого предшествующей ей системой, в фокальную плоскость окуляра. На рис. VII.5, а приведена принципиальная оптическая схема бинокулярной насадки АУ-26 с расфокусированной трубкой Галилея, представленной главными плоскостями. На рис. VII.5, б показаны ход апертурного и главного лучей, а также положение полевой диафрагмы окуляра и выходного зрачка микрообъектива (входного зрачка системы Галилея), причем призмы редуцированы к воздуху. Исходя из конструктивных размеров для расчета необходимо задать внешние параметры: s_1 — расстояние от компонента I до изображения, даваемого объективом; s'_2 — расстояние от компонента II до фокальной плоскости окуляра; d — расстояние между компонентами I и II.

Расфокусированные системы Галилея размещены во вращающемся диске, и, как следует из рис. VII.13, суммарная длина каждой из них не должна превышать $d \leq 23$ мм.

Предположим, что требуется определить оптические силы компонентов I и II и всей системы для трех увеличений: 2,5; 1,6 и 1,8 \times , причем $s_1 = 100$ мм; $s'_2 = 150$ мм и $d = 15$ мм.

Применяя формулы (1.47) и (1.48) при условии $\alpha_1 = V$; $\alpha_{III} = 1$, получаем для $V = 2,5\times$:

$$\alpha_{II} = \frac{h_I - h_{II}}{d} = \frac{s_1 \alpha_1 - s'_2}{d} = \frac{100 \cdot 2,5 - 150}{15} = 6,67;$$

$$\varphi_I = \frac{\alpha_{II} - \alpha_I}{h_I} = \frac{6,67 - 2,5}{250} = 0,0167 (f'_I = 59,8);$$

$$\varphi_{II} = \frac{\alpha_{III} - \alpha_{II}}{h_{II}} = \frac{1 - 6,67}{150} = -0,0377 (f'_{II} = -26,6).$$

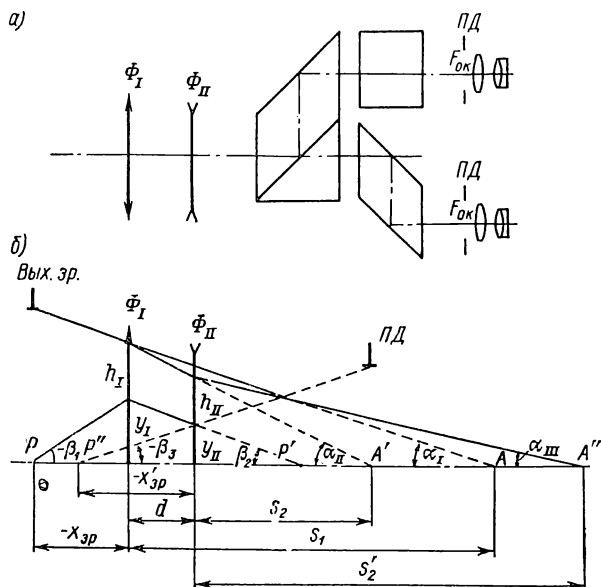


Рис. VII.5. Принципиальная оптическая схема насадки АУ-26 с расфокусированной трубкой Галилея, представленной главными плоскостями (а), и ход апертурного и главного лучей (б)

По формуле (I.38) находим $f' = -87,4$; для системы с $V = 1,6\times$ получаем $f'_I = -171$, $f'_{II} = 445$, $f' = -293$; для системы с $V = 1,08\times$ имеем $f'_I = -27,9$, $f'_{II} = 39,5$, $f' = 460$. Небольшое изменение величины d приводит к значительному изменению оптических сил компонентов и системы в целом.

По формулам (III.33), (III.39) и (III.5) находим выражения коэффициентов хроматических аберраций (S_I^{xp} и S_{II}^{xp}) и сумм Зейделя при фокусном расстоянии всей системы, равном единице, и условии нормировки $\alpha_1 = V$; $\alpha_{III} = 1$; $\bar{h}_I = \frac{h_I}{|f'|} = \bar{s}_1 V$; $\beta_1 = 1$; $\bar{y}_I = \bar{x}_1 = \frac{x_1}{|f'|}$; $\bar{J} = -\alpha_1 (\bar{x}_1 - \bar{s}_1)$; $\bar{d} = \frac{d}{|f'|}$; $\bar{s}'_2 = \frac{s'_2}{|f'|}$; $\bar{\varphi}_I = \varphi_I |f'|$; $\bar{\varphi}_{II} = \varphi_{II} |f'|$.

Конструктивные элементы расфокусированных систем Галилея

V, крат	Компо- нент	r	d	Марка стекла	$D_{\text{ср}}$	f'	s_F	s'_F
1,08	I	—50,7	1,8 1,2 13,32	Ф1 ТК16	12	—29,85	31,01	—30,52
		—27,54						
		29,24						
	II	73,11 20,09 35,24	1,8 5	ЛФ5 ТК2	18	42,67	39,68	41,23
	I + II	—	—	—	—	305,88	—182,98	478,45
1,6	I	153,46	3 1,5 13,5	Ф1 БК8	12	—95,79	99,88	—94,59
		—48,53						
		34,20						
	II	38,02 —179,47 88,92	3,5 1,5	К8 Ф1	14	154,63	—158,27	147,91
	I + II	—	—	—	—	—295,18	328,53	—282,76
2,5	I	36,14	4 2 10,36	БК8 ТФ2	10	59,48	—58,73	56,39
		—27,54						
		104,95						
	II	33,27 —12,246 19,907	3 1,5	ТФ4 ТК2	8	—26,23	27,62	—27,44
	I + II	—	—	—	—	—84,76	133,44	—64,82

Остаточные aberrации расфокусированных систем Галилея

Точка на оси								
V , крат	$\sin u_1$	$10^2 u'$	s'_D	$\delta s'$	η , %	ds'_C	ds'_F	ds'_G
1,08	0	0	147,82	—	—	0,058	—0,291	—0,385
	—0,025	2,313	147,81	—0,01	—0,01	0,137	—0,263	—0,305
1,6	0	—	148,20	0	—	0,06	—0,35	—0,81
	—0,025	1,547	148,17	—0,03	0,07	0,04	—0,40	—0,87
2,5	0	0	150,01	—	—	0,11	—0,16	—0,38
	—0,025	0,985	150,10	0,06	0,07	0,20	—0,23	—0,55
Точка вне оси								
V , крат	l_1	$\operatorname{tg} \omega_1$	x_1	x'	l'	x'_s	x'_m	$\frac{\Delta l'}{l'}$, %
1,08	6,36	—0,04	—63	—305,5	6,88	0,068	—0,578	—0,2
	9	—0,05	—63	—310,5	9,73	0,039	—0,555	—0,5
1,6	5,08	—0,031	—63	—76,76	8,21	—0,02	—0,20	—0,01
	7,19	—0,044	—63	—76,98	11,59	0,0	—0,42	—0,01
2,5	3,25	—0,019	—63	—28,14	8,26	0,24	0,36	0,02
	4,6	—0,028	—63	—28,02	11,71	0,92	0,46	0,37
V крат	$l'_F - l'_C$	$l'_G - l'_D$	$\sin(\sigma_1 - \omega_1)$	$10^2 \sigma'$	l'	$10^2 \sigma'$	l'	
1,08	—0,05	—0,06	0,025	0,828	6,86	0,22	9,66	
	—0,06	—0,08	0,0	—1,51	6,88	—2,11	9,73	
			—0,025	3,84	6,86	—4,45	9,68	
1,6	0	—0,02	0,025	—2,09	8,20	—3,58	11,58	
	0	—0,02	0,0	—3,64	8,21	—5,14	11,59	
			—0,025	—5,19	8,20	—6,70	11,60	
2,5	—0,02	—0,06	0,025	—3,64	8,25	—5,57	11,68	
	—0,03	—0,05	0,0	—4,63	8,26	—6,57	11,70	
			—0,025	—5,61	8,25	—7,53	11,69	

Поскольку среднее положение выходного зрачка объективов совпадает с опорной плоскостью последних, $x_1 - s_1 = -147$ и, следовательно, $\bar{x}_1 - \bar{s}_1 = \frac{x_1 - s_1}{|f'|}$. Так, например, для рассматриваемой системы при $V = 2,5\times$; $f' = -87,4$ мм имеем:

$$\begin{aligned}\bar{h}_I &= 2,86; \bar{h}_{II} = \bar{h}_I - \alpha_2 \bar{d} = 1,615; \bar{y}_I = \bar{x}_1 = -0,538; \\ \bar{s}_1 &= 1,144; \bar{y}_{II} = \bar{y}_I - \beta_2 \bar{d} = \bar{x}_1 - (1 - \bar{x}_1 \bar{\varphi}_1) = -0,845; \\ \bar{J} &= 4,2; \bar{\varphi}_1 = 1,46; \bar{\varphi}_2 = -3,29.\end{aligned}$$

Коэффициенты хроматических aberrаций и суммы Зейделя представим в следующем виде:

$$\begin{aligned}S_I^{xp} &= \sum_{i=1}^{i=2} h_i^2 \varphi_i C_i = 11,96C_1 - 8,58C_2; \\ S_{II}^{xp} &= -J \sum_{i=1}^{i=2} y_i h_i \varphi_i C_i = 6,4C_1 - 22,3C_2; \\ S_I &= 2,86P_1 + 1,62P_2; \\ S_{II} &= -0,538P_1 - 0,845P_2 - 4,2(W_1 + W_2); \\ S_{III} &= 0,1P_1 + 0,44P_2 - 1,6W_1 - 3,68W_2 - 32,2; \\ S_{IV} &= 1,46\pi_1 - 3,29\pi_2; \\ S_V &= -0,02P_1 - 0,23P_2 - 0,44W_1 + 3,44W_2 - \\ &\quad - 5,06(3 + \pi_1) + 31(3 + \pi_2).\end{aligned}$$

В табл. VII.5 приведены конструктивные элементы, а в табл. VII.6 — остаточные aberrации расфокусированных галилеевых систем.

42. Панкратики

Панкратики — оптические системы с плавным изменением увеличения в заданных пределах, дающие возможность остановиться на любом промежуточном значении увеличения. Во всех панкратических системах перемена увеличения производится перемещением их компонентов вдоль оптической оси. Впервые в микроскопостроении панкратики были использованы в осветительных системах [84].

Панкратические системы в визуальных тубусах микроскопов стали применять совсем недавно [55, 56, 72]. Передовые зарубежные фирмы довольно осторожно подходят к применению таких систем. В некоторых моделях микроскопов их использование неоправданно и преследует рекламную цель. В настоящее время ведутся исследования по созданию малогабаритных панкратик

обладающих оптимальными оптическими характеристиками, высоким качеством изображения и надежностью в эксплуатации. Панкратики с нелинейным перемещением компонентов из-за трудности их производства редко применяются в микроскопии.

Наибольший практический интерес представляют так называемые неточные панкратики, состоящие из трех компонентов (рис. VII.6), причем средний компонент неподвижен, а оба крайних идентичных и симметрично расположенных компонента перемещаются вместе вдоль оси, будучи жестко связаны друг с другом. Один из таких типов панкратик и применен в качестве конденсора (см. рис. VIII.13). Обычно L — расстояние между предметом

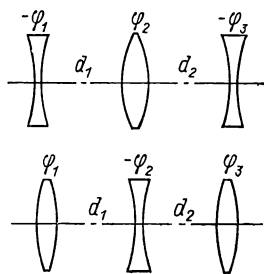


Рис. VII.6. Два типа неточной панкратики из трех компонентов симметричной конструкции

и изображением — имеет постоянное значение при трех значениях линейного увеличения: двух крайних (V_1 и $V_3 = 1/V_1$) и среднем ($V_2 = \pm 1$). При промежуточных значениях увеличений L не остается строго постоянным, т. е. изображение немного смещается вдоль оптической оси. Несложность оптической конструкции обусловливается использованием таких систем в области малых числовых апертур ($A = 0,01 \div 0,03$) и угловых полей зрения ($2\omega_{\max} = 7^\circ$), например в визуальном тубусе, в проекционных ветвях микроскопа и т. д. Поскольку при малых апертурах глубина резкости значительна, то

смещающееся изображение после панкратика не выходит из пределов глубины резкости.

Рассмотрим некоторые особенности системы с отрицательным средним компонентом. Плоскость изображения, даваемого предшествующей системой, должна быть мнимой для панкратической системы ($s_1 > 0$); фокусные расстояния крайних положительных компонентов равны $f'_1 = f'_3$; при симметричном положении крайних компонентов относительно среднего отрицательного компонента ($d_1 = d_2 = d_0$) линейное увеличение всей системы $V = 1$, причем плоскость изображения после первого компонента совпадает с главной плоскостью второго компонента. Следовательно,

$$s'_1 = s_1 V_0 = d_0; \quad (\text{VII.14})$$

$$f'_1 = f'_3 = \frac{d_0}{1 - V_0}, \quad (\text{VII.15})$$

где V_0 — линейное увеличение первого компонента; d_0 — расстояние между компонентами при их среднем положении.

Предположим, что в двух крайних положениях подвижных компонентов ($d_1 = 0$ или $d_2 = 0$) плоскость изображения не смещается относительно того положения, которое она занимает при симметричном расположении компонентов ($V = 1$). В случае

перемещения компонентов в крайнее правое положение на величину d_0 (рис. VII.6) условие отсутствия сдвига плоскости изображения можно выразить соотношениями:

$$\bar{s}_1 = s_1 - d_0 = \frac{d_0(1 - V_0)}{V_0}; \quad (\text{VII.16})$$

$$\bar{s}'_3 = s'_3 - d_0 = -d_0 \frac{1 + V_0}{V_0}; \quad (\text{VII.17})$$

при этом

$$V = V_{\max}; \quad \bar{d}_1 = 0; \quad \bar{d}_2 = 2d_0; \quad \bar{s}_2 = \bar{s}'_1; \quad \bar{s}_3 = \bar{s}'_2 - 2d_0. \quad (\text{VII.18})$$

Чтобы определить фокусное расстояние среднего компонента, вычисляют последовательно расстояния от каждого компонента до плоскости предмета и изображения по (I.4):

$$\bar{s}'_2 = \bar{s}'_1 = \frac{\bar{s}_1 f'_1}{s_1 + f'_1} = \frac{d_0(1 - V_0)}{1 - V_0 + V_0^2}; \quad (\text{VII.19})$$

$$\bar{s}_3 = \frac{\bar{s}'_3 f'_3}{f'_3 - \bar{s}'_3} = -\frac{d_0(1 + V_0)}{1 + V_0 - V_0^2}. \quad (\text{VII.20})$$

С другой стороны,

$$\bar{s}'_2 = \bar{s}_3 + 2d_0 = \frac{d_0(1 - V_0)(1 + 2V_0)}{1 + V_0 - V_0^2}. \quad (\text{VII.21})$$

Из (VII.19) и (VII.21) следует

$$\Phi_2 = -\frac{2V_0^3}{d_0(1 - V_0)(1 + 2V_0)}. \quad (\text{VII.22})$$

Смещение плоскости изображения определяют по формуле

$$\delta s' = \frac{2V_0^3 \Delta^2 (d_0^2 - \Delta^2) (V_0 - 1)}{2V_0^3 \Delta (d_0^2 - \Delta^2) (V_0 - 1) - 2V_0 d_0 (d_0 - \Delta) (d_0 - V_0 \Delta) - d_0^3}, \quad (\text{VII.23})$$

где Δ — перемещение подвижных компонентов относительно своего среднего положения [32].

Задаваясь значениями V_0 и d_0 , по уравнениям (VII.14), (VII.15) и (VII.22) можно определить гауссовы параметры для семейства панкратических систем с различными диапазонами увеличений.

Положение двух плоскостей, неподвижных при крайних положениях подвижных компонентов, можно вычислить из квадратного уравнения относительно s_1 :

$$s_1^2 - s_1 d_0 \frac{1 - V_0 - 4V_0^2 + 2V_0^3}{V_0(1 - 2V_0^2)} - d_0^2 \frac{1 + 2V_0 - 2V_0^2}{V_0(1 - 2V_0^2)} = 0.$$

Решение уравнения дает:

$$s_{1,1} = \frac{d_0}{V_0} \text{ и } s_{1,2} = d_0 \frac{2V_0^2 - 2V_0 - 1}{1 - 2V_0^2}.$$

Одна из этих плоскостей может быть принята за предметную плоскость, а другая — за плоскость входного зрачка системы. Теоретический диапазон изменения увеличения $V_T = (1 + 2V_0)^2$ соответствует условию совмещения главных плоскостей компонентов. Для реализации такой системы необходимо применение к ней дополнительного положительного компонента, который давал бы требуемый отрезок s'_1 для выполнения соотношений, приведенных в формуле (VII.14). Оптическая схема панкратики данного типа приведена на рис. IX.7, IX.8, где она используется в качестве конденсорной системы.

43. Хроматические aberrации линзовых и призмённых компонентов, расположенных в тубусе микроскопа

Предположим, что между объективом и окуляром расположены двухлинзовый компонент и система призм; хроматизм положения для лучей, соответствующих спектральным линиям C и F , вычисляется по формуле (III.24), а для лучей F и D — по формуле (III.42). Для призмённой системы, развертывающейся в плоскопараллельную пластинку соответствующей толщины d , дифференцирование по показателю преломления n формулы $\Delta = \frac{n-1}{n}d$, определяющей смещение параксиального луча, дает [75]:

$$\left. \begin{aligned} \delta \Delta_{F,C} &= \Delta_F - \Delta_C = \frac{n-1}{n^2} \frac{d}{v}; \\ \delta \Delta_{F,D} &= \Delta_F - \Delta_D = \frac{d}{n^2} (n_F - n_D) = \\ &= \frac{p_{D,F}}{v} \frac{n-1}{n^2} d = p_{D,F} \delta \Delta_{F,C}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.24})$$

где $p_{D,F}$ — относительная частная дисперсия призм.

Найдем формулу хроматической разности лучей F и D , т. е. $(s'_F - s'_D)_{л+пр}$ всей системы, при условии, что хроматизм положения для лучей F и C этой системы равен нулю: $(s'_F - s'_C)_{л+пр} = 0$.

Принимая во внимание формулы (III.24) и (III.42), напомним соответственно:

$$(s'_F - s'_C)_{л+пр} = - \left(\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} \right) s'^2 + \delta \Delta_{F,C} = 0; \quad (\text{VII.25})$$

$$(s'_F - s'_D)_{л+пр} = - \left[\frac{(p_{D,F})_1 \varphi_1}{v_1} + \frac{(p_{D,F})_2 \varphi_2}{v_2} \right] s'^2 + \delta \Delta_{F,D}. \quad (\text{VII.26})$$

Для линзового компонента

$$\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi. \quad (\text{VII.27})$$

Из совместного решения (VII.25) и (VII.27) определим оптические силы первой и второй линз компонента:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \frac{v_1 v_2}{v_2 - v_1} \frac{\delta \Delta_{F,C}}{s'^2} - \frac{v_1}{v_2 - v_1} \varphi = \\ &= \frac{v_1}{v_2 - v_1} \left(v_2 \frac{\delta \Delta_{F,C}}{s'^2} - \varphi \right); \quad (\text{VII.28})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varphi_2 &= - \frac{v_1 v_2}{v_2 - v_1} \frac{\delta \Delta_{F,C}}{s'^2} + \frac{v_2}{v_2 - v_1} \varphi = \\ &= - \frac{v_2}{v_2 - v_1} \left(v_1 \frac{\delta \Delta_{F,C}}{s'^2} - \varphi \right). \quad (\text{VII.29})\end{aligned}$$

Подстановка полученных значений φ_1 и φ_2 в формулу (VII.26) дает

$$\begin{aligned}(s'_F - s'_D)_{л+пр} &= \frac{(p_{D,F})_1 - (p_{D,F})_2}{v_2 - v_1} \frac{s'^2}{f'} + \\ &+ \frac{v_1 (p_{D,F})_2 - v_2 (p_{D,F})_1}{v_2 - v_1} \delta \Delta_{F,C} + \delta \Delta_{F,D}. \quad (\text{VII.30})\end{aligned}$$

Подставляя в (VII.30) выражения для призмы $\delta \Delta_{F,C}$ и $\delta \Delta_{F,D}$, соответственно из (VII.24) и (VII.25) получим окончательную формулу, по которой вычисляется величина вторичного спектра для лучей F относительно D при условии, что хроматическая аберрация лучей C и F равна нулю [40]:

$$\begin{aligned}(s'_F - s'_D)_{л+пр} &= \frac{(p_{D,F})_1 - (p_{D,F})_2}{v_2 - v_1} \frac{s'^2}{f'} + \\ &+ \left[\frac{v_1 (p_{D,F})_2 - v_2 (p_{D,F})_1}{v_2 - v_1} + p_{D,F} \right] \frac{n-1}{n^2} \frac{d}{v}. \quad (\text{VII.31})\end{aligned}$$

Формула (VII.31) может быть распространена для вычисления вторичного спектра между лучами любой длины волны λ относительно лучей основной длины волны λ_0 , находящейся между длинами волн λ_1 и λ_2 , для которых хроматизм положения равен нулю:

$$\begin{aligned}(s'_\lambda - s'_{\lambda_0})_{л+пр} &= \frac{(p_{\lambda_0,\lambda})_1 - (p_{\lambda_0,\lambda})_2}{v_2 - v_1} \frac{s'^2}{f'} + \\ &+ \left[\frac{v_1 (p_{\lambda_0,\lambda})_2 - v_2 (p_{\lambda_0,\lambda})_1}{v_2 - v_1} + p_{\lambda_0,\lambda} \right] \frac{n-1}{n^2} \frac{d}{v}, \quad (\text{VII.32})\end{aligned}$$

где $p_{\lambda_0,\lambda} = \frac{n_\lambda - n_{\lambda_0}}{n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}}$; $v = \frac{n_{\lambda_0} - 1}{n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}}$.

Подбирая соответствующие марки стекол, в рассматриваемой системе можно найти такую же комбинацию, при которой будет

увеличиваться или уменьшаться вторичный спектр, даваемый линзовым компонентом.

Приведем формулы для вычисления aberrаций 3-го порядка призмы эквивалентной плоскопараллельной пластинки, расположенной перпендикулярно к оптической оси:

сферическая aberrация

$$\delta s' = K_1 du_1^2;$$

меридиональная кома

$$k = 3K_1 du_1^2 w_1;$$

меридиональная кривизна

$$x'_m = 3K_1 d w_1^2;$$

сагиттальная кривизна

$$x_s = K_1 d w_1^2;$$

дисторсия

$$\Delta l = K_1 d w_1^2;$$

хроматическая aberrация положения 1-го порядка

$$(s'_F - s'_C)_0 = K_2 d;$$

хроматическая разность увеличения 1-го порядка

$$l'_F - l'_C = K_2 d w_1,$$

$$\text{где } K_1 = \frac{n^2 - 1}{2n^3}; \quad K_2 = \frac{n - 1}{n^2}.$$

В табл. VII.7 приведены значения коэффициентов K_1 и K_2 для марок стекол, применяемых в призмах.

Пример. Определить aberrации призмной системы бинокулярной части насадки МФН-11 (рис. VII.13) для марки стекла БК10, если суммарная толщина призм $d = 100,64$ мм и после расфокусированной системы Галилея ($V = 1,08^\times$) апертурный угол равен $u' = u_1 = 0,023$, а угол поля зрения

$$w' = w_1 = \frac{l'}{x' - s'} = \frac{9,68}{-458,3} = -0,021.$$

Используем приведенные выше формулы и значения K_1 и K_2 из табл. VII.7. Таким образом, aberrации данной системы равны:

продольная сферическая aberrация

$$\delta s' = K_1 du_1^2 = 0,18922 \cdot 100,64 \cdot 0,00053 = 0,01;$$

меридиональная кома

$$\delta l'_k = 3K_1 du_1^2 w_1 = 0;$$

продольный астигматизм для $l' = 9,68$

$$x'_s - x'_m = 0,008 - 0,025 = -0,017;$$

продольная хроматическая aberrация положения

$$s'_F - s'_C = 0,415;$$

хроматическая разность увеличения

$$l'_F - l'_C = -0,009.$$

Таблица VII.7

Значения коэффициентов K_1 и K_2
для некоторых марок стекол

Марка стекла	n	$K_1 = \frac{n^2 - 1}{2n^3}$	$K_2 = \frac{n - 1}{n^2}$
K8	1,5163	0,18633	0,03503
БК10	1,5688	0,18922	0,04127
Ф1	1,6126	0,19083	0,06384
БФ24	1,6344	0,19140	0,06453
ТФ1	1,6475	0,19168	0,07037

Таблица VII.8

Аберрации компонентов
насадки МФН-11

Система	$(s'_{G'} - s'_D)_0$	$(s'_{G'} - s'_D)_{кр}$
Без призм	—0,385	—0,305
С призмами	0,141	0,222
Призмы	0,526	0,527

В табл. VII.8 приведена хроматическая аберрация $s'_{G'} - s'_D$ для точки на оси визуальной части МФН-11 при применении расфокусированной системы Галилея с $V = 1,08\times$.

Как видно из таблицы, призмы вносят волновую аберрацию для линии G' , равную

$$\frac{N}{\lambda} = \frac{(s'_{G'} - s'_D) u'^2}{2\lambda} = \frac{0,527 \cdot 0,00053}{2 \cdot 0,000434} = 0,32.$$

Заметим, что при коррекции объективов микроскопа остаточные аберрации тубусных компонентов как правило не учитываются.

44. Окулярные насадки

Окулярные насадки являются составной частью микроскопа. Они служат для наблюдения, фотографирования, фотометрических измерений и других методов исследования микроскопических объектов. Насадки, как и другие основные узлы микроскопа, постоянно совершенствуются. Существует большое количество различных насадок. Наиболее распространены монокулярные, бинокулярные насадки и насадки-тринокуляры. Каждая из них образует свою группу насадок, отличающихся оптической и механической конструкцией.

Насадки для визуального наблюдения. Насадки для визуального наблюдения встречаются в двух видах.

1. Монокулярные насадки, которые применяются обычно в простых моделях микроскопов. Насадки для наблюдения изображения объектов имеют прямой тубус с выдвижной трубой или наклонный под углом 20, 30 и 45° к плоскости столика микроскопа (см. рис. IX.1, поз. 7). Для коноскопического наблюдения в поляризационных микроскопах некоторые насадки снабжаются точечной диафрагмой и линзой Бертрана (см. рис. IX.6).

2. Бинокулярные насадки, которые используются как безлинзовые с углом наклона 45° и с ахроматической линзовой системой различных увеличений [38, 72]. На рис. VII.7 дана

оптическая схема насадки АУ-15 с прямым тубусом; ее увеличение $V = 2,5\times$.

Микрофотонасадки для монокулярного наблюдения. В монокулярных микрофотографических насадках изменение увеличения достигается при помощи смены окуляров с различным фокусным расстоянием, которые насаживаются на верхний опорный торец тубуса микроскопа. На рис. VII.8 приведена принципиальная оптическая схема микрофотонасадки МФН-1 с ходом лучей; проекционным окуляром служит окуляр Гюйгенса 1, 2. Чтобы даваемое микрообъективом изображение А проектировалось с помощью окуляра на поверхность матового стекла в-в и в то же время в сопряженную с ней плоскость сетки г-г визуального тубуса, предусмотрены прокладные кольца толщиной x , соответствующей величине смещения всего окуляра относительно верхнего среза тубуса $a = a$ (или промежуточного изображения A'); благодаря прокладкам опорный торец окуляра займет положение б-б. Объектив 4 монокуляра имеет следующие характеристики и конструктивные элементы: $f'_{об} = 41,67$; $s_F = -36,98$; $s'_F = 39,11$; $r_1 = 51,07$; $r_2 = -14,44$; $r_3 = -28,17$; $d_1 = 8,6$; $d_2 = 2$; К8, Ф3.

Этот объектив проектирует изображение, даваемое окуляром в плоскость сетки 5 в масштабе $0,32\times$, последняя рассматривается через окуляр Кельнера 6, 7 ($f' = 34,75$; $s_F = -10,78$; $s'_F = 13,1$) с увеличением $7,2\times$; общее увеличение монокуляра равно $2,23\times$. Для повышения контраста изображения предусмотрен насадной светофильтр 8 из стекла НС-3. При фотографировании призма 3 выключается, и тогда выходящие из окуляра лучи направляются в отверстие фотозатвора 9, образуя изображение на поверхности матового стекла в-в (плоскость светочувствительного слоя фотопластинки размером $6,5 \times 9$ см).

В качестве примера определим масштаб изображения на фотопластинке, даваемого при фотографировании с окулярами АМ-7Ф ($\Gamma = 7\times$) и АМ-14Ф ($\Gamma = 10\times$), а также видимый диаметр поля зрения и необходимую толщину прокладочных колец, устанавливаемых между верхним срезом тубуса $a-a$ и опорной плоскостью окуляров б-б.

Из каталога окуляров имеем следующие конструктивные параметры: $f'_{ок} = 35,43$; $s_F = 28,73$; $s'_F = 1,4$; $\sum d = 46,3$ для окуляра АМ-7Ф и $f'_{ок} = 25,31$; $s_F = 17,92$; $s'_F = 4,83$; $\sum d = 36,5$ для окуляра АМ-14Ф.

Из рис. VII.8 с учетом формулы (I.9) для окуляра АМ-7Ф находим: $\overline{F'_{ок}F_{ок}} = -s_F + \sum d + s'_F = 19,0$ мм; $\overline{A'A''} = -x + \overline{F_{ок}F'_{ок}} + x' = L + 13 = 163$ мм, откуда $-x + x' = 144$ мм. Принимая во внимание (I.2) и (I.8), получаем $V = -3,8\times$; толщина прокладочного кольца $x = f'_{ок}/V = 9,3$ мм.

Аналогично для окуляра АМ-14Ф находим $V = -5,4\times$ и $x = 4,7$ мм. Видимый диаметр поля зрения на фотопластинке при увеличении $V = 0,3$ объектива 4 равен

$$\frac{D_{\text{св. сетки}}}{V} = \frac{19,6}{0,30} = 65 \text{ мм.}$$

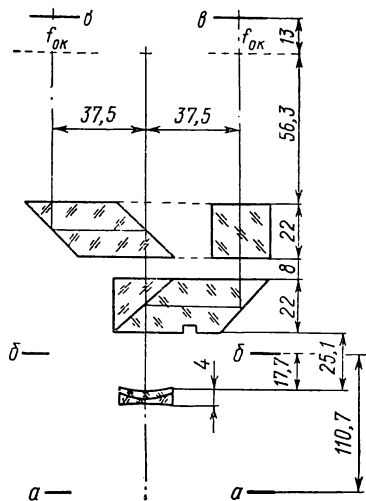


Рис. VII.7. Оптическая схема бинокулярной насадки АУ-15:

$a-a$ — верхний срез тубуса микроскопа;
 $б-б$ и $в-в$ — опорные плоскости насадки и окуляров соответственно

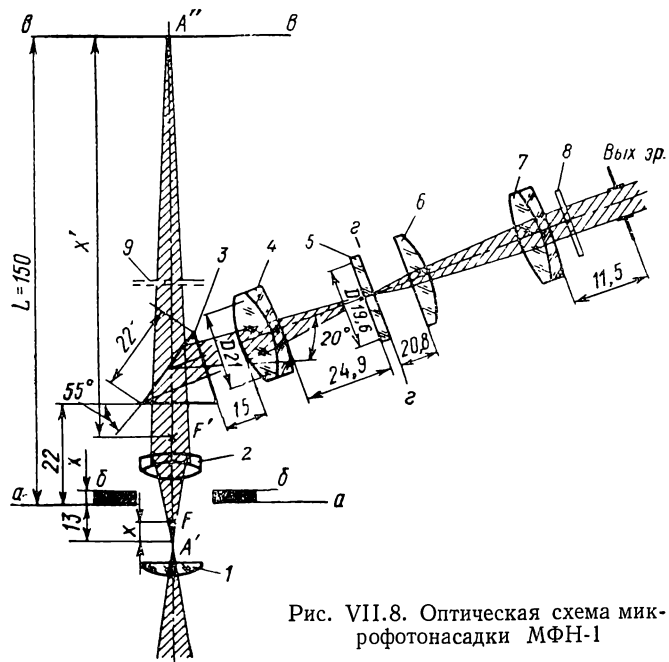


Рис. VII.8. Оптическая схема микрофотонасадки МФН-1

Таблица VII.9

Световые диаметры и толщины
по оси компонентов насадки МФН-1

Номер позиции (рис. VII.8)	$D_{св}$	α
3	10,5	18
4	21	10,6
5	19,6	2
6	21	4
7	16,7	9,4
8	10	1,3
9	23	—

В табл. VII.9 приведены световые диаметры и толщины по оси оптических компонентов насадки.

Микрофотонасадка МФК-2 (рис. VII.9) отличается от насадки МФН-1 наличием в фототубусе отрицательной линзы 10 с фокусным расстоянием $f' = -145,8$ мм, которая проектирует изображение, даваемое окулярами АМ-7Ф и АМ-14Ф, в плоскость $\theta-\theta$ матового стекла размером 9×12 см в масштабе $2\times$. Аналогичную конструкцию имеет насадка МФН-8, в которой вместо выключающей

призмы применяется постоянная призма со светоделительным покрытием 29И. 24И. 29И и $R/T = 0,4 \div 0,6$.

Микрофотонасадка МФН-9 имеет ту же конструкцию, что и насадка МФН-8. Она применяется для фотографирования на фотопленку размером 6×6 см. Отрицательная линза с фокусным

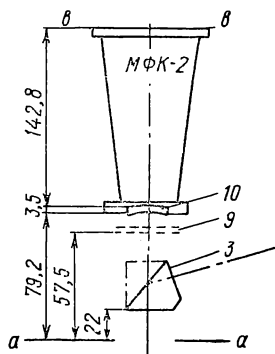


Рис. VII.9. Оптическая схема микрофотонасадки МФН-8

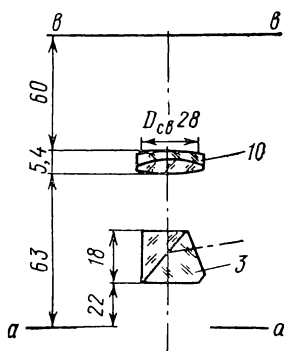


Рис. VII.10. Оптическая схема микрофотонасадки МФН-12

расстоянием $f' = -145,8$ мм расположена от опорной плоскости тубуса на расстоянии 114,9 мм и проектирует изображение, даваемое окуляром, в масштабе $1,37\times$.

Микрофотонасадка МФН-12 (рис. VII.10) применяется для фотографирования на пленку 36×24 мм. Положительная ахроматическая линза 10 ($f' = 170,28$ мм; $s'_{F'} = 168,9$ мм) проектирует изображение, даваемое окулярами АМ-7Ф ($V = -3,7\times$) и АМ-14Ф ($V = -5,2\times$), в плоскость фотопленки $\theta-\theta$ в масштабе $0,64\times$. Призма 3 состоит из двух частей; она имеет светоделительное

Для получения малого увеличения ($1,67\times$) применяется комбинация из окуляра Гюйгенса 3 и одиночной линзы 4 с фокусным расстоянием $f' = 104,5$ мм. Изображение, даваемое объективом, проектируется в передний фокус окуляра 3, а затем линзой 4 переносится в плоскость пленки $\delta-\delta$. При включении в ход лучей призмы 5 с полным внутренним отражением изображение, даваемое объективом, проектируется в фокальную плоскость окуляра визуального монотубуса.

На рис. VII.12 приведена оптическая схема фотометрической люминесцентной насадки ФМЭЛ-1К. Ахроматическая линза 1 проектирует изображение, даваемое объективом, на зеркальную поверхность сменной линзы 2 в масштабе $3,25\times$. Последняя совместно с линзой 1 и плоским зеркалом 3 переносит выходной зрачок микрообъектива на ахроматическую линзу 4 с увеличением $0,7\times$.

В центре зеркала находится прозрачный кружок (световой зонд), через который световая энергия поступает на ФЭУ 8. Изображение этого кружка через объектив микроскопа ограничивает фотометрируемый участок объекта. Линза 2 совместно с линзой 7 изображает выходной зрачок объектива микроскопа в плоскости фотокатода ФЭУ. Между линзами 2 и 7 расположены сменные интерференционные светофильтры 6. Объектив 4 передает изображение, полученное на зеркале 2, в фокальную плоскость окуляра 5 с увеличением порядка $1\times$. Таким образом, в поле зрения окуляра видны одновременно изображение объекта и изображение светового зонда в виде темного пятна.

Микрофотонасадки с бинокулярным наблюдением (тринокуляры). Насадки-тринокуляторы предназначены для визуального наблюдения и фотографирования. Они могут быть разделены на три основные группы: а) с постоянным увеличением; б) с панкратической системой; в) со ступенчатым изменением увеличения 1; $1,6$ и $2,5\times$ (например, насадка МФН-11).

Насадки снабжены фотокамерами: пленочной с размером кадра 36×24 мм и пластиночными — $6,5\times 9$ и 9×12 см. В некоторых унифицированных насадках, предназначенных для лабораторных и исследовательских микроскопов, содержится фокусируемая линза Бертрана и имеется выход на фотоэкспонетр [38, 72].

На рис. VII.13 приведена оптическая схема насадки МФН-11, в которой применяются сменные расфокусированные трубки Галилея 2, 3, 4 с увеличениями $1,08$; $1,6$ и $2,5\times$. Расчет этих трубок приведен в п. 41. Для наблюдения выходных зрачков микрообъективов в ход лучей включается компонент 1.

ГЛАВА VIII

ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ МИКРОСКОПОВ

Осветительное устройство играет в микроскопе важную роль. Исследуемый объект должен быть освещен достаточно интенсивно и равномерно по всему полю зрения микроскопа. Равномерность освещения объекта определяется совершенством коррекции сферической и хроматической аберрации, а также выполнением условия изопланатизма в отдельных оптических узлах осветительной системы (в коллекторе, конденсоре и др.). Однако к устранению указанных аберраций в таких системах предъявляются менее высокие требования, чем к аберрациям визуальных и фотографических систем микроскопов.

Из всех известных методов освещения наиболее рациональным является метод Кёлера, который находит широкое применение в лабораторных и исследовательских микроскопах [38].

В зависимости от характера исследуемого объекта осветительные устройства микроскопов подразделяются на устройства для проходящего света и устройства для отраженного света. Первые обычно применяются для исследования прозрачных объектов, вторые — непрозрачных. Как те, так и другие устройства встречаются в трех вариантах: 1) встроенными в микроскоп (в его основание или корпус); 2) съемными (типов ОИ-36, ОИ-37 и др.); 3) невстроенными с внешним освещением (типов ОИ-19, ОИ-9М и др.). Большинство современных лабораторных и исследовательских микроскопов имеют встроенные осветительные устройства; в упрощенных микроскопах — студенческих, рабочих и др. — используются устройства съемные и невстроенные.

45. Коллекторы

Коллектор располагается в непосредственной близости к источнику света и передает, как правило, изображение последнего в увеличенном масштабе в плоскость апертурной диафрагмы конденсора или — в случае отраженного света — в плоскость, сопряженную с выходным зрачком объектива микроскопа. Слож-

ность оптической конструкции коллектора зависит от его числовой апертуры, увеличения и размера источника света.

В качестве примера вычислим внешние параметры коллектора для накладного осветительного устройства, работающего по принципу Кёлера, к микроскопу, безымерсионный конденсор которого имеет следующие характеристики: фокусное расстояние $f' = 10,5$ мм; числовую апертуру $A = 0,85$; диаметр освещаемого

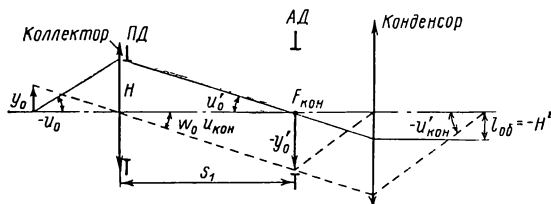


Рис. VIII.1. Соотношения между вариантами коллектора и конденсора

объекта $2l_{об} = 1,2$ мм; расстояние от коллектора до ирисовой апертурной диафрагмы, расположенной в передней фокальной плоскости конденсора, $s_1 = 210$ мм; источником света служит лампа накаливания СЦ80 (размер светящегося тела $2y_0 = 1,7$ мм). На основании формулы (I.29a) и рис. VIII.1, на котором коллектор и конденсор представлены бесконечно тонкими компонентами, имеем:

$$y_0 \sin u_0 = y'_0 \sin u'_0;$$

$$H \sin u_{кон} = H' \sin u'_{кон}.$$

Из этих соотношений в силу их общей инвариантности следует

$$y_0 \sin u_0 = H' \sin u'_{кон} = l_{об} \sin u'_{кон},$$

или

$$y_0 A_{кол} = l_{об} A_{кон}.$$

Последовательно вычисляем:
апертуру коллектора

$$A_{кол} = \frac{l_{об} A_{кон}}{y_0} = \frac{0,6 \cdot 0,85}{0,85} = 0,6;$$

диаметр ирисовой апертурной диафрагмы конденсора

$$D_{а.д} = 2y'_0 = 2A_{кон}f'_{кон} = 2 \cdot 0,85 \cdot 10,5 = 17,8 \text{ мм.}$$

Коллектор проектирует источник света в плоскость апертурной диафрагмы конденсора в масштабе

$$V_{кол} = -\frac{2y'_0}{2y_0} = -\frac{17,8}{1,7} = -10,5 \times.$$

Фокусное расстояние коллектора

$$f'_{\text{кол}} = \frac{s_1}{1 - V_{\text{кол}}} = \frac{210}{11,5} = 18,3 \text{ мм};$$

расстояние от нити лампы до переднего фокуса коллектора

$$x = \frac{f'_{\text{кол}}}{V_{\text{кол}}} = \frac{18,3}{-10,5} = -1,8 \text{ мм.}$$

Ирисовая полевая диафрагма расположена вплотную к коллектору и проектируется с помощью конденсора в плоскость предмета; ее максимальный диаметр раскрытия определяется величиной изображения предмета, даваемого конденсором в обратном ходе лучей:

$$D_{\text{п. д}} = -2l_{\text{об}}V_{\text{кон}} = 2l_{\text{об}} \frac{s_1}{f'_{\text{кон}}} = 1,2 \frac{210}{10,5} = 24 \text{ мм.}$$

В качестве рассчитанного коллектора может служить коллектор, приведенный в табл. VIII.6, схема 4.

Расчет коллекторов со сферическими поверхностями. *Однолинзовые коллекторы.* Радиусы кривизны сферических поверхностей бесконечно тонкой линзы при условии нормировки $\alpha_1 = V$; $h_1 = \alpha_1 s_1$ и $\alpha_3 = 1$ вычисляются по формуле (I.46):

$$r_1 = s_1 V \frac{n-1}{n\alpha_2 - V}; \quad r_2 = s_1 V \frac{n-1}{n\alpha_2 - 1}, \quad (\text{VIII.1})$$

где α_2 — угол внутри линзы, образованный с оптической осью первым вспомогательным лучом.

Принимая во внимание (III.5), представим параметры P и W через α_2 [19]:

$$\left. \begin{aligned} P &= \frac{n(1-V)}{(n-1)^2} [n(V^2 - V - 1) - (2n+1)(1+V)\alpha_2 + \\ &\quad + (2+n)\alpha_2^2]; \\ W &= \frac{1-V}{n-1} [n(1+V) - (n+1)\alpha_2]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2})$$

Когда входной зрачок совпадает с линзой ($x_1 = 0$), из (III.6) получим:

$$\begin{aligned} S_I &= s_1 V P; \quad S_{II} = s_1 V W; \quad S_{III} = s_1 V (1 - V); \\ S_{IV} &= \pi \Phi = \frac{1-V}{ns_1 V}; \quad S_V = 0. \end{aligned} \quad (\text{VIII.3})$$

Коэффициент хроматизма исходя из (III.32) и (III.34) равен

$$C = (1 - V) C^* = \frac{(1 - V)^2}{s_1 V v}. \quad (\text{VIII.4})$$

Поскольку показатель преломления наиболее ходовых марок стекол колеблется в пределах $n = 1,5 \div 1,8$, то $\pi = 1/n$ и $S_{IV} = 0,66 \div 0,55$. Дифференцируя первое уравнение (VIII.2) по α_2 и приравнявая его нулю, найдем значение $\alpha_{2 \min}$, при котором линза обладает минимальной сферической аберрацией

$$\alpha_{2 \min} = \frac{1+2n}{2+n} \frac{\alpha_1 + \alpha_3}{2} = \frac{1+2n}{2+n} \frac{V+1}{2}. \quad (\text{VIII.5})$$

Подстановка значения $\alpha_{2 \min}$ в уравнения (VIII.2) дает:

$$\left. \begin{aligned} P_{\min} &= \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 (1-V) [1 - k_1 (1+V)^2 - V]; \\ W_{\min} &= \frac{1-V^2}{2(n+2)}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.6})$$

где $k_1 = \frac{(2n+1)^2}{4n(2+n)}.$

В случае бесконечно удаленного предмета ($s_1 = \infty$, $\alpha_1 = 0$, $V \rightarrow 0$ и $\lim (s_1 V = f')$ радиусы линзы при $\alpha_3 = 1$, $h_1 = 1$ и $f' = 1$ согласно (VIII.1) равны:

$$r_1 = \frac{n-1}{n\alpha_2}; \quad r_2 = \frac{n-1}{n\alpha_2-1}. \quad (\text{VIII.1a})$$

Тогда из (VIII.2) имеем:

$$\left. \begin{aligned} P^* &= \frac{n}{(n-1)^2} [n - (2n+1)\alpha_2 + (2+n)\alpha_2^2]; \\ W^* &= \frac{1}{n-1} [n - (n+1)\alpha_2]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.7})$$

Из (VIII.5) и (VIII.6) следует:

$$\alpha_{2 \min} = \frac{1+2n}{2(2+n)} = \alpha_0; \quad (\text{VIII.5a})$$

$$P_{\min}^* = \frac{n(4n-1)}{4(2+n)(n-1)^2}; \quad W_{\min}^* = \frac{1}{2(2+n)}. \quad (\text{VIII.8})$$

Подставляя в (VIII.1a) значение $\alpha_{2 \min}$, найдем:

$$r_{1 \min} = \frac{2(2+n)(n-1)}{n(2n+1)}; \quad r_{2 \min} = \frac{2(2+n)(n-1)}{2n^2 - n - 4}. \quad (\text{VIII.9})$$

Аберрации коллектора вычисляются по формулам (III.1), (III.2) при суммах Зейделя (III.3).

Между параметрами P^* , W^* и P_{\min}^* простой линзы существует следующая зависимость:

$$P^* = P_{\min}^* + a(\alpha_2 - \alpha_0)^2;$$

$$\alpha_2 = \frac{n}{n+1} - \frac{n-1}{n+1} W^*; \quad a = \frac{n(2+n)}{(n-1)^2};$$

если исключить α_2 , то

$$P^* = P_{\min}^* + \left(1 - \frac{1}{(1+n)^2}\right) (W^* - W_0)^2, \quad (\text{VIII.10})$$

где $W_0 = \frac{1}{2(2+n)}$.

Для большинства марок стекла уравнение (VIII.10) можно представить в следующем виде [64]:

$$P^* = P_{\min}^* + 0,85 (W^* - 0,14)^2.$$

Минимальному значению параметра P^* соответствует $W^* = 0,14$. Бесконечно тонкая линза обладает лишь одним параметром (P или W), которым можно воздействовать на монохроматическую aberrацию 3-го порядка. В табл. VIII.1 приведены величины P^* и W^* для простой линзы различной формы при $n = 1,5$ и $n = 2$.

Таблица VIII.1

Зависимость P^* и W^* от формы линзы
и показателя преломления

Линза	P^*	W^*	P^*	W^*
	при $n = 1,5$		при $n = 2,0$	
Двояковыпуклая	3,33	1,3	2,0	1,25
Плоско-выпуклая	9,0	3,0	4,0	2,0
Выпукло-плоская	2,33	—0,3	1,0	0,5
Линза, для которой $\delta s_{\text{сф}} = \min$	2,14	0,14	1,2	0,75

Сферическая aberrация простой линзы для далеких предметов остается отрицательной и исправляется при положительном значении линейного увеличения в пределах от 0,5 до $2\times$. Такое свойство одиночной линзы было реализовано при расчете коллектора, приведенного в табл. VIII.6, схема 12. Однолинзовые коллекторы со сферическими поверхностями применяются в упрощенных осветителях ОИ-32 и ОИ-37 (рис. IX.6, поз. 2), которые в сочетании с конденсорной системой микроскопов типов БИОЛАМ и ПОЛАМ позволяют осуществлять с помощью матового стекла освещение объектов в проходящем свете по методу Д. С. Рождественского.

Двух- и трехлинзовые коллекторы с минимальной сферической aberrацией. В начальной стадии расчета коллектора предположим, что линзы являются бесконечно тонкими и расстояния между ними бесконечно малы; кроме того, для линз применяется одна и та же марка стекла [40, 71].

Рассмотрим такие системы, в которых источник света и его изображение находятся на конечном расстоянии.

Двухлинзовый коллектор. Приравнявая нулю частные производные от $\sum P$ по α_2, α_3 и α_4 , получим:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &\text{— произвольное; } \alpha_2 = \alpha_0 (\alpha_1 + \alpha_3); \quad \alpha_3 = \alpha_2 + \alpha_4; \\ \alpha_4 &= \alpha_0 (\alpha_3 + \alpha_5); \quad \alpha_5 = \frac{\alpha_1}{V}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.11})$$

Трехлинзовый коллектор. Приравнявая нулю пять частных производных от $\sum P$ по $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5$ и α_6 , найдем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &\text{— произвольное; } \alpha_2 = \alpha_0 (\alpha_1 + \alpha_3); \\ \alpha_3 &= \alpha_2 + \alpha_4; \quad \alpha_4 = \alpha_0 (\alpha_3 + \alpha_5); \\ \alpha_5 &= \alpha_4 + \alpha_6; \quad \alpha_6 = \alpha_0 (\alpha_5 + \alpha_7); \\ \alpha_7 &= \frac{\alpha_1}{V}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.12})$$

В уравнениях (VIII.11) и (VIII.12) все промежуточные значения α могут быть выражены через α_1, n и α последнее. Такие значения параксиальных углов приведены в табл. VIII.2.

Таблица VIII.2

Значения параксиальных углов в однолинзовом, двухлинзовом и трехлинзовом коллекторах при минимальной

сферической аберрации и $\alpha_0 = \frac{1+2n}{2(2+n)}$

Парак- сиальный угол	$s_1 \neq 0; \alpha_1 \neq 0$			$s_1 = \infty; \alpha_1 = 0$		
	Число линз в системе					
	1	2	3	1	2	3
α_1	Произвольное			0	0	0
α_2	$(\alpha_1 + \alpha_3) \alpha_0$	$\frac{3\alpha_1 + \alpha_5}{2} \alpha_0$	$\frac{5\alpha_1 + \alpha_7}{3} \alpha_0$	α_0	$\frac{\alpha_0}{2}$	$\frac{\alpha_0}{3}$
α_3	$\frac{\alpha_1}{V}$	$\frac{\alpha_1 + \alpha_5}{2}$	$\frac{2\alpha_1 + \alpha_7}{3}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
α_4		$\frac{\alpha_1 + 3\alpha_5}{2} \alpha_0$	$\frac{2(\alpha_1 + \alpha_7)}{3} \alpha_0$		$\frac{3\alpha_0}{2}$	α_0
α_5		$\frac{\alpha_1}{V}$	$\frac{\alpha_1 + 2\alpha_7}{3}$		1	$\frac{2}{3}$
α_6			$\frac{\alpha_1 + 5\alpha_7}{3} \alpha_0$			$\frac{5\alpha_0}{3}$
α_7			$\frac{\alpha_1}{V}$			1

Обозначим через k порядковый номер угла α и через m — число линз в коллекторе; тогда для нечетных α

$$\alpha_k = \frac{[2m - (k - 1)] \alpha_1 + (k - 1) \alpha_{2m+1}}{2m}, \quad (\text{VIII.13})$$

где $k = 1, 3, 5, \dots, (2m - 1)$;
для четных α

$$\alpha_k = 2\alpha_0 \frac{[2m - (k - 1)] \alpha_1 + (k - 1) \alpha_{2m+1}}{2m}, \quad (\text{VIII.14})$$

где $k = 2, 4, \dots, 2m$.

В формулах (VIII.13) и (VIII.14) углы α_1 и α_{2m+1} — соответственно — первый и последний; известны: α_1 — произвольное, $\alpha_{2m+1} = \alpha_1/V$. Разность углов с двумя последовательными нечетными индексами равна $\alpha_{2m+1} - \alpha_1/m$, т. е. оптические силы всех линз одинаковы. Формулы (VIII.13) и VIII.14) приводятся к виду:

$$\alpha_k = \frac{[2m - (k - 1)] V + k - 1}{2m}; \quad (\text{VIII.13a})$$

$$\alpha_k = 2\alpha_0 \frac{[2m - (k - 1)] V + k - 1}{2m}. \quad (\text{VIII.14a})$$

Принимая $s_1 = \infty$, $\alpha_1 = 0$ и значение последнего угла равным единице, из (VIII.13) и (VIII.14) получаем:
для нечетных углов

$$\alpha_k = \frac{k - 1}{2m}; \quad (\text{VIII.13б})$$

для четных углов

$$\alpha_k = \alpha_0 \frac{k - 1}{m}. \quad (\text{VIII.14б})$$

Рассчитаем трехлинзовый коллектор из стекла ТК2 с увеличением $V = -5\times$ и числовой апертурой $A = 0,5$, если расстояние от коллектора до изображения источника света $s' = 200$ мм.

Расчет коллектора целесообразнее вести в обратном ходе при условии нормировки $\alpha_1 = V = -0,2$; $\alpha_{2m+1} = \alpha_7 = 1$. На основании (I.47) и условия нормировки имеем

$$h_1 \Phi = \alpha_{2m+1} - \alpha_1 = 1 - V, \quad (\text{VIII.15})$$

откуда

$$\Phi = \frac{1 - V}{h_1} = \frac{1 - V}{\alpha_1 s_1} = \frac{1,2}{0,2 \cdot 200} = 0,03.$$

Принимая оптические силы отдельных линз равными друг другу, находим $\Phi_i = \Phi/m = 0,01$, или $f' = 100$ мм. С другой стороны, для каждой линзы имеем $\alpha_{2k+1} - \alpha_{k-1} = h_1 \Phi_k = 1 - V/m = 0,4$. С помощью табл. VIII.2 вычисляем: $\alpha_0 = 0,58$; $\alpha_2 = 0$; $\alpha_3 = 0,2$; $\alpha_4 = 0,464$; $\alpha_5 = 0,6$; $\alpha_6 = 0,928$.

Световой диаметр коллектора можно вычислить приближенно по формуле

$$D_{\text{св. кол}} = \frac{2A}{V} s_1 = \frac{2 \cdot 0,5}{5} = 200 = 40 \text{ мм. Приняв } D_{\text{п}} = 44 \text{ мм и } d_{\text{min}} = 1,5 \text{ мм,}$$

определим толщину линзы по оси по следующей формуле:

$$d = d_{\min} + \frac{D_{\Pi}^2}{8(n-1)f'} \quad (\text{VIII.16})$$

Подстановка в формулу (VIII.16) известных величин дает $d = 6$ мм.

Вычисление радиусов поверхностей удобно выполнить, используя табл. VIII.3; примем расстояния между линзами $d_2 = d_4 = 0,1$ мм и $h_1 = \alpha_{1s_1} = 0,2 \cdot 200 = 40$ мм.

Таблица VIII.3

Вычисление радиусов поверхностей системы

α_k	n_k	$\alpha_k n_k$	$\Delta \alpha_k n_k$	Δn_k	$\frac{\Delta n_k}{\Delta \alpha_k n_k}$	d_k	$\alpha_{k+1}^{d_k}$	h_k	r_k
-0,2	1,0	-0,2	0,2	0,5724	2,862	—	—	40,0	114,48
0,0	1,5724	0,0	0,2	-0,5724	-2,862	6,0	0,0	40,0	-114,48
0,2	1,0	0,2	0,53	0,5724	1,081	0,1	0,02	39,92	43,14
0,464	1,5724	0,730	-0,13	-0,5724	4,417	6,0	2,78	37,14	164,04
0,6	1,0	0,6	0,859	0,5724	0,666	0,1	0,06	37,08	24,70
0,928	1,5724	1,459	-0,459	-0,5724	1,246	6,0	5,57	31,51	39,28
1,0	1,0	1,0	—	—	—	—	—	—	—

В результате расчета продольная сферическая aberrация 3-го порядка для $A = 0,5$ оказалась равной $\delta s'_{\text{сф III}} = \frac{u'^2}{2} \sum hP = -\frac{0,5^2}{2} 8,6 = -1,08$ мм; диаметр наименьшего кружка рассеяния в плоскости, смещенной на расстояние $\xi = \frac{3}{4} \delta s'_{\text{кр III}}$ от гауссовой плоскости, равен $z = \frac{2\delta g'_p}{4} = 0,27$ мм. Ирисовая диафрагма коллектора, которая является для последнего входным зрачком (в обратном ходе лучей), находится от него на расстоянии $x_{3p} = -10$ мм. В табл. VIII.6, схема 1, даны конструктивные элементы коллектора, а в табл. VIII.4, схема 1,— aberrации.

Коллекторы, содержащие апланатические мениски. Приведем расчет рассмотренного выше трехлинзового коллектора при условии, что две его линзы, расположенные у источника света, апланатические, а третья обладает минимальной сферической aberrацией. Для апланатических поверхностей менисков справедливы следующие соотношения: $\alpha_{2k} = \alpha_{2k-1}$, т. е. $\alpha_2 = \alpha_1$ и $\alpha_4 = \alpha_3$. Для одного мениска $V_m = n$ и для всего коллектора $V = n^{m-1} V_m$ (V_m — увеличение последней неапланатической линзы); в данном случае при $m = 3$ увеличение коллектора $V = n^2 V_3$. Нечетные углы (в воздухе) апланатических менисков определяют из условия $\alpha_{2k+1} = \alpha_{2k-1}/V_m = \alpha_{2k-1}/n$, где $k \leq m-1$.

Значения всех α_k находят из соотношений: $\alpha_1 = V$, $\alpha_{2k} = \alpha_{2k-1}$, $\alpha_{2k+1} = \alpha_{2k}/n$, $\alpha_{2m+1} = 1$. Подстановка значений $V = -5$ и $n = 1,5724$ дает: $\alpha_1 = V = -5$; $\alpha_2 = \alpha_1 = -5$; $\alpha_3 = \alpha_2/n = -3,18$; $\alpha_4 = \alpha_3 = -3,18$; $\alpha_5 = \alpha_4/n = -2,022$; $\alpha_7 = 1$; по формуле (VIII.13) угол $\alpha_{6\min} = -0,593$.

Аберрации точки на оси в обратном ходе лучей

Но- мер схе- мы	$\sin u_1$	$\sin u'$	D			ds'_C	ds'_F
			s'	$\delta s'$	$\eta, \%$		
1	0,0	—	31,51	—	—	0,24	—0,55
	0,052	0,26	31,24	—0,27	0,23	—0,04	—0,82
	0,072	0,36	30,97	—0,54	0,56	—0,31	—1,08
	0,086	0,43	30,70	—0,81	1,01	—0,58	—1,35
	0,104	0,52	30,43	—1,08	1,57	—0,85	—1,61
2	0,0	0,0	31,402	—	—	0,238	—0,558
	$0,1 \sqrt{1/4}$	0,227	30,884	0,518	—0,25	—0,287	—1,061
	$0,1 \sqrt{1/2}$	0,336	30,358	—1,044	—0,26	—0,818	—1,575
	$0,1 \sqrt{3/4}$	0,433	29,818	—1,585	0,08	—1,363	—2,108
	0,1	0,52	29,248	—2,154	0,58	—1,934	—2,673
3	0,0	0,0	72,123	—	—	0,477	—1,118
	$0,066 \sqrt{1/2}$	0,235	72,116	—0,007	—0,7	0,482	—1,156
	0,066	0,336	71,619	—0,504	1,0	0,002	—1,696
4	0,0	0,0	25,46	—	—	0,21	—0,48
	0,047	0,45	25,59	0,13	0,30	0,34	—0,35
	0,067	0,64	25,44	—0,02	0,05	0,19	—0,51
5	0,0	0,0	19,61	—	—	0,17	—0,39
	0,007	0,478	19,73	0,12	—1,6	0,29	—0,27
	0,010	0,674	19,56	—0,05	—3,0	0,11	—0,43
6	0,0	—	40,60	—	—	0,25	—0,55
	$0,0625 \sqrt{1/2}$	0,35	41,54	0,96	—	1,21	0,33
	$0,0625 \sqrt{3/4}$	0,43	40,39	—0,21	—	0,09	—0,88
	0,0625	0,52	37,49	—3,11	—	—2,76	—3,87
7	0,0	—	—39,856	—	—	0,565	0,779
	$0,4 \sqrt{1/2}$	—	—39,793	0,063	—0,07	0,678	8,848
	$0,4 \sqrt{3/4}$	—	—39,773	0,083	—0,12	0,729	0,891
	0,4	—	—39,757	0,099	—0,15	0,779	0,937

Но- мер схе- мы	$\sin u_1$	$\sin u'$	D			ds'_C	ds'_F	
			s'	$\delta s'$	$\eta, \%$			
8	0	0	31,44	—	—	0,03	0,02	
	—0,035	0,283	32,80	1,36	0,0	1,38	1,45	
	—0,05	0,414	32,10	0,66	—0,02	0,68	0,75	
	—0,075	0,497	30,09	—1,35	—0,05	—1,3	—1,32	
Но- мер схе- мы	h_1	$\sin u'$	D				ds'_C	ds'_F
			s'	$\delta s'$	$\delta f'$	$\eta, \%$		
9	0,0	0,0	12,294	—	—	—	0,25	—
	$12 \sqrt{1/2}$	0,45	11,451	—0,84	—0,75	—0,02	0,13	—0,13
	12	0,652	10,412	—1,88	—1,20	2,32	1,80	—2,07
10	0,0	0,0	12,624	—	—	—	0,09	—0,23
	$12 \sqrt{1/2}$	0,449	13,026	0,402	0,618	0,2	0,51	0,14
	12	0,626	12,407	—0,217	—0,762	—2,4	—0,08	—0,54
Но- мер схемы	$\sin u_1$	$\sin u'$	$\lambda = 257,3 \text{ нм}$		$\lambda = 434 \text{ нм}$		$\lambda = 589,3 \text{ нм}$	
			s'	$\delta s'$	s'	$\delta s'$	s'	$\delta s'$
11	0,0	0,0	22,95	—	25,54	—	26,20	—
	0,0119	0,46	23,05	0,10	25,75	0,21	26,42	0,22
	0,0166	0,64	22,97	0,02	25,74	0,20	26,43	0,23

Чтобы сохранить требуемое расстояние от коллектора до изображения источника света $s' = 200$ мм и увеличение $V = -5\times$, дальнейший расчет системы производят в обратном ходе лучей (рис. VIII.2). Приняв условие нормировки, при котором последнее α (α_{2m+1}) в обратном ходе равняется единице, находим: $\alpha_1 = \alpha_{2m+1}/V = 1/V = -0,2$; $\alpha_2 = \alpha_{\min}/V = 0,1186$; $\alpha_3 = \alpha_5/V = 0,4045$; $\alpha_4 = \alpha_4/V = 0,636$; $\alpha_5 = \alpha_3/V = 0,636$; $\alpha_6 = \alpha_2/V = 1$; $\alpha_7 = \alpha_1/V = 1$.

Фокусное расстояние линзы по формуле (I.47) равно

$$f' = \frac{h_1}{\alpha_3 - \alpha_1} = \frac{\alpha_1 s_1}{\alpha_3 - \alpha_1} = \frac{0,2 \cdot 200}{0,4045 + 0,2} = 66,17 \text{ мм.}$$

При полном диаметре $D_{\Pi} = 44$ мм толщина линзы по центру по формуле (VIII.16) будет равна 8 мм. Определение толщины апланатических менисков целесообразно производить графически методом построения крайнего луча последовательно через каждую линзу. Расстояние апланатической точки s_3 от первой поверхности первого апланатического мениска равно $s_3 = s'_2 - d_2$ (s'_2 — параксиальное изображение после неапланатической линзы; d_2 — воздушный промежуток между этой линзой и апланатическим мениском). Положив расстояние между линзами $d_2 = d_4 = 0,1$, находим $s_3 = \frac{h_3}{\alpha_3} = \frac{\alpha_1 s_1 - \alpha_2 d_1}{\alpha_3} - d_2 = 96,452$.

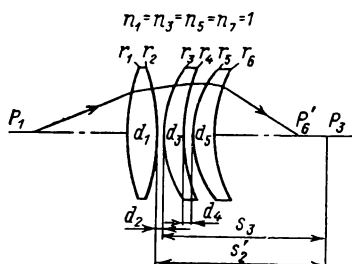


Рис. VIII.2. Коллектор с апланатическими менисками

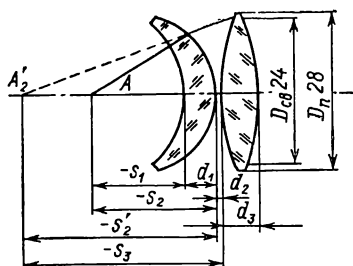


Рис. VIII.3. Двухлинзовый коллектор для opak-иллюминатора

Применяя формулу (IV.1) для преломляющих апланатических поверхностей, при $n_k = 1$; $n_k = n$; $d_3 = 4$; $d_5 = 5$ последовательно вычисляем: $s'_3 = s_3/n = 61,34$; $s_4 = s'_3 - d_3 = 57,34$; $s_5 = s'_4 - d_4 = 57,24$; $s'_5 = s_5/n = 36,5$; $s_6 = s'_5 - d_5 = 31,5$; $h_1 = s_1 \sin u_1 = 20$; $r_1 = 59,246$; $r_2 = -102,534$; $r_3 = ns'_3/n + 1 = 37,495$; $r_4 = s_4 = 57,34$; $r_5 = ns'_5/n + 1 = 22,25$; $r_6 = s_6 = 31,5$.

Результаты расчета приведены в табл. VIII.4, схема 2, и табл. VIII.6, схема 2. Продольная сферическая aberrация 3-го порядка $\delta s'_{сф III} = -\frac{u'^2}{2} \sum hP = -\frac{0,5^2}{2} 16,4 = -2,0$ мм, т. е. в два раза больше, чем в случае коллектора, рассчитанного на минимум сферической aberrации.

Двухлинзовый коллектор для opak-иллюминатора. В короткофокусных высокоапертурных коллекторах вследствие малого расстояния от источника света до коллектора исключается применение некоторых типов ламп.

Приведем расчет двухлинзового коллектора с числовой апертурой $A = 0,65$, применяемого в осветителе ОИ-20 и др. с лампой СЦ61. Пусть первая линза коллектора апланатическая и состоит из стекла К8 (рис. VIII.3). Световой диаметр коллектора $D_{св} = 24$ мм соответствует наружному световому диаметру кольцевого зеркала opak-иллюминатора, работающего в темном поле с эпиобъективами; минимальное расстояние от источника света до коллектора $s_1 = -12$ мм; изображение источника света проектируется на бесконечность.

Примем толщину первой линзы $d_1 = 4$ мм и расстояние между линзами $d_2 = 0,1$ мм. Из рис. VIII.3 и формул (IV.1), (IV.13) получим:

$$\begin{aligned}s_1 &= r_1 = -12; \quad s_2 = s_1 - d_1 = -16; \\s'_2 &= n_1 s_2 = n_1 (s_1 - d_1) = -26,2; \quad r_2 = n_1 s_2 / n_1 + 1; \\s_3 &= s'_2 - d_2 = -26,3.\end{aligned}$$

Предположим в первом приближении, что вторая линза тонкая и находится от первой линзы на расстоянии $d_2 = 0,1$. Тогда $s_{F2} = -f'_2 = s_3 = -26,3$. Согласно формуле (VIII.16) при $D_{\Pi} = 28$ и $d_{\min} = 1,5$ толщина линзы по оси $d_3 = 9$.

По формуле (VIII.9) в обратном ходе лучей найдем:

$$\begin{aligned}r_{1 \min} &= \frac{2(2+n)(n-1)}{n(2n+1)} = 0,5938 \text{ мм}; \\r_{2 \min} &= \frac{2(2+n)(n-1)}{2n^2 - n - 4} = -3,955 \text{ мм}.\end{aligned}$$

Расстояние между главными плоскостями второй линзы

$$HH' = d_3 \frac{n-1}{n} = 9 \frac{0,5163}{1,5163} = 3,06 \text{ мм}.$$

Так как $d_3 = s_H - s'_{H'} + HH'$, то $s_H - s'_{H'} = 5,94$ мм. С другой стороны, согласно (I.35) и (I.36) $s'_{H'}/s_H = r_{2\min}/r_{1\min} = -6,658$. Из последних двух соотношений находим $s_H = 0,78$ мм и $s'_{H'} = -5,164$ мм; следовательно, $f' = s'_F - s'_{H'} = 26,3 + 5,16 = 31,46$ мм; $r_{1\min} = 18,68$ мм; $r_{2\min} = -124,42$ мм. Конструктивные элементы коллектора даны в табл. VIII.6, схема 3, а остаточные aberrации — в табл. VIII.4, схема 9. Наименьший диаметр кружка рассеяния лучей D в плоскости наивыгоднейшей установки, расположенной от коллектора на расстоянии 10,9 мм, равен 0,6 мм.

Расчет коллекторов, содержащих параболоидальные поверхности. Чтобы уменьшить число линз и повысить полезную числовую апертуру коллектора, применяются параболоидальные поверхности. В зависимости от требуемого увеличения и условия работы несферическая поверхность коллектора может находиться по ходу лучей, на последней его поверхности или внутри системы.

Однолинзовые коллекторы. Рассмотрим случай, когда первая поверхность коллектора (обратный ход лучей) параболоидальная, вторая — сферическая.

Для расчета коллектора примем условие нормировки $\alpha_1 = V$; $\alpha_3 = 1$. Положим $n_1 = n_3 = 1$; $n_2 = n$; для параболоидальной поверхности коэффициент деформации $b = -1$.

Условие исправления сферической aberrации 3-го порядка представим в следующем виде [19]:

$$S_1 = h_1 P_1 + h_2 P_2 + h_1 B^* = 0; \quad (\text{VIII.17})$$

$$B^* = -\frac{(\alpha_{k+1} n_{k+1} - \alpha_k n_k)^3}{(n_{k+1} - n_k)^2}, \quad (\text{VIII.18})$$

где

$$\begin{aligned}h_1 P_1 &= s_1 V \left(\frac{\alpha_2 - V}{1 - \mu} \right)^2 (\alpha_2 \mu - V); \\h_2 P_2 &= (s_1 V - \alpha_2 d) \left(\frac{1 - \alpha_2}{1 - \mu} \right)^2 (1 - \alpha_2 \mu); \\h_1 B^* &= b_1 s_1 V \frac{(\alpha_2 n_2 - \alpha_1 n_1)^3}{(n_2 - n_1)^2} = -s_1 V \frac{(\alpha_2 n - V)^3}{(n - 1)^2}.\end{aligned}$$

Формула (VIII.17) приводится к виду

$$\begin{aligned}\alpha_2^4 - \left(\frac{s_1 V n^2}{d} + n + 2 \right) \alpha_2^3 + \left[1 + 2n + s_1 V \frac{(2+n)(1-V) + 3nV}{d} \right] \alpha_2^2 + \\+ \left[s_1 V \frac{(2n+1)(V^2-1) - 3V^2}{d} - n \right] \alpha_2 + \\+ \frac{s_1 V}{n} \frac{n^3 + V^3(1-n^2)}{d} = 0.\end{aligned}\quad (\text{VIII.19})$$

Если предмет расположен в бесконечности ($\alpha_1 = 0$ и $s_1 = \infty$), то из уравнения (VIII.19) получим

$$\begin{aligned}\alpha_2^4 - \left(2 + n + \frac{n^2}{d} \right) \alpha_2^3 + \left(2n + 1 + \frac{2+n}{d} \right) \alpha_2^2 - \\- \left(n + \frac{2n+1}{d} \right) \alpha_2 + \frac{n}{d} = 0.\end{aligned}\quad (\text{VIII.20})$$

В первом приближении можно принять $\alpha_2 = \alpha_{2\min}$.

Пример 1. Требуется рассчитать для опак-иллюминатора однолинзовый коллектор из стекла БФ13, требования к которому остаются такими же, как и к коллектору, приведенному в табл. VIII.4, схема 9.

Расчет коллектора удобно производить в обратном ходе лучей.

Фокусное расстояние коллектора

$$f' = \frac{h_1}{\sin u_1} = \frac{D_{\text{св}}}{2A} = \frac{12}{0,65} = 18,3 \text{ мм};$$

толщина линзы по оптической оси при $D_{\text{п}} = 28$ мм и $d_{\min} = 2$ мм согласно формуле (VIII.16) равна 10,5 мм. Приняв условие нормировки $h_1 = f' = 1$; $\alpha_1 = 0$; $\alpha_3 = 1$; $h_2 = 1 - \alpha_2 d/f'$, по формуле (VIII.20) находим $\alpha_2 = 0,5$ и затем по формуле (I.46) — радиусы кривизны поверхностей $r_1 = 14,26$ и $r_2 = -44,2$ мм.

Наличие в системе отрицательной сферической аберрации высших порядков потребовало подгонки аберрации за счет изменения $\alpha_2 = 0,54$. В табл. VIII.6, схема 4, приведены конструктивные элементы коллектора, а в табл. VIII.4, схема 10, — его остаточные аберрации.

Пример 2. Рассчитать коллектор из стекла ТК2 со следующими данными: $V = -5^\circ$; $A = 0,3 \div 0,35$; расстояние от коллектора до изображения источника света $s' = 400$ мм.

По формулам (I.6) и (I.7) определяем соответственно фокусное расстояние коллектора и его расстояние до источника света:

$$f'_{\text{кол}} = \frac{s'}{1-V} = \frac{400}{6} = 66,67 \text{ мм}; \quad s_1 = \frac{1-V}{V} f' = -80 \text{ мм}.$$

Световой диаметр коллектора при $\sin u_1 = 0,35$ $D_{\text{св}} = 2s_1 \operatorname{tg} u_1 = 60$ мм. По формуле (VIII.16) толщина линзы по оси при $d_{\text{min}} = 2$ мм, $D_n = 64$ мм равна 15,5 мм.

Подставив в формулу (VIII.19) известные величины, определяем α_2 при условии, что расчет ведется в обратном ходе лучей, т. е. $\overleftarrow{s}_1 = -400$ мм и $\overleftarrow{V} = -0,2$. В результате подстановки имеем

$$\alpha_2^4 - 16,333\alpha_2^3 + 21,4\alpha_2^2 - 22,728\alpha_2 + 8,15 = 0;$$

решая уравнение, получаем $\alpha_2 = 0,53$. По формуле (VIII.1) находим $r_1 = 45,1$ и $r_2 = -226,4$. В табл. VIII.6, схема 5, даны конструктивные элементы коллектора, а в табл. VIII.4, схема 3,— его остаточные аберрации.

В табл. VIII.6, схемы 6—8, приведены конструктивные элементы некоторых однолинзовых коллекторов с параболоидальной поверхностью, применяемых в микроскопии.

Теперь рассмотрим случай, когда первая поверхность коллектора сферическая, вторая — параболоидальная.

Принимая во внимание условия нормировки, соответствующие первому случаю, имеем

$$S_1 = h_1 P_1 + h_2 P_2 + h_2 B^*, \quad (\text{VIII.21})$$

$$\text{где } h_2 B^* = h_2 b \frac{(\alpha_3 n_3 - \alpha_2 n_2)^3}{(n_3 - n_2)^2} = -(h_1 - \alpha_2 d) \frac{(1 - \alpha_2 n)^3}{(n - 1)^2}.$$

Формула (VIII.21) приводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} & \alpha_2^4 - \frac{1}{n+1} \left(2 + \frac{n^2}{n-1} \frac{s_1 V}{d} \right) \alpha_2^3 + \\ & + \frac{1}{n+1} \left[\frac{s_1 V}{d} \frac{2(n-1) + (2+n)V}{n-1} - 2 \right] \alpha_2^2 + \\ & + \left[\frac{1}{n} - \frac{s_1 V}{d} \frac{V^2(2n+1) - 2(n-1)}{n^2-1} \right] \alpha_2 - \\ & - \frac{s_1 V}{nd} \left(1 - \frac{n^2 V^3}{n^2-1} \right) = 0. \end{aligned} \quad (\text{VIII.22})$$

Если $V > |4|$, то, отбрасывая величины $1/n$, 1 и 2, можно пользоваться приближенным выражением

$$\begin{aligned} & \frac{(n^2-1)d}{s_1 V} \alpha_2^4 - n^2 \alpha_2^3 + [2(n-1) + V(2+n)] \alpha_2^2 - \\ & - [V^3(2n+1) - 2(n-1)] \alpha_2 + nV^3 = 0. \end{aligned} \quad (\text{VIII.23})$$

Если толщина линзы не очень велика по сравнению с фокусным расстоянием ($d/f' \leq 1/5$), то в выражении (VIII.23) можно пренебречь первым членом и тогда

$$\begin{aligned} & n^2 \alpha_2^3 - [2(n-1) + V(2+n)] \alpha_2^2 + \\ & + [V^3(2n+1) - 2(n-1)] \alpha_2 - nV^3 = 0. \end{aligned} \quad (\text{VIII.24})$$

В первом приближении уравнение (VIII.22) можно решить, положив $\alpha_2 = \alpha_{2\text{min}}$.

Двухлинзовые коллекторы. Произведем расчет двухлинзового коллектора (табл. VIII.4, схема 9) из стекла марки ТК2, причем в первой линзе поверхность r_2 апланатическая, во второй линзе поверхность r_3 плоская ($r_3 = \infty$) и r_4 параболоидальная. Увеличение—9,5×, числовая апертура $A=0,65$. Расстояние от коллектора до апертурной диафрагмы конденсора (куда проектируется источник света) $s' = 395$ мм. Расчет коллектора производится в обратном ходе лучей при условии нормировки $\alpha_1 = V = 1/-9,5 = -0,10526$; $\alpha_5 = 1$.

В первом приближении по (I.47) найдем оптическую силу коллектора

$$\Phi = \frac{\alpha_5 - \alpha_1}{s_1 \alpha_1} = \frac{1,10526}{41,58} = 0,0266, \text{ или } f' = 37,6.$$

Положим, что оптические силы обеих линз равны друг другу: $\Phi_I = \Phi_{II} = \Phi/2 = 0,0133$ и $f'_I = f'_{II} = 75$.

По формуле (VIII.16) вычисляем толщины линз; примем $d_1 = 15,5$; $d_2 = 2$ и $d_3 = 13$.

Итак, для вычисления α_2 имеем следующие параметры: $\alpha_1 = V = 0,10526$; $\alpha_3 = \alpha_2 n$; $\alpha_4 = \alpha_2 n^2$; $\alpha_5 = 1$; $d_1 = 15,5$; $d_2 = 2$; $d_3 = 13$.

Из условия исправления сферической аберрации 3-го порядка [см. формулу (VIII.17)] следует

$$S_I = \sum_{k=1}^{k=4} h_k P_k + h_1 \bar{P}_1^* = h_1 P_1 + h_2 P_2 + \\ + h_3 P_3 + h_4 P_4 + h_1 B^* = 0, \quad (\text{VIII.25})$$

откуда

$$B^* = -\frac{1}{h_1} \sum_{k=1}^{k=4} h_k P_k,$$

причем $h_3 P_3 = 0$ (поверхность r_3 апланатическая).

Далее вычисляем:

$$h_4 = h_1 - \alpha_2 (d_1 + d_2 n + n^2 d_3) = h_1 - \alpha_2 q;$$

$$h_1 P_1 = \frac{(\alpha_2 - V)^2}{(1 - \mu)^2} (\alpha_2 \mu - V) h_1;$$

$$h_2 P_2 = (h_1 - \alpha_2 d_1) (n^2 - 1) n \alpha_2^3;$$

$$h_4 P_4 = (h_1 - \alpha_2 q) \frac{n^2}{(n-1)^2} (1 - n^2 \alpha_2)^2 (1 - n \alpha_2);$$

$$-B^* = \frac{n^2 (\alpha_2 - V)^2}{(n-1)^2} (\alpha_2 \mu - V) + \left(1 - \frac{\alpha_2 d_1}{h_1}\right) (n^2 - 1) n \alpha_2^3 + \\ + \frac{n^2}{(n-1)^2} (1 - n^2 \alpha_2)^2 (1 - n \alpha_2) \left(1 - \frac{\alpha_2 q_1}{h_1}\right).$$

Принимая во внимание (VIII.18), выражение (VIII.25) приводим к виду

$$\begin{aligned} & \left[n^6 C - (n^2 - 1)(n - 1)^2 \frac{d_1}{h_1} \right] \alpha_2^4 - [(n^3 + 2)(n^2 - 1) + \\ & + n + n^3(2 + n)C] n \alpha_2^3 + [n^2(1 + 2n)C + \\ & + n^4(2 + n) + 2\alpha_1(n - 1)] \alpha_2^2 - [nC + n^2(2n + 1) - \\ & - 2\alpha_1^2(n - 1)] \alpha_2 + n - \frac{\alpha_1^3(n^2 - 1)}{n} = 0, \quad (\text{VIII.25a}) \end{aligned}$$

где $C = \frac{d_1 + nd_2 + n^2 d_3}{h_1}$.

Пренебрегая малыми значениями α_1 (в случае больших увеличений в прямом ходе), уравнение (VIII.25a) приводим к виду

$$\begin{aligned} & \left[n^6 C - (n^2 - 1)(n - 1)^2 \frac{d_1}{h_1} \right] \alpha_2^4 + \\ & + n[(n^3 + 2)(n^2 - 1) + n^3(2 + n)C + 1] \alpha_2^3 + \\ & + n^2[(1 + 2n)C + n^2(2 + n)] \alpha_2^2 - \\ & - n[C + n(1 + 2n)] \alpha_2 + n = 0. \quad (\text{VIII.25б}) \end{aligned}$$

В результате подстановки в (VIII.25a) $d_1 = 15,5$; $d_2 = 2$; $d_3 = 13,0$; $\alpha_1 = -0,10526$; $s_1 = -395$; $n = 1,5724$ (ТК2) получим $18,28\alpha_2^4 - 42,766\alpha_2^3 + 34,230\alpha_2^2 - 12,174\alpha_1 + 1,5724 = 0$; решение этого уравнения дает $\alpha_2 = 0,308$.

По формуле (I.46) находим: $r_1 = 40,4$; $r_2 = \infty$; $r_3 = -28,76$; $r_4 = 75,2$.

Из табл. VIII.5 следует, что наибольшая аберрация возникает на первой поверхности ($hP = 16,13$), поэтому ее необходимо подвергнуть асферизации. Продольная сферическая аберрация

$$3\text{-го порядка } \delta s'_{\text{сф III}} = -\frac{u'^2}{2} hP = -\frac{0,65^2}{2} 24,33 = -5,1 \text{ мм.}$$

В табл. VIII.6, схема 9, даны конструктивные элементы коллектора, а в табл. VIII.4, схема 4,—его аберрации. В табл. VIII.6, схема 10, и табл. VIII.4, схема 11, приведены характеристики аналогичного по конструкции коллектора с $V = -38,5\times$ и $A = 0,64$ для ультрафиолетового микроскопа, рассчитанного из кристаллического кварца. В табл. VIII.6, схема 11, и табл. VIII.4, схема 14, даны характеристики аналогичного по конструкции коллектора с $A = 0,67$ из марки стекла ТК2, рассчитанного для поляризационного микроскопа типа МИН-8.

Трехлинзовые ахроматические коллекторы. Наличие в неахроматическом коллекторе хроматических аберраций приводит к неравномерной окраске наблюдаемого поля зрения микроскопа, что

Вычисление коэффициентов W и P

α	$\Delta\alpha$	n	μ	$\Delta\mu$	$\frac{\Delta\alpha}{\Delta\mu}$	$\alpha\mu$	$\Delta\alpha\mu$	W	P	αd	h	hP
-0,105	0,413	1,0	1,0	-0,364	-1,135	-0,105	0,301	-0,342	0,388	—	41,58	16,13
0,308	0,1763	1,5724	0,636	0,364	0,484	0,196	0,288	0,139	0,067	-4,77	36,81	2,47
0,4843	0,2772	1,0	1,0	-0,364	0,762	-0,484	0,0	0,0	0,0	-0,97	35,84	0,0
0,7615	0,2385	1,5724	0,636	0,364	0,655	0,484	0,516	0,338	0,221	-9,90	25,94	5,73
1		1,0	1,0			1,0		$\sum W = 0,135$				$\sum hP = 24,33$

в значительной степени снижает контраст изображения; во избежание этого применяются ахроматические коллекторы.

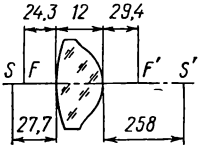
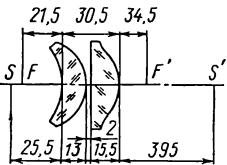
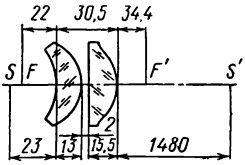
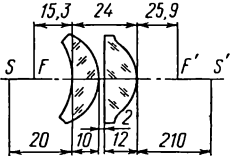
Приведем расчет трехлинзового несклеенного ахроматического коллектора (табл. VIII.6, схема 12) со следующими характеристиками: увеличение $V = -8\times$, числовая апертура $A = 0,5$; расстояние от последней поверхности до апертурной диафрагмы конденсатора, в плоскость которой проектируется источник света, $s' = 480$ мм. Заметим, что это расстояние по конструктивным соображениям должно выдерживаться достаточно строго и изменяться в пределах 5—8 мм за счет подвижки коллектора при настройке освещения.

Линзы 1 и 3 коллектора выполнены положительными, а линза 2 — отрицательной. Последняя поверхность линзы 3 параболидаальная. Эта линза исправлена самостоятельно на сферическую абберацию и может применяться как неахроматический коллектор. Линзы 1 и 2 должны образовать такую отрицательную систему, которая сама была бы свободной от сферической абберации, компенсировала хроматизм положения линзы 3 и удовлетворяла в достаточной степени условию апланатизма для всего коллектора. Поскольку линзы 1 и 2 должны иметь отрицательное эквивалентное фокусное расстояние, их общее линейное увеличение будет меньше единицы. Чтобы сохранить заданное увеличение коллектора, примем для линзы 3 увеличение $V_3 = -9\times$, и тогда увеличение

Оптические характеристики и конструктивные элементы коллекторов

Номер схемы	Схема оптики	V, крат	A	r	Марка стекла	D _{св}	f'
1		—5	0,52	—39,28 —24,7 —164,08 —43,13 114,48 —114,48	ТК2 — ТК2 — ТК2	31,4 34 37,8 39 40,5 40,6	33,63
2		—5	0,52	—31,4 —22,25 —57,34 —37,495 102,53 —59,246	ТК2 — ТК2 — ТК2	30,6 32,7 35,9 37,2 40,6 41,0	33,58
3		—	0,65	—12 —10 124,42 —18,68	БФ13 — К8	16 18 24 24	—

Номер схемы	Схема оптики	V , крат	A	r	Марка стекла	$D_{\text{св}}$	f'
4		—	0,63	70,47 —13,213 *	БФ13	24	18,29
5		—5	0,34	226,4 —45,1 *	ТК2	54	16,67
6		—7,4	0,47	69,82 —17 *	ЛК5	27,7 32,1	30,17
7		—9	0,62	69,5 —15,5 *	ТК16	30	22,1

Номер схемы	Схема оптики	V , крат	A	r	Марка стекла	$D_{\text{св}}$	f'
8		-7,5	0,43	67,77 -17,1*	Кварц	30	31,16
9		-9,5	0,64	-63,39 -27,29 ∞ -40,3 *	ТК2 — ТК2	44 44 54 54	37,73
10		-38,5	0,64	-63,39 -27,2 ∞ -44,0 *	Кварц — Кварц	34 44 52 56	$f' = 37,8$ (для $\lambda = 257 \text{ нм}$); $f'_D = 41,4$
11		-6,5	0,67	-43,65 -20,42 ∞ -29,0 *	ТК2 — ТК2	34 36,5 43 44	28,3

Номер схемы	Схема оптики	V , крат	A	r	Марка стекла	$D_{\text{св}}$	f'
12		—8	0,5	135,52 —28,05 —27,35 —203,7 112,98 —27,5 *	ЛК5 — ТФ5 — ЛК5	36 48 60	56,94
13		—7,4	0,4	44,57 —12,74 —9,333 —28,97 49,55 —16,74 *	ЛК5 — ТФ5 — ЛК5	18 25 34	27

* Радиус при вершине параболоидальной поверхности.

первых двух линз будет равно $V_{1,2} = 8/9 < 1$. Для упрощения расчета в обратном ходе лучей линзы *I* и *2* заменим тонким компонентом *II*, а линзу *3* — тонким компонентом *I* (рис. VIII.4); углы первого параксиального луча будут равны: $\alpha_I = -0,125$; $\alpha_{II} = 1,125$; $\alpha_{III} = 1$.

Для расчета компонента *I* в первом приближении по формуле (I.47) определим

$$f'_{II} = \frac{h_I}{\alpha_{II} - \alpha_I} = \frac{s_1 \alpha_I}{\alpha_{II} - \alpha_I} = \frac{-480 (-0,125)}{1,25} = 48 \text{ мм.}$$

Световой диаметр равен

$$D_{св} = \frac{2A}{V} s_1 = \frac{2 \cdot 0,5}{-8} (-480) = 60 \text{ мм.}$$

Приняв $D_n = 63$ мм, $d_{\min} = 1,7$ и стекло марки ЛК7, получим толщину линзы по оси $d = 23$ мм.

Дальнейший расчет данного компонента при неизвестном α_2 выполняется по методу, изложенному на стр. 355, при условии $\alpha_1 = -0,125$; $\alpha_3 = 1,125$; $d = 23$; $n = 1,4828$ (ЛК7); $s_1 = -480$ или при условии нормировки $\alpha_1 = V_1 = -0,1111$; $\alpha_3 = 1$.

Приводим конструктивные элементы и параметры компонента *I*: $r_1 = 27,5$; $r_2 = -112,98$; $d_1 = 23$; $P_1 = 5,79$; $W_1 = -0,20$; $hP = 267,4$; $C = -0,01916$; $hC = -1,057$.

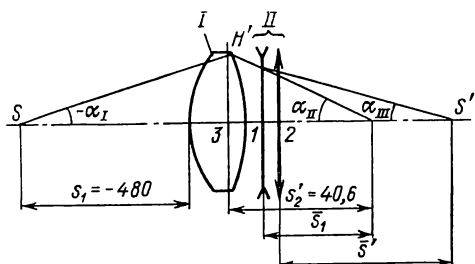


Рис. VIII.4. К расчету ахроматического коллектора

Аберрации компонента даны в табл. VIII.4, схема 6.

Для расчета компонента *II* примем расстояние между компонентами *I* и *II* равным $d_b = 0,5$ мм. Зная расстояние изображения от компонента *I* ($s'_1 = 40,6$) и величину параксиального угла $\alpha_{II} = 1,125$, в соответствии с рис. VIII.4 найдем:

$$\bar{s}_1 = s'_1 - d_b = 40,6 - 0,5 = 40,1;$$

$$h_{II} = \bar{s}_1 \alpha_{II} = 40,1 \cdot 1,125 = 45,11;$$

$$f'_{II} = \frac{h_{II}}{\alpha_{III} - \alpha_{II}} = \frac{45,11}{-0,125} = -360,88, \text{ или } \varphi_{II} = -0,00277.$$

С другой стороны,

$$\varphi_{II} = \varphi_1 + \varphi_2, \quad (\text{VIII.26})$$

где φ_1 и φ_2 — оптические силы линз компонента *II*.

Условие исправления хроматизма положения всего коллектора

$$S_{I(I)}^{xp} + S_{I(II)}^{xp} = 0,$$

где $S_{I(I)}^{xp} = h_I C_I = -1,057$; $S_{I(II)}^{xp} = h_{II} C_{II} = 1,057$.

Следовательно,

$$h_I C_I + h_{II}^2 \left(\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} \right) = 0; \quad (\text{VIII.27})$$

$$h_I C_I = -h_{II}^2 \left(\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} \right) = -1,057;$$

$$\frac{\varphi_1}{v_1} + \frac{\varphi_2}{v_2} = -\frac{h_I C_I}{h_{II}^2} = \frac{1,057}{45,11^2} = 0,000519.$$

Выбрав для отрицательной линзы *I* компонента *II* стекло ТФ5 ($n_2 = 1,750$; $v_2 = 27,5$) и для положительной линзы *2* того же компонента стекло ЛК5 ($n_4 = 14781$; $v_4 = 66,3$), из совместного решения уравнений (VIII.26) и (VIII.27) найдем:

$$\varphi_1 = -0,02236 (f'_1 = -44,7) \text{ и } \varphi_2 = 0,01965 (f'_2 = 50,9).$$

Определим α_3 между линзами:

$$\alpha_3 = \alpha_1 + h_{II} \varphi_1 = 1,125 + 45,1(-0,02236) = 0,12.$$

Считая внутренние радиусы линз равными друг другу, найдем следующую зависимость между углами α_2 и α_4 внутри линз *1* и *2* соответственно:

$$\alpha_4 = \frac{1 - \mu_4}{1 - \mu_2} \alpha_2 + \frac{\mu_4 - \mu_2}{1 - \mu_2} \alpha_3.$$

Подставляя значения n_2 , n_4 и α_3 , получим $\alpha_4 = z\alpha_2 + 0,03$, или $\alpha_4 \approx z\alpha_2$, где $z = 1 - \mu_4/1 - \mu_2$.

Чтобы исправить сферическую aberrацию 3-го порядка, следует положить $\sum_{k=1}^{k=4} h_k P_k = 0$. Раскрывая эти выражения для четырех поверхностей, найдем:

$$\begin{aligned} & \mu_2 d_1 \alpha_2^4 - b_1 \alpha_2^3 + b_2 \alpha_2^2 - b_3 \alpha_2 + A_1 h_1 + k \{ \mu_4 d_3 \alpha_4^4 - \\ & - \alpha_5 d_3 (2\mu_4 + 1) \alpha_4^3 + [\alpha_5^2 d_3 (2 + \mu_4) + C_1 h_1] \alpha_4^2 - \\ & - [d_3 \alpha_5^3 + C_2 h_1] \alpha_4 + A_2 h_1 \} - k d_1 (C_1 \alpha_4^2 - C_2 \alpha_4 + A_2) \alpha_2 = 0, \quad (\text{VI.28}) \end{aligned}$$

где

$$b_1 = \alpha_3 d_1 (2\mu_2 + 1); \quad b_2 = (2\mu + 1) (\alpha_3 - \alpha_1) h_1 + (2 + \mu_2) d_1 \alpha_3^2;$$

$$b_3 = \alpha_3^3 d_1 + (2 + \mu_2) (\alpha_3^2 - \alpha_1^2) h_1; \quad C_1 = (2\mu_4 + 1) (\alpha_5 - \alpha_3);$$

$$C_2 = (2 + \mu_4) (\alpha_5^2 - \alpha_3^2); \quad A_1 = \alpha_3^3 - \alpha_1^3; \quad A_2 = \alpha_5^3 - \alpha_3^3;$$

$$k = \left(\frac{\mu_2 - 1}{\mu_4 - 1} \right)^2.$$

Полагая $\alpha_5 = 1$ и пренебрегая α_3^3 , после замены $\alpha_4 = z\alpha_2$ получим приближенное уравнение относительно α_2 :

$$\sum_{k=1}^{k=4} h_k P_k = (\mu_2 d_1 + \mu_4 d_3 z^2) \alpha_2^4 - [b_1 + (2\mu_4 + 1) d_3 z + c_1 d_1] \alpha_2^3 + \\ + \left[b_2 + (2 + \mu_4) d_3 + C_1 h_1 + \frac{C_2 d_1}{z} \right] \alpha_2^2 - \\ - \left[b_3 + \frac{(d_3 + C_2 h_1) z + d_1}{z^2} \right] \alpha_2 + \left(\frac{1}{z^2} - \alpha_1^3 \right) h_1 = 0. \quad (\text{VIII.28a})$$

Решая уравнения (VIII.28a), найдем $\alpha_2 = 0,75$ и затем $\alpha_4 = 0,57$. По полученным значениям следующих параметров: $\alpha_1 = 1,125$; $\alpha_2 = 0,75$; $\alpha_3 = 0,12$; $\alpha_4 = 0,57$; $\alpha_5 = 1$; $d_1 = 7$; $d_2 = 1$; $d_3 = 15$; $h_1 = 45,1$; $h_2 = 39,85$; $h_3 = 39,73$; $h_4 = 31,18$; $n_2 = 1,4781$ (ЛК5); $n_4 = 1,7550$ (ТФ5) вычислим радиусы кривизны $r_1 = 135,52$; $r_2 = -28,05$; $r_3 = -27,35$; $r_4 = -203,7$, а затем остаточные аберрации (см. табл. VIII.4, схема 7).

Окончательный расчет всей системы на ЭВМ дал результаты, приведенные в табл. VIII.6, схема 12, и табл. VIII.4, схема 8.

В табл. VIII.6, схема 13, приведены конструктивные элементы коллектора, применяемого в съемном осветителе ОИ-36 (см. рис. X.8) для поляризационных микроскопов ПОЛАМ-С и ПОЛАМ-Р для освещения объективов по принципу Кёлера.

Линзы с параболоидальной поверхностью в коллекторах, приведенных в табл. VIII.6, схемы 12 и 13 (см. также поз. 2 на рис. IX.8), могут применяться самостоятельно в качестве неахроматического коллектора. Так, например, в случае применения одной линзы (поз. 3) расстояние от источника света до коллектора составляет 24 ± 3 мм.

Поскольку линзы коллекторов располагаются в непосредственной близости от источника света, то они подвергаются значительному тепловому воздействию. Во избежание растрескивания линзы должны изготавливаться из стекол с небольшим коэффициентом линейного расширения α_t . Ниже приводятся марки стекол, рекомендуемые для изготовления коллекторных линз, и их коэффициенты линейного расширения $\alpha_t \cdot 10^7$ (в 1°C) в пределах температур от 20 до 280°C .

ЛК5	36	ЛК6	84
ЛК7	47	ТК16	77
ЛК4	54	БФ13	75

Из легких кронов наиболее предпочтительным является стекло ЛК7, как менее пузырное. Стекло ЛК5 хотя и имеет наименьший α_t , однако по пузырности оно относится к классам Г и Д (среднее число пузырей диаметром свыше 0,03 мм в 1 кг составляет от 300 до 1000). Поскольку показатель преломления легких кронов меньше показателя преломления других марок

стекло (например, для ЛК7 $n_D = 1,4828$), то, естественно, коллектор, рассчитанный из марок стекол ЛК, будет менее светосильным по сравнению с другими коллекторами, изготавливаемыми из стекол типа БК, ТК, БФ и др. Там, где по тепловому воздействию источника света возможно применение линз с большим показателем преломления, целесообразно применять стекло ТК16, обладающее классами пузырности А и В (ГОСТ 3514—67).

46. Конденсоры

В осветительном устройстве микроскопа конденсор находится вблизи препарата и служит для освещения последнего лучами с апертурой, соответствующей апертуре объектива. Лампа, коллектор и полевая диафрагма осветительного устройства обычно размещаются в основании штатива микроскопа. Конденсор же как самостоятельный узел является съемной частью микроскопа.

В осветительном устройстве для падающего света в случае освещения объектов по методу светлого поля объектив микроскопа выполняет роль конденсора; при освещении по методу темного поля применяются так называемые эпизеркальные конденсоры (см. рис. IX, поз. 11), с помощью которых освещение объектов осуществляется лучами, идущими вне объектива [38].

Конденсоры, применяемые для освещения прозрачных объектов, исследуемых в проходящем свете, целесообразно разграничить на три типа: конденсоры светлого поля; конденсоры темного поля; специальные конденсоры для особых целей.

Конденсоры светлого поля. Хотя осветительное устройство по келеровскому принципу позволяет производить регулировку апертуры осветительных лучей и величину освещаемого поля зрения, однако не представляется возможным с одним и тем же конденсором осветить значительно отличающиеся по величине поля зрения слабых и сильных микрообъективов и достигнуть необходимых апертур осветительных пучков, соответствующих апертурам различных объективов.

Имеется несколько путей перехода к освещению от малых к большим полям зрения.

Из хода лучей удаляется фронтальная линза или группа линз; оставшиеся линзы образуют конденсор с меньшей апертурой, но с большим полем зрения. Для получения резкого изображения полевой диафрагмы в плоскости объекта необходима перефокусировка конденсора, при этом апертурная диафрагма всего конденсора не будет находиться в переднем фокусе оставшейся системы линз.

Включение большой полевой линзы или системы линз под конденсором (см. рис. IX.1, поз. 3). В этом случае также нарушается принцип Кёлера, так как полевая диафрагма не проектируется резко в плоскость объекта.

Переход от небольших полей зрения и больших апертур к большим полям и малым апертурам с помощью панкратической системы.

Необходимо придерживаться при применении обычной микроскопии правила, чтобы апертура осветительной системы составляла около $2/3$ апертуры микрообъектива, тогда можно ожидать хорошего разрешения при хорошем контрасте; слишком большая апертура освещения снижает контраст. В большинстве случаев безымерсионный конденсатор $A=0,9$ вполне достаточен для иммерсионных объективов [81].

Однолинзовые конденсоры. Однолинзовые конденсоры со сферическими поверхностями применяются с объективами микроскопов с числовой апертурой до 0,3. Обычно они рассчитываются на минимум сферической аберрации или заимствуются из более сложных конденсорных систем.

К простым конденсорам относятся очковые линзы, применяемые с проекционными и фотографическими объективами малых

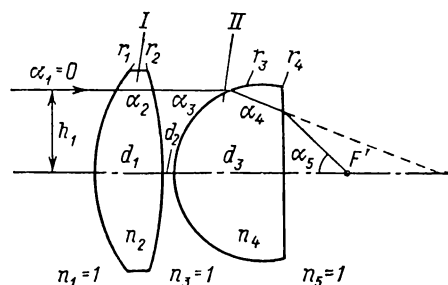


Рис. VIII.6. Оптическая схема конденсора Аббе с числовой апертурой $A = 1,2$

увеличений (микропланами, микротарами и др.) для освещения прозрачных объектов больших размеров. На рис. VIII.5 схематически показан принцип освещения объектов больших размеров посредством очкового конденсора. Достаточно равномерно освещается только та часть препарата AB , которая ограничивается лучами, показанными сплошными линиями, исходящими из источника 1. Непосредственно из рис. VIII.5 видно, что равномерно освещенное поле зрения становится по величине тем больше, чем ближе объект AB расположен к линзе 2. Чтобы передаваемое объективом изображение объекта было по возможности равномерно освещенным, необходимо, чтобы все лучи, проходящие через объект AB , воспринимались объективом 3.

Двухлинзовые высокоапертурные иммерсионные конденсоры. Для освещения микроскопических объектов, исследуемых под большим увеличением, применяются высокоапертурные конденсоры. На рис. VIII.6 приведена оптическая схема двухлинзового иммерсионного конденсора Аббе с апертурой $A = 1,2$. Конденсор

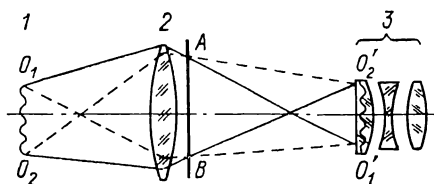


Рис. VIII.5. Принцип освещения объектов больших размеров с помощью очкового конденсора

не является ахроматическим и апланатическим. Его линзы имеют благоприятнейшую форму в отношении исправления сферической аберрации. Однако последняя остается значительной и при $A = 1,2$; принцип Кёлера осуществляется приближенно, так как изображение полевой диафрагмы в плоскости объекта становится нерезким и окрашенным. Несмотря на этот недостаток конденсор из-за простой конструкции находит широкое применение в микроскопии с комплектом микрообъективов от $20 \times 0,40$ до $90 \times (1,2 \div 1,25)$.

Определим фокусное расстояние конденсора с учетом того, что максимальное поле зрения при одном и том же окуляре имеет объектив $20 \times 0,40$. Примем нижний предел полезного увеличения микроскопа. Используя увеличение данного объектива, получим $\Gamma_m = 500A = 200\times$, тогда требуемое увеличение окуляра составит $\Gamma_{ок} = \Gamma_m / V_{об} = 10\times$. Положим, что окулярное число $K = 2l_{ок} \Gamma_{ок} = 200$. Отсюда линейное поле зрения окуляра $2l_{ок} = 20$ мм и объектива $2l_{об} = 2l_{ок} / V_{об} = 1$ мм. Линейное поле зрения объектива $90 \times 1,25$ при максимальном полезном увеличении микроскопа $\Gamma_m = 1000A = 1250\times$ и окулярном числе $K = 200$ составит

$$2l_{об} = \frac{2l_{ок}}{V_{об}} = \frac{K}{\Gamma_{ок} V_{об}} = \frac{K}{\Gamma_m} = \frac{200}{1250} = 0,16.$$

Определяя фокусное расстояние данного объектива приближенно из соотношения

$$f'_{об} = \frac{\text{длина тубуса микроскопа}}{V_{об}} \approx \frac{160}{90} = 1,8 \text{ мм},$$

найдем поле зрения объектива в угловой мере

$$2 \operatorname{tg} \omega_{1 об} = \frac{2l_{об}}{s_1} = \frac{2l_{об}}{f'_{об} \left(1 - \frac{1}{V_{об}}\right)} \approx \frac{2l_{об}}{f'_{об}} = \frac{0,16}{1,8} = 0,089.$$

При равенстве полей зрения объектива и конденсора ($\operatorname{tg} \omega_{1 об} = \operatorname{tg} \omega_{1 кон}$) фокусное расстояние конденсора будет

$$f'_{кон} = \frac{2l_{об \max}}{2 \operatorname{tg} \omega_{1 об}} = \frac{0,5}{0,0445} = 11,25 \text{ мм},$$

следовательно, отношение фокусного расстояния конденсора к фокусному расстоянию объектива равно отношению их линейных полей зрения, т. е.

$$\frac{f'_{кон}}{f'_{об}} = \frac{2l_{кон \max}}{2l_{об}} = \frac{1}{0,16} = 6,25.$$

Диаметр входного зрачка конденсора

$$D_{\text{вх. зр}} = 2A'_{\text{кон}} = 2 \cdot 1,2 \cdot 11,25 = 27.$$

Принимая линзу I за бесконечно тонкую, найдем ее фокусное расстояние при $n'_{\text{фр}} = 1,5163$

$$f'_1 = \frac{h_1}{\alpha_3} = \frac{D_{\text{вх. зр}}}{2} \frac{V_{\text{фр}}}{A_{\text{кон}}} = \frac{13,5}{1,2} 1,5163^2 = 27,6,$$

где $V_{\text{фр}} = n_{\text{фр}}^2$ — увеличение фронтальной апланатической линзы; толщина линзы I при полном ее диаметре $D_{\text{п}} = 30$ мм и $d_{\text{млн}} = 2$ мм по формуле (VIII.16) равна 10 мм.

Линза I рассчитывается на минимум сферической аберрации, причем поверхность радиуса r_3 линзы II — апланатическая, $r_4 = \infty$. При расчете конденсоров, применяемых в микроскопах с невстроенным освещением, в качестве объекта принимается плоскость ирисовой диафрагмы коллектора, которая для удобства настройки освещения находится от ирисовой апертурной диафрагмы конденсора на расстоянии $s_1 = -300$ мм. Приняв $s_1 = \infty$ и $\alpha_3 = 1$ по формуле (VIII.5), находим для линзы I $(\alpha_2)_{\text{млн}} = \alpha_0 = 0,575$.

Следовательно, для расчета имеем следующие параметры: $n_1 = n_3 = 1$; $n_2 = n_4 = n_{\text{им}} = n$ (K8); $\alpha_1 = 0$; $(\alpha_2)_{\text{млн}} = 0,575$ при $\alpha_3 = 1$; $\alpha_5 = 1$; $\alpha_4 = \alpha_5/n = 0,66$ при $\alpha_5 = 1$; $\alpha_2 = 0,575 \times 0,435 = 0,25$; $\alpha_3 = \alpha_4/n = 1/n^2 = 0,435$; $d_1 = 10$; $d_2 = 0,3$, тогда

$$s'_2 = \frac{h_2}{\alpha_3} = \frac{h_1 - \alpha_2 d_1}{\alpha_3} = \frac{11,25 - 0,25 \cdot 10}{0,435} = 20,1;$$

$$s_3 = s'_2 - d_2 = 20,1 - 0,3 = 19,8; \quad s'_3 = \frac{s_3}{n_{\text{им}}} = 13 \text{ (в иммерсии);}$$

$$r_3 = \frac{ns'_3}{n+1} = \frac{s_3}{n+1} = 7,88.$$

Положив для предметного стекла $n_D = 1,5163$ и $d_{\text{пр}} = 1,2$ мм и слоя иммерсии $d_{\text{им}} = 0,8$, найдем толщину фронтальной линзы $d_{\text{фр}} = d_3 = s'_3 - d_{\text{пр}} - d_{\text{им}} = 11$ мм. Первая сумма S_1 линзы I при условии $\alpha_1 = 0$; $\alpha_2 = 0,575$ и $\alpha_3 = 1$ равна $S_1 = 47,3$ и, следовательно, $\delta s'_{\text{сф III}} = u'^2/2S_1 = (1,2)^2/V_{\text{фр}} 47,3/2 = -6,5$ мм. Смещение плоскости установки при наименьшем кружке рассеяния $\xi = 3/4 \delta s'_{\text{сф III}} = -4,8$ мм. На эту величину следует увеличить отрезок s'_2 линзы I , чтобы луч, соответствующий $3/4 \sin u'_{\text{кр}}$ проходил третью поверхность апланатически, следовательно,

$$\bar{s}'_2 = s'_2 + \xi = 20,1 + 4,8 = 24,9 \text{ мм,}$$

тогда при $\alpha_3 = 1$ $\bar{s}'_2 = h_2$ и $\bar{h}_1 = h_1$ имеем $f'_1 = 24,9 + 0,575 \times 10 = 30,65$.

Окончательно получим: $r_1 = 18,1$; $r_2 = -100$; $r_3 = 7,88$; $r_4 = \infty$; $d_1 = 10$; $d_2 = 0,3$; $d_3 = 11$; $f'_{\text{кон}} = 11,6$.

Чтобы уменьшить высшие порядки, возникающие на поверхности r_1 , было произведено перераспределение оптических сил

Таблица VIII.7

Конструктивные элементы
иммерсионного конденсора с $A = 1,2$
($f' = 11$; $s_F = -4,99$; $s'_1 = 20,7$)

r	d	Мар- ка стек- ла	$D_{св}$
$r_1 = 20,7$	$d_1 = 10$	K8	27
$r_2 = -67,97$	$d_2 = 0,3$	—	25
$r_3 = 7,888$	$d_3 = 11$	K8	15,5
$r_4 = \infty$			10

по поверхностям на линзе I. В табл. VIII.7 приведены конструктивные элементы, а в табл. VIII.8—абerrации конденсора при $s_1 = \infty$; $d_{им} = 0,84$ мм; $d_{пр} = 2$ мм; $f'_{им} = 16,66$ мм. В случае использования конденсора без иммерсии, его числовая апертура $A = 0,8$. Линза I применяется как самостоятельный конденсор $A = 0,3$ — при этом расстояние от линзы до предметного столика равно 27 мм.

Повышенное качество изображения имеет апланатический двухлинзовый конденсор с апертурой 1,4 (см. рис. VIII.10, поз. 7). Благодаря применению асферической поверхности в нем значительно лучше осуществлен принцип Кёлера, поскольку полевая диафрагма достаточно резко изображается в плоскости предмета, что очень важно при различных методах исследования и черно-белой микрофотографии с применением зеленого светофильтра.

Таблица VIII.8

Остаточные aberrации иммерсионного конденсора с $A = 1,2$

h_1	$n \sin u'$	s'	$\delta s'$	$\Delta f'/f', \%$	ds'_c	ds'_F	$s'_F - s'_c$
0	—	1,111	—	—	-0,05	0,11	-0,06
$13,5 \sqrt{1/2}$	0,892	0,380	-0,73	-2,70	-0,70	-0,80	-0,07
$13,5 \sqrt{3/4}$	1,086	0	-1,11	-2,10	-1,07	-1,20	-0,13
13,5	1,218	-0,42	-1,53	-0,79	-1,49	-1,62	-0,13

Трехлинзовый иммерсионный конденсор $A = 1,4$. На рис. VIII.7 приведена оптическая схема иммерсионного неахроматизированного конденсора с числовой апертурой $A = 1,4$ и $f' = 8$ мм. Конденсор отличается от двухлинзового конденсора с $A = 1,2$ (см. рис. VIII.6) тем, что с целью увеличения числовой апертуры к нему добавлен апланатический мениск.

Двухлинзовые безымерсионные конденсоры с параболоидальной поверхностью. Двухлинзовые неахроматические конденсоры с параболоидальной поверхностью широко применяются в поляризационных и других микроскопах. Рассмотрим некоторые их схемы и методику расчета.

Конденсор с поляризационной призмой Франка—Риттера. На рис. VIII.8 приведена принципиальная оптическая схема конденсора, подлежащая расчету по следующим данным: числовая апертура $A = 0,85$; расстояние от ирисовой диафрагмы коллектора до конденсора $s_1 = 300$ мм. Обе линзы плосковыпуклые,

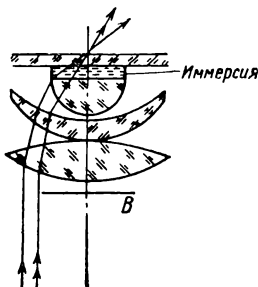


Рис. VIII.7. Трехлинзовый иммерсионный конденсор с числовой апертурой $A = 1,4$

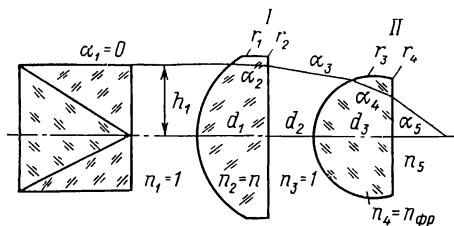


Рис. VIII.8. К расчету конденсора с параболоидальной поверхностью

причем поверхность r_1 — параболоидальная, r_3 — апланатическая, $r_2 = r_4 = \infty$; для линзы I марка стекла К8, для линзы II — ТФ2. Толщина предметного стекла $d_{\text{пр макс}} = 1,2$ мм, световой диаметр призмы равен $D_{\text{св}} = 12$ мм. Приняв $s_1 = \infty$, имеем $\alpha_1 = 0$; $\alpha_3 = \alpha_2 n$; $\alpha_4 = \alpha_2 n n_{\text{фр}}$ и $\alpha_5 = \alpha_2 n n_{\text{фр}}^2$.

Фокусное расстояние конденсора

$$f'_{\text{кон}} = \frac{h_1}{\sin u'} = \frac{D_{\text{св. пр}}}{2A_{\text{кон}}} = \frac{6}{0,85} = 7,15.$$

Примем для расчета $f'_{\text{кон}} = 7,25$. Тогда

$$\left. \begin{aligned} h_2 &= f' - 0,236 d_1; & h_3 &= f' - 0,236 d_1 - 0,359 d_2; \\ h_4 &= s' = 1,2 \text{ (в воздухе);} \\ f' - s' &= 0,236 d_1 - 0,359 d_2 + 0,598 d_3 = 6,05 \end{aligned} \right\}$$

или

$$0,359 d_2 + 0,598 d_3 = 5,12;$$

$$f_1 = \frac{h_1}{\alpha_3} = \frac{7,25}{0,359} = 20,1.$$

(VIII.29)

Так как фронтальная линза II выключается, то по конструктивным соображениям расстояние между линзами d_2 принимаем равным 6 мм. Тогда из (VIII.29) найдем $d_3 = 5,04$ мм. Толщина линзы I по оси при $D_{\text{п}} = 14$ мм и $d_{\text{мин}} = 2$ мм становится равной 4 мм.

Сумма $\sum_{k=1}^{k=4} h_k P_k$ приводится к виду

$$\left. \begin{aligned} \sum_{k=1}^{k=4} h_k P_k = n \alpha_2^3 \left[\frac{h_1}{(n-1)^2} + (n^2-1)(h_1 - \alpha_2 d_1) \right] + \\ + (n_{\text{фр}}^2 - 1) n^2 n_{\text{фр}}^4 [\bar{h}_1 - \alpha_2 (d_1 + n_2 d_2 + \\ + n n_{\text{фр}} d_3)] + h_1 B^*, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.30})$$

где n и $n_{\text{фр}}$ — соответственно показатели преломления линз I и II. Приняв $B^* = n^2 \alpha_2^2 / (n-1)^2$ из (VIII.30), найдем

$$\alpha_2 = \frac{\left(\frac{1}{n-1} \right)^2 (h_1 - n^2) + h_1 M + (n^2 - 1) d_1}{(n^2 - 1) d_1 + M (d_1 + n d_2 + n n_{\text{фр}} d_3)}, \quad (\text{VIII.31})$$

где $M = (n_{\text{фр}}^2 - 1) n^2 n_{\text{фр}}^4$.

Подстановка в (VIII.31) известных величин дает $\alpha_2 = 0,307$, и тогда следует: $\alpha_1 = 0$; $\alpha_2 = 0,307$; $\alpha_3 = \alpha_2 n = 0,465$; $\alpha_4 =$

Таблица VIII.9

Конструктивные элементы
конденсора с $A = 0,85$

($f' = 7,25$; $s_F = -2,3$; $s_{F'} = 1,21$)

r	d	Мар- ка стек- ла	$D_{\text{св}}$
$r_1 = 10,5$	$d_1 = 4$	К8	12
$r_2 = \infty$	$d_2 = 6$	—	12
$r_3 = 4,4$	$d_3 = 5,04$	ТФ2.	8
$r_4 = \infty$			3,8

$= \alpha_2 n n_{\text{фр}} = 0,78$; $\alpha_5 = \alpha_2 n n_{\text{фр}}^2 = 1,305$; $f' = h_1 / \alpha_5 = 5,56$. При $\alpha_5 = 1$ имеем $\alpha_1 = 0$; $\alpha_2 = 0,235$; $\alpha_3 = 0,359$; $\alpha_4 = 0,589$.

В табл. VIII.9 приводятся конструктивные элементы, а в табл. VIII.10 — остаточные аберрации конденсора при $s_1 = \infty$ и $x_1 = 0$.

Конденсоры упрощенных унифицированных микроскопов типа ПОЛАМ. На стр. 413 дана оптическая схема конденсора КОН-4 с апертурой 0,85. Его конструктивные элементы при-

ведены в табл. VIII.11, а остаточные аберрации при $s_1 = -213$ мм и $x_1 = 0$ — в табл. VIII.12.

Для освещения полей $2l \geq 1,2$ мм по принципу Кёлера линза 6 выключается. В передней фокальной плоскости линзы 5 разме-

Таблица VIII.10

Остаточные аберрации конденсора с $A = 0,85$

h_1	$\sin u'$	s'	$\delta s'$	ds'_c	ds'_F	$s'_F - s'_c$
0	0	0,11	0	0,02	-0,06	-0,08
$6\sqrt{1/2}$	0,59	0,10	-0,01	0,02	-0,05	-0,07
6	0,86	0,10	-0,01	-0,08	-0,14	-0,06

щены сменные точечные и кольцевые диафрагмы 3 и 4, служащие для наблюдения объекта и определения показателя преломления вещества по методу кольцевого экранирования. При снятии фронтальной линзы и освещении по принципу Кёлера производится исследование объектов по методу фокального экранирования и фотографирования, а также наблюдение объектов в темном поле с объективом $9 \times 0,20$, содержащем в задней фокальной плоскости ирисовую диафрагму, в плоскости которой можно наблюдать при включенной линзе Бертрана изображение кольцевой или точечной диафрагмы. Снизу под конденсором при необходимости могут устанавливаться светофильтры 1 и 2 и одиночная линза, с помощью которой достигается значительное увеличение размера освещаемого поля зрения микроскопа при применении объективов $3,5 \times 0,1$ и $9 \times 0,20$. Однако в этом случае нарушается принцип Кёлера.

Таблица VIII.11

**Конструктивные элементы
конденсора КОН-4 с $A = 0,85$**

r	d	Марка стекла
$r_1 = 9,9 \times$	$d_1 = 12$	К8
$r_2 = 29,79$	$d_2 = 0,4$	—
$r_3 = 6,008$	$d_3 = 7,8$	БК10
$r_4 = \infty$		

Таблица VIII.12

Остаточные aberrации конденсора КОН-4 с $A = 0,85$

$-10^2 \operatorname{tg} u'$	D			F	C	$s'_F - s'_C$
	s'	$\delta s'$	$\eta, \%$	ds'_F	ds'_C	
0,	1,475	0	0	—0,074	0,032	—0,106
45,942	1,617	0,142	—0,020	0,071	0,173	—0,102
76,394	1,643	0,168	—0,049	0,102	0,196	—0,094
126,70	1,455	—0,020	—0,093	—0,078	0,005	—0,083

Ахроматические апланатические иммерсионные конденсоры. По коррекции и оптической схеме к ахроматическому объективу приближаются ахроматические апланатические конденсоры. Они применяются обычно в исследовательских микроскопах, там, где предъявляются высокие требования к цветопередаче, например, при исследовании в белом свете, особенно при цветной микрофотографии [72]. Расчет таких конденсоров производится по тому же методу, как и расчет сильных микрообъективов. Однако этот расчет осуществляется упрощенно, поскольку для конденсоров допускаются aberrации, превышающие aberrации объектива в несколько раз. Кроме того, фокусное расстояние конденсоров с апертурой $A = (1,2 \div 1,4)$ значительно превышает фокусное

расстояние сильных микрообъективов. Если волновая сферическая aberrация пропорциональна фокусному расстоянию системы и если объектив $90 \times 1,20$ ($f' = 2$ мм) имеет волновую aberrацию $\lambda/4$, то при перерасчете его на $f' = 10$ мм волновая aberrация будет составлять $1,25\lambda$.

На рис. VIII.9 представлена оптическая схема ахроматического апланатического конденсора с числовой апертурой $A = 1,4$ и $f' = 9,5$ мм. Ирисовая апертурная диафрагма находится внутри конденсора. Расстояние от фронтальной линзы до плоскости объекта равно 1,4 мм, а до опорной плоскости $a-a$ конденсора — 35 мм.

Кварцфлюоритовый конденсор КУФЗ. На рис. IX. 4, поз. 9, представлена оптическая схема ахроматического конденсора,

применяемого в ультрафиолетовых микроскопах МУФ-6 и др. [38]. Ахроматизация выполнена для длин волн λ равных 589,3; 300 и 250 нм; фокусные расстояния для указанных длин волн соответственно равны 5,36; 5,12; 4,93 мм и числовые апертуры 1,06; 1,11; 1,14. Толщина предметного кварцевого стекла составляет 1 мм, толщина слоя иммерсии 0,58 мм. Средняя линза сложного компонента рассчитана из флюорита, остальные — из кварца. Обе

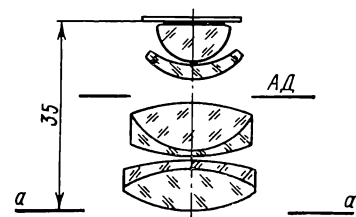


Рис. VIII.9. Оптическая схема ахроматического апланатического конденсора с числовой апертурой $A = 1,4$

верхние одиночные линзы съемные. При удалении фронтальной линзы оставшаяся часть системы применяется как самостоятельный конденсор с $A = 0,42$ и $f'_{\lambda=300} = 13,08$ мм. При удалении обеих верхних линз оставшийся трехлинзовый склеенный компонент используется как конденсор с $A = 0,26$ и $f'_{\lambda=300} = 20,9$ мм.

Конденсоры с большим рабочим расстоянием к столику Федорова. В поляризованных микроскопах применяются при работе со столиком Федорова конденсоры с большим рабочим расстоянием. На рис. IX.7, поз. 9, приведены оптические схемы, а в табл. VIII.13 — конструктивные элементы конденсоров с числовой апертурой 0,22 ($f' = 26,4$ мм; $s_F = -8,1$ мм; $s'_F = 40,9$ мм) и 0,4 ($f' = 12,6$ мм; $s_F = 12,6$ мм; $s_F = 3,4$ мм; $s'_F = 33$ мм) для сегментов $r = 13,4$ мм.

Настройка осветительного устройства производится по принципу Кёлера, т. е. изображение источника света, даваемого коллектором, проектируется в переднюю фокальную плоскость конденсоров, а диафрагма коллектора с помощью конденсора — в плоскость предметов [38].

Панкратические конденсоры. Панкратический конденсор позволяет плавно изменять и устанавливать апертуру конденсора в точном соответствии с апертурой применяемого объектива, при этом пучки лучей, поступающие в конденсор, не срезаются, а

Конструктивные элементы конденсоров к столику Федорова

$A = 0,22$				$A = 0,4$			
r	d	Марка стекла	$D_{св}$	r	d	Марка стекла	$D_{св}$
$r_1 = -45,08$	$d_1 = 1,5$	ТФ4	12	$r_1 = -14,256$	$d_1 = 1,0$	ТФ10	12,0
$r_2 = 19,231$	$d_2 = 7,8$	—	12,5	$r_2 = 23,55$	$d_2 = 16,8$	—	12,0
$r_3 = \infty$	$d_3 = 5,0$	К8	19	$r_3 = -121,90$	$d_3 = 5,0$	ТК21	28,4
$r_4 = -18,03$	$d_4 = 0,2$	—	20	$r_4 = -26,06$	$d_4 = 0,1$	—	29,2
$r_5 = 24,89$	$d_5 = 5,0$	К8	21	$r_5 = 71,29$	$d_5 = 5,0$	ТК21	32,0
$r_6 = -62,37$			21	$r_6 = -71,29$	$d_6 = 0,1$	—	32,0
				$r_6 = 26,06$	$d_7 = 5,0$	ТК21	29,2
				$d_7 = 121,90$			29,4

трансформируются в более узкие или более широкие пучки. Одновременно с изменением апертуры изменяется и величина освещаемого поля объекта. На рис. VIII.10 приведена оптическая схема накладного панкратического конденсора фирмы «К. Цейсс», Йена. За источником света 1 (лампы типа СЦ80) следует коллектор 2 с полевой диафрагмой 3, на некотором расстоянии от коллектора расположена вспомогательная линза 4 с апертурной диафрагмой 5,

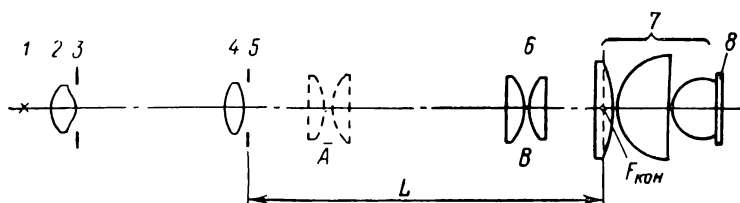


Рис. VIII.10. Принципиальная оптическая схема накладного панкратического конденсора фирмы «К. Цейсс», Йена

на которую проектируется источник света 1. При выполнении принципа Кёлера необходимо, чтобы апертурная диафрагма 5 изображалась с помощью подвижного компонента 6 в фокальную плоскость конденсора 7, а полевая диафрагма 3 — в плоскость предмета 8 [84]. Как известно [74], подвижная система 6 может занимать на оптической оси два таких положения, при которых всегда существует пара неподвижных сопряженных плоскостей. При конструировании таких систем можно в одной паре неподвижных сопряженных плоскостей расположить предмет и изображение, а во второй паре — неподвижные зрачки системы, или наоборот. На рис. VIII.11, а подвижный компонент, представлен-

ный главной плоскостью, находится на оптической оси в положении \bar{A} , а на рис. VIII.11, б — в положении B ; расстояние между \bar{A} и B равно d . Пусть далее A и A' — осевые точки, соответствующие центру апертурной диафрагмы 5 и $F_{\text{кон}}$ (рис. VIII.10), остаются неподвижными при перемещении компонента из положения \bar{A} в положение B .

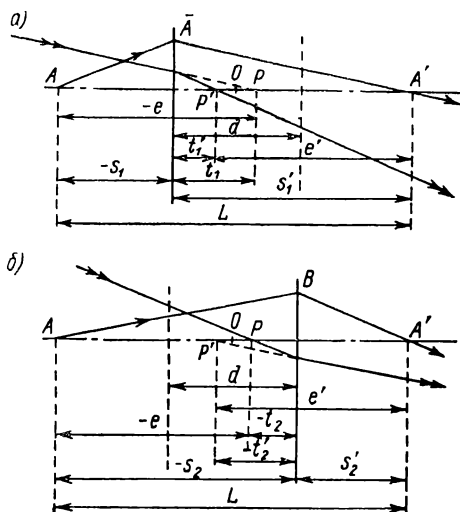


Рис. VIII.11. Ход лучей при двух симметричных положениях подвижного компонента панкратического конденсора

В положении \bar{A} компонент имеет отрезки s_1 и s'_1 , а в положении B — отрезки s_2 и s'_2 . Аналогичное рассуждение относится и ко второй паре неподвижных точек P и P' , определяющих соответственно отрезками t_1 , t'_1 и t_2 , t'_2 положения диафрагмы 3 (рис. VIII.10). Рассматривая ход лучей, показанных на рис. VIII.11, можно убедиться в том, что переход компонента из одного положения в другое эквивалентен повороту его на 180° вокруг оси, перпендикулярной к оптической оси и проходящей через точку O , делящую пополам отрезок $L = \bar{A}\bar{A}'$.

Приведенные ниже для расчета формулы (VIII.32), связывающие отрезки s_2 , s'_2 и t_2 , t'_2 с отрезками s'_1 , s_1 и t_1 , t'_1 , а также отрезок e' с отрезком e , подтверждают наличие симметрии между положениями \bar{A} и B компонента [74]:

$$\left. \begin{aligned} s_1 &= -\frac{L}{1-V_1}; & s'_1 &= V_1 s_1; & f' &= \frac{s'_1}{1-V_1}; \\ s_2 &= -s'_1; & s'_2 &= -s_1; & \Delta &= s_1 + s'_1; \\ V_2 &= \frac{1}{V_1}; & V_{c,1} &= -\frac{1}{V_1}; & V_{e,2} &= -V_1; \\ t_1 &= -(1+V_1)f'; & t'_1 &= -\frac{t_1}{V_1}; & t_2 &= -t'_1; \\ t'_2 &= -t_1; & e &= -L + 2f'; & e' &= -e; & L_e &= t'_1 - t_1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.32})$$

По этим формулам при заданных значениях V_1 и L можно рассчитать подвижную систему 6 (рис. VIII.10). Приведем габаритный расчет конденсора (рис. VIII.10). Пусть $L = 100$ мм, размер светящегося тела накаливания $1,7 \times 1,7$ мм (лампа СЦ80), диапазон изменения числовой апертуры конденсора от 0,156

до 1,4; диаметр входного зрачка конденсора 7 равен $D_{\text{вх. зр}} = 27$ мм, диаметр освещаемого предмета $2l_{\text{пр}} = 4,4$ мм при $A = 0,156$ и $2l_{\text{пр}} = 0,49$ мм при $A = 1,4$; линейное увеличение апертурной диафрагмы 5, даваемое компонентом в положении A , равно $V_1 = -3\times$. Применяя формулы (VIII.32) для случая, когда компонент перемещен в положение A , найдем: $s_1 = -L/1 = -V_1 = -100/4 = -25$; $s'_1 = s_1 V_1 = 75$; $f'_6 = s'_1/1 - V_1 = 18,75$; $t_1 = -(1 + V_1) f' = 37,5$; $t'_1 = -t_1/V_1 = 12,5$.

Следовательно, изображение полевой диафрагмы, даваемое системой 6, находится от точки $F_{\text{кон}}$ на расстоянии $e' = -(L - 2f') = -62,5$ и ее масштаб изображения $V_{e,1} = -1/V_1 = 1/3$.

Если компонент перемещен в положение B , то $s_2 = -s'_1 = -75$; $s'_2 = -s_1 = 25$; $V_2 = -1/V_1 = 1/3$; $t_2 = -t'_1 = -12,5$; $t'_2 = -t_1 = -37,5$; $e = e' = -L + 2f' = -62,5$; $V_{e,2} = -V_1 = 3$.

Как следует из расчета, изображение полевой диафрагмы в обоих случаях находится на одном и том же расстоянии $e' = 62,5$ от точки F_k конденсора и при фокусном расстоянии последнего $f' = D_{\text{вх. зр}}/2A = 27/2,8 = 9,64$ мм (в воздухе) проектируется на верхнюю поверхность предметного стекла. Изображение источника света через конденсор 7 получается в бесконечности с девятикратным перепадом числовой апертуры и соответствующим изменением величины освещаемого объекта.

Максимальный диаметр апертурной диафрагмы 5 становится при положении компонента 6 в положение A , т. е. $D_5 = D_7/V_1 = 27/3 = 9$.

Источник света 1 изображается коллектором 2 и линзой 4 в апертурной диафрагме 5 в масштабе $V_{\text{ист}} = V_{\text{кол}} V_4 = -D_5/2l_{\text{ист}} = -9/1,7 = -5,3\times$, так как диафрагма 5 расположена за линзой 4 на расстоянии 3 мм от ее главной плоскости, поэтому примем $V_4 = 0,9\times$, и тогда $V_{\text{кол}} = V_{\text{ист}}/V_4 = -5,3/0,9 = -5,9\times$.

Применяя (1.29а), вычислим апертуру коллектора 2 $A_{\text{кол}} = A_7 l_{\text{пр}}/l_{\text{ист}} = 1,4 \cdot 0,245/0,85 = 0,4$.

Полевая диафрагма 3 сопряжена с плоскостью объекта, и ее величина изображения должна соответствовать размеру объекта, наблюдаемому через микроскоп, $D_3 V_4 V_{e,2} V_{\text{кон}} = 2l_{\text{пр}}$.

Подставляя в последнее выражение $V_{e,2} = 3$, $V_{\text{кон}} = f'_{\text{кон}}/e' = 9,64/6,25 = 0,154$, $2l_{\text{пр}} = 4,4$, найдем $D_3 V_4 = 9,5$ мм.

Примем для лампы СЦ80 наименьшее расстояние от источника света до главной плоскости коллектора $a = -9$ мм, тогда $a' = a V_{\text{кол}} = 53$ и по формуле (1.5) находим $f'_{\text{кол}} = 7,7$ мм.

Применяя (I.1), (I.5), вычислим фокусное расстояние и увеличение V_4 линзы 4, положив $s_1 = -(a' - 3) = -50$ и $s' = e + 3 = 65,5$; $f'_4 = 50 \cdot 65,5/115,5 = 28,3$ и $V_4 = s'/s_1 = -1,31$, следовательно, $D_3 = 9,5/V_4 = 7,2$ мм. Диаметр полевой диафрагмы можно также вычислить по формуле $D_3 = 2A_{\text{кол}} a = 2 \cdot 0,4 = 7,2$ мм.

В промежуточных положениях компонента 6 расстояние от предмета до изображения непостоянно. В среднем положении $AO = 50$ мм. Расстояние $\overline{AA'} = 80$ мм, а $t' = 42,5$ мм, что соответствует смещению изображения полевой диафрагмы через конденсор всего лишь около 1 мм.

Можно встретить механическое устройство, благодаря которому и для промежуточных положений системы расстояние от предмета до изображения остается постоянным. В рассматриваемом примере это можно осуществить, если обе части двойной линзы, которые по отдельности имеют $f' = 37,5$ мм, перемещать вдоль оптической оси таким образом, чтобы при симметричном их положении к s и s' обе эти точки совпадали с фокальными точками линз, и тогда — $s_1 = s'_2 = f'_1 = f'_2 = 37,5$ мм, расстояние между бесконечно тонкими линзами $d = 25$ мм и увеличение системы $V = -f'_2/f'_1 = -1$. В крайних положениях, когда $d = 0$, увеличения будут соответствовать $V_A = -3\times$ и $V_B = -1/3$. Перемещая линзы по закону, выраженному уравнением [84],

$$d = \frac{L}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(4f' - L)^2 - 4\varepsilon f'^2}, \quad (\text{VIII.33})$$

где $\varepsilon = V + 1/V + 2$ и $f'_1 = f'_2 = f'$, можно во всех промежуточных положениях линз сохранять расстояние от предмета до изображения постоянным. Для зрачков системы приведенное условие точно не выполняется, однако имеющееся отступление не существенно. Практически можно достигнуть тех же результатов с помощью трехлинзовой системы, в которой средняя линза — отрицательная — неподвижна, а обе наружные — положительные — имеют одинаковые фокусные расстояния и перемещаются вместе с одной и той же скоростью. Средняя линза расположена посередине между A и A' . Если перемещают первую и третью линзы, то масштаб изображения и расстояние от предмета до изображения меняются. При соответствующем выборе фокусных расстояний и исходного положения линз по формуле (VIII.34) можно вычислить величину смещения d подвижных компонентов, при которых изображение, остается на том же месте, соответствует среднему положению компонентов ($V = -1$, $d = 0$),

$$d^2 = \frac{f_1'^4}{(t_0 - f_2')^2} - 2f_1'^2 + t_0^2 - f_2'^2, \quad (\text{VIII.34})$$

где t_0 — расстояние $\overline{F_1'F_2} = \overline{F_2'F_3}$ — в исходном положении равно 7,8 мм.

Два корня уравнения (VIII.34) с противоположными знаками соответствуют обратным величинам V_{\max} и $1/V_{\min}$. Пусть расстояние $\overline{AA'}$ опять равно 100, $f'_1 = f'_3 = 15,6$, $f'_2 = 7,8$. Расстояние от предмета до второго компонента $\overline{AH_{II}} = 50$ мм; подставляя известные величины для случая, когда системы находятся в ис-

ходном положении (рис. VIII.12), найдем: $\overline{AH}_1 = 40,044$; $\overline{AH}_3 = 59,956 = \overline{H_1A'}$; $V = -1$; при $d = 7,387$ имеем $V = -3,082$ и при $d = -7,387$ $V = -1/3,082$.

Перемещение компонентов от 0 до 8 мм вызывает расфокусировку около 1,5 мм, что для конденсора вполне допустимо. Если для полевой диафрагмы (рис. VIII.12) принять $t_1 = 18,33$, то для $d = 7,387$, $V = 3,082$ получим $t_3 = -38,36$, что вполне допустимо для конденсора. На рис. VIII.13 приведена оптическая схема с конструктивными размерами панкратического конденсора, компоненты которого отличаются от конденсора (рис. VIII.10) подвижной частью.

Тригонометрический расчет хода лучей из центра апертурной диафрагмы через панкратическую

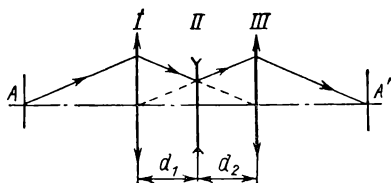


Рис. VIII.12. Ход луча при исходном (симметричном) положении компонентов панкратической системы

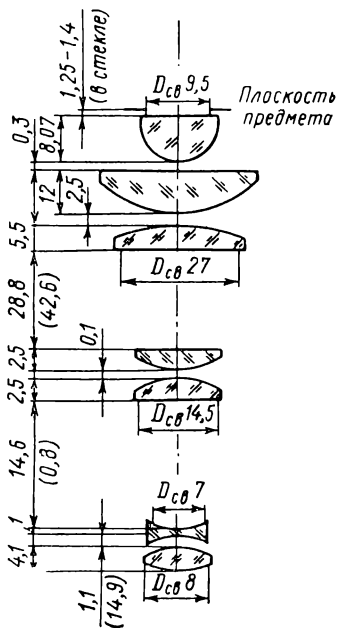


Рис. VIII.13. Оптическая схема конденсора с панкратической системой типа В

систему, включая коллектив, дал следующий результат:

$$\eta = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\delta s'_{\text{сф. кр}}}{x' - s'} = \frac{0,0286}{-0,343} + \frac{-0,17}{625 + 2,87} = -0,005 (-0,5\%).$$

Конденсоры темного поля. Кардиоидконденсоры являются наиболее совершенными зеркальными конденсорами, дающими апланатическое изображение. Замена кардиоидной поверхности ближайшей сферой значительно упростила изготовление конденсоров, не нарушая существенно условия апланатизма. Кардиоидконденсор изготавливается из двух деталей одной и той же марки стекла, константы которого близки к таковым предметного стекла и иммерсии; входная и выходная поверхности плоские, преломление лучей на них отсутствует. На рис. VIII.14 дана принципиальная схема конденсора для расчета [35].

При условии масштаба $f'_{\text{кон}} = 1$ существуют следующие соотношения между радиусами r_1 и r_2 отражающих поверхностей и расстоянием между ними:

$$r_2 (2 + r_1) = 2 (r_1 - 2d); \quad r_2 = r_1 + k - d. \quad (\text{VIII.35})$$

Задаваясь одной из величин r_1 , r_2 , d и считая ее постоянной, можно получить бесконечное число вариантов системы.

Для concentрической апланатической системы существуют соотношения:

$$\left. \begin{aligned} k = 0; \quad r_1 &= (\sqrt{5} - 1) f'; \quad r_2 = (\sqrt{5} + 1) f'; \\ d &= -2f'; \quad s' = (\sqrt{5} + 2) f'; \quad x_0 = s' - r_2 = f', \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.36})$$

где f' — фокусное расстояние системы.

Задняя главная плоскость в concentрической системе проходит через общий центр этих поверхностей. Concentрическая система является строго апланатической только в зоне Зейделя.

В табл. VIII.14 приведены результаты расчетов действи-

Таблица VIII.14
Зависимость $\delta s' - \delta f'$ от величины
относительного отверстия
кардиоидконденсора

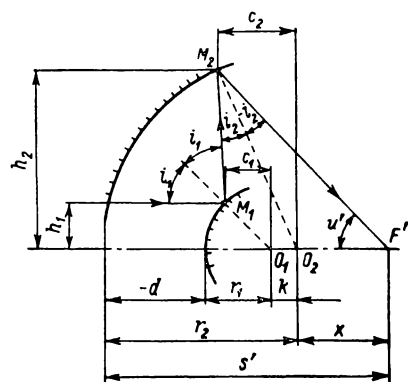


Рис. VIII.14. Принципиальная схема к расчету кардиоидконденсора

h/f'	Относительное отверстие $2h/f'$	Числовая апертура при $n = 1,5142$	$\delta s' - \delta f'$ % от f'
0,1	1 : 5	—	0,0
0,125	1 : 4	—	0,0008
0,16667	1 : 3	—	0,0022
0,25	1 : 2	—	0,0096
0,3333	1 : 1,5	0,505	0,0313
0,5	1 : 1	0,757	0,1695
0,8776	—	1,150	1,1390
0,94	—	1,420	3,5170

тельных лучей. Из таблицы видно, что aberrации высших порядков в конденсоре с относительным отверстием до 1:1 ($A = 0,757$) очень малы. Сферическая aberrация и отступление от закона синусов практически равны друг другу ($\delta s' = \delta f'$), т. е. кома отсутствует. Система с числовой апертурой в пределах от 1,15 до 1,42 вследствие большой aberrации не может быть применена без дополнительной коррекции.

Расчет хода действительного луча (рис. VIII.14) можно выполнить по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \sin i'_1 &= \frac{h_1}{r_1}; \quad i'_1 = -i_1; \quad i_2 = -i'_2; \quad \sin i_2 = \\ &= \frac{h_1 + k \sin 2i'_1}{r_2}; \quad u' = 2(i'_1 - i_2); \quad x = r_2 \frac{\sin i_2}{\sin u'}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.37})$$

Положения точек M_1 , M_2 и f' вычисляются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= r_1 \cos i'_1; \quad h_2 = r_2 \sin (2i'_1 - i_2); \quad c_2 = \\ &= r_2 \cos (2i'_1 - i_2); \quad f' = h_1 / \sin u'. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.38})$$

Применяя формулы (VIII.37) и VIII.38), определяют величины x , f' , c_1 , c_2 и h_2 .

В 1938 г. В. Н. Чуриловский предложил наиболее простой и удобный метод расчета кардиоидконденсора, основанный на

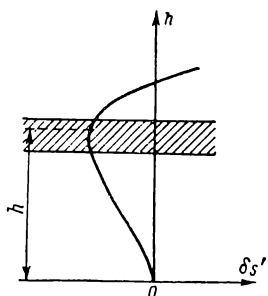


Рис. VIII.15. Минимальное значение кривой сферической абберации в кардиоидконденсоре

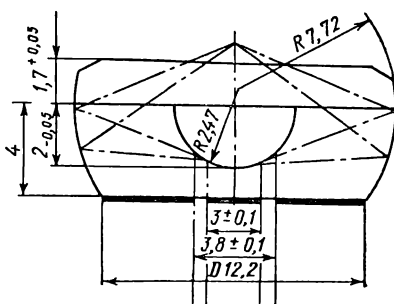


Рис. VIII.16. Оптическая схема кардиоидконденсора с числовой апертурой $A = 1 \div 1,15$

следующих положениях. Известно, что в кардиоидконденсоре используется довольно узкая часть отверстия, чтобы в этой зоне сферическая абберация была минимальной, следует найти такое соотношение между r_1 , r_2 и d , при котором максимальное значение кривой сферической абберации находилось примерно на 0,7 от действующей высоты пучка лучей (рис. VIII.15). Максимальное значение сферической абберации имеет место при минимальном значении величины $x = O_2F'$ (рис. VIII.14), т. е. $dx/dh = 0$. В основу расчета положена формула

$$2k \cos 2i'_1 \operatorname{tg} i'_1 = -h \frac{\operatorname{tg} 2(i'_1 - i_2) + 2 \operatorname{tg} i_2 - 2 \operatorname{tg} i'_1}{\operatorname{tg} 2(i'_1 - i_2) + 2 \operatorname{tg} i_2 - \operatorname{tg} 2i'_1}. \quad (\text{VIII.39})$$

Пользуясь способом последовательных приближений, можно вычислить с любой точностью систему, имеющую минимум x при любом значении h .

В качестве исходной системы рационально принять систему, рассчитанную по формуле Зейделя. Затем, задавшись нужным

значением h , вычисляют i_1 (i') и i_2 , а по (VIII.39) определяют новые значения k и остальные параметры системы. Повторив описанное несколько раз, можно получить остаточную погрешность не выше 0,005% от фокусного расстояния. Верхняя граница числовой апертуры конденсора зависит от толщины предметного стекла, остаточных aberrаций конденсора и колеблется в пределах 1,35—1,45. Нижний предел апертуры конденсора определяется апертурой применяемого объектива микроскопа и ограничивается примерно величиной 1—1,2.

В настоящее время разработано несколько оптических конструкций кардиоидконденсоров. В качестве примера может служить конденсор ОИ-13 с числовой апертурой 1,2, приведенный на рис. VIII.16. Зеркальный конденсор требует очень точной центровки относительно оптической оси микроскопа, так как затененная зона между внешней границей апертуры объектива и внутренней границей апертуры конденсора обычно составляет небольшую величину. Если апертура осветительного конуса находится в пределах 1,2—1,33, то для того, чтобы прямой свет не мог попасть в объектив, его числовая апертура должна быть не более 1,05. Объективы с более высокой апертурой следует диафрагмировать. Заметим, что освещение по методу темного поля можно получить с помощью линзового конденсора, если центральную часть осветительного пучка задержать специальной диафрагмой B (см. рис. VIII.7). Такие конденсоры обладают значительными рефlekсами и поэтому применяются редко.

47. Осветительные устройства для отраженного света

Опак-иллюминатор. Для наблюдения непрозрачных объектов в падающем свете применяют устройства, называемые opak-иллюминаторами. На рис. VIII.17 приведена оптическая схема

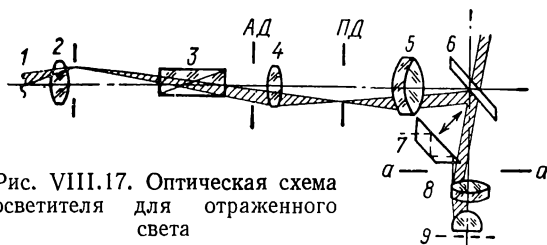


Рис. VIII.17. Оптическая схема осветителя для отраженного света

съемного opak-иллюминатора ОИ-12 к поляризационному микроскопу типа МИН-9; схема построена по принципу Кёлера, ход лучей показан для случая прямого освещения объекта по методу светлого поля. Коллектор 2 проектирует источник света 1 (лампа СЦ-80) в плоскость апертурной ирисовой диафрагмы АД, расположенной за поляризационной призмой Франка—Риттера 3,

вблизи линзы 4. Последняя совместно с ахроматической линзой 5 и светоделительной пластинкой Бека 6 или призмой 7 изображает диафрагму АД, в выходной зрачок микрообъектива 8, рассчитанного для длины тубуса 190 мм; линза 4 проектирует оправу коллектора 2 в плоскость ирисовой полевой диафрагмы ПД. Изображение полевой диафрагмы, даваемое линзой 5, мнимое и расположено на расстоянии 177 мм от опорной плоскости *a-a* объектива, который это изображение ПД проектирует на препарат 9. Как известно, при падающем свете косое освещение непрозрачных объектов осуществляется двумя способами [38, 70]: включением вместо пластинки Бека призмы 7, называемой призмой Наше; смещением апертурной диафрагмы с оптической оси (например, см. рис. IX.9).

Эпиконденсоры. Метод темного поля в отраженном свете (см. рис. IX.3) осуществляется путем освещения объекта сверху с помощью кольцевого зеркала 10, расположенного над объективом 11, и эпиконденсора с параболической отражающей поверхностью. Как видно из рис. IX.3, изображение здесь создается только лучами, рассеянными объектом.

48. Источники света для микроскопов

В табл. VIII.15 и VIII.16 приведены основные световые электрические характеристики и размеры некоторых ламп накаливания и газоразрядных ламп, применяемых в микроскопии. Лампы накаливания СЦ-61 и СЦ-80 обычно применяются в простых моделях микроскопов.

Таблица VIII.15

Основные световые и электрические параметры ламп накаливания и газоразрядных ламп

Типы ламп	Напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм	Габаритная яркость, Мнт	Наибольший размер тела накаливания, мм	Средний срок службы, ч	Диаметр колбы, мм	Положение при горении
СЦ-61	8	20	250	6,5	2,8×2	100	21	Любое
СЦ-80	8	9	84	3,1	1,7×1,7	50	18	
ОП-12-100	12	100	2500	17,6	5,5×2,5	51	51	
КГМ-9-75	9	75	—	35	2,6×2,6	50	12	Вертикальное
К-30	17	170	4400	29,5	6,5×4,3	20	27	
СИ8-200	8	200	—	9,6	2,1×10,5	300	85	

Технические данные газоразрядных ламп

Типы ламп	Напряжение, В	Мощность, Вт	Наименьший световой поток, клм	Наименьшая яркость в центре, Мнт	Длина дуги, мм	Средний срок службы, ч	Диаметр колбы, мм	Положение
ДРШ100-2	60	100	1,2	850	0,2—0,3	100	12	Вертикальное
СВД-120А	220	120	4,2	—	30	250	97	Любое
ДРШ-250	93	200	10	100	3,4—4,0	250	25	Вертикальное

Для люминесцентных микроскопов применяются импульсные лампы ИФТ-200 (светящийся тело-диск $D = 6$ мм) и ИФК-50 (светящейся тело—цилиндр $D 4 \times 24$ мм).

ГЛАВА IX

ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ МИКРОСКОПОВ

49. Методы и требования к конструированию оптических систем микроскопов

Разнообразные по своему назначению и характеру современные методы микроскопических исследований постоянно требуют совершенствования оптических узлов и всего микроскопа в целом.

Технический прогресс в микроскопостроении неразрывно связан с совершенствованием метода расчета и конструирования оптических систем. Наиболее рациональным и прогрессивным методом конструирования микроскопов следует признать проектирование их на основе компоновки агрегатных унифицированных узлов с использованием специальных устройств и приспособлений, присущих тем или иным приборам и обеспечивающих современные методы микроскопирования. Решение этой сложной задачи можно осуществить следующими тремя методами.

1. В соответствии с техническим заданием ведется габаритный расчет оптических систем, определяются оптимальные их варианты с минимальным числом компонентов, удовлетворяющих, с одной стороны, качеству изображения, с другой — габаритным требованиям, диктуемым ГОСТами и нормами. Так, расстояние выходного зрачка микроскопа от основания микроскопа должно составлять 400 мм; рукоятки апертурных и полевых диафрагм, с помощью которых осуществляется настройка освещения, не должны быть слишком удалены от наблюдателя; встроенный в штатив микроскопа источник света должен находиться от препарата на расстоянии не менее 250—300 мм, в противном случае столик и другие важнейшие узлы микроскопа будут подвергаться нагреву, вследствие чего нарушится нормальный режим работы на микроскопе. При расстоянии источника света от препарата свыше 300 мм создаются большие неудобства в настройке осветительного устройства и т. д. После разработки габаритной оптической схемы проводится конструирование механических узлов, которые будут заключать в себе компоненты оптических систем.

2. Начальная стадия проектирования новых или функционально действующих основных оптико-механических узлов микроскопов производится до разработки оптической части микроскопа, и не принимается во внимание особенность того или иного оптического устройства. Иными словами, конструктору оптических систем предоставляются в распоряжение скомпонованные в общую схему механические устройства микроскопа, в которые ему следует вписать оптические компоненты.

3. Комбинированный метод предусматривает одновременное проектирование как оптических, так и механических узлов.

Первые два метода проектирования являются недостаточно эффективными, так как не всегда удастся успешно применить готовые узлы или произвести их унификацию даже с значительными изменениями; для того чтобы уложиться в заданные габаритные размеры, возможно, потребуется рассчитывать сложные оптические компоненты с большой светосилой и недопустимо большими углами поля зрения.

Третий метод является наиболее рентабельным, так как он исключает указанные выше недостатки первых двух методов и довольно быстро приводит к цели, вследствие творческого контакта оптика-конструктора с конструктором, разрабатывающим механическую часть прибора.

Необходимо иметь в виду, что значительная часть съемных узлов микроскопа, подлежащая взаимозаменяемости, имеет вполне определенные размеры (посадочные места для различных типов насадок, opak-иллюминаторов, револьверных устройств, окуляров и т. д.).

50. Общие основания и этапы конструирования оптических систем микроскопов

При проектировании оптических систем микроскопов осуществляется следующая последовательность основных этапов работ.

Составление и обоснование технического задания на проектирование микроскопа. В техническом задании приводятся материалы и практические соображения, необходимые для проектирования, назначения прибора; кратко описываются основные физические принципы, на основании которых функционируют микроскопы; указываются требования к основным оптическим узлам и системе микроскопа в целом как в отношении оптических характеристик, так и габаритов; приводятся комплекты микрообъективов, окуляров, оптических принадлежностей и устройств, с помощью которых достигаются те или иные методы освещения, типы применяемых источников и приемников световой энергии (ФЭУ, ЭОПа, фотопластинок и др.). Особое внимание уделяется взаимозаменяемости и максимальной унификации узлов, их экономичности, надежности в эксплуатации и патентоспособности.

К техническому заданию прикладывается структурная оптическая схема Л-1 (ГОСТ 1.701—68. Единая система конструкторской документации), определяющая основные функциональные оптические части микроскопа, их назначение и взаимосвязи.

Габаритный расчет оптической схемы микроскопа. Он осуществляется одновременно с эскизным проектированием микроскопа с его оптико-механическими узлами и приспособлениями. Полагая, что отдельные оптические узлы системы или компонента являются безаберрационными, с помощью формул гауссовой оптики определяются фокусные расстояния, числовая апертура (относительное отверстие), поле зрения отдельных компонентов системы, а также их взаимное расположение. При наличии в системе пластинок, зеркал и призм, а также апертурных диафрагм и диафрагм поля зрения определяются их размеры и положения. Если в зрительных трубах следят за тем, чтобы изображение было прямое, то в микроскопах, за редким исключением, этому условию не придают никакого значения, т. е. изображение может быть перевернутым. Виньетирование наклонных пучков в оптических системах микроскопов не допускается. С целью изыскания оптимального варианта в отношении габаритов и расположения в микроскопе оптической системы, последняя уточняется и составляется на основании совместной проработки оптиков-конструкторов и конструкторов-механиков при непосредственном участии исследователей данных приборов.

Одновременно с разработкой наиболее рациональной оптической схемы прибора предусматривается возможность ее аберрационного расчета и требуемого качества изображения.

Данный этап конструирования заканчивается выдачей схемы Л-7 (ГОСТ 2.701—68), определяющей относительное расположение составных оптических частей микроскопа.

Окончательный расчет оптической системы. В результате габаритного расчета оптической схемы и ее корректировки проводится аберрационный расчет и составляется принципиальная (полная) схема Л-3 (ГОСТ 2.701—68), определяющая состав конструктивных элементов и связей между ними и, как правило, дающая детальное представление о принципах работы прибора. Принципиальная схема служит основанием для разработки конструкторских документов, например механических узлов и их соединений с оптическими элементами, а также принципиальных схем этих устройств и их соединений с оптическими элементами, а также принципиальных схем устройств в их совокупности. К оптическому расчету вместе с конструктивными элементами прилагаются сводные таблицы и графики остаточных аберраций, расчет допусков при сборке и юстировке отдельных узлов, а также при изготовлении оптических деталей и компонентов. Оптический расчет заканчивается выпуском рабочих чертежей, соответствующим отчетом; кроме того, при необходимости составляется акт на патентную чистоту прибора.

51. Обоснование унификации оптических систем микроскопов

Оптические устройства современных микроскопов можно разделить на следующие основные части: осветительную, визуальную, фотографическую и проекционную.

Одной из основных задач при проектировании унифицированных моделей микроскопов является выявление основных их признаков и конструктивных особенностей, а также классификация приборов в отношении назначения. При разработке оптических систем такими определяющими признаками в микроскопах могут служить: 1) методы наблюдения и освещения; методы исследования объектов в проходящем свете, в отраженном свете, при смешанном освещении, в поляризованном свете и т. д.; 2) длина визуального тубуса микроскопа (160 мм, 190 мм и ∞) и применение в этом тубусе дополнительных оптических приспособлений; 3) наличие в микроскопе фотографического, проекционного тубусов, а также других ветвей приемников световой энергии (ЭОПов, ФЭУ и т. д.); 4) осветительное устройство — встроенное или невстроенное, источник излучения, методы освещения (упрощенный, по Кёлеру и т. д.); 5) степень коррекции оптических систем: применение ахроматических коллекторов, конденсоров, объективов-ахроматов, апохроматов, планобъективов и других оптических узлов.

В результате анализа существующих оптических и механических конструкций микроскопов различных назначений можно установить группу приборов, подлежащих унификации. К этим группам можно отнести микроскопы биологические, поляризационные, металлографические, интерференционные, инфракрасные и другие.

Устанавливая общие признаки, объединяющие микроскопы, независимо от их назначения, целесообразно каждую из указанных выше групп приборов разбить на три основные, отличающиеся следующими признаками: 1) микроскопы для проходящего света; студенческие и рабочие модели, лабораторные модели; 2) микроскопы для отраженного света; рабочие и студенческие модели, лабораторные модели; 3) универсальные и исследовательские модели.

Оптическая часть любого микроскопа представляет собой совокупность отдельных оптических устройств. К таким устройствам относятся: осветительная система, объективы, окуляры, насадки, оптические системы визуальных, фотографических, проекционных и других тубусов и т. д. Сущность оптической конструкции того или иного узла определяется его назначением в соответствующей модели микроскопа. Так, например, в простых моделях микроскопов, к которым относятся студенческие и рабочие микроскопы, применяются объективы-ахроматы, упрощенные съемные осветители, монокулярные и упрощенные бинокулярные насадки.

Лабораторные и исследовательские модели микроскопов комплектуются объективами-апохроматами и объективами-план-апохроматами со специально рассчитанными для них компенсационными окулярами с увеличенным полем зрения, фотографическими и проекционными системами, различными насадками для спектрофотометрических, микроспектрофотометрических измерений и другими оптическими устройствами, обеспечивающими современные методы исследования. Осветительные оптические устройства в этих микроскопах выполняются встроенными и освещение производится по принципу Кёлера. Для фотографирования, спектрофотометрирования, исследования в свете люминесценции и при реализации других методов исследования используются источники большой яркости (ДРШ-250, ДРШ-100 и т. д.). Коллекторы и конденсоры применяются с апланатической и ахроматической коррекцией. Некоторые конструкции микроскопов снабжаются универсальными панкратическими конденсорами, позволяющими производить освещение объектов по методам светлого и темного поля, фазового контраста с плавным изменением числовой апертуры и величины освещаемого поля. Одной из основных задач при разработке унифицированных моделей микроскопов, с одной стороны, является достижение определенного экономического эффекта, с другой, — сокращения номенклатуры узлов и деталей, широкой взаимозаменяемости последних, а также повышение технологического уровня и долговечности и надежности прибора в целом.

52. О рациональном устройстве оптических систем микроскопов

Большое разнообразие конструкций микроскопов приводит к необходимости создания для них оптических систем, отвечающих основному назначению прибора и способствующих осуществлению того или иного метода микроскопического исследования. Наряду с выполнением этих требований оптические системы должны способствовать проведению широкой унификации и взаимозаменяемости не только оптических, но также и механических узлов и деталей микроскопов. Ниже рассматриваются некоторые типы микроскопов и их рациональное устройство.

Микроскопы биологические. На рис. IX. 1 представлена оптическая схема биологического дорожного микроскопа БИОЛАМ 70-ДЗ с некоторыми габаритными размерами.

Аналогичную оптическую конструкцию имеют микроскопы студенческие БИОЛАМ-С, рабочие БИОЛАМ-Р и дорожные БИОЛАМ-Д, отличающиеся комплектами насадок, объективов и окуляров.

На рис. IX.2 показан внешний вид микроскопа БИОЛАМ-Р6.

Микроскопы люминесцентные агрегатные ЛЮАМ. Принцип действия микроскопов ЛЮАМ основан на использовании явле-

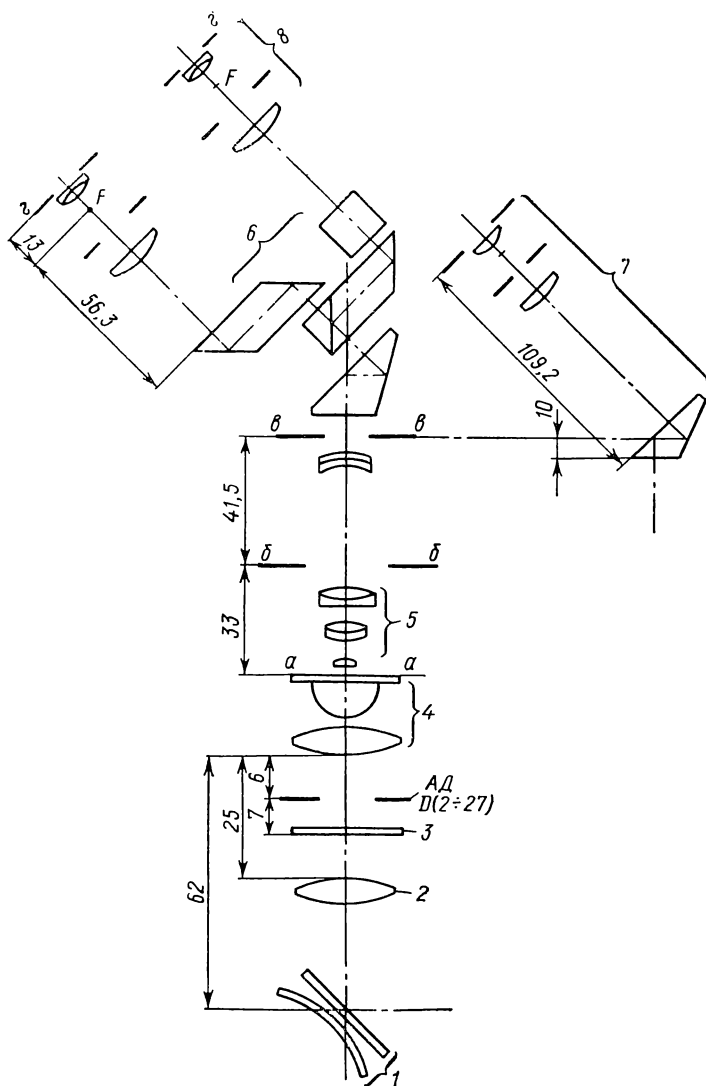


Рис. IX.1. Оптическая схема микроскопа БИОЛАМ 70-ДЗ:
a-a — плоскость предмета; *б-б*, *в-в*, *г-г* — опорные плоскости объективов, насадок, окуляров:
1 — осветительное зеркало; *2* — откидная линза для освещения больших полей зрения; *3* — матовое стекло; *4* — конденсор; *5* — объективы; *6* — бинокулярная насадка АУ-12; *7* — монокулярная насадка МОН-1; *8* — окуляры

ния люминесценции биологических объектов, возникающей под действием лучей определенного спектрального состава.

Микроскопы состоят из унифицированных агрегатных узлов, различные комбинации которых позволяют получить несколько моделей рабочих и исследовательских микроскопов ЛЮАМ. Эти микроскопы позволяют наблюдать и фотографировать изображения исследуемых объектов в свете люминесценции при освещении возбуждающим светом сверху через opak-иллюминатор и объектив по методу светлого и темного поля. Оптическая

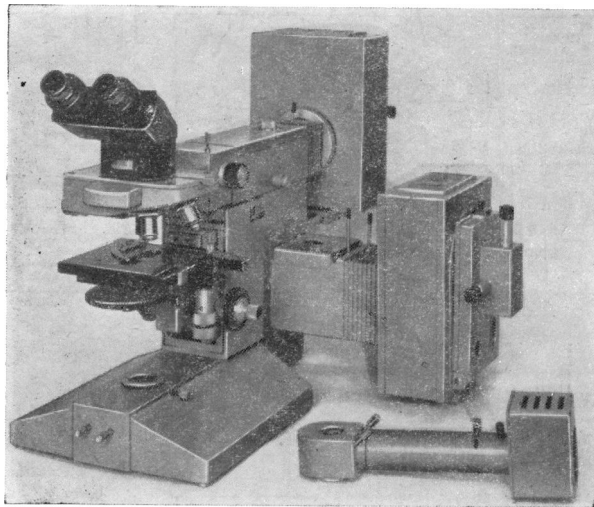
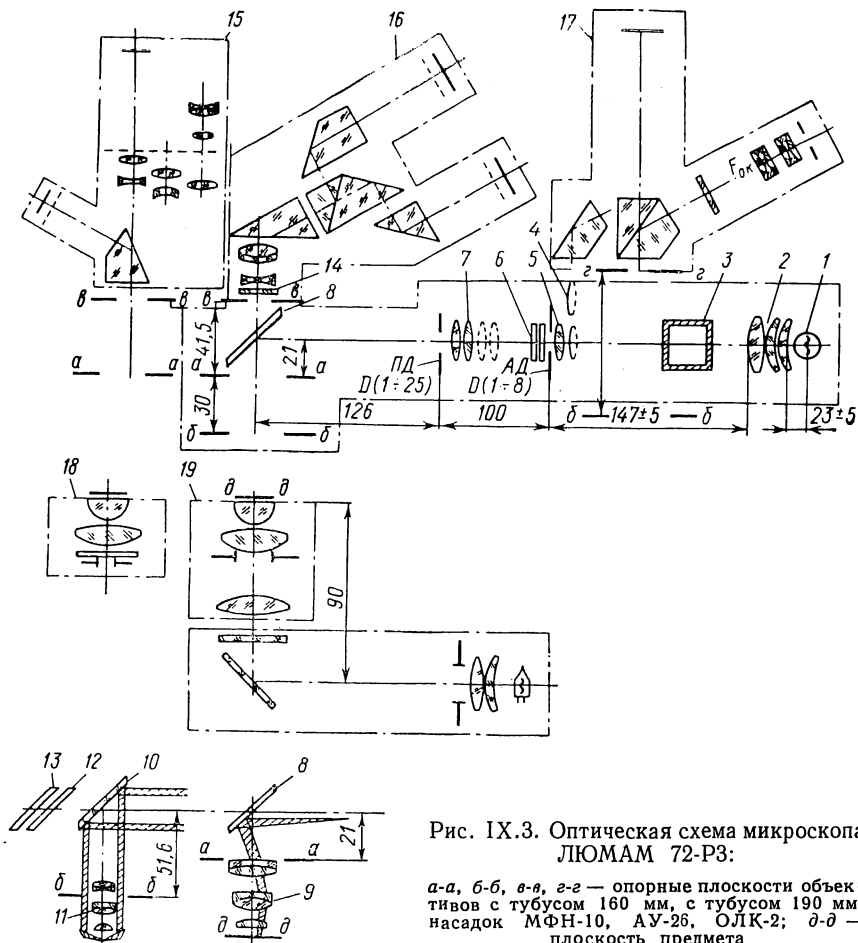


Рис. IX.2. Внешний вид микроскопа БИОЛАМ-Р6

схема для освещения сверху у микроскопов одна и та же. Существенным отличием оптической схемы ЛЮАМ-И от схемы ЛЮАМ-Р является наличие в первом микроскопе с правой стороны второй осветительной системы с лампой ДРШ-250 для исследования объектов в проходящем свете через конденсор.

Микроскопы агрегатные ЛЮАМ-Р. На рис. IX. 3 приведена принципиальная оптическая схема микроскопов ЛЮАМ 72-Р3 с компоновкой оптических узлов, расположением опорных плоскостей и основными конструктивными размерами осветительных устройств и насадок. При освещении сверху коллектор 2 и линза 5 изображают источник света 1 в апертурную диафрагму. Последняя вместе с изображением источника света проектируется с помощью линз 7 и светоделительной пластинки 8 в выходной зрачок объектива 9. Полевая диафрагма осветительного устройства изображается объективом 9 в плоскость объекта. Из общего излучения источника свет, возбуждающий люминесценцию, выделяется с помощью светофильтров 6. Для предохранения последних от

нагрева ртутной лампой предусмотрена теплопоглощительная кювета 3. Светоделительные пластинки 8, 12 и 13 сменные с отражением и пропусканием света в различных областях спектра. Для освещения объектов по методу темного поля в ход лучей включается линза 4, а линзы 7 перемещаются в положение, пока-



занное пунктиром, вместо светоделительной пластинки 8 вводится кольцевое зеркало 10, а вместо объектива 9 — эпиобъектив 11.

Изображение объекта в свете люминесценции объективом 9 или 11 проектируется в фокальную плоскость окуляра монокулярной насадки 15 (МФН-10) или бинокулярной насадки 16 (АУ-26). Для устранения рассеянного света возбуждения служат «запирающие» светофильтры 14 [33]. При освещении объекта снизу применяется съемный осветитель с лампой КИМ9-75-2, позво-

ляющей осуществить принцип Кёлера, а также конденсор МФА-2 18 и конденсор 19 со съемной полевой линзой. Для изучения объектов методом контактной микроскопии используется насадка 17 (ОЛК-2). С целью взаимозаменяемости узлов на рис. IX.3 показаны положения опорных плоскостей различных сменных узлов микроскопов.

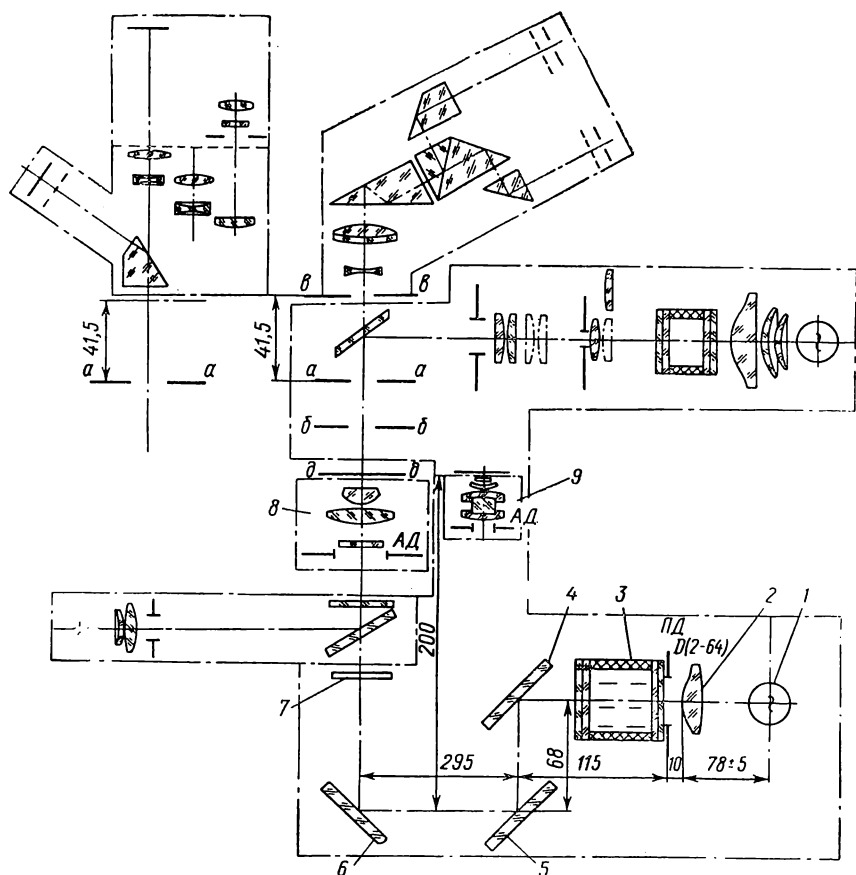


Рис. IX.4. Оптическая схема микроскопа ЛЮАМ-И

Микроскопы агрегатные ЛЮАМ-И. На рис. IX. 4 приведена оптическая схема микроскопов типа ЛЮАМ-И. При освещении снизу через конденсор источник света 1 (лампа ДРШ-250) коллектором 2 и системой зеркал 4—6 изображается в апертурную диафрагму конденсоров 8 (КФ-4) или 9 (КУФ-3), а полевая диафрагма, расположенная вблизи кюветы 3, с помощью конденсоров — в плоскость предмета. Источник излучения света, возбуждающий люминесценцию, выделяется посредством сменного све-

тофилтра 7. В комплект принадлежностей ЛЮАМ-Р, ЛЮАМ-И в зависимости от их модификации включаются насадки АУ-26, МФН-11, МФН-10, конденсоры и другие принадлежности. Опорные плоскости в микроскопах (рис. IX.4) соответствуют опорным плоскостям микроскопов (рис. IX.3).

Микроскопы снабжаются комплектом люминесцентных объективов: $10\times 0,40Л$; $30\times 0,90Л$ (В. И.); $40\times 0,65Л$; $40\times 0,65Л0$ ($d = 0$); $40\times 0,75$ (В. И.); $60\times 1,0Л$ (В. И.); $65\times 1,1Л$ (В. И.);

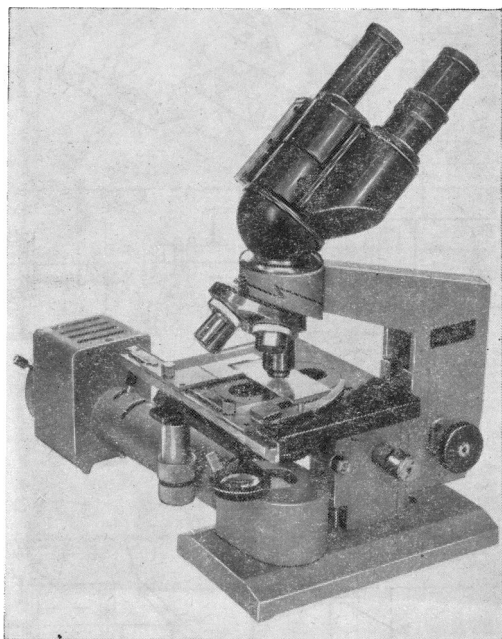


Рис. IX.5. Внешний вид микроскопа ЛЮАМ-И

$90\times 1,25Л$ (М. И.), а также объективами для исследования по методу фазового контраста $10\times 0,30ФЛ$; $40\times 0,65ФЛ$; $90\times 1,25ФЛ$ (М. И.) и окулярами $4\times$, $5\times$ и $7\times$. Внешний вид микроскопа одной из модели ЛЮАМ-И приведен на рис. IX.5.

Микроскопы поляризационные ПОЛАМ. Микроскопы ПОЛАМ являются более совершенными моделями по сравнению с ранее выпускаемыми.

Микроскопы серии ПОЛАМ-Р и ПОЛАМ-С. К основным преимуществам оптических схем данных микроскопов относится наличие в тубусе: а) систем из двух простых линз с увеличением $1,2\times$, создающих параллельный ход лучей для установки между ними анализаторов и поляризаторов; б) двухлинзовой фокусируемой системы Бертрана, обеспечивающей постоянный масштаб

изображения коноскопической картины и перенос ее при смене объективов-ахроматов $40\times 0,65$ и $60\times 0,85$ в одну плоскость, а также наблюдение выходных зрчков всех объективов, входящих в комплект микроскопов. Микроскопы ПОЛАМ-Р и ПОЛАМ-С базируются на одном и том же типе штатива и отличаются друг от друга комплектацией агрегатных узлов (визуальных насадок, осветителей), а также набором объективов, окуляров и других принадлежностей. Различные варианты комплектации обеспечивают потребителю возможность выбора микроскопа в зависимости от специфики работы.

На рис. IX.6 представлена оптическая схема агрегатной модели ПОЛАМ-Р111 с длиной тубуса 160 мм.

Лабораторный агрегатный микроскоп ПОЛАМ-Л. Оптическая схема лабораторной модели агрегатного микроскопа ПОЛАМ-Л (рис. IX.7) имеет следующие основные части: осветитель 1, содержит лампу КИМ9-75-2 и ахроматический коллектор с ирисовой диафрагмой; панкратический конденсор КОН-1П, обеспечивает освещение объекта по методу светлого поля, кольцевого экранирования, фазового контраста с плавным изменением числовой апертуры и величины освещаемого поля на объекте (фазовые кольца и другие диафрагмы находятся в плоскости апертурной

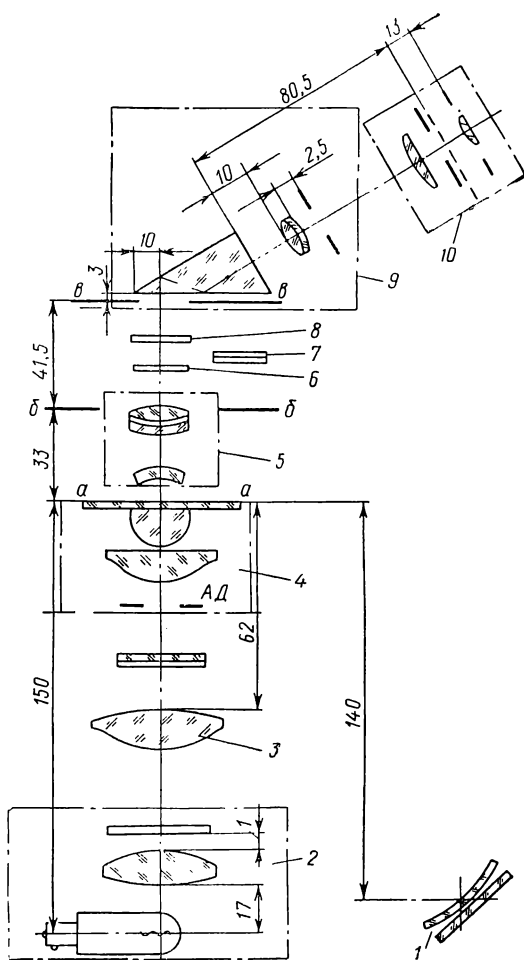


Рис. IX.6. Оптическая схема микроскопа ПОЛАМ-Р111: *a-a* — плоскость предмета; *b-b*, *v-v* — опорные плоскости объективов и насадки:

1 — зеркало осветительное; 2 — осветитель ОИ-37; 3 — линза включается в ход лучей для наблюдения поискового поля с объективом ОМ-3Л; 4 — конденсор КОН-5 создает упрощенный метод освещения по Рождественскому; 5 — объективы (О2-60П, ОМ-27П, ОМ-2П и ОМ-3П); 6 — кварцевая пластинка (ПКК-101); 7 — кварцевый клин (компенсатор ККК-3); 8 — защитное стекло; 9 — монокулярная насадка с линзой Бертрана; 10 — окуляр АМ-35

Диафрагмы); ниже апертурной диафрагмы расположен двухлинзовый склеенный компонент, с помощью которого диафрагма коллектора оптически сопряжена с неподвижной плоскостью изображения панкратики; планхроматические объективы З ОФХ-2,5П, ОФХ-10П, ОФХ-25П, ОФХ-40П, ОФХ-60П; тубусная

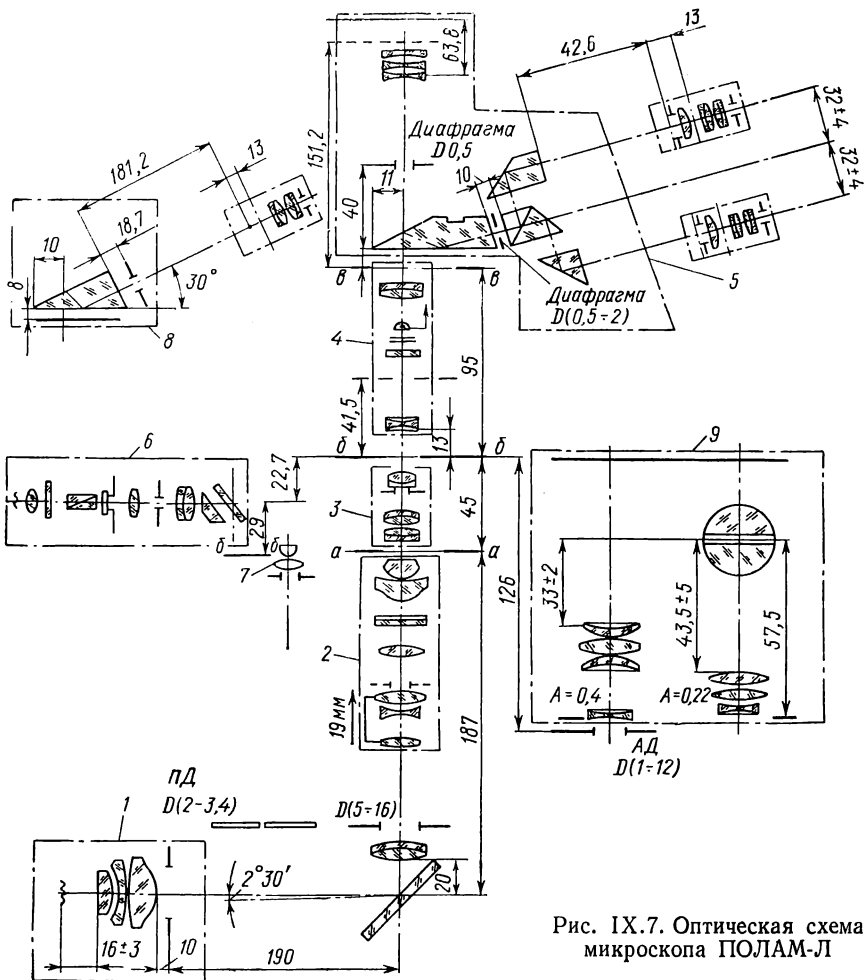


Рис. IX.7. Оптическая схема микроскопа ПОЛАМ-Л

система 4 содержит две пары ахроматических линз, создающих параллельный ход лучей, в который включается линза Бертрана, кварцевые клинья, пластинки и другие поляризационные устройства; насадка ТРН-1 5, снабженная окулярами АКШ-2, АКШ-3, АКШ-5 и АКШ-6.

В комплект микроскопа входят: осветитель ОИ-12 6 для исследования объектов в отраженном свете, конденсоры 7 для проходя-

щего света, монокулярная насадка 8. На микроскопе может быть установлен столик Федорова со сменными сегментами и конденсорами 9.

Опорные плоскости в микроскопах рис. IX.7 соответствуют опорным плоскостям, приведенным на рис. IX.6.

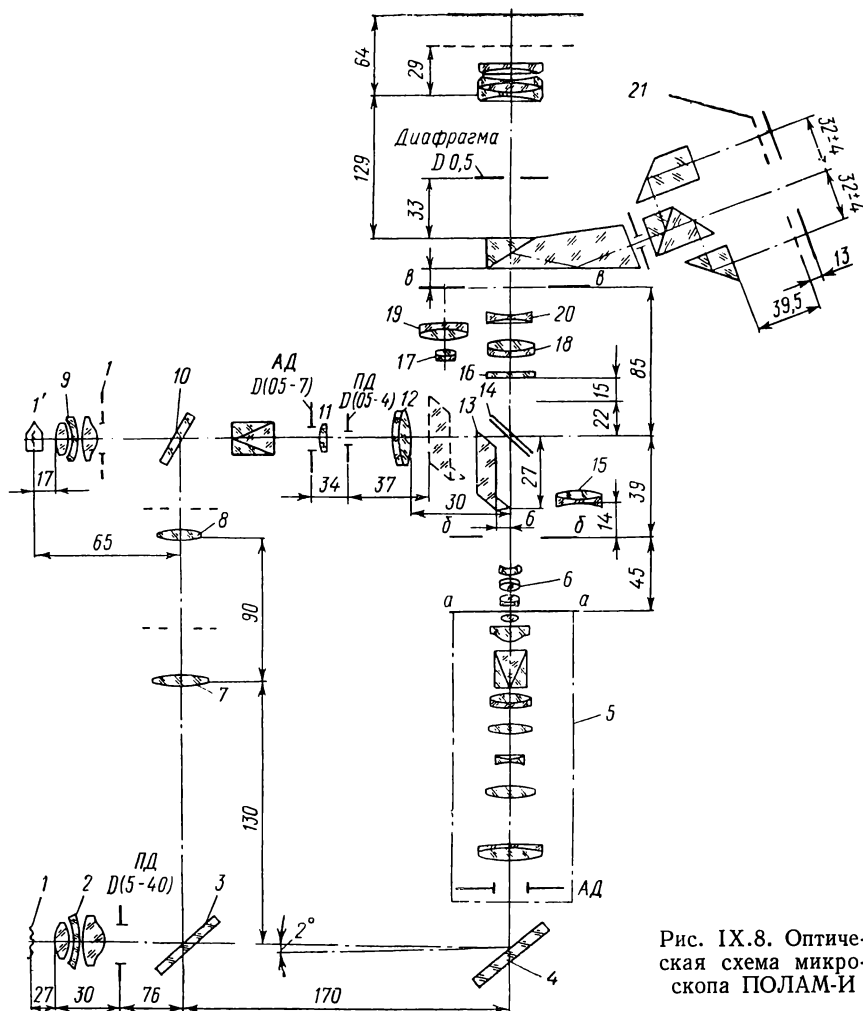


Рис. IX.8. Оптическая схема микроскопа ПОЛАМ-И

Исследовательский микроскоп ПОЛАМ-И. Представленная на рис. IX.8 оптическая схема сконструирована применительно к объективам микроскопа, рассчитанным на длину тубуса 160 мм для проходящего света, и объективам, дающим бесконечно удаленное изображение отраженного света. При наблюдении объектов в проходящем свете в ход лучей включается отрицательная ахро-

матическая линза 15, которая проектирует изображение, даваемое объективом 6, в бесконечность. Это изображение затем с помощью ахроматической линзы 19 переносится с дополнительным увеличением $1,2\times$ в фокальную плоскость окуляра насадки 21 или посредством гомала — на фотопленку. При наблюдении объектов в отраженном свете линза 15 выключается и изображение объекта, даваемого объективом, проектируется тубусными линзами 18, 20, представляющими собой телеобъектив, в фокальную плоскость окуляра. Фокусируемая линза 17 проектирует изображения выходных зрачков объективов на бесконечность; наблюдение изображения выходных зрачков осуществляется с помощью линзы 19. Увеличение коноскопической картины в проходящем свете составляет $1,2\times$, а в отраженном свете— $1,4\times$. Осветительная система рассчитана по принципу Кёлера. При освещении объектов в проходящем свете зеркало 3 выключается и пучки лучей, отразившись от зеркала 4, поступают в панкратический конденсор 5. В апертурной диафрагме конденсора 5 могут быть установлены кольцевые, точечные и другие диафрагмы. Наблюдение в поляризованном свете производится при включенных поляризаторе (призмы Франка—Риттера), установленном в конденсоре 5, и анализаторе 16, расположенном в параллельных пучках лучей. Освещение объектов в отраженном свете может производиться как от нижнего источника света 1 (лампа КИМ9-75) с помощью коллектора 2, так и от верхнего источника света 1', с помощью коллектора 9 при выключенном зеркале 10. В первом случае в ход лучей включаются зеркала 3 и 10 и используются линзы 7 и 8, которые передают изображение источника света 1 в апертурную диафрагму ($\tilde{D}_{ад} = 7 \div 0,5$ мм), а вместе с линзой 11 проектируют диафрагму коллектора в плоскость полевой диафрагмы ($D_{п.д} = 4 \div 0,5$ мм). Последняя расположена в передней фокальной плоскости осветительной линзы 12, которая проектирует эту диафрагму на бесконечность.

Для наблюдения объектов в отраженном свете при прямом освещении в светлом поле применяется светоделительная пластинка Бека 14, в косом освещении — призма 13.

Микроскоп высокотемпературный. Условия работы микроскопов высокотемпературных установок определяют особенности конструкций их оптических схем и накладывают ряд ограничений на оптические характеристики [34].

Необходимость обеспечения большого рабочего расстояния приводит к увеличению габаритов объективов.

Наличие двух кварцевых пластинок между объективом и исследуемым образцом накладывает ограничения на величину числовой апертуры объективов, так как при апертурах $A > 0,5$ качество изображения, даваемое объективом, становится весьма чувствительным к отклонениям от расчетных значений толщин и клиновидности пластинок, а также к перпендикулярности их оптической оси микроскопов.

Свет собственного излучения раскаленного образца накладывается на изображение в виде сильной вуали и резко снижает контрастность изображения, поэтому от высокотемпературного микроскопа не следует требовать такого же контрастного изображения, какое дает обычный металлографический микроскоп.

Поверхность исследуемого образца в результате нагрева и деформации приобретает относительно грубый рельеф, глубина же резкости изображаемого пространства, как это следует из формулы (II.44), при сравнительно небольших числовых апертурах и увеличениях невелика. Влияние света собственного излучения образца на контрастность изображения может быть снижено применением источника света, яркость которого во много раз больше яркости собственного излучения. С этой целью в рассматриваемом ниже микроскопе, кроме лампы ОП-12-100, применяются ртутная лампа сверхвысокого давления ДРШ-250, яркость плазмы которой сравнима с яркостью Солнца, а также набор светофильтров. В рассматриваемом микроскопе применяется зеркально-линзовый объектив $f' = 6,1$ мм, $A = 0,4$ с рабочим расстоянием $s_1 = -21,5$ мм, которое необходимо для конструирования вакуумных установок и камер к ним. Применение такого объектива позволило осуществить малогабаритную конструкцию микроскопа с осветительным устройством по принципу Кёлера, обеспечивающего наблюдение и фотографирование микроструктуры металлических образцов в отраженном свете в светлом поле при прямом и косом освещении.

На рис. IX.9 приведена принципиальная оптическая схема микроскопа с ходом лучей и основными габаритными размерами, необходимыми на первой стадии конструирования и расчета оптических узлов и компонентов. В табл. IX.1 даны основные оптические характеристики микроскопа и применяемых объективов, окуляров.

Таблица IX.1

Основные характеристики микроскопа МВТ-71

Характеристика объективов	Увеличения с окулярами, крат		Линейное поле на объекте с окулярами, мм		Увеличение при фотографировании, крат	
	$\Gamma = 5\times$	$\Gamma = 10\times$	$\Gamma = 5\times$	$\Gamma = 10\times$	На пленку 24×36 мм	На пластинку 6×9 см
$f' = 6,1$ мм $A = 0,4$	205	410	0,5	0,44	100	400
$f' = 25,1$ мм $A = 0,1$	50	100	2	0,18	25	100

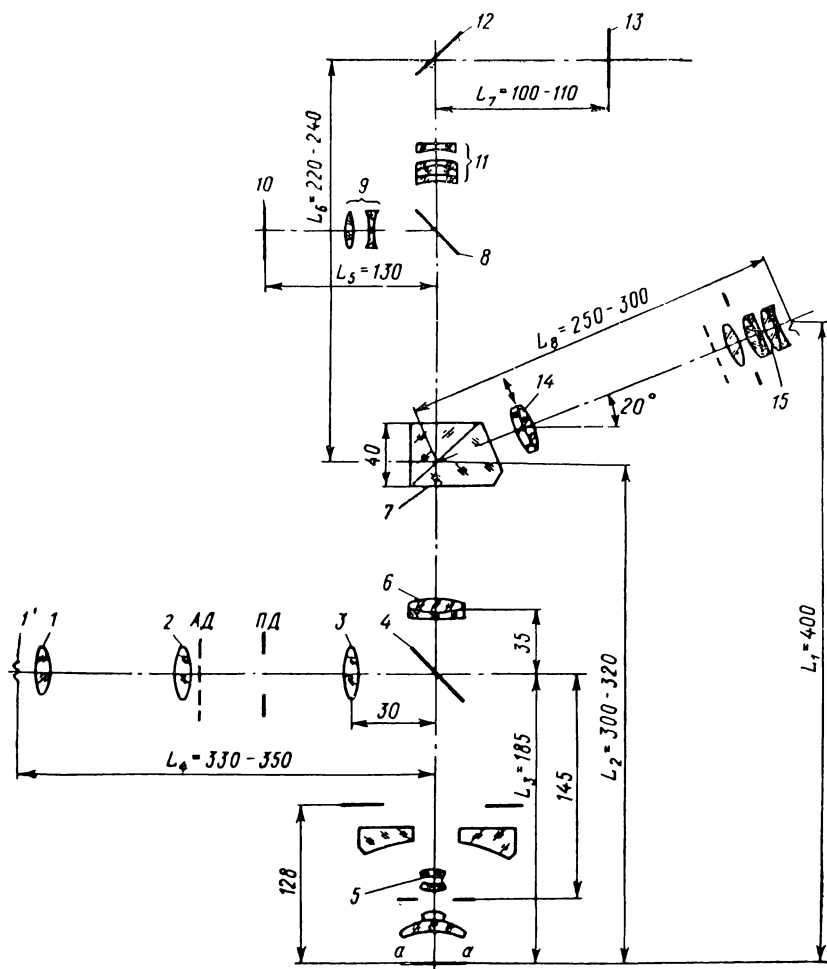


Рис. IX.9. Принципиальная оптическая схема микроскопа MBT-71

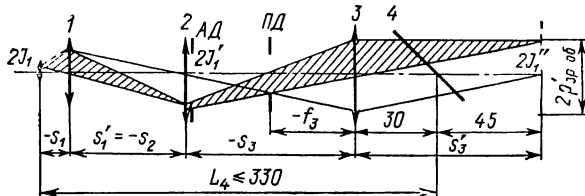


Рис. IX.10. Ход лучей в осветительной системе микроскопа

Оптическая схема осветительного устройства (рис. IX.9) рассчитана по принципу Кёлера. Источник света $1'$ размером $2J_1$ проектируется коллектором 1 и линзой 2 в апертурную ирисовую диафрагму, которая при помощи линзы 3 и светоделительной пластинки 4 изображается в выходном зрачке зеркально-линзового объектива 5 . Апертурная диафрагма расположена вплотную к линзе 2 , последняя проектирует оправу коллектора в плоскость полевой ирисовой диафрагмы, которая совпадает с передним фокусом линзы 3 . Следовательно, изображение полевой диафрагмы линзой 3 , пластинкой 4 и объективом 5 передается в предметную плоскость a -расположенную в переднем фокусе объектива 5 . Выходящие из объектива 5 пучки лучей, пройдя тубусную линзу 6 , попадают на светоделительную призму 7 и разделяются на две части, одна из которых направляется в монокулярный тубус и дает изображение объекта в фокальной плоскости окуляра 15 , другая часть пучка лучей поступает в фотографический тубус, где при включенных зеркале 8 и гомале 9 создает изображение на фотопленке 10 (24×36 мм). При выключенном зеркале 8 пучки лучей с помощью гомала 11 и зеркала 12 переносят изображение объекта в плоскость фотопластины 13 (6×9 см).

Для работы на микроскопе очень важна правильная настройка освещения, т. е. полное заполнение светом выходного зрачка объектива и концентричное расположение в нем изображения апертурной диафрагмы. Для наблюдения за зрачком при настройке освещения в ход лучей вводится линза Бертрана 14 . Косое освещение достигается смещением с оси A_d .

Приведем габаритный расчет осветительной системы. Из рис. IX.10, на котором показана осветительная часть микроскопа, и рис. IX.9 следует:

$$D_{п. д} = \frac{f'_3}{f'_{т. л}} 2l_{ок}; \quad (IX.1)$$

$$J'_1 = \frac{J_1 s'_1}{s_1}; \quad (IX.2)$$

$$\frac{J''_1}{J'_1} = \frac{\rho'_{зр. об}}{J'_1} = \frac{s'_3}{s_3}; \quad (IX.3)$$

$$\frac{J_1 s'_1}{s_1} = \frac{\rho'_{зр. об} s_3}{s'_3} = k s_3. \quad (IX.4)$$

Из рис. IX.10 при $L_4 = 330$ мм имеем

$$-s_1 + s'_1 - s_3 = 300. \quad (IX.5)$$

Используя (IX.4) и (IX.5), получим

$$\frac{J_1 s'_1}{s_1} = -k (s_1 - s'_1 + 300). \quad (IX.6)$$

Приняв расстояние от источника света до коллектора $s_1 = -50$ мм и $k = \frac{\rho'_{зр. об}}{s'_3} = \frac{4,9}{2 \cdot 175} = 0,014$, из (IX.6) находим $s'_1 = 1250/7J_1 + 5$. Для лампы ДРШ-250 ($1,5 \times 3$ мм—размеры светящегося тела) $J_1 = 0,75$ и из последнего соотношения получим $s'_1 \approx 120$. Далее по (I.5) находим $f'_1 = 36$ мм и из (IX.5) $f'_3 = 75$ мм. Непосредственно из рис. IX.10 имеем $s'_2 = f_3 - s_3 = -70 + 130 = 55$ мм и по (I.4) вычисляем $f'_2 = 38$ мм. Подставив в (IX.1) значение величины $f'_{т. л} = 250$ мм, $2l_{ок} = 18$ мм и $f'_3 = 75$ мм, найдем $D_{п. д} = 5,4$ мм; диаметр апертурной диафрагмы $2\rho'_{зр. об}s_3/s'_3 = 130/175 \cdot 4,9 = 3,6$ мм.

Центральное экранирование зрачка объектива составляет 35% по диаметру, поэтому диаметр непрозрачного экрана, установленного в центре апертурной диафрагмы осветительной системы, будет равен $1,2 + 0,2$. Для создания косого освеще-



Рис. IX.11. К вычислению внешних параметров гомала

щения апертурная диафрагма смещается в направлении, перпендикулярном к оси; световой диаметр коллектора $D_{кол} = s_2/s'_2 D_{п. д} = 120/55 \cdot 5,4 = 12$ мм.

Поскольку числовая апертура коллектора невелика и составляет $\sin u_{кол} = D_{кол}/2s_1 = 0,12$, примем в качестве коллектора простую линзу, рассчитав ее на минимум сферической аберрации.

Световые диаметры линзы 3 и тубусной линзы 4 вычисляются по формуле

$$D_{св 3} = 2\rho'_{зр. об} + 2x_{зр} \operatorname{tg} w_1, \quad (\text{IX.7})$$

где $\operatorname{tg} w_1 = l'_{ок}/f'_{т. л}$; $x_{зр}$ — расстояние выходного зрачка до линз (рис. IX.11).

Подстановка известных величин дает:

$$D_{св 3} = 2\rho'_{зр. об} + 2x_{зр} \operatorname{tg} w_1 = 4,9 + 2 \cdot 180 \cdot 9/250 = 17,9 \text{ мм};$$

$$D_{св 4} = 18 \text{ мм}.$$

Приведем расчет гомала. На рис. IX.9 и IX.11 даны исходные размеры для вычисления фокусного расстояния, внешних параметров гомала 11, светового диаметра и положения его в фототубусе.

Применяя (I.4), определяем последовательно:

$$x'_{\text{зр. об}} = \frac{x_{\text{зр}} f'_6}{x_{\text{зр}} + f'_6} = -\frac{180 \cdot 250}{70} = -643;$$

$$V_{\text{зр}} = \frac{x'_{\text{зр}}}{x_{\text{зр}}} = 3,56\times; \quad 2\rho''_{\text{зр. об}} = 2\rho'_{\text{зр. об}} V_{\text{зр}} = 17,4;$$

$$b_{\min} = L_2 + L_6^2 + L_7 - L_3^2 - 35 = 410; \quad a' - a = b_{\min} - f'_6 = 160.$$

Так как увеличение гомала $V_{11} = a'/a = 9,7\times$, то из последних двух выражений находим $a = 18,4$ и $a' = 17,8$; $f'_{11} = aa'/a - a' = -20$ мм.

Световой диаметр гомала определяем по величине изображения, даваемого тубусной линзой ($2l' = 2l''/V_{11} \approx 10$) по формуле

$$D_{\text{св } 11} = 2 \left(l' + \frac{\rho''_{\text{зр. об}} - l'}{a - x'_{\text{зр. об}}} a \right) \approx 10,3.$$

На рис. IX.9 приведена оптическая схема гомала 11. Подгонка aberrаций, компенсирующих aberrации объектива (рис. V.98), выполнена с помощью ЭВМ.

Микроскоп растровый электронно-лучевой. Микроскоп применяется в электронных микрозондовых установках для микроскопического анализа различных материалов. Оптическая система (рис. IX.12) позволяет производить наблюдение и фотографирование образцов, подвергаемых электронной бомбардировке. Исследуемый образец находится в передней фокальной плоскости зеркального объектива, расположенного в вакууме, и изображается последним на бесконечность. С помощью полупрозрачного зеркала 8 световые лучи отклоняются на защитное стекло 12 и затем направляются в тубус микроскопа, где размещена трехкомпонентная дополнительная система 14, 16 и 19. Первые два из этих положительных компонентов образуют телескопическую систему с телецентрическим ходом лучей, непосредственно за которой после отклоняющего зеркала 15 находятся системы 17 и 18 переменного увеличения. Положительный компонент 19 располагается перед тринокуляром 20 (насадка типа МФН-11). Осветительная система выполнена по принципу Кёлера. Электронно-лучевая трубка 13 размещена внутри зеркального объектива. Коллектор 2 проектирует источник света 1 (лампа ОП-12-100) в апертурную диафрагму в масштабе $V = -4,4\times$. Линзы 4, 5 изображают оправу коллектора 2 на полевую диафрагму в масштабе $V = -0,5$.

Апертурная диафрагма расположена в переднем фокусе линзы 5, которая совместно с ахроматической линзой 6 и зеркалом 7 проектирует апертурную диафрагму на поверхность выпуклого зеркала 9 в масштабе $V = -2,5\times$. Полевая диафрагма расположена в переднем фокусе линзы 6 и проектируется с по-

мощью зеркальных объективов 9, 11 в плоскость предмета $a-a$, находящегося от защитного стекла 10 на расстоянии 37 мм. Маштаб изображения предмета, даваемого зеркальным объективом и объективом 14, равен $-2,5\times$. Зеркало 8 имеет полупрозрачное покрытие $R/T = 50\%$. Увеличение систем Галилея 17 и 18 равно $3,5\times$ и $0,667\times$. Обе системы Галилея выключаются и включаются попеременно. Систему, состоящую из объективов 14, 16, дополнительной линзы 19 и окуляра $\Gamma = 10\times$ можно рассматривать как телескопическую с увеличением $V = 17,08\times$. Для повышения контрастности изображения в осветительной системе применяется свето-

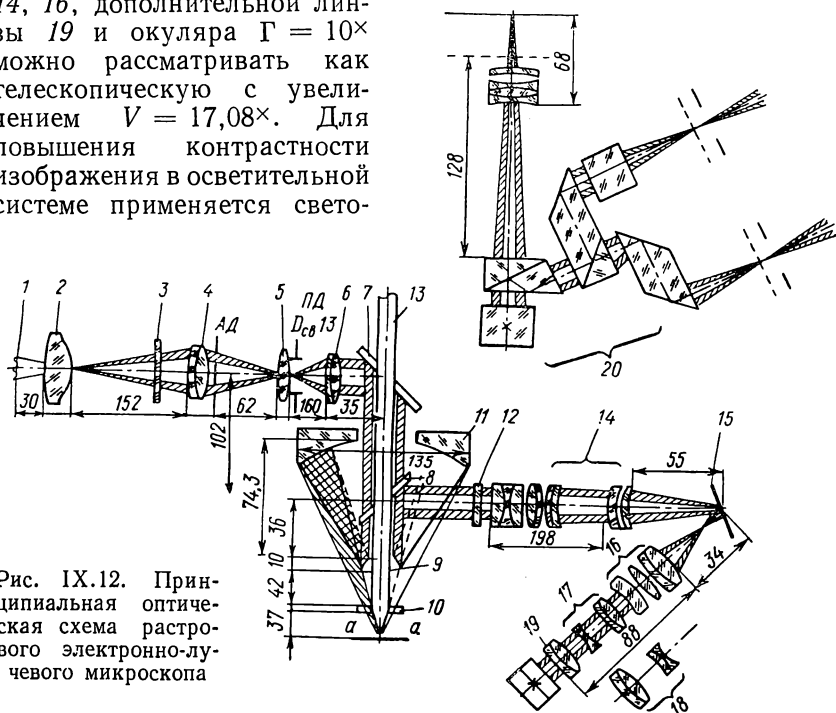


Рис. IX.12. Принципиальная оптическая схема растрового электронно-лучевого микроскопа

фильтр 3. Зеркальный объектив и осветительная система условно повернуты в плоскость рисунка. Фокусировка на объект может осуществляться либо перемещением столика, на котором расположен объект, либо зеркальным объективом.

Телесистема из двух положительных компонентов 14 и 16 позволяет создать телецентрический ход лучей для переноса выходного зрачка объектива микроскопа в заднюю фокальную плоскость второго компонента телесистемы, благодаря чему устраняется виньетирование лучей, упрощаются конструкция, сборка и юстировка микроскопа и повышаются эксплуатационные свойства последнего, а также в значительной степени уменьшает поперечное сечение пучков лучей, и поэтому непосредственно за телесистемой можно расположить малогабаритную систему переменного увеличения (например, систему Галилея).

Основные оптические характеристики микроскопа

Увеличение системы Галилея крат	Увеличение микроскопа без окуляра, крат	Увеличение микроскопа с окуляром, $\Gamma = 10\times$	Линейное поле зрения, мм (при $2f_{ок} = 16$ мм)	Цисловая апертура микроскопа	Предел разрешения, мкм	Диаметр выходного зрачка, мм		Масштаб изображения на пленке, крат
						внешний	внутренний	
1/1,6 (рис. IX.12, поз. 18)	6,6	70	2,4	0,3	1	2,1	1,4	20
Без системы Галилея	10	100	1,6	0,42	0,7	2,1	1	30
3,5 (рис. IX.12, поз. 17)	37,5	375	0,43	0,42	0,7	0,55	0,26	115

В табл. IX.2 приведены основные оптические характеристики микроскопа.

Инфракрасный стереоскопический микроскоп. В настоящее время микроскопические исследования в инфракрасных лучах находят все более широкое применение. С помощью инфракрасного излучения можно в большей степени расширить познавательные возможности, обнаружить некоторые специфические свойства исследуемых объектов, не видимых при обычном дневном освещении и искусственном видимом свете.

Использование ЭОПа, преобразующих изображения, созданные инфракрасным излучением на видимые изображения, дает возможность сконструировать микроскоп для микроскопических пространственных наблюдений в области инфракрасных излучений. На рис. IX.13 представлена оптическая схема инфракрасного микроскопа. Микроскоп состоит из осветительной системы 1, сменного микрообъектива 2, линзовых компонентов 3 и 4, плоского зеркала 5, средней светоделительной призмы 6, боковых призм 7 и 8, тубусных линз 9, отражательной системы 10, шторок 11, ЭОПов 12 и луп 13. Изображение объекта, образуемое объективом 2, посредством компонента 3 проектируется в переднюю фокальную плоскость компонента 4. Последний вместе с зеркалом 5, призмами 6—8, тубусными линзами 9 и отражательными системами 10 передает изображение на входные окна ЭОПа 12, расположенных в левых и правых ветвях бинокулярного тубуса. В обеих ветвях после светоделительной призмы 6, в плоскостях $A_1—A_1$ и $A_2—A_2$, сопряженных с выходным зрачком микрообъектива 2, размещаются шторки 11.

Для получения стереоскопического эффекта при рассматривании изображений на экранах ЭОПа с помощью луп 13, имеющих увеличения $8-10\times$, шторки размещены таким образом, что каждая

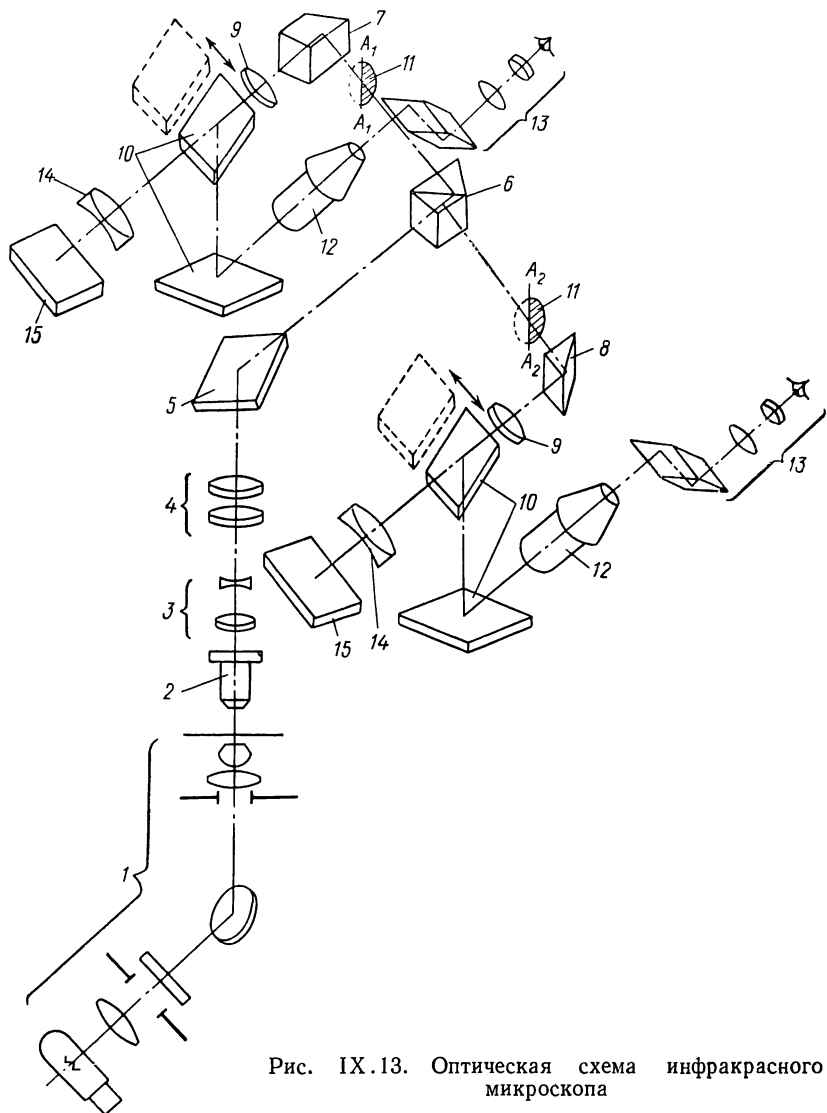


Рис. IX.13. Оптическая схема инфракрасного микроскопа

из них закрывает лишь внутреннюю половину изображаемой площади входного зрачка, что позволяет полностью устранить псевдоэффект.

В обеих ветвях один из элементов отражательных систем 10 может выключаться из хода лучей, и тогда изображения объектов

с помощью проекционной системы 14 проектируются на фотографическую пленку 15. Микроскоп имеет увеличения от $5\times$ до $500\times$, и в нем можно использовать высокоапертурные объективы.

Микроскоп микротвердомера ПМТ-5. Принцип действия микротвердомера основан на вдавливании алмазной пирамиды под определенной нагрузкой в исследуемый материал и измерении диагонали полученного отпечатка с помощью винтового окулярного микрометра МОВ-1-15.

Оптическая схема микроскопа (рис. IX.14) позволяет наблюдать исследуемые объекты в отраженном обычном и поляризованном свете, а также в интерференционном контрасте по методу светлого поля. Кроме того, предусмотрена возможность фотографирования изображе-



Рис. IX.14. Оптическая схема микротвердомера ПМТ-5

ния объектов с помощью микрофотонасадок МФН-7, МФН-8, МФН-9, МФН-12. В табл. IX.3 приведены основные оптические характеристики применяемых объективов.

Осветительное устройство выполнено упрощенно. Источник света (лампа СЦ-61) 1 с помощью коллектора 2 изображается на бесконечность, а затем линзой 4 и светоделительной пластинкой 6 в выходной зрачок микрообъектива 7. Регулировка числовой апертуры осветителя, а следовательно, освещенность объекта осуществляется ирисовой диафрагмой 5, расположенной как можно ближе к светоделительной пластинке 6.

Отразившись от объекта 8, лучи снова поступают в объектив 7, пройдя отражательную пластинку 6, тубусную систему линз 9, представляющих телеобъектив с фокусным расстоянием

Оптические характеристики объективов

Объективы (тубус ∞)	Фокусное расстоя- ние, мм	Числовая апертура	Увели- чение с тубус- ной лин- зой $f' =$ $=200$ мм, крат	Рабочее расстоя- ние, мм	Общее увели- чение с оку- ляром $\Gamma = 15 \times$ $2l_{\text{ок}} = 11$ мм, крат
Ахроматический	23,2	0,17	8,6	6,2	130
	6,2	0,65	32,5	0,87	487
Апохроматический	4,3	0,95	46,5	0,22	700
Интерференционный	10	0,5	20	6,5	300

$f' = 200$ мм, затем призму 10, отклоняющую лучи на 45° , они создают изображение объекта в фокальной плоскости окулярного микрометра 11. Для просмотра поверхности объекта в поляризованном свете в ход лучей вводятся поляризационные светофильтры — поляризатор 12 и анализатор 13.

53. О стандартизации оптических характеристик узлов микроскопов

При разработке новых моделей микроскопов большое внимание уделяется стандартизации основных оптических узлов микроскопов. Ряд увеличений окуляров, объективов, числовых апертур объективов строится на основе геометрической прогрессии предпочтительных чисел (ГОСТ 8032—56), что позволяет значительно сократить номенклатуру изделий, не ущемляя интересов потребителей. С другой стороны, предпочтение двух (трех и т. д.) чисел (например, увеличений объектива и окуляра) дает также желаемое число (в данном случае увеличение микроскопа), что также весьма важно для унификаций микроскопов.

Рассмотрим некоторые требования, предъявляемые к основным параметрам на вновь разрабатываемые объективы, окуляры и другие основные узлы биологических, поляризационных, металлографических и люминесцентных бесконтактных микроскопов. Эти требования не распространяются на специальные оптические системы микроскопов.

Объективы микроскопов. В настоящее время несмотря на унификацию оптических систем микроскопов продолжается применение объективов, рассчитанных на три длины тубуса: 160 мм, 190 мм и ∞ .

Объективы для длины тубуса 160 мм применяются в основном в биологических микроскопах для исследования в проходящем

свете биологических объектов, находящихся под покрывным стеклом.

Объективы для длины тубуса 190 мм применяются в рудных и других микроскопах, работающих в отраженном свете для исследования непрозрачных объектов (шлифов и т. д.).

Объективы для длины тубуса «бесконечность» предназначаются в основном для работы в отраженном свете.

До середины 60-х годов выпускались объективы для биологических микроскопов высотой 33 мм. Однако с появлением план-объективов эта высота была увеличена до 45 мм, что обуславливалось конструктивными особенностями оптической схемы, содержащей толстые менисковые компенсаторы. В настоящее время все ведущие зарубежные фирмы, а также СССР выпускают объективы для проходящего света высотой 45 мм, которая считается стандартной.

Номинальные значения увеличения объективов, рассчитанных на конечную длину тубуса, должны соответствовать ряду R_{a10} (1 . . . 200) ГОСТ 8032—56:

1	1,25	1,6	2	2,5	3,2	4	5	6,3	8
10	12,5	16	20	25	32	40	50	63	80
100	125	160	200						

Жирным шрифтом обозначены предпочтительные значения, составляющие основу ряда и соответствующие ряду R_{a5} (ГОСТ 8032—56).

Высота объективов (расстояние от объекта до опорной плоскости объектива), предназначенных для работы с биологическими и поляризационными микроскопами в проходящем свете и устанавливаемых на револьвере, должна быть равна $45 \pm \pm 0,01$ мм.

Номинальные значения фокусных расстояний объективов, рассчитанных на длину тубуса «бесконечность», должны выбираться из следующего ряда в мм:

					250	200	160	125	100
80	63	50	40	32	25	20	16	12,5	10
8	6,3	5	4	3,2	2,5	2	1,6	1,25	

Значения соответствуют R_{a10} (1,25 . . . 250) ГОСТ 6636—69.

Тубусный коэффициент (отношение фокусного расстояния тубусной линзы к расстоянию 250 мм). Номинальные значения тубусного коэффициента должны выбираться из ряда R_{a10} (0,4 . . . 2) ГОСТ 8032—56 и соответствовать крату: **0,4; 0,5; 0,63; 0,8; 1; 1,25; 1,6; 2.**

Окуляры микроскопов. Опорный торец окуляра должен быть расположен выше переднего фокуса на 13 мм.

Номинальные значения видимых увеличений окуляров рекомендуется выбирать из ряда R_{a10} (3,2 . . . 32) ГОСТ 8032—56 и соответствовать кратности: 3,2; 4; 5; 6,3; 8; 10; 12,5; 16; 20; 25; 32.

Коэффициенты камеры микроскопа (отношение фокусного расстояния объектива камеры к расстоянию наилучшего видения 250 мм).

Номинальные значения коэффициента камеры микроскопа рекомендуется выбирать из следующего ряда, крат, $R_{a10}(0,4 \dots 4)$: 0,4; 0,5; 0,63; 0,8; 1; 1,25; 1,6; 2; 2,5; (2,8); 3,2; (3,5); 4.

Значения в скобках нерекомендуемые и допускаются в случаях, когда на камеру могут быть поставлены некоторые насадки, изменяющие формат.

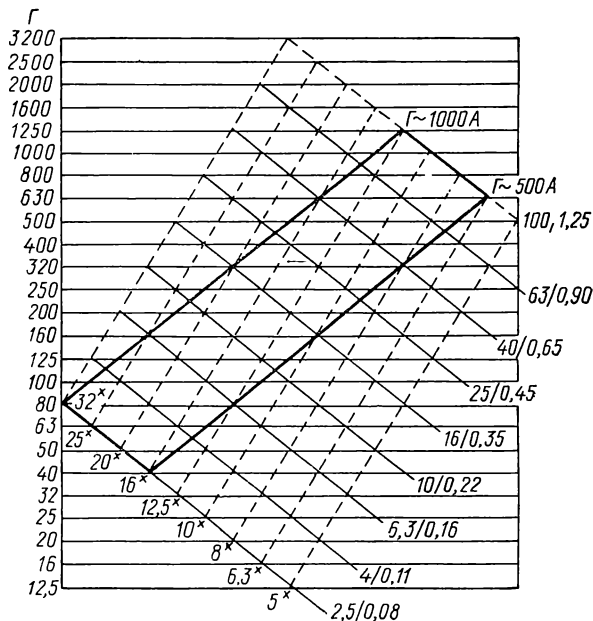


Рис. IX.15. Зависимость увеличения микроскопа от увеличений объектива и окуляра

У камеры без объектива под коэффициентом камеры следует понимать отношение оптической длины камеры к расстоянию 250 мм.

При применении проекционного окуляра под оптической длиной камеры принимается расстояние между задней фокальной плоскостью проекционного окуляра и плоскостью изображения.

Увеличения микроскопа. Большинство зарубежных фирм, а также в СССР при разработке новых объективов придерживаются номинальных значений увеличений микроскопа, соответствующих ряду $R_{a10}(1 \dots 1600)$ ГОСТ 8032—56:

1	1,25	1,6	2	2,5	3,2	4	5	6,3	8
10	12,5	16	20	25	32	40	50	63	80
100	125	160	200	250	320	400	500	630	800
1000	1250	1600							

Приведенный ряд значений увеличений рекомендуется также соблюдать для значений масштабов проектируемых микроскопов изображений, например, при рассматривании действительного изображения на экране или при микрофотографировании. Из рис. IX.15 видно, какое сочетание объективов и окуляров, обладающих стандартными увеличениями и апертурами, можно получить стандартный ряд увеличений микроскопов (ось ординат), а также увеличений, находящихся в пределах $500\text{Å} \leq |\Gamma| \leq 1000\text{Å}$. Наклонные сплошные линии относятся к объективам, пунктирные — к окулярам. В пересечении этих линий образуются горизонтальные линии, характеризующие увеличение микроскопа (слева). Рамка, обозначенная жирной линией, ограничивает область требуемых увеличений по Аббе ($500\text{Å} \leq |\Gamma| \leq 1000\text{Å}$); например, чтобы получить полезные увеличения микроскопа (с объективом $100\times 1,25$), следует применить окуляры с увеличением $10\times$, $8\times$ и $6,3\times$.

ГЛАВА X

ОБЩИЕ ПРИЕМЫ РАСЧЕТА ДОПУСКОВ

После того как оптическая система откорректирована и получены остаточные аберрации, в допустимых пределах производится оценка в отношении технологичности изготовления отдельных ее линз и компонентов. Для этой цели составляется таблица влияния параметров системы на аберрации и из нее устанавливаются допустимые пределы отклонения от номинальных значений радиусов поверхностей, толщин линз, воздушных промежутков, констант марок стекол и т. д. Одновременно устанавливаются требования к материалу и требования при изготовлении отдельных деталей и склеенных компонентов системы, которые приводятся также в чертежах на оптические детали (см. рис. X.9) [29, 60—66, 69].

54. О допусках на децентрировку линз микрообъективов. Вычисление положений автоколлимационных точек

Изготовление высококачественных объективов с большой апертурой является сложной технологической задачей. Существующая технология сборки объективов (метод Линника—Радченко) предъявляет высокие требования к точности изготовления оптических и механических деталей. К основным причинам неудовлетворительного качества изображения, даваемого оптической системой, при изготовлении следует отнести деформацию, возникающую в результате пережатия линз в оправе, натяжения при склейке, а также децентрировку.

Рассмотрим децентрированную линзу, у которой центр кривизны O_1 поверхности 1 совмещен с осью вращения, являющейся геометрической осью линзы (рис. X.1). Децентрировка может быть оценена одной из следующих величин: смещением S_2 центра O_2 поверхности 2; смещением $S_{1,2}$ — оптической оси в задней главной плоскости H' линзы (смещением узловой точки K'); углом наклона α поверхности 2 вокруг ее вершины; разностью толщин c по краю.

Пользуясь рис. X.1, можно найти следующие приближенные соотношения: $c_{1,2} = c_2 (n - 1) f' / r_2 = f' (n - 1) \alpha$; $c = D_{л} c_2 / r_2 = D_{л} \alpha$; $\alpha = c_2 / r_2$, где n — показатель преломления линзы; f' — фокусное расстояние линзы; r_2 — радиус кривизны поверхности 2.

В качестве примера произведем расчет допусков на децентрировку поверхностей и компонентов иммерсионного микрообъектива $30 \times 0,90$ (05 В—30), оптическая схема которого приведена на рис. X.2. Для этой цели с помощью ЭВМ вычисляется aberrация комы на оси и на краю поля. Результаты вычислений комы, вызванной децентрировкой, сведены в табл. X.1 и X.2.

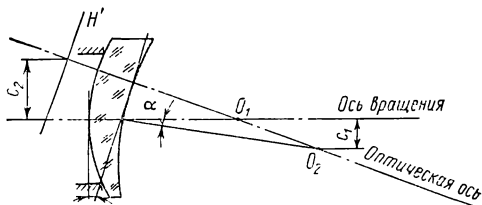


Рис. X.1. Децентрированная линза

Допустимую величину комы для всей системы определим исходя из радиуса дифракционного кружка рассеяния

$$k_{\text{общ}} = \frac{3,83\lambda}{2u'_m}. \quad (\text{X.1})$$

Подставляя в (X.1) значения выходной апертуры объектива $u'_m = 0,02892$ и $\lambda = 0,000589$ мм, получим $k_{\text{общ}} = 0,0387$ мм.

Допустимую кому ($k_{\text{доп}}\text{ед}$) для каждой поверхности с учетом количества действующих

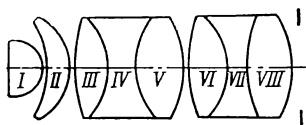


Рис. X.2. Оптическая схема объектива $30 \times 0,90$

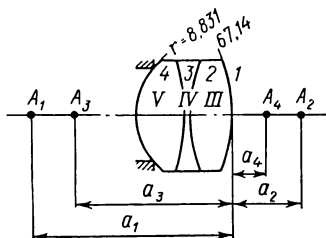


Рис. X.3. Положение автоколлимационных точек

параметров $P = P_1 + P_2 + P_3$ представим выражением

$$(k_{\text{доп}})_{\text{ед}} = \frac{k_{\text{общ}} \sqrt{2}}{\sqrt{P}} = \frac{k_{\text{общ}} \sqrt{2}}{\sqrt{P_1 + P_2 + P_3}}, \quad (\text{X.2})$$

где $P_1 = 12$ — числу поверхностей, подлежащих смещению $P_2 = 12$ — числу поверхностей, подлежащих повороту, и $P_3 = 5$ — числу компонентов, подлежащих повороту.

Из (X.2) найдем $(k_{\text{доп}})_{\text{ед}} = \frac{0,0387 \cdot 1,41}{\sqrt{29}} = 0,01.$

Влияние на кому смещения поверхностей линз перпендикулярно оси при $c = 0,01$ мм

Радиусы	Точка на оси				Точка вне оси $l'_{ГЛ} = 11$ мм			Кома в минутах за окуляром $\Gamma = 10\times$	
	$\delta g'_{+m}$	$\delta g'_{-m}$	$\delta g'_{m=0}$	Кома	$l'_{ГЛ}$	$l'_m \sqrt{3/4}$	$l'_m \sqrt{3/4}$	На оси	Вне оси
Исходная система	-0,0308	0,0308	—	—	11	12,291	10,361	0	44,8
$r_2 = -2,109$	0,1676	0,2285	0,1613	0,0368	11,173	12,504	10,523	1,6	46,6
$r_3 = -10,233$	-0,1095	-0,0480	-0,0521	-0,0266	10,948	12,223	10,297	-2,2	42,9
$r_4 = -5,598$	0,1477	0,2091	-0,1359	0,0425	11,14	12,462	10,508	3,1	47,4
$r_5 = 67,14$	-0,0210	0,0406	0,0071	0,0027	11,008	12,299	10,370	0,2	45,6
$r_6 = -7,656$	-0,0590	0,0026	-0,0021	-0,0076	10,980	12,264	10,338	-0,6	44,8
$r_7 = 7,751$	-0,0226	-0,0312	-0,0228	-0,0391	10,977	12,246	10,321	-3,2	42,8
$r_8 = -8,831$	0,0604	0,1221	0,0802	0,0111	11,082	12,387	10,444	1,1	46,6
$r_9 = 86,1$	-0,0223	0,0393	0,0081	0,0004	11,009	12,299	10,370	0	44,8
$r_{10} = -25,82$	-0,0444	0,0172	-0,0131	-0,0006	10,987	12,277	10,348	-0,1	44,8
$r_{11} = 52,0$	-0,0378	0,0236	-0,0066	-0,0006	10,994	12,284	10,354	-0,1	44,8
$r_{12} = -16,904$	0,0202	0,0818	0,0458	0,0051	11,047	12,342	10,409	0,5	45,2

Влияние на кому смещения компонентов перпендикулярно оси $c = 0,01$ мм

Компо- нент	Точка на оси				Точка вне оси			Кома в минутах за окуляром $\Gamma = 10\times$	
	$\delta g'_{+m}$	$\delta g'_{-m}$	$\delta g'_{m=0}$	Кома	$l'_{\Gamma л}$	$l'_{m \sqrt{3/4}}$	$l'_{-m \sqrt{3/4}}$	На оси	Вне оси
II	0,0689	0,1305	0,0838	0,0159	11,088	12,394	10,443	0,9	45,5
III—V	—0,0197	0,0415	0,0439	—0,0328	11,045	12,324	10,389	2,5	42,9
VI—VIII	0,0466	0,1082	0,0687	0,0087	11,070	12,369	10,433	0,9	45,9
Поворот компонентов $\varphi = 5'$									
I	0,0281	0,0898	0,0324	0,0266	11,034	12,362	10,396	1,9	47,2
II	0,0411	0,0203	0,0820	0,0101	11,041	12,337	10,410	1,1	45,7
III—V	0,0016	0,0629	0,0665	—0,0342	11,067	12,341	10,414	2,6	42,8
VI—VIII	—0,0106	0,0510	0,0237	—0,0035	11,025	12,311	10,348	0,4	44,4

Допустимая децентрировка ($c_{доп i}$) одной поверхности определяется из пропорции, исходя из $(k_{доп})_{ед}$, k_i — полученной при расчете на ЭВМ и величины смещения $b_i = 0,01$, заданной при расчете (табл. X.1). $(k_{доп})_{ед}/k_i b_i = 0,0001/k_i$ а, для второй поверхности $c_2 = 0,0001/0,03678 = 0,003$.

Результаты расчета приведены ниже.

Номер поверхности	2	3	4	5	6	7
Децентрировка, c	0,003	0,004	0,062	0,037	0,013	0,002
Номер поверхности	8	9	10	11	12	
Децентрировка, c	0,009	0,256	0,161	0,182	0,019	

Наклон плоскостей поверхности относительно торца принят $30''$.

Под автоколлимационной точкой P_i принимают изображение центра кривизны поверхности с номером i -й частью системы, расположенной перед этой поверхностью. Положение автоколлимационной точки поверхности P_i вычисляют расчетом параксиального луча, проходящего через центр i -й поверхности O_i (a_i — расстояние точки от последней поверхности). В табл. X.3 приведены конструктивные элементы и положение автоколлимационных точек в объективе $30 \times 0,90$, а в табл. X.4 — положения автоколлимационных точек компонентов объектива. На рис. X.3 представлены компонент $(III + IV + V)$; $A_1 - A_4$ — изображение автоколлимационных точек от соответствующих поверхностей. За базовую поверхность принята поверхность с меньшим радиусом кривизны $r = 8,831$.

Таблица X.3

**Конструктивные элементы объектива $30 \times 0,90$ (05В-30Л)
и положение автоколлимационных точек**

№ поверхности	Радиус	Показатель преломления	Толщина	Автоколлимационная точка		Увеличение, крат	
				Прямо	Обратно	Прямо	Обратно
1	—	1,0	1,6	—13,17	0	—8,39	1,0
2	—2,109	1,5263	0,1	—72,91	0,33	7,12	—1,0
3	—10,233	1,0	2,5	17,50	1,82	—2,86	—0,28
4	—5,598	1,8060	0,2	—62,99	0,23	3,95	—0,78
5	67,140	1,0	2,8	12,96	1,99	0,40	0,05
6	—7,656	1,5004	2,0	—35,67	—0,50	2,81	—0,62
7	7,551	1,6475	3,5	—4,57	4,35	0,96	0,68
8	—8,831	1,5004	0,5	—23,46	—2,09	1,52	—1,22
9	86,100	1,0	3,0	29,79	1,54	0,54	0,05
10	—25,820	1,4874	2,0	—36,60	—0,44	1,91	—0,38
11	52,0	1,7172	4,0	16,71	1,85	0,52	0,11
12	—16,904	1,4874 1,0	—	—16,90	—7,24	1,0	—2,18

Положение автоколлимационных точек компонентов объектива

№ линзы	Фокусное расстояние	Автоколлимационная точка		Увеличение, крат	
		Прямо	Обратно	Прямо	Обратно
III—V	33,57	23,90	—67,14	0,54	1,0
		—13,33	3,16	1,57	—0,97
		2,34	—7,48	0,86	—0,95
		—8,83	0,87	1,0	—1,12
VI—VIII	46,15	29,79	—86,10	0,54	1,0
		—36,60	14,12	1,92	—0,92
		16,72	—31,30	0,52	—0,92
		—16,90	6,20	1,0	—1,07
III—IV	—10,28	—12,25	—67,14	—0,28	1
		—3,90	3,16	0,67	—0,98
		7,55	—7,48	1,0	—0,95
IV—V	—33,64	—13,33	7,66	1,58	1,0
		2,34	—3,89	0,67	—0,67
		—8,83	3,34	1,0	—1,38
VI—VII	—59,44	—212,84	—86,10	—3,85	1,0
		—13,24	14,12	0,82	—0,92
		52,0	—31,30	1,0	—0,92
VII—VIII	—15 310,8	—36,60	25,82	1,92	1,0
		16,71	—16,78	0,52	—0,53
		—16,90	10,05	1,0	—1,33

Положение автоколлимационных точек относительно поверхности 1.

Увеличения

$$\begin{array}{llll} a_1 = -67,14 & 1 & a_3 = -7,48 & -0,95; \\ a_2 = 3,16 & -0,98 & a_4 = 0,87 & -1,1. \end{array}$$

Из расчета можно сделать следующие выводы: допустимое смещение перпендикулярно оптической оси всего компонента

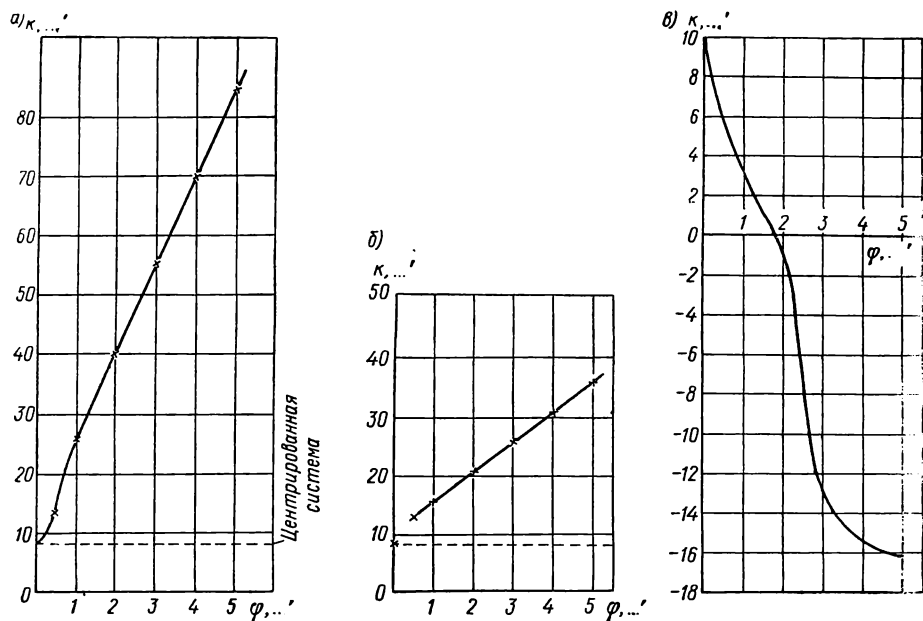


Рис. X.4. Зависимость комы на краю поля зрения ($2l_{\text{ок}} = 18$ мм) от наклона компонентов объектива ОР-6 ($f' = 6,1$ мм, $A = 0,65$): а — большое зеркало 5·б — мениск 3—4; в — малое зеркало

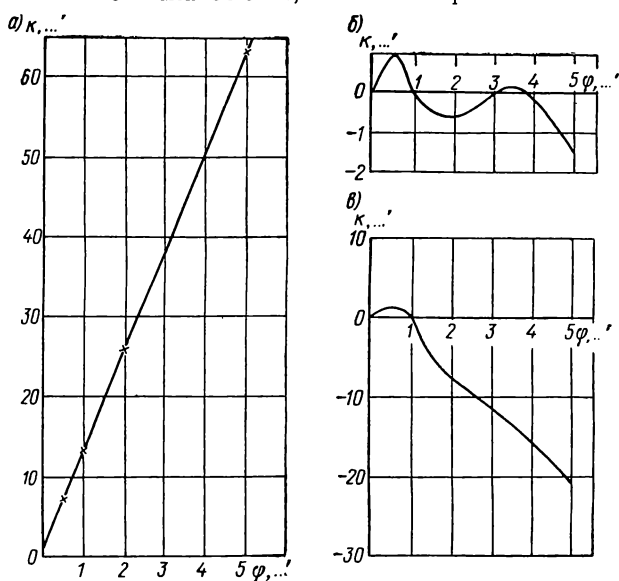


Рис. X.5. Зависимость комы на краю поля зрения ($2l_{\text{ок}} = 18$ мм) от наклона компонентов объектива ОР-11 ($f' = 11$ мм, $A = 0,4$): а — большое зеркало; б — мениск поверхностей 3—4; в — мениск поверхностей 6—8

(III—V) составляет $c_1 = 0,002$ (вызывает за окуляром в центре поля зрения кому $k = 1'$), а его перекося на угол $\alpha = 1'$ создает за окуляром кому $k = 1'$. Допустимое смещение компонента V—VIII равно 0,016 мм, перекося на $\alpha = 5'$ вызывает кому $k = 0,6'$.

В линзовых микрообъективах при их сборке для окончательной центровки предусмотрена возможность перемещения одного из компонентов перпендикулярно оптической оси. В данном

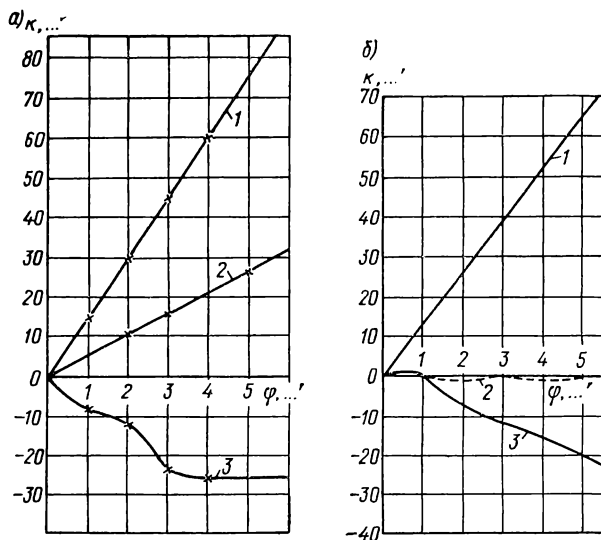


Рис. X.6. Зависимость комы на оси системы от наклона компонентов в объективах ОР-6 (а) и ОР-11 (б):

1 — большое зеркало; 2 — мениск; 3 — малое зеркало

объективе таким компонентом является компонент (III—V), который после центровки в своей оправе вместе с ней имеет зазор 0,2 мм относительно внутреннего диаметра корпуса.

Рассмотрим другой пример о влиянии на качество изображения децентрировки отдельных компонентов в зеркально-линзовых объективах с большим рабочим расстоянием ОР-6 (см. рис. V.97) и ОР-11 (см. рис. V.94). Из практики расчета и исследования зеркально-линзовых объективов микроскопов установлено, что наиболее чувствительными к aberrациям, вызванным децентрировкой, следует отнести зеркальные компоненты и фронтальный мениск. Как следует из рис. X.4, X.5, кома на краю поля зрения, возникающая от наклона большого зеркала на угол $\alpha = 5'$ в объективах ОР-6 и ОР-11, составляет соответственно $75'$ и $64'$, что совершенно недопустимо. При повороте большого зеркала на угол $\alpha = 30''$ кома на краю поля зрения ($2l = 18$ мм) в объективе ОР-6 составляет около $9'$. Из сравнения рис. X.6, харак-

теризующего зависимость комы, появляющейся на оси системы от угла наклона зеркал и фронтального мениска, следует, что отцентрировать ОР-11 значительно легче, чем объектив ОР-6, так как у последнего наклон малого зеркала приводит к компенсации комы от поворота мениска, а у объектива ОР-11 поворот малого зеркала компенсирует кому от поворота большого зеркала, поскольку кома, возникающая от поворота мениска, незначительная. Механическая конструкция объективов должна обеспечивать взаимную центровку зеркал и линзового дополнительного компонента при сборке и их стабильность в эксплуатации.

55. Рекомендации по заданию допуска на децентрировку линз

При задании допуска на одиночную линзу, к которой предъявляются повышенные требования к центрировке, в чертеже должны быть указаны: базовая поверхность; допуск на смещение центра сферы для второй поверхности. Для линзы, не идущей в склейку, в качестве базовой поверхности выбирается та, которая более чувствительна к децентрировке; для склеивания линзы базовая поверхность выбирается следующим образом: а) для базовой линзы (в большинстве случаев эта линза с более толстым краем) базовой поверхностью следует принять ту поверхность, которая не склеивается; б) для второй линзы базовой поверхностью будет склеиваемая поверхность. При задании допуска на склейку должна быть обозначена базовая поверхность и указана величина центрировок «с» с учетом увеличения для каждой поверхности (кроме базовой) и положения автоколлимационных точек.

Расстояние до автоколлимационной точки (a) задается от последней поверхности склеенных линз (см. рис. X.3).

56. Зависимость качества изображения микроскопа от параметров покровных и предметных стекол

Высокое качество изображения микроскопа, его предельная разрешающая способность во многом зависят от таких вспомогательных материалов, как покровные и предметные стекла, иммерсионное масло и т. п. Невыполнение определенных требований к последним часто сводит на нет достоинства наиболее совершенных микроскопов.

Покровные стекла. Объективы микроскопа рассчитываются на определенную толщину покровного стекла. Для биологических объектов, исследуемых в проходящем свете, толщина покровного стекла принята равной 0,17 мм. Некоторые зарубежные фирмы («К. Цейсс», Йена и др.) применяют объективы для ультрафиолетовой области спектра с покровным стеклом из кварца толщиной 0,3 мм. Как правило, при работе в падающем свете применяются объекты без покровного стекла ($d = 0$).

Объективы с числовой апертурой до 0,25—0,3 не чувствительны к изменению толщины покровного стекла в пределах 0—0,2 мм.

Такие объективы имеют гравировку «—», т. е. они могут быть использованы как для непокрытых, так и защищенных покровным стеклом объективов. Покровное стекло лежит непосредственно на препарате, и при коррекции объектива предполагается, что точка объекта совпадает с нижней поверхностью покровного стекла. Сферическую аберрацию, даваемую покровным стеклом, можно вычислить по формуле

$$\delta s'_{\text{сф}} = d \left(\frac{1}{n} - \sqrt{\frac{1-A^2}{n^2-A^2}} \right), \quad (\text{X.3})$$

где d и n — соответственно толщина и показатель преломления покровного стекла; A — числовая апертура объектива.

Для малых апертур из (X.3) получаем приближенно

$$\delta s'_{\text{сф}} = \frac{n^2-1}{2n^3} d A^3.$$

Расчетами и на практике установлено, что сильные безымерсионные объективы дают пониженное качество изображения при самых незначительных отступлениях от номинальной толщины покровного стекла. Так, в объективах с числовой апертурой 0,65 заметное ухудшение качества изображения наступает при отклонении от номинала при $\Delta d = 0,015$ мм, в объективе $A = 0,85$ при $\Delta d = 0,004$ мм и в объективе $A = 0,95$ при $\Delta d = 0,002$ мм.

Иммерсионные объективы допускают большие отступления по толщине, но меньше по показателю преломления покровного стекла, например, для объективов с масляной иммерсией с числовой апертурой 1,2; 1,3 и 1,4 составляют Δn_D соответственно 0,003; 0,001; 0,0007. Следовательно, при работе с сильными безымерсионными объективами допуски на толщину покровных стекол становятся очень строгими.

Согласно ГОСТ 6672—53 покровное стекло характеризуется следующими номинальными параметрами: толщиной $d = 0,17$, $n_D = 1,516$, $v = 60$. Установлен следующий ряд размеров (ширина и длина) покровных стекол в мм: 9/9; 18×18; 24×24; 24×36; 24×48; 30×30; 30×40; 40×40; 40×60; 60×80; 80×100. Слой бальзама, в котором заключен микроскопический объект, в оптическом отношении вызывает те же действия, что и материал покровного стекла. Поскольку необходимо, чтобы толщина преломляющих сред между объектом и микрообъективом была одинакова по всей рабочей поверхности покровного стекла, то последнее не должно иметь клиновидности и по геометрической форме должно приближаться к плоскопараллельной пластинке.

Предметное стекло. Предметное стекло нижней своей плоскостью устанавливается на рабочую поверхность столика. Толщина предметного стекла входит в расчет конденсорных систем. Предметное стекло для микропрепаратов должно отвечать следующим техническим требованиям ГОСТ 9284—59.

Оптические постоянные предметных стекол: $n_D = 1,52 \pm 0,01$, $v = 60 \pm 2$.

Толщина предметных стекол равна $1 \pm 0,1$ мм. Установлен следующий ряд размеров (длина и ширина в мм): 46×26 ; 76×26 ; 76×35 ; 80×60 ; 100×80 ; 120×80 ; 120×100 . Допускаемая непараллельность сторон (размеров по краям стекла) — в пределах допуска для размера ширины или длины и не должны превышать ± 1 мм. Допускаемая разность толщин по концам $0,05$ мм. Поверхность стекла должна быть гладкая (огневая полировка), допускается кривизна предметных стекол до $0,12\%$ длины стороны стекла, по которой она измеряется. Предметные стекла должны быть стойкими к воздействию кислот и дистиллированной воды. Пузыри, свиля, камни, мошки и царапины, видимые невооруженным глазом, не допускаются.

57. О точности изготовления оптических деталей микроскопов

Как известно, преломляющие и отражающие поверхности оптических деталей микроскопов проверяются рабочим пробным стеклом, радиус кривизны которого выдерживают с высокой точностью согласно ГОСТ 2786—62. Отклонение радиуса кривизны поверхности детали от радиуса кривизны пробного стекла оценивается числом N интерференционных полос, а несферичность поверхности ΔN — наибольшей разностью числа полос в главных сечениях. Для надежности контроля несферичности ΔN общее отклонение N не должно быть более определяемой величины ΔN в 3—5 раз, в крайнем случае, в 10 раз.

Таблица X.5

Допуски на отражающие плоскости и на углы для типовых зеркально-призменных систем

Группы точности призм	Допуски под пробное стекло (полос)		Наименьший допуск на отдельные углы	Примеры призм
	N	ΔN		
Особо высокой	0,1—0,3	0,05—0,1	1—5"	Призмы с крышей в бинокулярных насадках
Высокой	0,2—1	0,1—0,3	15"—1'	Призмы в бинокулярных насадках
Средней	0,5—2	0,2—0,5	1'—5'	Призмы монокуляров и других систем
Низкой	5—10	1—2	5'—10'	Призмы осветительных систем

Допуски для типовых оптических деталей микроскопов

Оптические узлы	Класс точности пробных стекол по ГОСТ 2786—62	Допуски под пробное стекло (полос)		Допуск на отклонение толщины линз, мм	Допуск на децентрировку линз, мм
		N	ΔN		
Линзы высокоапертурных микрообъективов	1	1—2	0,1—0,3	0,01—0,03	0,002—0,01
Линзы объективов слабых и средних увеличений	2—3	2—3	0,3—0,5	0,05—0,2	0,02—0,05
Зеркальные поверхности объективов	1	0,3—0,5	0,05—0,1	—	0,005—0,01
Зеркальные поверхности объективов для УФ области	1	0,05—0,2	0,03—0,1	—	0,003—0,01
Линзы окуляров	2—3	3—5	0,3—0,5	0,1—0,3	0,01—0,05
Линзы коллекторов и осветительных систем	3	5—10	1—2	0,1—0,3	0,05—0,2
Линзы конденсоров $A \geq 0,5$	2—3	2—5	0,2—1	0,05—0,2	0,02—0,1
Линзы тубусных систем	2—3	1—5	0,2—0,5	0,1—0,3	0,05—0,1
Светофильтры осветительных систем	3	5—10	1—2	0,1—0,3	—

Допуски N и ΔN на отклонение формы поверхностей от расчетной для линз микрообъективов, окуляров и других оптических узлов микроскопов назначаются, как правило, исходя из допустимых величин остаточных аберраций систем [65, 66, 69]. В осветительных системах (коллекторы, конденсоры и т. д.) и менее ответственных деталях указанные допуски назначаются из технологических возможностей серийного производства.

Заметим, что в чертежах оптических деталей допуски на N и ΔN , чистоту, пузырность и некоторые другие требования задают исходя из рабочего или действующего пучка лучей наибольшего сечения [69], т. е. в зависимости от их месторасположения в системе. Для некоторых сложных высокоапертурных апохроматов и планапохроматов передовые зарубежные фирмы («Лейтц» и др.) с целью обеспечения в этих объективах высокого контраста в изображении не допускают на поверхностях оптических деталей никаких местных дефектов ($\Delta N = 0$).

Остаточные аберрации для точки на оси, а также кома, возникающие в результате наличия слоя склеивающего вещества между линзами, отклонения от расчетных значений толщин линз при их изготовлении, компенсируются при сборке изменением первого или второго воздушного промежутка объектива.

В табл. X.5, X.6 приведены примерные величины допусков, задаваемых на линзовые, зеркальные и призмённые детали.

58. Требования к маркам стекол на оптические детали

При расчете оптических систем микроскопов применяются марки стекол ГОСТ 3514—67 и ОСТЗ—69—70 (стекло оптическое бесцветное). Согласно ГОСТ 3514—67 оптическое бесцветное стекло разделяется на категории и классы по следующим показателям качества: допускаемым отклонениям показателя преломления n_D и средней дисперсии $n_F - n_C$ от значений, установленных для стекла каждой марки; однородности партий заготовок стекла по показателю преломления и средней дисперсии; оптической однородности; двойному лучепреломлению; коэффициенту светопоглощения; бессвильности; пузырности.

В соответствии с ГОСТ 13659—68 и ОСТЗ—77—70 оптическое стекло по химической устойчивости характеризуется двумя показателями: устойчивостью к действию влажной атмосферы и устойчивостью к воздействию пятнающих агентов (воды, слабокислых водных растворов).

В табл. X.7 даны примерные требования к стеклу на некоторые типовые оптические детали микроскопов.

59. Покрытия оптических деталей

Оптические детали микроскопов изготавливаются в двух вариантах: B_1 — в обычном исполнении, B_2 — в тропическом исполнении. При выборе покрытий следует исходить из технических

Требования к стеклу для оптических деталей

Оптические детали	Δn_D	$\Delta (n_F - n_C)$	Однородность	Двойное луче- преломление	Светопоглоще- ние	Бесцветность	Пузырность
Линзы высокоапертур- ных микрообъективов	1А	1А	1	1	1—2	1В	2Б
Линзы объективов сла- бых и средних увеличе- ний	2А—3Б	2А—2Б	1—2	1—2	2	2В	2В—3Г
Линзы окуляров	2Б—3В	2Б—3Б	2	2	2	2В	2Б—3Б
Линзы коллекторов и осветительных систем	3В—4В	2Б—3Б	2—3	2	2—3	2В	2В—4Г
Линзы конденсоров	2Б—4В	2Б—3Б	2	1—2	2	2В	3Б—4В
Линзы визуальных и проекторных систем	2Б—3Б	2Б—3Б	1—2	1—2	2	2В	2В—3Г
Призмы визуальных и проекторных систем	2Б—3Б	2Б—3Б	1—2	1—2	1—2	2Б	2Б—4Г
Призмы осветительных систем	—	—	2—3	2—3	2—3	2Б	3Б—4Г
<p>П р и м е ч а н и я: 1. Для поляризационных микроскопов требуется двойное лучепреломле- ние 1а; натяжения в деталях не допускается. 2. Высокоапертурные микрообъективы пересчитываются на плавки. При заказе на них стекла необходимо требовать дополнительно константы на n_F, n_C, n_G.</p>							

требований к данной детали, физико-химических свойств мате-
риала, расположения детали в приборе, условий чистки деталей
и их формы, условий эксплуатации прибора и др.

Приведем основные виды покрытия, которые применяются
в микроскопостроении.

Покрытия наружных зеркал с внешним отражением (зер-
кальн. 1И; зеркальн. 1И·38Р; зеркальн. 1И·21Е·29И).

Задние отражающие непрозрачные покрытия зеркальн. (зер-
кальн. 25Р·3Е·72П; зеркальн. 1И·24И·29И; зеркальн. 2И).

Светоделительные покрытия (светоделит. 1И, светоделит.
43Р·44Р).

Просветляющие покрытия (просветл. 24И; просветл. 13К; просветл. 44Р·43Р; просветл. 45Р·44Р·43Р).

Защитные прозрачные покрытия (защитн. 1К; защитн. 12К; защитн. 70Р).

Уменьшение интенсивности вредного отраженного света в широком интервале длин волн для микрооптики имеет большое значение. Этому условию отвечает трехслойное просветление. Вследствие равномерности отражения в различных участках видимой области спектра такое покрытие не вызывает появления окраски в поле зрения прибора при наличии большого числа поверхностей. Практически можно получить трехслойное покрытие, дающее низкие значения коэффициента отражения в широком интервале длин волн любой области спектра.

60. Допуски на чистоту оптических деталей

Классы чистоты поверхностей оптических деталей устанавливаются на основании требований, предъявляемых к оптическим системам с учетом технологических возможностей изготовления, экономических и эстетических соображений.

Класс чистоты оптических деталей микроскопов принято назначать исходя из диаметра рабочего отверстия их поверхностей. Под диаметром рабочего отверстия принимается участок поверхности оптической детали, покрываемый входящим в оптическую систему осевым (апертурным) пучком лучей, который на выходе из окуляра образует пучок диаметром, равным диаметру выходного зрачка системы. Для поверхностей деталей, подлежащих просветлению, серебрению и алюминированию, рекомендуется требования к чистоте ужесточать на один класс по сравнению с поверхностями деталей без покрытия.

Согласно приложению к ГОСТ 11141—65 должны иметь класс чистоты: $P = I$ — линзы микрообъективов с увеличением более $10\times$, первая линза окуляров; $P = II$ — коллективы, расположенные вблизи от плоскости изображения, линзы микрообъективов с увеличением $10\times$; $P = III$ линзы окуляров; $P = IV—V$ — лупы, линзы конденсоров и коллекторов.

61. Клеи для оптических деталей

Для склеивания оптических деталей в микроскопии применяются следующие клеи.

Пихтовый бальзам (ГОСТ 2290—43) — изготавливается двух видов: обычный и пластифицированный ($n_D = 1,52 \div 1,54$) при $t = 20^\circ \text{C}$. Коэффициент линейного расширения при $t = 0—25^\circ \text{C}$ равен $\alpha = 1,5 \div 2 \cdot 10^{-4}$.

Бальзамин $n_D = 1,519$ при $t = 20^\circ \text{C}$, $n_F - n_C = 0,0116$, $\alpha = 1,3 \cdot 10^{-4}$, термостойкость $\pm 60^\circ \text{C}$, обладает высокой механической прочностью.

Акриловый клей применяется для склейки светофильтров с желатиновыми и поливиниловыми пленками, поляризационных призм из кальцита, детали из квасцов, а также в тех случаях, когда требуется получить очень тонкий эластичный слой $n_D = 1,4820 \div 1,4910$ термостойкостью $\pm 60^\circ \text{C}$. Светопропускание для $\lambda = 300 \div 1000 \text{ нм}$ 98 %.

Клей ОК-50 предназначен для склеивания всех оптических деталей, используемых в тропических условиях и соприкасающихся с морской водой; $n_D = 1,5505 \div 1,520$ при $t = 20^\circ \text{C}$. Работа с клеем ввиду его ядовитости требует соблюдения специальных мер техники безопасности.

Клей УФ-235 предназначен для склеивания деталей из стекла, флюорита, кварца и других минералов, от которых требуется повышенная прозрачность в ультрафиолетовой части спектра; $n_D = 1,4631 \div 1,4644$ при $t = 20^\circ \text{C}$; прозрачность при толщине пленки не более 0,02 мм и длине волны $\lambda = 235 \div 250 \text{ нм}$ составляет 80 %, от $\lambda = 250 \text{ нм}$ до 1200 нм — 95 %.

Клей бальзамин-М предназначается для склеивания линз различных диаметров и радиусов кривизны, призм, пластинок, фильтров.

62. Оформление чертежей оптических деталей и узлов микроскопов по ЕСКД

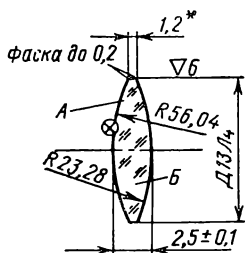
Правила выполнения чертежей и схем оптических изделий производятся по Единой системе конструкторской документации (ЕСКД) в соответствии с ГОСТ 2.412—68. Общими требованиями при выполнении чертежей являются следующие.

1. Оптические детали и сборочные единицы, состоящие из оптических деталей, соединенных между собой склеиванием, изображаются на чертеже по ходу луча, идущего слева направо.

2. При выполнении чертежей и схем оптических изделий применяются обозначения величин и покрытий, установленные соответствующими стандартами: основных величин физической оптики (ГОСТ 7601—55) и основных величин геометрической оптики (ГОСТ 7427—55), предельные отклонения физических величин и допускаемой неточности представления оптических деталей, шероховатости поверхности (ГОСТ 23.09—68); классов чистоты полированных поверхностей (ГОСТ 11141—65) и др.

Примеры оформления чертежей приведены ниже (форма 1—3).

ПРИМЕР ОФОРМЛЕНИЯ ЧЕРТЕЖА ЛИНЗЫ МИКРООБЪЕКТИВА



* Размер для справок

1. ⊙_A - просветл 43 р. 44 р
по ТУ..... λ = 520 ± 30 нм

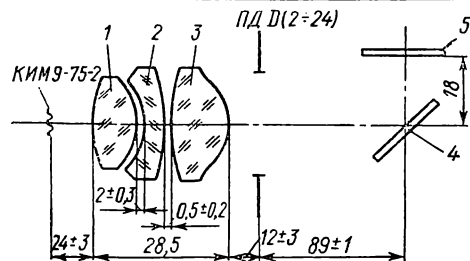
Δ 14 остальное

Δn_D	1 А
$\Delta (n_F - n_C)$	1 А
Однородн.	1
Дв. лучепр.	1
Светопогл.	2
Бессвильт.	2 В
Пузырн.	2 Б
N_A	2
ΔN_A	0,2
N_B	-2
ΔN_B	0,2
c	0,01
P	II
ΔR_A	2
ΔR_B	2
f'	31,82
s_F	-30,96
s'_F	31,05
$D_{свА}$	12
$D_{свВ}$	12

(Обозначение детали)

Изм.	Кол.	№ док.	Подп.	Дата	Линза	Лите- Мас- Мас- ра са штаб					
Констр.											
Провер.											
Технол.											
Н. контр.									Лист	Листов	
Рук. гр.					Стекло К8 ГОСТ 3514—67	Обозначение предприятия					
Утвержд.											

ПРИМЕР ОФОРМЛЕНИЯ ЧЕРТЕЖА ОСВЕТИТЕЛЯ ОИ-36 (СХЕМА ОПТИЧЕСКАЯ)



1. Конденсор рассчитан к микроскопам ПОЛАМ-С и ПОЛАМ-Р для освещения объектов по методу Кёлера.
2. Увеличение коллектора $V = -7,4\times$.
3. Числовая апертура $A = 0,4$.
4. Расстояние изображения источника света от последней поверхности коллектора $s' = 210 \div 220$ мм.
5. Линза 3 может применяться самостоятельно в качестве неахроматического коллектора. В этом случае расстояние от источника света до коллектора $s_1 = -24 \pm 3$ мм.

Таблица 1

Номера позиций деталей	Наименование деталей	f'	s_F	s'_F
1	Линза	18,81	-14,25	17,71
2	Линза	-19,99	18,80	-23,67
3	Линза	27,83	-20,25	25,27
1, 2, 3	Коллектор	27,01	-10,67	19,09

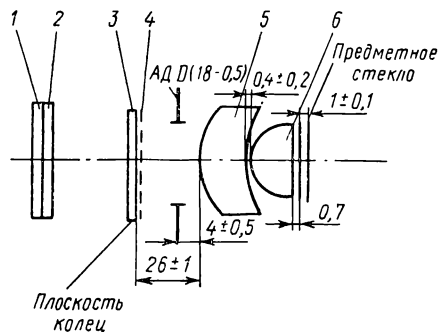
Формат	Позиция	Обозначение	Наименование	Количество	Примечание
	1	Ю-71...	Линза	1	
	2		Линза	1	
	3		Линза	1	
	4		Зеркало	1	
	5		Стекло защитное	1	

Таблица 2

Номера позиций деталей	$D_{св1}$	Стрелка по $D_{св1}$	$D_{св2}$	Стрелка по $D_{св2}$	Толщина по оси
1	15	0,64	17	4,18	$8 \pm 0,1$
2	17	5,48	22	2,07	$4 \pm 0,1$
3	30	2,38	32	7,6	$14 \pm 0,1$
4	36×27	—	—	—	$2 \pm 0,2$
5	32	—	—	—	$2 \pm 0,1$

(Обозначение детали)
Ю-хх.хх.ххх. ЛзОсветитель ОИ-36
Схема оптическая

ПРИМЕР ОФОРМЛЕНИЯ ЧЕРТЕЖА КОНДЕНСОРА КОН-4 ДЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МИКРОСКОПОВ (СХЕМА ОПТИЧЕСКАЯ)



1. Конденсор рассчитан к микроскопам ПОЛАМ-С и ПОЛАМ-Р.
2. Числовая апертура $A=0,85$.
3. Для освещения полей $2l > 1,2$ мм по принципу Кёлера линза 6 выключается.
4. В передней фокальной плоскости конденсора 5 (при выключенной линзе 6) расположены сменные кольцевые диафрагмы 3 и 4 для наблюдения по методу кольцевого экранирования.

Таблица 1

Номера позиции деталей сборочной единицы	Наименование сборочной единицы схемы	f'	s_F	$s_{F'}$
5	Линза	23,82	—27,09	13,99
6	»	10,56	—10,56	5,59
5,6	Конденсор	10,46	—3,49	0,95

Формат	Позиция	Обозначение	Наименование	Количество	Примечание
	1	Ю-71...	Светофильтр	1	Сменные
	2		Стекло защитное	1	
	3		Диафрагма кольцевая	1	
	4		»	1	
	5		Линза	1	
	6		»	1	

Таблица 2

Номера позиции деталей	$D_{св 1}$	Стрелка по $D_{св 1}$	$D_{св 2}$	Стрелка по $D_{св 2}$	Толщина по оси
1,2	18	—	18	—	$2,5 \pm 0,2$
3,4	14,5	—	14,5	—	$1 \pm 0,1$
5	20	5,05	16	1,09	$12 \pm 0,1$
6	11	3,59	7	—	$7,8 \pm 0,1$

Обозначение детали Ю-хх.хх.ххх. Аз

Конденсор КОН-4 для поляризационных микроскопов

Схема оптическая

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ОБЪЕКТИВОВ И ОКУЛЯРОВ

Шифр	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние ¹ , мм	Высота ² , мм	Конструктивная особенность; область ахроматизации
I. Объективы для работы в проходящем свете; тубус 160 мм, толщина покровного стекла 0,17 мм							
1. Ахроматические							
Для биологических, бактериологических и других исследований							
ОМ-12	3,79	0,11	33,10	Сухая	27,20	50	—
М-42	8	0,20	18,10	»	8,60	33	—
ОМ-5	10	0,30	15,50	»	7,20	33	—
ОМ-27	20	0,40	8,40	»	1,70	33	—
МЩ	40	0,65	4,30	»	0,55	33	—
ОМ-23	40	0,75	4,30	Водная иммерсия	1,80	32,7	—
О-40	40	0,60	4,4	Сухая	0,70	33	В узкой оправе
О2-60	60	0,85	3,0	»	0,14	33	В пружинящей оправе
ОМ-43	85	1,00	2,1	Водная иммерсия	0,06—0,16	32,7	В коррекционной оправе
ОМ-41	90	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7	В пружинящей оправе
О6М-90	90	1,25—0,60	2,0	То же	0,10	32,7	В пружинящей оправе, с ирисовой диафрагмой
Для исследований в поляризованном свете							
ОМ-27П	20	0,40	8,40	Сухая	1,70	33	—
МЩ-П	40	0,65	4,3	»	0,55	33	—
О2-60П	60	0,85	3,0	»	0,14	33	В пружинящей оправе
ОМ-41П	90	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7	То же
Для исследований в поляризованном свете со столиком Федорова ³							
ОСФ-11П	$\frac{10,6}{16,4}$	$\frac{0,40}{0,62}$	14,8	Сухая	13,0	51	С ирисовой диафрагмой
ОСФ-14П	$\frac{14,0}{21,7}$	$\frac{0,22}{0,34}$	11,6	»	13,7	50	С ирисовой диафрагмой
ОСФ-26П	$\frac{26,0}{40,3}$	$\frac{0,19}{0,30}$	6,0	»	15,9	50	То же
ОСФ-5	$\frac{3,8}{5,89}$	$\frac{0,11}{0,17}$	33,0	»	27,0	49	»
ОСФ-6П	$\frac{6,4}{10,0}$	$\frac{0,17}{0,24}$	21,6	»	14,2	50	»
ОМП-3,7	3,7	0,11	33,1	»	27,2	50	—
ОМП-5,5	5,5	0,16	24,5	»	16,0	37	—

Шифр	Увеличение, крат	числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние ¹ , мм	Высота ² , мм	Конструктивная особенность; область ахроматизации
Для исследований методом фазового контраста							
ФОМ-5	10	0,30	15,50	Сухая	7,24	33	—
ФОМ-27	20	0,40	8,40	»	1,70	33	—
ФОМ-27-2	20	0,40	8,40	»	1,70	33	С двумя фазовыми кольцами
ФМЩ	40	0,65	4,3	»	0,55	33	—
ФМЩ-2	40	0,65	4,3	»	0,55	33	С двумя фазовыми кольцами
ФОМ-23	40	0,75	4,3	Водная иммерсия	1,80	32,7	—
ФОМ-41	90	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7	В пружинящей оправе
ФОМ-41-2	90	1,25	2,0	То же	0,10	32,7	С двумя фазовыми кольцами
Для исследований методом фазово-темнопольного контраста							
А-ОМ-27	20	0,40	8,40	Сухая	1,70	33	—
А-МШ	40	0,65	4,3	»	0,55	33	—
А-ОМ-41	90	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,10	31,7	В пружинящей оправе
Для исследований в свете люминесценции							
ОМ-33Л	10	0,40	16,0	Сухая	3,08	33	—
ОМ-27Л	20	0,40	8,40	»	1,70	33	—
О5В-30Л	30	0,90	5,5	Водная иммерсия	1,16	32,7	С ирисовой диафрагмой
МЩ-Л	40	0,65	4,3	Сухая	0,55	33	—
МЩ-ЛО	40	0,65	4,3	»	0,55	33	—
ОМ-23Л	40	0,75	4,3	Водная иммерсия	1,80	32,7	—
ОМ-41	90	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7	В пружинящей оправе
Для исследований в свете люминесценции методом фазового контраста							
ФОМ-5Л	10	0,30	15,50	Сухая	7,24	33	—
ФМЩ-Л	40	0,65	4,3	»	0,55	33	—
ФОМ-41Л	90	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7	В пружинящей оправе
Для исследований желатиновых пленок							
ОМ-32	90	1,25	2,0— 1,9	Масляная иммерсия	0,30— 0,12	32,7	В пружинящей оправе
2. Планахроматические							
Для биологических, бактериологических и других исследований							
ОМ-3	3,5	0,10	29,9	Сухая	23,40	33	—
ОМ-2	9	0,20	15,50	»	13,50	33	—
ОМ-31	20	0,40	8,5	»	0,16	33	—
ОМ-29	40	0,65	4,2	»	0,85	33	—

Шифр	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее рас- стояние t , мм	Высота z , мм	Конструктивная особенность; область ахроматизации
Для исследований в поляризованном свете							
ОМ-3П	3,5	0,10	29,9	Сухая	23,40	33	—
ОМ-2П	9	0,20	15,50	»	12,90	33	С ирисовой диафрагмой
ОПХ-2,5П	2,5	0,05	62,6	»	9,0	45	—
ОПХ-25П ⁴	2,5	0,50	6,5	»	0,55	45	С ирисовой диафрагмой
ОПХ-40П ⁴	40	0,65	4,0	»	0,44	45	В пружинящей оправе
ОПХ-60П ⁴	60	0,85	2,7	»	0,22	45	То же
3. Апохроматические							
Для биологических, бактериологических и других исследований							
ОМ-18	10	0,30	15,10	Сухая	4,80	33	—
ОМ-21	20	0,65	8,4	»	0,67	33	—
ОМ-16	40	0,95	4,40	»	0,12— 0,22	33	В коррекцион- ной оправе
О6АМ-60	60	1,0— 0,7	3	Масляная иммерсия	0,22	32,7	В пружинящей оправе, с ири- совой диафраг- мой
ОМ-25	70	1,23	2,5	Водная иммерсия	0,14— 0,04	32,7	В коррекцион- ной оправе
О2АМ-90	90	1,30	2,0	Масляная иммерсия	0,10	32,7	В пружинящей оправе
ОАВ-60	60,9	1,0	2,9	Водная иммерсия	0,76	32,7	—
ОАВ-65	66,1	1,1	2,69	То же	0,19	32,7	—
Для исследований методом фазового контраста							
ФОМ-25	70	1,23	2,5	Водная иммерсия	0,14— 0,04	32,7	В коррекцион- ной оправе
ФОМ-25-3	70	1,23	2,5	То же	0,14— 0,04	32,7	С двумя фазо- выми кольцами
Для исследований методом фазово-темнопольного контраста							
ОА-1А	70	1,23	2,5	Водная иммерсия	0,07	32,7	В пружинящей оправе
Для исследований в свете люминесценции							
ОА-1Л	70	1,23	2,52	Водная иммерсия	0,07	32,7	В пружинящей оправе
ОАВ-60Л	60,9	1,0	2,9	То же	0,26	32,7	—
ОАВ-65Л	66,1	1,1	2,7	»	0,19	32,7	—
Для исследований желатиновых пленок							
ОС-20	20	0,80	8,40	Масляная иммерсия	1,10	32,7	—
ОС-22	60	1,25	3,0— 2,9	То же	0,40	32,7	В коррекцион- ной оправе

Шифр	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние ¹ , мм	Высота ² , мм	Конструктивная особенность; область ахроматизации
4. Планапохроматические ⁴							
Для биологических, бактериологических и других исследований							
ОПА-1	10	0,30	15,8	Сухая	5,2	45	—
ОПА-2	16	0,40	9,6	»	0,64	45	—
ОПА-3	40	0,65	3,9	Сухая	0,31	45	—
ОПА-4	60	0,85	2,6	»	0,23	45	В пружинящей оправе
ОПА-5	100	1,25	1,5	Масляная иммерсия	0,15	45	—
5. Зеркально-линзовые							
Для исследований в ультрафиолетовой области спектра							
ОК-40	40,8	0,50	4,3	Сухая	2,0	33	211—800 нм
ОНЗ-75А	75	0,65	2,3	»	0,23	33	243—590 нм
ОК-75	73,5	1,00	2,20	Глицериновая иммерсия	0,25	32,7	250—590 нм
ОНЗ-115	113	0,70	1,50	Сухая	0,19	36	243—590 нм
ОНЗ-125	125	1,10	1,4	Глицериновая иммерсия	0,25	32,7	250—590 нм
6. Линзовые кварцфлюоритовые ахроматические							
Для исследований в ультрафиолетовой области спектра							
ОК-5	5	0,08	24,9	Сухая	17,00	33	230—590 нм
ОК-10,3	10	0,20	15,3	»	6,61	33,2	250—330 нм
ОК-120	20	0,40	8,3	»	0,22	33	260—280 нм 300—380 нм 350—380 нм 380—434 нм
ОК-50	48,5	0,65	3,6	»	0,10	33,4	250—313 нм
ОК-58	58	0,80	3,1	Водная иммерсия	0,11	30	248—280 нм
7. Линзовые и зеркально-линзовые							
Для исследований в инфракрасной области спектра							
ОЗ-10ИК	10	0,30	18,4	Сухая	3,80—2,49	37,2	1,05—2,2 мкм
ОНЗ-40	40	0,50	4,2	»	5,0	33	1—7 мкм
ОР-75ИК	75	0,65	2,4	»	0,20	33,5	7—4,5 мкм
ОРМ-75ИК	75	1,0	2,1	Масляная иммерсия	0,28	32,7	0,8—1,6 мкм
ОР-40ИК	40	0,70	4,6	Сухая	1,60	67	0,7—5 мкм

Шифр	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние ¹ , мм	Высота ² , мм	Конструктивная особенность; область ахроматизации
II. Объективы для работы в отраженном свете							
1. Ахроматические, тубус 190 мм							
Для исследований в светлом поле							
ОМ-8	21	0,40	8,40	Сухая	1,80	14,4	Посадочный поясok \varnothing 21Д
ОМ-9	40	0,65	4,6	»	0,50	12,3	То же
ОМ-10	95	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,06	12,2	—
Для исследований в поляризованном свете							
ОМ-12П	4,7	0,11	33,1	Сухая	25,40	48	—
ОМ-13П	9	0,20	18,1	»	8,14	25	—
ОМ-8П	21	0,40	8,4	»	1,80	14,4	—
ОМ-38П	11	0,25	16,0	Масляная иммерсия	0,50	27,6	—
ОМ-44П	30	0,65	6,2	То же	0,50	20,75	—
ОМ-10П	95	1,25	2,0	»	0,06	12,2	—
ОМ-9П	40	0,65	4,6	Сухая	0,50	12,3	—
Для рудных и петрографических исследований (с высокопреломляющей иммерсий)							
ОХ-15П	10	0,30	16,5	Иодметиленовая иммерсия	0,20	34,4	—
ОХ-16П	10	0,30	16,5	То же	0,146	34,4	С пластинкой $\lambda/4$
ОХ-17П	29,8	0,65	6,0	»	0,65	15,4	—
ОХ-18П	29,8	0,65	6,0	»	0,59	15,4	С пластинкой $\lambda/4$
ОХ-19П	60	0,90	3,2	»	0,75	13,2	—
ОХ-20П	60	0,90	3,2	»	0,68	13,1	С пластинкой $\lambda/4$
ОХ-21П	100	1,1	1,8	»	0,16	15,8	—
ОХ-22П	100	1,1	1,8	»	0,16	15,8	С пластинкой $\lambda/4$
Для исследований в свете люминесценции							
ОМ-10Л	95	1,25	2,0	Масляная иммерсия	0,06	12	—
Для исследований в свете люминесценции (контактные)							
ОД-10ЛК	10	0,40	20,6	—	—	43	—
ОД-25ЛК	24,25	0,75	11,2	—	—	39	—
О-60ЛК	60	1,25	3,2	—	—	31	В коррекционной оправе
Для исследований в светлом и темном поле ⁵ (эпиобъективы)							
ОЭ-9	9	0,20	18,40	Сухая	5,40	25	—
ОЭ-21	21	0,40	8,40	»	1,80	14,4	—
ОЭ-40	40	0,65	4,6	»	0,61	12,35	—
ОЭ-95	95	1,00	2,0	Масляная иммерсия	0,41	12,5	—

Шифр	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние ¹ , мм	Высота ² , мм	Конструктивная особенность; область ахроматизации
Для исследований в свете люминесценции в светлом и темном поле (эпиобъективы)							
ОЭ-9Л	9	0,20	18,40	Сухая	5,40	25	—
ОЭ-21Л	21	0,40	8,4	»	1,80	14,4	—
ОЭ-40Л	40	0,65	4,6	»	0,61	12,4	—
2. Ахроматические, тубус ∞							
Для исследований в светлом поле							
ОХ-23	—	0,17	23,2	Сухая	6,20	33	—
ОХ-14	—	0,30	13,9	»	5,71	33	—
ОХ-6	—	0,65	6,2	»	0,82	33	—
ОХ-3	—	1,25	2,8	Масляная иммерсия	0,40	25	—
ОМ-39	—	0,12	25,0	Сухая	10,00	29	—
ОС-40	—	0,30	13,9	»	5,71	29	—
ОС-41	—	0,37	8,2	»	2,68	29	—
ОС-42	—	0,50	4,3	»	0,74	29	—
Для исследований в светлом и темном поле (эпиобъективы)							
ОЭ-23	—	0,17	23,2	Сухая	5,40	31,5	—
ОЭ-14	—	0,30	13,9	»	5,40	31,5	—
ОЭ-8	—	0,37	8,2	»	2,60	31,5	—
ОЭ-6	—	0,65	6,2	»	0,60	31,5	—
ОЭ-31	—	1,00	2,8	Масляная иммерсия	0,60	31,5	—
ОЭ-4	—	0,17	25	Сухая	5,4	33,0	—
ОЭ-2	—	0,40	10	»	2,6	33,0	—
ОЭ-1	—	0,65	6,3	»	0,65	33,0	—
3. Планахроматические ⁴ , тубус ∞							
Для исследований в светлом поле							
ОБП-40	—	0,10	40,6	Сухая	23,0	45,0	—
ОПХ-3	—	0,65	6,3	»	0,6	45	—
Для исследований в поляризованном свете							
ОБП-40П	—	0,10	40,6	Сухая	23,0	45,0	—
ОПХ-5П	—	0,20	24,8	Масляная иммерсия	0,8	45,0	—
ОПХ-3П	—	0,65	6,3	Сухая	0,6	45,0	С ирисовой диафрагмой
ОПХ-6П	—	0,65	6,3	Масляная иммерсия	0,74	45,0	
ОПХ-7П	—	0,85	4,0	То же	0,55	44,8	
Для исследований в светлом и темном поле							
ОЭ-5	—	0,65	6,3	Сухая	0,69	45	—

Шифр	Увеличение, крат	Числовая апертура	Фокусное расстояние, мм	Система	Рабочее расстояние ¹ , мм	Высота ² , мм	Конструктивная особенность; область ахроматизации
4. Апохроматические, тубус ∞							
ОС-16	—	0,30	15,7	Сухая	4,90	33	—
ОС-8	—	0,65	8,4	»	0,82	33	—
ОС-4	—	0,95	4,3	»	0,18	33	—
ОС-3	—	1,30	2,8	Масляная иммерсия	0,18	25	—
ОС-3Т	—	1,00	2,8	То же	0,53	25	—
5. Планапохроматические ⁴ , тубус ∞							
Для исследований в светлом поле							
ОПА-11	—	0,85	4,01	Сухая	0,29	45	В пружинящей оправе
ОПА-12	—	1,25	2,5	Масляная иммерсия	0,25	45	То же
Для исследований в светлом и темном поле (эпиобъективы)							
МИМ-9	—	0,25	25,4	Сухая	4,4	45	—
МИМ-9	—	0,30	16,0	»	4,4	45	—
МИМ-9	—	0,65	6,3	»	4,4	45	—
Для исследований в поляризованном свете							
ОПА-11П	—	0,85	4,01	Сухая	0,29	45	—
6. Монохроматические для узкой области спектра, тубус ∞							
ОБМЖ-1,6	—	1,30	1,65	Масляная иммерсия	0,40	64	—

Шифр	Увеличение, крат	Относительное отверстие	Фокусное расстояние, мм	Конструктивная особенность
III. Микропланы для микросъемки				
ОП-15	15	1 : 4,5	40	С ирисовой диафрагмой
ОП-16	10	1 : 4,5	65	» » »
ОП-17	5	1 : 4,5	100	» » »
ОФ-111	0,5—1,0	1 : 6,3	150	» » »

Шифр	Увели- чение, крат	Линей- ное поле зрения, мм	Фокусное расстоя- ние, мм	Конструктивная особенность; применяемые объективы
IV. Окуляры				
1. Гюйгенса				
АМ-6	4	23,3	62	С улучшенной центрировкой
АМ-6П	4	23,3	62	Просветлена оптика
АМ-30	4	20	63	С удаленным входным зрачком
АМ-4	4	24	62	Со шкалой
АМ-5	5	23	50,6	» »
М-7	7	18	36	—
М-7	7	18	36	С улучшенной центрировкой
М-7П	7	18	36	Просветлена оптика
АМ-31	7	18	36	С удаленным входным зрачком
АМ-11	7	19	36	Со шкалой
АМ-8	8	21	31,4	С перекрестием
М-10	10	14	25	—
М-10	10	14	25	С улучшенной центрировкой
М-10П	10	14	25	Просветлена оптика
АМ-10	10	14	25	С перекрестием
М-11	15	8	17	—
М-11	15	8	17	С улучшенной центрировкой
М-11П	15	8	17	Просветлена оптика
2. Компенсационные				
АМ-25	3	20	83	С удаленным входным зрачком
АМ-24	5	20	50	С улучшенной центрировкой и с удаленным входным зрачком
АМ-12	5	22	50	—
АМ-12	5	22	50	С улучшенной центрировкой
АМ-12П	5	22	50	Просветлена оптика
АМ-13	7	18	35	—
АМ-13	7	18	35	С улучшенной центрировкой
АМ-13П	7	18	35	Просветлена оптика
АМ-26	7	18	36	Со шкалой
АМ-7	7	18	36	Просветлена оптика
АМ-14	10	13	25	—
АМ-14	10	13	25	С улучшенной центрировкой
АМ-27	15	11	16,7	—
АМ-27	15	11	16,7	С улучшенной центрировкой
АМ-16	20	9	12,6	—
АМ-17	30	6	8,3	Просветлена оптика
3. Широкоугольные компенсационные				
АҚШ-10	10	18	25,0	—
АҚШ-12,5	12,5	15	20,2	—

Шифр	Увели- чение, крат	Линей- ное поле зрения, мм	Фокусное расстоя- ние, мм	Конструктивная особенность; применяемые объективы
АКШ-16	16	12	15,6	—
АКШ-20	20	9	12,5	—
АКШ-25	25	8	10	—
4. Ортоскопические				
АМ-18	12,5	16	20	—
АМ-19	17	13,6	15	—
АМ-20	28	6,5	9	—
5. Симметричные				
АТ-36	15	12	17	—
АТ-38	15	12	17	Просветлена оптика
6. Широкоугольные				
АШ-6	6	22	43	С улучшенной центрировкой
АШ-8	8	20	30,4	» » »
АШ-8С	8	20	30,4	Со шкалой и сеткой
АШ-12,5	12,5	18	20	С улучшенной центрировкой
АШ-17	17	13,6	15	—
АШ-8П	8	20	30,4	С перекрестием
7. Фотоокуляры				
М-7Ф	7	18	36	Просветлена оптика
МА-7Ф	7	18	36	» »
АТ-18	7	18	36	» »
АТ-18а	7	18	36	» »
АМ-14Ф	10	13	25	» »
АМ-33	10	13,4	25	» »
АМ-27Ф	15	11	16,7	» »
АТ-36С	15	12	17	» »
АТ-37С	15	12	17	» »
АМ-18Ф	12,5	15	20	» »
АМ-16Ф	20	9	12,6	» »
8. Кварцевые для фотографирования в ультрафиолетовой области спектра				
АМК-2	8	14	28,8	ОК-40
АМК-3	8	15,6	29,8	ОК-40
АМК-5	8	12	24,9	ОК-58
АМК-6	3	15	80	ОК-10-3
АМК-7	3	15	80,4	ОК-40
АМК-8	3	15	78	ОК-50, ОК-58, ОНЗ-125
АМК-9	3	15	84	ОК-75
АМК-10	3	15	80,7	ОНЗ-75А, ОНЗ-115
АМК-12	6	9	37,40	ОК-75
АМК-13	6	7,4	35,5	ОНЗ-75А, ОНЗ-115

Шифр	Увели- чение, крат	Линей- ное поле зрения, мм	Фокусное расстоя- ние, мм	Конструктивная особенность: применяемые объективы		
9. Проекционные для фотографирования в инфракрасной области спектра						
АК-3	2,9	11,7	67,9	ОР-75ИК, ОНЗ-40, ОРМ-75ИК		
АКМ-3	2,9	11,7	77,7	ОРМ-75		

Шифр	Линей- ное поле зрения, мм	Фокусное расстоя- ние, мм	Конструктив- ная особен- ность	Поса- дочный диаметр, мм	Рекомендуемые объективы	
					Длина тубуса, мм	Увели- чение, крат
V. Гомалы						
ОН-6	15	—70	Просветлена оптика	27 X ₃	160 и 190	5—20
					∞	11—30
ОН-7	8	—20,28	То же	27 X ₃	160 и 190	60—90
					∞	90
ОН-8	13	—37,6	То же	27 X ₃	160 и 190	5—20
					∞	11—30

¹ Рабочим расстоянием называется расстояние от верхней поверхности покровного стекла до оправы первой линзы объектива.

² Высотой объектива называется расстояние от объекта до опорной плоскости объектива.

³ При исследовании объектов без сегмента объективы работают с препаратами без покровного стекла. В графах «Увеличение» и «Числовая апертура» числитель дроби обозначает собственное увеличение и числовую апертуру объектива, а знаменатель — увеличение и числовую апертуру объектива с сегментом ($n_D = 1,55$).

⁴ Объективы характеризуются большим полем зрения (25 мм); применяются с широкоугольными компенсационными окулярами.

⁵ В эпипообъективах, в отличие от других объективов, имеется осветительная система в виде параболического зеркала.

1. Андреев Л. Н. Методика расчета объективов микроскопа с плоской поверхностью изображения. Автореф. канд. дисс. МВТУ им. Н. Э. Баумана, 1961. 15 с.
2. Андреев Л. Н., Грибанова С. В., Руничева Л. Н. Объективы микроскопа с плоской поверхностью изображения для отраженного света.— ОМП, 1968, № 5, с. 57—59.
3. Андреев Л. Н. Высокоапертурные безымерсионные планахроматические объективы.— «Труды ГОИ», 1970, т. 37, вып. 167, с. 223—226.
4. Андреев Л. Н., Грибанова С. В. Иммерсионные планахроматические объективы микроскопа.— «Труды ГОИ», 1970, т. 37, вып. 167, с. 247—250.
5. Андреев Л. Н. Новый комплект оптики для рабочих биологических микроскопов.— «Труды ГОИ», 1972, т. 41, вып. 173, с. 92—93.
6. Андреев Л. Н. Об унификации оптических характеристик объективов и окуляров микроскопа.— ОМП, 1974, № 11, с. 47—48.
7. Андреев Л. Н. Усовершенствованные окуляры Гюйгенса, Кельнера и Плосселя.— «Труды ГОИ», 1972, т. 41, вып. 173, с. 94—97.
8. Андреев Л. Н., Багдасарова О. В. Компенсационные окуляры с улучшенной коррекцией аберрацией.— ОМП, 1970, № 10, с. 19—21.
9. Андреев Л. Н. О расчете компенсационных окуляров для объективов микроскопов с плоским полем.— ОМП, 1967, № 19, с. 26—27.
10. Андреев Л. Н. Симметричные окуляры с улучшенной коррекцией аберраций.— ОМП, 1968, № 5, с. 20—23.
11. Андреев Л. Н. Приближенные формулы для вычисления волновых аберраций объективов микроскопа.— ОМП, 1969, № 5, с. 7—8.
12. Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П. Теория оптических систем. М., «Машиностроение», 1973. 488 с.
13. Берек М. Основы практической оптики. Пер. с нем. М.—Л., ГТТИ, 1933. 136 с.
14. Брумберг Е. М. Новый метод микроскопии в ультрафиолетовом свете.— ДАН СССР, 1939, т. 25, № 6.
15. Брумберг Е. М. Новый вариант метода цветного видения в ультрафиолетовых лучах.— ДАН СССР, 1941, т. 31, № 7.
16. Брумберг Е. М., Шевченко М. В. Определение серебра на шлифах методом цветной микрофотографии в ультрафиолетовых лучах.— ДАН СССР, 1941, т. 32, № 7, с. 486—488.
17. Брумберг Е. М. Микроскоп для визуальной цветной микроскопии в ультрафиолетовых лучах.— ДАН СССР, 1946, т. 52, № 6, с. 499—502.
18. Волосов Д. С. Методы расчета сложных фотографических систем. М., ОГИЗ, 1948. 394 с.
19. Волосов Д. С., Цивкин М. В. Теория и расчет светооптических систем. М., «Искусство», 1960. 526 с.

20. Волосов Д. С. Фотографическая оптика. М., «Искусство», 1971. 671 с.
21. Гальперн Д. Ю. Методы расчета оптических систем.— «Труды ГОИ», 1970, т. 37, вып. 167, с. 48—62.
22. Гальперн Д. Ю., Пронина О. В. О расчете светосильных объективов. — «Труды ГОИ», 1970, т. 37, вып. 167, с. 115—124.
23. Гальперн Д. Ю. Определение частотно-контрастной характеристики оптических систем, имеющих хроматические aberrации, и выбор вида коррекции хроматизма.— ОМП, 1964, № 9, с. 18—23.
24. Гальперн Д. Ю. Оценка частотно-контрастной характеристики с помощью критерия Рэлея.— ОМП, 1966, № 7, с. 22—26.
25. Гальперн Д. Ю., Нефедов Б. Л. О возникновении рассеянного света в оптических приборах и способы его устранения.— ОМП, 1953, № 6, с. 36—44.
26. Герцбергер М. Современная геометрическая оптика. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962. 487 с.
27. Грамматин А. П., Агроскин Л. С., Ларина Р. М. Засветка поля в микроскопах отраженного света.— ОМП, 1969, № 3, с. 26—29.
28. Грамматин А. П. Некоторые дифференциальные свойства апланатических поверхностей и использование этих свойств для оценки aberrаций высших порядков.— «Труды ГОИ», 1970, т. 37, вып. 167, с. 63—83.
29. Грамматин А. П. О расчете допусков на конструктивные параметры объективов для микроскопа.— ОМП, 1965, № 4, с. 15—18.
30. Грамматин А. П., Деген А. Б., Рыбаков И. Р. Универсальные программы для автоматизированного расчета оптических систем на ЭВМ, БЭСМ-4.— «Труды ГОИ», 1970, т. 37, вып. 167, с. 5—28.
31. Грамматин А. П., Деген А. Б. Методика расчета оптических систем с использованием ЭВМ.— ОМП, 1974, № 2, с. 65—66.
32. Иванова Т. А. Исследование трехкомпонентных панкратических систем симметричного типа.— «Известия вузов. Приборостроение», 1971, т. 14, № 1, с. 99—103.
33. Каталог цветного стекла. М., «Машиностроение», 1967.
34. Ковнер И. И. Новые конструкции микроскопов для высокотемпературных установок. М., «Наука», 1974, с. 14—25.
35. Кравков С. В. Глаз и его работа. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1950. 531 с.
36. Максutow Д. Д. Астрономическая оптика. М.—Л., Гостехиздат, 1946. 268 с.
37. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. Пер. с франц. М., «Мир», 1964. 295 с.
38. Микроскопы. Л., «Машиностроение», 1969. 511 с. Авт.: Г. Е. Скворцов, В. А. Панов, Н. И. Поляков, Л. А. Федин.
39. Михель К. Основы теории микроскопа. Пер. с нем. М., ГИТТЛ, 1955. 276 с.
40. Нефедов Б. Л. Методы решения задач по вычислительной оптике. М.—Л., «Машиностроение», 1966. 264 с.
41. Некоторые особенности расчета, изготовления и испытания высокоапертурных планахроматических объективов для микроскопов.— «Труды ГОИ», 1972, т. 41, вып. 173, с. 97—102. Авт.: Л. Н. Андреев, С. В. Грибанова, Р. С. Ларина, Т. И. Соколова.
42. Новый комплект объективов для столика Федорова.— ОМП, 1974, № 2, с. 65—66. Авт.: Л. Н. Андреев, М. М. Кравец-Крачевская, Л. Н. Руничева, А. И. Фрез.
43. Об автоматическом расчете двухлинзового склеенного объектива.— ОМП, 1967, № 6, с. 21—23. Авт.: Л. Н. Андреев, С. В. Грибанова, Л. Н. Руничева, З. Л. Спиридонова.

44. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику. Пер. с англ. М., «Мир», 1964. 254 с.
45. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., «Наука», 1965. 335 с. Авт.: Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушникова, Г. И. Дистлер, И. П. Петров.
46. Панов В. А. Исследование и методика аберрационной коррекции зеркальных и зеркально-линзовых объективов микроскопов. Автореф. докт. дисс. МИИГАиК, 1971. 32 с.
47. Панов В. А. Зеркально-линзовые объективы микроскопа с уменьшенной кривизной поверхности изображения.— ОМП, 1958, № 8, с. 22—27.
48. Панов В. А. Зеркально-линзовые объективы микроскопа с перекрещивающимся ходом лучей.— ОМП, 1958, № 9, с. 19—24.
49. Панов В. А. О некоторых направлениях развития зеркальных и зеркально-линзовых микрообъективов для ультрафиолетовых микроскопов.— ОМП, 1961, № 7, с. 19—24.
50. Панов В. А. Зеркально-линзовые объективы для ультрафиолетовых микроскопов.— ОМП, 1961, № 8, с. 10—13.
51. Панов В. А. Новые зеркально-линзовые объективы микроскопа с большим рабочим расстоянием.— ОМП, 1969, № 8, с. 19—22.
52. Панов В. А. Объективы микроскопа для инфракрасной области спектра.— ОМП, 1970, № 2, с. 35—37.
53. Панов В. А., Жидкова Н. А. Объективы микроскопа из двух эллипсоидальных отражательных поверхностей.— ОМП, 1970, № 11, с. 25—29.
54. Планапохроматические объективы для биологических микроскопов.— ОМП, 1967, № 3, с. 17—19. Авт.: Л. Н. Андреев, С. В. Грибанова, Р. М. Ларина, Т. И. Соколова.
55. Полтырева Е. С. Автоматический способ определения гауссовых элементов панкратических оборачивающих систем с линейным законом перемещения компонентов.— «Труды ГОИ», 1970, т. 37, вып. 167, с. 28—39.
56. Полтырева Е. С., Полякова И. П., Серегина М. Д. Об автоматическом расчете панкратических систем в области аберраций 3-го порядка.— «Труды ГОИ», 1967, т. 37, вып. 167, с. 39—43.
57. Рабинович Г. Д. Выражения для некоторых аберраций оптической системы и для их коэффициентов пятого порядка.— ЖТФ, 1946, т. 16, вып. 9, с. 1045—1060.
58. Родионов С. А. Анализ характеристик оптических систем и методов их расчета на ЭВМ. Автореф. канд. дисс. ЛИТМО, 1971. 21 с.
59. Рождественский Д. С. Когерентность лучей при образовании изображения в микроскопе.— ЖТЭФ, 1940, т. 10, вып. 3, с. 305—330.
60. Русинов М. М. Габаритный расчет оптических систем. М., «Геозидздат», 1959. 258 с.
61. Русинов М. М. Техническая оптика. М.—Л., «Машгиз», 1961. 328 с.
62. Русинов М. М. Несферические поверхности в оптике. М., «Недра», 1973. 326 с.
63. Русинов М. М. Юстировка оптических приборов. М., «Недра», 1969. 326 с.
64. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. М.—Л., ОНТИ, 1937. 698 с.
65. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л., «Машиностроение», 1969. 670 с.
66. Слюсарев Г. Г. Расчет оптических систем. Л., «Машиностроение», 1975. 521 с.
67. Слюсарев Г. Г. Вычисление частотно-контрастной характеристики.— «Опт. и спектр.», 1966, т. 20, вып. 4, с. 716—723.

68. Слюсарева-Ильина А. И. Формулы для расчета тройного склеенного объектива.— ОМП, 1958, № 4, с. 11—13.
69. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Изд. 2-е. Под ред. М. Я. Кругера и В. А. Панова. Л., «Машиностроение», 1967. 760 с.
70. Тудоровский А. И. Теория оптических приборов. М.—Л., Изд-во АН СССР. Ч. 1, 1948. 661 с. Ч. 2, 1952. 567 с.
71. Турыгин И. А. Прикладная оптика. М., «Машиностроение». Ч. 1, 1965. 362 с. Ч. 2, 1966. 431 с.
72. Федин Л. А., Барский И. Я. Микрофотография. Л., «Наука», 1967. 219 с.
73. Цено Н. В. Автоматический метод расчета сложных оптических систем.— ОМП, 1966, № 9, с. 10—12.
74. Чуриловский В. Н. Теория оптических приборов. М.—Л., «Машиностроение», 1965. 564 с.
75. Чуриловский В. Н. Теория хроматизма и аберраций 3-го порядка. Л., «Машиностроение», 1968. 312 с.
76. Чуриловский В. Н. Зеркальные астрономические объективы, основанные на применении planoидных зеркал.— «Известия вузов. Приборостроение», 1958, № 2, с. 102—114.
77. Andre Ch. Etude de la diffraction dans les Instruments d'Optique. Paris, 1876.
78. Barker R. «Phil. Trans.», 1736, N 442.
79. Barker R., Holiday E. R. and Jope E. M. «Biochim. biophys. Acta», 1950, v. 6.
80. Bennett A. H. and Kavangh A. J. JOSA, 1948, v. 38.
81. Beyer H. Handbuch der Mikroskopie. Berlin, 1973.
82. Blout E. R., Bird G. R. and Grey D. S. JOSA, 1950, v. 40.
83. Blout E. R., Parrish M., Bird G. R. and Abbate M. J. JOSA, 1952, v. 42.
84. Boegheold H. Das Optische System des Mikroskops. Berlin, 1958.
85. Bouwers A. Achievements in Optics. Elsevier, Amsterdam, 1946.
86. Burch C. R. «Proc. Phys. Soc.», 1945, v. 57.
87. Burch C. R. «Proc. Phys. Soc.», 1947, v. 59.
88. Cole A. R. H. and Thompson H. W. «Nature», 1949, v. 163.
89. Chretien H. «Rev. d'Opt.», 1922, t. 1.
90. Dall H. E. «J. Brit. Astr. Ass.», 1938, v. 48.
91. Drew R. L. «Nature», 1949, v. 164.
92. Gore R. C. «Science», 1949, v. 110.
93. Grey D. S. and Lee P. H. JOSA, 1949, v. 39; 1950, v. 40.
94. Grey D. S. JOSA, 1951, v. 41.
95. Head K. «Proc. Phys. Soc.», 1957, v. 70.
96. Hodam F. Formelsammlung und Tabellenbuch der technischen Optik Berlin, 1974.
97. Hofman H. «Jenaer Rundschau», 1974, Bd. 3.
98. Johnson B. K. «J. Sci. Instr.», 1934, v. 11.
99. Johnson B. K. «Proc. Phys. Soc.», 1941, v. 53; 1942, v. 54.
100. Johnson B. K. «J. Sci. Instr.», 1949, v. 26.
101. Jurek B. «Cs. Casopis pro fysika», 1951, N 1.
102. Jurek B. «Cs. Casopis pro fysika», 1952, N. 2; 1953, N 3.
103. Jurek B. Rozprawy, Cs. akademie ved rada MPV, 1955, N 65.
104. Kohler A. «Wiss. Mikr.», 1904, Bd. 21.

105. **Linfoot E. H.** «J. Sci. Instr.», 1938, v. 15.
106. **Linfoot E. H.** *Fourier Methods in Optical Image Evolution*. London, New York, «Focal Press», 1964.
107. **Linfoot E. H.** and **Wolf E.** *JOSA*, 1952, v. 42.
108. **Mandelstam L.** *Ann. d. Physik*, 1911, Bd. 35.
109. **Marechal A.** «*Revue d'Opt.*», 1947, t. 26.
110. **Marechal A.** «*Revue d'Opt.*», 1948, t. 27.
111. **Martin B.** *Philosophia Britan.* 1759.
112. **Nijboer R. A.** Thesis, Univ. of Groningen, 1942.
113. **Nijboer R. A.** «*Physica*», 1943, v. 10.
114. **Nomarski G.** «*Revue d'Opt.*», 1955, t. 34.
115. **Norris K. P., Seeds W. E.** and **Wilkins M. A. F.** *JOSA*, 1941, v. 41
116. **Reichel W.** *Jenaer Jahrbuch*, 1964.
117. **Reichert.** *Universal Kamera Mikroskop MeF.*
118. **Riesenberg N.** *Optika aleer Welenlangen*. Berlin, 1959.
119. **Riesenberg H.** «*Jenaer Rundschau*», Sonderheft, 1964.
120. **Riesenberg H.** «*Jenaer Rundschau*», 1974, Bd. 3.
121. **Schwarzschild K.** *Theorie der Spiegelteleskope*. Gottingen, 1905.
122. **Siedentopf H.** «*Z. wiss. Mikr.*», 1909, Bd. 6.
123. **Smit R.** *Complete System of Optics*. London, 1738.
124. **Steel W. H.** «*Revue d'Opt.*», 1952, t. 31; 1953, t. 32.
125. **Steel W. H.** «*Austr. J. Sci. Rec.*», 1951, [A] 4.
126. **Thornburg W.** *JOSA*, 1955, v. 45.
127. **Wang Ta Hang.** «*Proc. of Phys. Soc.*», 1941, v. 63.
128. **Wassermann G. D., Wolf E.** «*Proc. Phys. Soc.*», 1949, v. 62.
129. **Wolf E.** «*Proc. Phys. Soc.*», 1948, v. 61.
130. **Zernike F.** «*Phisika*», 1934, Bd. 1.
131. **Prospects of firms** «*Leitz*», 1969; «*Opton*», 1967; «*Reichert*», 1961.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ПО ТЕОРИИ И КОНСТРУИРОВАНИЮ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ МИКРОСКОПОВ

Глава I. Основные формулы гауссовой оптики	5
1. Правила знаков	—
2. Формулы гауссовой оптики	6
Глава II. Основы теории микроскопа	14
3. Геометрическая теория микроскопа	—
4. Волновая теория образования изображения в микроскопе. Предел разрешения	23
Глава III. Аберрации. Оптические среды. Оценка качества изображения	31
5. Краткий обзор аберраций оптических систем микроскопов	—
6. Зависимость между геометрическими и волновыми аберрациями. Способы вычисления волновых аберраций	44
7. Пути развития оптики микроскопов на основе применения современных технических и технологических средств	48
8. Оптические среды и их роль в развитии микроскопостроения	49
9. Способы и критерии оценки качества изображения	53

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ОПТИЧЕСКИЕ УЗЛЫ И СИСТЕМЫ МИКРОСКОПОВ

Глава IV. Линзовые объективы микроскопов	61
10. Классификация линзовых объективов микроскопа. Требования, предъявляемые к их коррекции	—
11. Различные методы расчета объективов микроскопа	63
12. Сущность метода расчета по частям	66
13. Габаритный и предварительный аберрационный расчеты фронтальной части	67
14. Габаритный расчет последующей части	76
15. Расчет последующей части в области аберраций 3-го порядка	80
16. Исправление вторичного спектра	90
17. Окончательная коррекция объектива	93
18. Об автоматизации расчета объектива на предварительных этапах	96
19. Унификация оптических характеристик новых комплектов объективов	101

20. Некоторые особенности объективов с плоским полем	103
21. Планапохроматические объективы	104
22. Планахроматические объективы	112
23. Ахроматические и апохроматические объективы	116
24. Новые ахроматические объективы	117
25. Объективы для универсального столика к поляризационным микроскопам	121
26. Объективы для видимой и ультрафиолетовой областей спектра	127
Глава V. Зеркальные и зеркально-линзовые объективы микроскопов	130
27. Краткий обзор некоторых конструкций оптических систем зеркальных и зеркально-линзовых объективов микроскопов	131
28. Некоторые теоретические обоснования допустимых остаточных aberrаций и центрального экранирования зрачка в объективах микроскопа	147
29. Исследование трех основных типов зеркальных систем и их разновидностей	165
30. Зеркально-линзовые объективы микроскопа, являющиеся развитием зеркальной системы типа А	202
31. Зеркально-линзовые объективы микроскопа, являющиеся развитием зеркальной системы типа В	246
32. Объективы типа А с несферическими поверхностями	259
33. Исследование зеркально-линзовых объективов микроскопа на засветку. Светопропускание в ультрафиолетовой области спектра	267
Глава VI. Окуляры	270
34. Краткий обзор окуляров, применяемых в микроскопах	—
35. Окуляры для ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра	276
36. Гомалы	285
37. Новые компенсационные окуляры с постоянным по полю зрения хроматизмом увеличения	287
Глава VII. Тубусные оптические элементы микроскопа. Насадки	298
38. Тубусные линзы	—
39. Телеобъектив в качестве тубусной линзы	299
40. Трубки Галилея	302
41. Расфокусированная система Галилея в сходящихся пучках лучей	307
42. Панкратики	311
43. Хроматические aberrации линзовых и призмённых компонентов, расположенных в тубусе микроскопа	314
44. Окулярные насадки	317
Глава VIII. Осветительные системы микроскопов	324
45. Коллекторы	—
46. Конденсоры	348
47. Осветительные устройства для отраженного света	364
48. Источники света для микроскопов	365
Глава IX. Оптические схемы некоторых типов микроскопов	367
49. Методы и требования к конструированию оптических систем микроскопов	—
50. Общие основания и этапы конструирования оптических систем микроскопов	368
51. Обоснование унификации оптических систем микроскопов	370
52. О рациональном устройстве оптических систем микроскопов	371
	429

53. О стандартизации оптических характеристик узлов микроскопов	390
Г л а в а X. Общие приемы расчета допусков	394
54. О допусках на децентрировку линз микрообъективов. Вычисление положений автоколлимационных точек	—
55. Рекомендации по заданию допуска на децентрировку линз	402
56. Зависимость качества изображения микроскопа от параметров покровных и предметных стекол	—
57. О точности изготовления оптических деталей микроскопов	404
58. Требования к маркам стекол на оптические детали	406
59. Покрытия оптических деталей	—
60. Допуски на чистоту оптических деталей	408
61. Клей для оптических деталей	—
62. Оформление чертежей оптических деталей и узлов микроскопов по ЕСКД	409
Приложение	413
Список литературы	423

**ИЗДАТЕЛЬСТВО
„МАШИНОСТРОЕНИЕ“**

В 1977 г.

по оптике

**будут выпущены
следующие книги:**

1. Тарасов Н. И. Спектральные приборы. Изд. 2-е, перераб. и доп.

2. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. Учебник для вузов.

*Указанные книги
можно приобрести или заказать
в книжных магазинах технической литературы.*

ИЗДАТЕЛЬСТВО ЗАКАЗОВ НЕ ПРИНИМАЕТ

Виктор Алексеевич ПАНОВ
Лев Николаевич АНДРЕЕВ

ОПТИКА МИКРОСКОПОВ

Редакторы издательства: *Т. С. Васильева, Н. С. Егорова*
Переплет художника *В. Э. Нефедовича*
Технический редактор *Т. П. Малашкина*
Корректор *Н. Б. Семенова*

Сдано в производство 21/V 1976 г.
Подписано к печати 24/XI 1976 г. М-22584
Формат бумаги 60×90¹/₁₆.
Бумага типографская № 1.
Печ. л. 27,0. Уч.-изд. л. 26,8.
Тираж 5000 экз. Зак. № 1023. Цена 1 р. 65 к.

Ленинградское отделение
издательства «МАШИНОСТРОЕНИЕ»
191065, Ленинград, Д-65, ул. Дзержинского, 10

Ленинградская типография № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
193144, Ленинград, С-144, ул. Моисеенко, 10

