



*Н.П. Заказнов  
С.И. Кирюшин  
В.И. Кузичев*

# ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

3-Е ИЗДАНИЕ,  
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

*Рекомендовано Комитетом по высшей школе  
Министерства науки, высшей школы  
и технической политики Российской  
федерации в качестве учебника  
для студентов приборостроительных  
специальностей вузов*



---

Москва  
• Машиностроение •  
1992

ББК 22.34я73

3-18

УДК [681.2 + 681.7] (075.8)

Рецензент проф. М. И. Аленко

Заказнов Н. П. и др.

3-18 Теория оптических систем: Учебник для студентов приборостроительных специальностей вузов /Н. П. Заказнов, С. И. Кирюшин, В. Н. Кузичев. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1992. — 448 с.: ил.

ISBN 5-217-01995-6

Рассмотрены основные понятия и законы геометрической оптики, необходимые для обоснования действия оптических систем. Описаны конструкции оптических деталей и узлов, входящих в состав этих систем. Изложена теория основных видов оптических систем (микроскопов, телескопических систем, фотографических объективов и проекционных систем) и некоторых специальных систем (осветительных, телевизионных, фотоэлектрических, лазерных систем, голограмических устройств и анимарофотных систем). Расчет оптических систем выполнен с использованием ЭВМ.

Новое издание (2-е издание 1981 г.) дополнено материалами, отражающими современное состояние и перспективы оптического приборостроения.

Для студентов вузов оптических специальностей.

3 2706040000—257  
038 (01)—92 257—92

ББК 22.34я73

ISBN 5-217-01995-6

© Издательство «Машиностроение», 1973  
© Н. П. Заказнов, С. И. Кирюшин,  
В. И. Кузичев, 1992

## ОГЛАВЛЕНИЕ

---

Предисловие . . . . .	7
Введение . . . . .	9
<b>Г л а в а I. Основные положения и законы геометрической оптики . . . . .</b>	<b>11</b>
1. Принцип Ферма . . . . .	11
2. Показатель преломления . . . . .	13
3. Правила знаков . . . . .	13
4. Законы преломления и отражения . . . . .	14
5. Полное внутреннее отражение . . . . .	15
6. Преломляющие и отражающие поверхности . . . . .	16
<b>Г л а в а II. Преломление и отражение лучей . . . . .</b>	<b>18</b>
7. Преломление лучей плоской поверхностью . . . . .	18
8. Преломление лучей сферической поверхностью . . . . .	19
9. Отражение лучей плоской поверхностью . . . . .	21
10. Отражение лучей сферической поверхностью . . . . .	22
11. Преломление лучей несферической поверхностью . . . . .	24
12. Отражение от несферических поверхностей . . . . .	26
<b>Г л а в а III. Идеальная оптическая система . . . . .</b>	<b>27</b>
13. Понятие об идеальной оптической системе и ее свойства. Линейное увеличение . . . . .	27
14. Кардинальные элементы идеальной оптической системы . . . . .	27
15. Зависимости между положениями и размерами предмета и изображения . . . . .	30
16. Угловое увеличение. Узловые точки . . . . .	32
17. Продольное увеличение . . . . .	34
18. Построение хода лучей через оптическую систему, заданную кардинальными элементами . . . . .	35
19. Изображение наклонных плоскостей предметов . . . . .	38
20. Расчет хода луча через идеальную систему . . . . .	41
21. Оптические системы из нескольких компонентов . . . . .	43
<b>Г л а в а IV. Оптика параксиальных и нулевых лучей . . . . .</b>	<b>46</b>
22. Действие параксиальных лучей . . . . .	46
23. Инвариант Гюйгенса — Гельмгольца . . . . .	48
24. Расчет хода нулевых лучей . . . . .	50
<b>Г л а в а V. Детали оптических систем . . . . .</b>	<b>53</b>
25. Материалы, применяемые для изготовления оптических деталей . . . . .	53
26. Линзы . . . . .	58
27. Плоскопараллельные пластины . . . . .	67
28. Плоские, сферические и несферические зеркала . . . . .	69
29. Отражательные призмы . . . . .	72
30. Преломляющие призмы и клинья . . . . .	76
31. Световоды и волоконная оптика . . . . .	82
32. Линзы Фреиля. Аксиконы. Оптические растры. Градиентные и дифракционные элементы . . . . .	84

<b>Г л а в а VI. Ограничение пучков лучей в оптических системах . . . . .</b>	<b>92</b>
33. Диафрагмы . . . . .	92
34. Входной и выходной зрачки . . . . .	94
35. Угловое и линейное поля. Виньетирование. Входное и выходное окона . . . . .	97
36. Действующее отверстие входного зрачка . . . . .	100
<b>Г л а в а VII. Оптический прибор как передатчик энергии излучения . . . . .</b>	<b>103</b>
37. Оптическое излучение. Поток излучения . . . . .	103
38. Энергетические и световые величины и их единицы . . . . .	105
39. Связь между световыми и энергетическими величинами . . . . .	111
40. Распространение излучения . . . . .	112
41. Коэффициент пропускания оптической системы . . . . .	118
42. Прохождение потока излучения через светофильтр . . . . .	122
43. Освещенность изображения, создаваемая потоком излучения при действии оптической системы . . . . .	124
<b>Г л а в а VIII. Расчет хода лучей через оптическую систему . . . . .</b>	<b>128</b>
44. Формулы для расчета хода лучей на ЭВМ . . . . .	128
45. Формулы для расчета хода бесконечно тонких астигматических пучков . . . . .	132
46. Выбор начальных данных для расчета хода лучей . . . . .	137
<b>Г л а в а IX. Монохроматические aberrации оптических систем . . . . .</b>	<b>141</b>
47. Общие положения о вычислении aberrаций оптической системы . . . . .	141
48. Аберрации третьего порядка . . . . .	143
49. Условия нормировки вспомогательных лучей . . . . .	146
50. Сферическая aberrация . . . . .	148
51. Меридиональная кома . . . . .	153
52. Условие синусов и условие изопланатизма . . . . .	154
53. Астигматизм и кривизна поверхности изображения . . . . .	155
54. Дисторсия . . . . .	159
<b>Г л а в а X. Хроматические aberrации оптических систем . . . . .</b>	<b>162</b>
55. Хроматизм положения . . . . .	162
56. Хроматизм увеличения . . . . .	166
57. Сфeroхроматическая aberrация и хроматические aberrации широких наклонных пучков . . . . .	168
<b>Г л а в а XI. Глаз как оптическая система . . . . .</b>	<b>170</b>
58. Устройство глаза . . . . .	170
59. Основные характеристики глаза . . . . .	171
60. Недостатки глаза и их коррекция . . . . .	177
<b>Г л а в а XII. Оптические осветительные системы . . . . .</b>	<b>179</b>
61. Назначение и виды осветительных систем . . . . .	179
62. Оптическая схема прожектора дальнего действия . . . . .	180
63. Зеркальные осветительные системы . . . . .	184
64. Линзовье коиденсоры . . . . .	187
<b>Г л а в а XIII. Лупа и микроскоп . . . . .</b>	<b>190</b>
65. Лупа и ее характеристики . . . . .	190
66. Оптическая схема микроскопа и его основные характеристики . . . . .	193
67. Разрешающая способность микроскопа . . . . .	195
68. Глубина изображаемого пространства для микроскопа . . . . .	196
69. Объективы и окуляры микроскопа . . . . .	199
70. Осветительные системы микроскопом . . . . .	202
<b>Г л а в а XIV. Телескопическая система . . . . .</b>	<b>205</b>
71. Схема телескопической системы и ее основные характеристики . . . . .	205
72. Разрешающая способность телескопической системы . . . . .	208

73. Основные сведения об объективах и окулярах телескопических систем . . . . .	210
74. Фокусировка окуляра телескопической системы . . . . .	214
75. Применение коллектива в зрительной трубе . . . . .	215
76. Расчет зрительной трубы Кеплера . . . . .	218
77. Схема зрительной трубы Галилея и ее расчет . . . . .	221
78. Расчет призменного монокуляра . . . . .	222
79. Расчет зрительной трубы с линзовой оборачивающей системой . . . . .	225
80. Основные сведения о зрительных трубах переменного увеличения . . . . .	228
81. Стереоскопические телескопические системы . . . . .	235
82. Зрительная труба с электронно-оптическим преобразователем и ее расчет . . . . .	237
<b>Г л а в а XV. Фотографический объектив . . . . .</b>	<b>240</b>
83. Основные характеристики фотообъектива . . . . .	240
84. Разрешающая способность и функция передачи модуляции фотографической системы . . . . .	244
85. Глубина изображаемого пространства и глубина резкости . . . . .	251
86. Определение выдержки при фотографировании . . . . .	253
87. Основные типы фотографических объективов . . . . .	255
<b>Г л а в а XVI. Оптика телевизионных систем . . . . .</b>	<b>269</b>
88. Оптические характеристики передающих и приемных телевизионных трубок . . . . .	269
89. Объективы передающих телевизионных камер и их основные характеристики . . . . .	276
90. Разрешающая способность и ФПМ телевизионной системы . . . . .	279
91. Телевизионная система с «бегущим лучом» . . . . .	282
<b>Г л а в а XVII. Проекционные системы . . . . .</b>	<b>286</b>
92. Виды и особенности проекционных систем . . . . .	286
93. Эпископическая проекционная система . . . . .	288
94. Диаскопическая проекционная система . . . . .	289
95. Габаритный и светоэнергетический расчеты проекционного прибора с зеркальной осветительной системой . . . . .	292
<b>Г л а в а XVIII. Оптические фотоэлектрические системы . . . . .</b>	<b>296</b>
96. Некоторые характеристики и параметры приемников излучения . . . . .	296
97. Определение диаметра входного зрачка оптической фотоэлектрической системы по интегральным характеристикам . . . . .	299
98. Определение диаметра входного зрачка оптической фотоэлектрической системы по спектральным характеристикам . . . . .	300
99. Оптические фотоэлектрические системы с приемником излучения, расположенным в плоскости изображения источника . . . . .	305
100. Оптические фотоэлектрические системы, в которых изображение источника больше светочувствительной поверхности приемника . . . . .	311
101. Оптическая фотоэлектрическая система с приемником излучения, расположенным в выходном зрачке . . . . .	313
102. Некоторые принципиальные схемы оптических фотоэлектрических систем . . . . .	315
<b>Г л а в а XIX. Оптические системы для лазеров . . . . .</b>	<b>318</b>
103. Свойства излучения лазеров . . . . .	318
104. Параметры пучка лазера и основные соотношения при его преобразовании оптической системой . . . . .	319
105. Оптические системы для концентрации излучения лазера . . . . .	322
106. Оптические системы для уменьшения расходности лазерного пучка . . . . .	324
107. Оптическая фотоэлектрическая система с лазером . . . . .	326
108. Оптические системы, применяемые в голографии . . . . .	328

<b>Г л а в а ХХ. Оптические системы двойкой симметрии . . . . .</b>	<b>330</b>
109. Характеристика трансформированного изображения и его получение . . . . .	330
110. Цилиндрический и сфероцилиндрический объективы-аидаморфоты . . . . .	333
111. Цилиндрическая афокальная система . . . . .	336
<b>Г л а в а ХХI. Аберрационный расчет оптических систем . . . . .</b>	<b>339</b>
112. Общие сведения о методах аберрационного расчета оптических систем . . . . .	339
113. Допустимые остаточные aberrации в различных оптических системах . . . . .	343
114. Связь между параметрами 1-го и 2-го вспомогательных лучей . . . . .	346
115. Преобразование сумм Зейделя для оптической системы, состоящей из тонких компонентов . . . . .	349
116. Основные параметры тонких компонентов . . . . .	353
117. Аберрации оптических систем с несферическими поверхностями . . . . .	357
118. Расчет оптической системы на минимум сферической aberrации . . . . .	362
119. Расчет двухлинзового склеенного объектива . . . . .	366
120. Расчет двухлинзового несклеенного объектива . . . . .	369
121. Расчет светосильного двухкомпонентного объектива . . . . .	371
122. Расчет объектива типа триплета . . . . .	374
123. Расчет зеркальных систем . . . . .	378
124. Расчет зеркально-линзовых систем . . . . .	381
125. Об автоматизированной коррекции оптических систем на ЭВМ . . . . .	386
126. Суммирование aberrаций . . . . .	389
127. О допусках в оптических системах . . . . .	393
128. Оценка качества изображения по результатам аберрационного расчета . . . . .	398
129. Волновая aberrация оптической системы . . . . .	401
<b>Приложение 1. Отражательные призмы . . . . .</b>	<b>406</b>
<b>Приложение 2. Программы расчетов оптических систем на программируемом микрокалькуляторе ПМК . . . . .</b>	<b>415</b>
<b>Приложение 3. Пример оптического выпуска . . . . .</b>	<b>429</b>
<b>Приложение 4. КИПРОС — комплекс инженерных программ расчета оптических систем на микроКомпьютере «Электроника МК-85» . . . . .</b>	<b>434</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>440</b>
<b>Предметный указатель . . . . .</b>	<b>441</b>
<b>Именной указатель . . . . .</b>	<b>447</b>

## **ПРЕДИСЛОВИЕ**

---

Оптические приборы и системы в значительной степени определяют научно-технический прогресс во всех областях нашей деятельности. Их используют для исследования природных ресурсов, в экологии, медицине и генной инженерии, металлургии, в машино- и приборостроении, кинематографии, телевидении и связи, космонавтике и астрономии, сельском хозяйстве и пищевой промышленности, в химии, ядерной энергетике, полиграфии и в других отраслях. Оптические системы широко применяются в устройствах получения и переработки информации, управления современной техникой и технологией. Задачи автоматизации, повышения точности и быстродействия, а также расширения диапазона действия во многих случаях успешно решаются с помощью оптических систем.

Создание и совершенствование оптических электронных приборов и систем развиваются по пути использования автоматизации на основе средств микроэлектроники и вычислительных машин; широкого использования лазерной техники; применения перспективной элементной базы (приемников излучения, новых оптических материалов, несферических, дифракционных, градиентных, волоконно-оптических и оптико-акустических элементов, модуляторов на твердых и жидких кристаллах, пленочных поляризаторов и др.); широкого внедрения автоматизированного проектирования и агрегатно-модульной структуры приборов; автоматизации сборки и юстировки приборов; совершенствования самонастраивающихся систем (адаптивной оптики); разработки и использования прогрессивных технологических процессов.

Специалисты, способные творчески обеспечить выполнение далеко не полного перечня указанных направлений совершенствования оптических приборов и систем, должны обладать фундаментальными знаниями по дисциплинам, определяющим научную основу специальности. К ним в первую очередь относится курс теории оптических систем.

При отборе материала для учебника в соответствии с программой курса теории оптических систем были поставлены следующие задачи:

изложить основные понятия и дать зависимости, необходимые для обоснования действия оптических систем;

описать важнейшие детали и узлы, входящие в состав этих систем;

ознакомить с теорией основных видов оптических систем (микроскопов, телескопических систем, фотографических объективов и проекционных систем);

подготовить читателя к выбору принципиальной схемы оптической системы и к обоснованию исходных данных для ее расчета (таких, например, как увеличение, угловое или линейное поле, разрешающая способность, габаритные размеры). Естественно, что кроме основных видов оптических систем рассматриваются такие системы, как фотоэлектрические оптические системы, системы для лазеров и голограммии, системы двойкой симметрии и др.;

показать читателю методику выполнения габаритного и энергетического расчетов оптических систем, в результате которых определяются фокусные расстояния отдельных компонентов, их взаимное расположение и световые диаметры, положение и размеры входных и выходных зрачков. Полученные параметры позволяют приступить к последующему aberrационному расчету с учетом требований к качеству изображения или, что иногда бывает целесообразно, подобрать компоненты (узлы) систем а затем проверить их взаимное согласование для удовлетворения требований технического задания (в том числе и по качеству изображения);

помочь читателю освоить основы aberrационного расчета (абберационную коррекцию) оптических систем (с использованием ЭВМ).

Для приобретения практических навыков по проектированию оптических систем помимо примеров, приведенных в тексте учебника, читателю будет полезно использовать учебное пособие «Сборник задач по теории оптических систем» (Л. Н. Андреев, А. П. Грамматин, С. И. Кирюшин и В. И. Кузичев. М.: Машиностроение, 1987).

Авторы выражают глубокую признательность В. В. Некрасову, В. Н. Рождествену, А. В. Самуйлову за помощь, оказанную при издании настоящего учебника.

Предисловие, введение, гл. I—VII, XI, XII, XVII, XX, прил. 1 написаны Н. П. Заказновым, гл. VIII, X, XIV—XVI и п. 112—117, 125, 127, 129 гл. XXI, прил. 2, 4 — С. И. Кирюшиным; гл. IX, XIII, XVIII, XIX, п. 118—124, 126, 128 гл. XXI и прил. 3 — В. И. Кузичевым.

*Оптической системой* называют совокупность оптических деталей (линз, зеркал, призм, плоскопараллельных пластин, клиньев и др.), обеспечивающую определенное формирование пучков световых лучей. Теория оптических систем объясняет их действие, методы создания и оптимизации, используя арсенал средств современной оптической техники и технологии, физики, вычислительной техники и других областей науки и техники.

В различных областях нашей деятельности применяют самые разнообразные оптические приборы: микроскопы, фотоаппараты, геодезические и астрономические приборы, проекторы, контрольно-измерительные приборы для линейных и угловых измерений, интерферометры, киносъемочную и кинопроекционную аппаратуру, спектральные приборы и рефрактометры, медицинские оптические приборы и др. Кроме того, оптические системы с лазерами широко используют в голографии, технологическом оборудовании, медицине, для образования плазмы, в локации, связи, для записи и воспроизведения видеинформации и т. д.

Оптические системы, являющиеся основной частью каждого оптического прибора, целесообразно разделить на следующие виды:

микроскопы (предмет находится на конечном расстоянии, а изображение — в бесконечности);

телескопические системы (предмет и его изображение находятся в бесконечности);

объективы (предмет находится в бесконечности, а его изображение — на конечном расстоянии);

проекционные системы (предмет и его изображение расположены на конечном расстоянии от оптической системы).

Заметим, что совокупность изображений точек предмета — изображение предмета — заполняет пространство, которое называют *пространством изображений*, а сам предмет в виде совокупности точек заполняет *пространство предметов*. Как пространство предметов, так и пространство изображений заполняют все пространство.

Существуют и такие оптические системы, которые не создают изображение, в какой-то степени подобное предмету, а за счет перераспределения лучей образуют, например, некоторую равномерно освещенную площадку, которая является интеграль-

ным изображением предмета. К таким системам относятся оптические системы осветительных, фотометрических и некоторых фотоэлектрических приборов. Однако и в этих системах имеются узлы, например, в виде объективов.

Широкое применение разнообразных оптических приборов и других оптических устройств сопровождается совершенствованием основных характеристик, таких, как светосила, линейное или угловое поле и масштаб изображения, при условии получения хорошего качества изображения.

Для прогресса оптического приборостроения весьма важным явилось внедрение ЭВМ в практику расчета оптических систем.

В создание оптических систем и их теоретическое обоснование большой вклад внесли многие ученые, имена которых присвоены оптическим явлениям, системам и аналитическим зависимостям теории оптических систем: Галилей и Кеплер, Снеллиус и Декарт, Ньютона, Гюйгенс, Грегори, Ломоносов, Эйлер, Гаусс, Зейдель, Петцваль, Аббе, Рэлей, Мандельштам, Рождественский, Вавилов, Максутов, Лебедев и многие другие.

Капитальным трудом, в котором изложена теория оптических систем, являются лекции Э. Аббе «Основы теории оптических инструментов», записанные и изданные его учениками Чапским и Эппенштейном в конце XIX — начале XX в. Наши соотечественники Н. М. Кислов и А. И. Тудоровский явились инициаторами подготовки квалифицированных специалистов по разработке оптических приборов. Их капитальные труды долгое время служили фундаментальной базой для обучения кадров нашей оптической промышленности.

Советская высшая школа по подготовке инженеров-оптиков в Московском государственном техническом университете имени Н. Э. Баумана, Институте точной механики и оптики (Санкт-Петербург), Московском институте инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии, Киевском политехническом институте и в других вузах под руководством ученых-педагогов Д. С. Волосова, Д. Ю. Гальперна, В. С. Игнатовского, М. М. Русинова, И. А. Турьгина, Б. В. Фефилова, С. И. Фрейберга, В. Н. Чуриловского и других в тесной связи с производством воспитала большой отряд специалистов по оптическому приборостроению.

Отечественная оптика продолжает развиваться и открывает широкое поле деятельности инженерно-техническим и научным работникам оптического приборостроения.

# Глава I

## ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

---

### 1. Принцип Ферма

*Светом, или оптическим излучением,* является электромагнитное излучение с длиной волны 1 нм ... 1 мм (эти границы, конечно, условны), имеющее волновой характер распространения.

Если линейные размеры фронта световой волны значительно превышают длину волны, что обычно и имеет место, то направление распространения световой волны в однородной среде можно считать прямолинейным.

Распространение световой волны в однородной среде от точечного излучателя  $A$  иллюстрирует рис. 1 Сферический фронт световой волны достигнет точки  $B$  по кратчайшему расстоянию, т. е. по прямой, проходящей через точки  $A$  и  $B$ . Если на пути световой волны встречается среда с другими свойствами, то в зависимости от этих свойств и вида границы раздела сред фронт волны деформируется.

Для получения резкого изображения точки с помощью множества световых лучей (нормалей к фронту световой волны) необходимо так сформировать это множество, чтобы вновь получить сферическую волну, центр которой будет резким изображением точки. Например, точка  $A'$  (рис. 2) будет резким изображением точки  $A$  при одновременном достижении всеми лучами, исходящими из точки  $A$ , точки  $A'$ . Время хода для всех лучей должно быть одинаковым и обязательно минимальным, так как один из лучей, исходящих из точки  $A$ , попадает в точку  $A'$  по кратчайшему расстоянию — по прямой  $AA'$ . Следовательно, если на пути световых лучей встречаются разные однородные среды 1, 2, 3, ...,  $q$ ,  $q + 1$  с резкими границами раздела 1, 2, 3, ...,  $q$ , то для каждого из лучей, образующих изображение точки в виде точки, можно написать:

$$T_{\min} = t_1 + t_2 + t_3 + \cdots + t_k + \cdots + t_{q+1} = \text{const}, \quad (1)$$

где  $T_{\min}$  — минимальное время хода луча от точки до ее изображения;  $t_k = d_k/v_k$  — время хода этого же луча в  $k$ -й среде;  $d_k$  — длина луча в пределах  $k$ -й среды;  $v_k$  — скорость распространения луча в этой среде;  $q$  — число границ раздела сред.

На основании равенства (1) получим:

$$d_1/v_1 + d_2/v_2 + d_3/v_3 + \cdots + d_k/v_k + \cdots + d_{q+1}/v_{q+1} = \text{const}$$

Рис. 1. Распространение световой волны в однородной среде от точечного излучателя

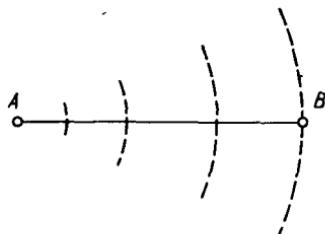
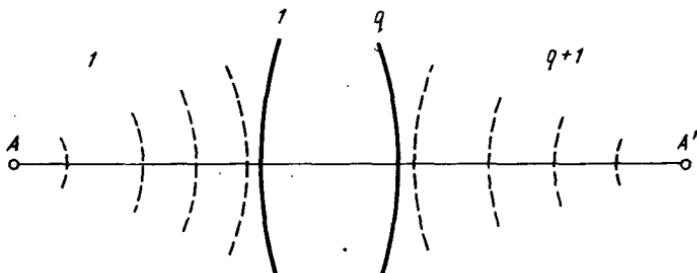


Рис. 2. Условие получения резкого изображения точки



или

$$\frac{1}{v_1} \left( d_1 \frac{v_1}{v_1} + d_2 \frac{v_1}{v_2} + d_3 \frac{v_1}{v_3} + \cdots + d_k \frac{v_1}{v_k} + \cdots + d_{q+1} \frac{v_1}{v_{q+1}} \right) = \text{const.}$$

Отношение скорости распространения монохроматического светового луча (луча, характеризуемого определенной длиной волны) в одной среде к скорости распространения этого же луча в другой среде называют *показателем преломления* и обозначают  $n$ .

Таким образом,

$$d_1 n_{11} + d_2 n_{12} + \cdots + d_k n_{1k} + \cdots + d_{q+1} n_{1q+1} = \text{const},$$

или, упрощая обозначения, можно записать:

$$d_1 n_1 + d_2 n_2 + \cdots + d_k n_k + \cdots + d_{q+1} n_{q+1} = \text{const}$$

или

$$\sum_{k=1}^{q+1} d_k n_k = \text{const.} \quad (2)$$

Сумму, определяемую по формуле (2), называют *оптической длиной луча*. Она представляет собой сумму произведений расстояний, последовательно проходимых лучом в различных средах, на показатели преломления соответствующих сред.

Точка предмета изображается в виде точки (с позиций геометрической оптики), если оптические длины для всех лучей, связывающих точку предмета и ее изображение, минимальны и одинаковы. Это условие называется *принципом Ферма* (1601—1665) и является основой законов и зависимостей геометрической оптики.

## 2. Показатель преломления

Скорость распространения света в вакууме не зависит от длины волны и по последним данным равна  $(299\ 792\ 458,7 \pm 1,1)$  м/с. Скорость света в газах, жидкостях и твердых телах меньше, чем в вакууме, и зависит как от длины волны, так и от состояния среды.

Целесообразно показатель преломления любой среды определять относительно вакуума, для которого  $n = 1$ . Показатель преломления данной среды относительно вакуума равен отношению скорости распространения света в вакууме к скорости распространения света с определенной длиной волны в рассматриваемой среде.

Показатель преломления воздуха при температуре  $15^{\circ}\text{C}$  и давлении 101 325 Па равен 1,00029, это позволяет в большинстве случаев считать, что для воздуха при нормальных условиях  $n = 1$  и не зависит от длины волны  $\lambda$ .

Для большинства оптических сред был принят основной показатель преломления для длины волны  $\lambda = 0,58929$  мкм, что соответствует линии *D* по шкале Фраунгофера (желто-оранжевой линии натрия), обозначаемый  $n_D$  (индекс *D* обычно опускается). В ряде стран основной показатель преломления принят для  $\lambda = 0,58756$  мкм, что соответствует линии *d* (желто-оранжевой линии гелия), и его обозначают  $n_d$ . В ГОСТ 3514—76 «Стекло оптическое бесцветное. Технические условия», ГОСТ 13659—78 «Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические характеристики. Основные параметры» в советско-немецком каталоге оптического бесцветного стекла основной показатель преломления взят для  $\lambda = 0,54607$  мкм (зеленая линия ртути — линия *e*) и обозначен  $n_e$ .

## 3. Правила знаков

Последующее изложение геометрической оптики выполняется при принятом направлении распространения света слева направо, которое считается положительным.

Используются следующие правила знаков для оценки величин отрезков и углов (см. ГОСТ 7427—76).

Для оптических систем с осевой симметрией ось симметрии (*оптическая ось*) принимается за ось *OZ*, а плоскость симметрии, в которой лежит оптическая ось и которая, например, совпадает с плоскостью чертежа (*меридиональная плоскость*), принимается за плоскость *YOZ* в правой системе координат.

Линейные отрезки в направлении распространения света относительно установленного (выбранного) начала отсчета — положительны (положительное направление оси *OZ*). Если эти отрезки направлены навстречу распространению света, то они отрицательны.

Радиусы кривизны поверхностей, ограничивающих среды, положительные, если центры кривизны находятся справа от поверхностей, и отрицательные, если центры кривизны находятся слева от поверхностей.

Так как положительное направление оси  $OY$  совпадает с направлением снизу вверх, то отрезки, перпендикулярные к оптической оси (высоты точек встречи лучей с поверхностями, отрезки предмета и его изображения и др.) и расположенные выше этой оси, считаются положительными.

Угол является положительным, если, для того чтобы описать часть плоскости между его сторонами, ось, от которой ведется отсчет, нужно вращать вокруг вершины угла в направлении движения часовой стрелки, и отрицательным в противоположном случае.

#### 4. Законы преломления и отражения

Рассмотрим прохождение множества параллельных световых лучей через плоскую границу раздела двух однородных сред (рис. 3) с показателями преломления  $n$  и  $n'$ . Положим, что  $n' > n$ , т. е. свет из среды менее оптически плотной проходит в среду с большей оптической плотностью.

Согласно принципу Ферма [см. формулу (2)] плоский волновой фронт после преломления останется плоским при выполнении следующего равенства:

$$CAn = BDn'. \quad (3)$$

Из рис. 3 следует, что

$$CA = AB \sin e \text{ и } BD = AB \sin e'. \quad (4)$$

Используя равенства (3) и (4), получаем закон преломления, открытый Снеллиусом (1591—1626) и Декартом (1596—1650):

$$n \sin e = n' \sin e', \quad (5)$$

где  $e$  — угол падения луча (угол между нормалью к поверхности в точке падения и падающим лучом);  $e'$  — угол преломления луча (угол между той же нормалью и преломленным лучом).

К математической записи закона преломления формулой (5) следует дополнение о том, что падающий и преломленный лучи вместе с нормалью к поверхности раздела в точке падения лежат в одной плоскости.

Рассмотрим падение луча, например, на плоскую зеркальную поверхность (рис. 4). Луч отразится от этой поверхности, т. е. останется в среде с тем же показателем преломления  $n$ .

С учетом правила знаков из закона преломления (5) следует:

$$\sin e = \sin (-e'), \quad (6)$$

что возможно, если  $n' = -n$ .

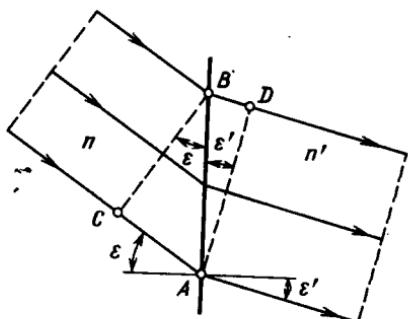


Рис. 3. Преломление параллельных лучей через плоскую границу раздела двух сред

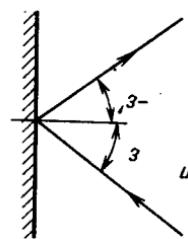


Рис. 4. Схема зеркального отражения

Смена знака у показателя преломления обусловлена тем, что направление распространения луча после отражения изменяется на противоположное.

Из выражения (6) вытекает единственно возможное в данном случае равенство:  $e' = -e$ , т. е. угол отражения  $e'$  равен углу падения  $e$  (по абсолютному значению).

Это и есть закон отражения, к которому следует дополнение о том, что падающий и отраженный лучи вместе с нормалью к поверхности в точке падения лежат в одной плоскости.

Законы преломления и отражения действуют и при обратном направлении хода лучей, т. е. имеет место выполнение *принципа обратимости*: луч преломленный заменяется падающим, а падающий — преломленным, луч отраженный заменяется падающим, а падающий — отраженным.

К законам прямолинейного распространения света, преломления и отражения добавляется закон независимости распространения лучей, действующий в геометрической оптике.

### 5. Полное внутреннее отражение

Из математической записи закона преломления [см. формулу (5)] следует, что при  $n > n'$  угол  $|e'| > |e|$ .

При возрастании абсолютного значения угла падения  $e$  растет и угол преломления  $e'$ , достигая максимального значения  $90^\circ$ , т. е. луч после падения на поверхность раздела сред будет распространяться по касательной к поверхности в точке падения. При  $e' = 90^\circ$

$$\sin e_m = n'/n. \quad (7)$$

Последующее увеличение угла падения приведет к отражению луча по закону отражения.

Описанное явление называют *полным внутренним отражением*, а угол  $e_m$ , определяемый равенством (7), — *пределным углом полного внутреннего отражения*.

Например, для  $n_e = 1,5183$  (стекло марки К8) и  $n' = 1$  (воздух)  $e_m \approx 41^\circ 12'$ .

## 6. Преломляющие и отражающие поверхности

Оптической системой была названа совокупность оптических деталей, предназначенная для определенного формирования пучков световых лучей, заключенных в ограниченном телесном угле. Эти детали, которые используются в оптических системах, ограничиваются плоскими, сферическими и несферическими поверхностями (цилиндрическими, осесимметричными поверхностями второго и высшего порядков и т. п.).

Поверхности могут быть как преломляющими, так и отражающими (зеркальными).

Оптическую систему называют *центрированной*, если центры сферических поверхностей и оси симметрии других поверхностей лежат на одной прямой (совпадают с этой прямой), которая называется *оптической осью*.

Принятые правила знаков позволяют представить оптические системы состоящими из деталей с преломляющими и отражающими поверхностями. Примеры такого представления показаны на рис. 5—8. Следует отметить, что радиусы сферических поверхностей должны быть, как правило, согласованы с ГОСТ 1807—75.

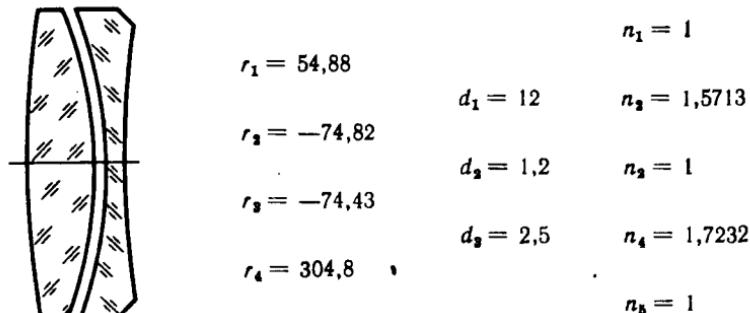


Рис. 5. Линзовая система

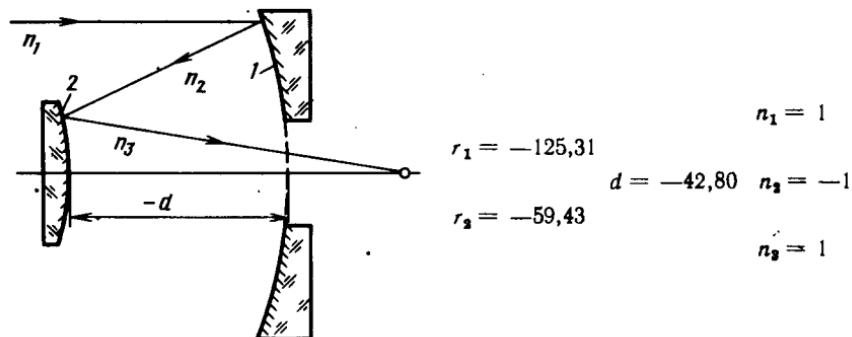


Рис. 6. Зеркальная система

	$n_1 = 1$
$r_1 = -88,31$	$d_1 = 4$
$r_2 = -90,78$	$n_2 = 1,5183$
$r_3 = -264,2$	$d_3 = 56$
$r_4 = -83,18$	$n_4 = 1$
$r_5 = 84,72$	$d_5 = -52$
$r_6 = -90,36$	$n_6 = -1$
	$d_6 = 15$
	$n_7 = 1$
	$d_7 = 6$
	$n_8 = 1,5713$

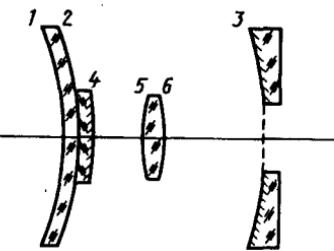
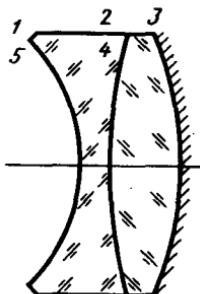


Рис. 7. Зеркально-линзовая система

	$n_1 = 1$
$r_1 = -72,15$	$d_1 = 5,95$
$r_2 = 384,17$	$n_2 = 1,5783$
$r_{03}^* = -137,84$	$d_3 = 14,01$
$r_4 = 384,17$	$n_4 = 1,5713$
$r_5 = -72,15$	$d_5 = -14,01$
	$n_6 = -1,5713$
	$d_6 = -5,95$
	$n_7 = -1,5783$
	$n_8 = -1$



\* Поверхность радиусом кривизны при вершине  
 $r_{03}$  несферическая:  $y_3 + x_3 + 275,68z = 0$

Рис. 8. Зеркально-линзовая система с несферической поверхностью

ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ЛУЧЕЙ

---

## 7. Преломление лучей плоской поверхностью

В оптических системах используются детали с плоскими поверхностями. К таким оптическим деталям относятся плоско-выпуклые (выпукло-плоские) и плосковогнутые (вогнуто-плоские) линзы, призмы, клинья, плоскопараллельные пластины (защитные стекла, сетки, зеркала с внутренним отражающим покрытием, светофильтры) и др.

Рассмотрим преломление луча плоской границей двух сред (рис. 9) при условии, что  $n_1 < n_2$  ( $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления этих сред). Луч из точки  $A$  на оси падает в точку  $M$  плоской поверхности на высоте  $h$ . Согласно закону преломления [см. формулу (5)]  $\sin \epsilon' = (n_1/n_2) \sin \epsilon$ . Однако  $\epsilon = \sigma$  и  $\epsilon' = \sigma'$ , поэтому

$$\sin \sigma' = (n_1/n_2) \sin \sigma.$$

При заданном положении точки  $A$  на оси (отрезок  $s$ )

$$h = s \operatorname{tg} \sigma.$$

Кроме того, по рис. 9 находим, что

$$h = s' \operatorname{tg} \sigma'.$$

Следовательно,

$$s' = s \operatorname{tg} \sigma / \operatorname{tg} \sigma'.$$

Отрезок  $s'$  и угол  $\sigma'$  определяют положение изображения точки  $A$  — точку  $A'$ .

При  $\epsilon = 0$   $\sigma = 0$ , т. е. лучи, перпендикулярные к плоской поверхности, проходят через нее без изменения направления.

Если лучи (или их продолжения) выходят из одной точки или соединяются в одной точке, то пучок таких лучей называют *гомоцентрическим*. При создании оптических систем стремятся сохранить гомоцентричность выходящих пучков лучей (см. п. 1).

Рассмотрим, сохраняется ли гомоцентричность пучка лучей при преломлении его плоской поверхностью. Для этого найдем отрезок  $s'$  при изменении  $h$ , т. е. при разных углах  $\sigma$ .

По рис. 9 находим:

$$\sin \sigma = h / \sqrt{h^2 + s^2} \quad \text{и} \quad \sin \sigma' = h / \sqrt{h^2 + s'^2}.$$

Подставив эти значения синусов в формулу (5) закона преломления, получим, что

$$s' = (n_2/n_1) \times \sqrt{s_2 + (1 - n_1^2/n_2^2) h^2}. \quad (8)$$

Из формулы (8) следует, что гомоцентричность пучка лучей не сохраняется, так как положение изображения, определяемое отрезком  $s'$ , является нелинейной функцией высоты  $h$  падения лучей на плоскую преломляющую поверхность.

Из формулы (8) также вытекает, что, чем больше высота падения луча (по абсолютному значению), тем больше по абсолютному значению отрезок  $s'$ , определяющий положение изображения точки на оси.

Таким образом, изображение точки, образуемое пучком лучей, преломленным плоской поверхностью, будет нерезким, так как этой предметной точке соответствует множество точек-изображений.

## 8. Преломление лучей сферической поверхностью

Известно следующее графическое представление формулы (5) для случая, когда границей между двумя средами с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  является сферическая поверхность радиусом  $r$  (рис. 10). Пусть луч из среды с показателем преломления  $n_1$  попадает в среду с показателем преломления  $n_2$  ( $n_2 > n_1$ ) через точку  $M$  на границе сред. Построим две сферы, концентрические сферы радиусом  $r$ . Их радиусы будут  $r n_1/n_2$  и  $r n_2/n_1$ .

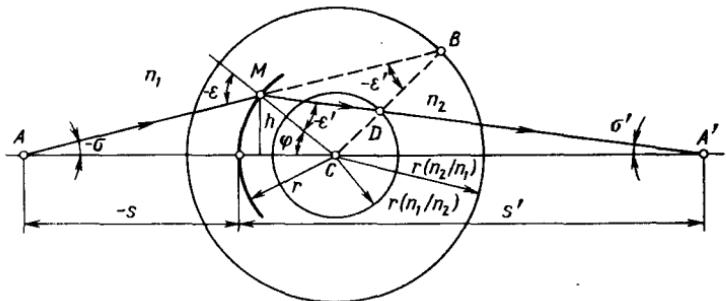


Рис. 10. Преломление луча сферической поверхностью

Для получения направления преломленного луча следует продолжить падающий луч до пересечения со сферой радиусом  $r n_2/n_1$  в точке  $B$ , затем точку  $B$  соединить с центром  $C$ . Точка  $D$  пересечения прямой  $BC$  со сферой радиусом  $r n_1/n_2$  определяет направление преломленного луча  $MD$ . Докажем это.

Из построения имеем:

$$\frac{CD}{CM} = \frac{r(n_1/n_2)}{r} = \frac{n_1}{n_2}; \quad \frac{CM}{CB} = \frac{r}{r(n_2/n_1)} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Следовательно,  $\triangle MCD \sim \triangle BCM$ . Отсюда следует, что  $\angle MBC = \angle CMD = -\epsilon'$ .

По построению  $\angle CMB = -\epsilon$ .

Используя теорему синусов, из  $\triangle BCM$  получим:

$$CM/CB = \sin \epsilon' / \sin \epsilon = n_1/n_2.$$

Итак, описанное построение обеспечивает выполнение закона преломления, т. е. графическое получение изображения точки  $A$  — точки  $A'$  — без использования высоты  $h$  падения луча на сферическую поверхность.

Используя обозначения, принятые на рис. 10, из  $\triangle AMC$  находим:

$$\sin \epsilon = [(r - s)/r] \sin \sigma. \quad (9)$$

По закону преломления

$$\sin \epsilon' = (n_1/n_2) \sin \epsilon. \quad (10)$$

Из  $\triangle AMC$  и  $\triangle CMA'$  следует, что  $-\epsilon = \varphi - \sigma$  и  $\varphi = -\sigma' - \epsilon'$ , откуда

$$\sigma' = \sigma - \epsilon + \epsilon'. \quad (11)$$

Далее из  $\triangle CMA'$  по теореме синусов получим  $r - s' = r \sin \epsilon'/\sin \sigma'$  или

$$s' = r(1 - \sin \epsilon'/\sin \sigma'). \quad (12)$$

Формулы (9)–(12) определяют положение изображений осевой точки при действии сферической преломляющей поверхности. Изображений одной осевой точки будет множество, так как отрезок  $s'$  является нелинейной функцией угла  $\sigma$ , определяющего положение луча, выходящего из осевой точки. В общем случае изображение осевой точки представляет собой бесконечное множество точек, лежащих на оптической оси.

Таким образом, и при действии сферической преломляющей поверхности гомоцентричность пучка лучей в общем случае не сохраняется.

Оптическая система обычно имеет несколько преломляющих поверхностей. Для оценки их действия формулы (9)–(12) следует использовать для каждой поверхности в отдельности, принимая во внимание то, что изображение, полученное после пер-

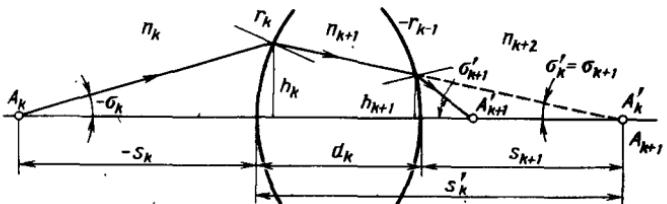


Рис. 11. Преломление луча двумя сферическими поверхностями

вой поверхности, является предметом по отношению ко второй поверхности и т. д. Поэтому  $\sigma_2 = \sigma'_1$ ,  $\sigma_3 = \sigma'_2$ , ...,  $\sigma_{k+1} = \sigma'_k$ , ... Кроме того, из рис. 11 следует, что

$$s_{k+1} = s'_k - d_k, \quad (13)$$

где  $d_k$  — расстояние между вершинами  $k$ -й и  $(k+1)$ -й поверхностей.

Одной из причин усложнения оптических систем является требование получения гомоцентрического пучка лучей на выходе оптической системы.

### 9. Отражение лучей плоской поверхностью

Действие плоского зеркала иллюстрирует рис. 12. Изображение  $A'$  точки  $A$  согласно закону отражения ( $\epsilon = -\epsilon'$ ) получается *мнимым*, т. е. образуется в пересечении продолжения отраженных лучей на расстоянии  $s' = -s$ .

Аналогично строится и изображение  $A'B'$  отрезка  $AB$ .

Плоское зеркало обеспечивает получение идеального изображения с размерами, равными размерам предмета.

Все зависимости, относящиеся к преломлению лучей, имеют место и при отражении, так как закон отражения можно рассматривать как частный случай закона преломления при  $n_2 = -n_1$ .

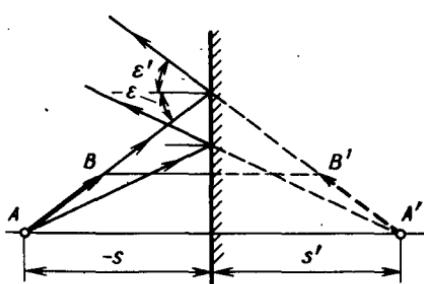


Рис. 12. Схема действия плоского зеркала

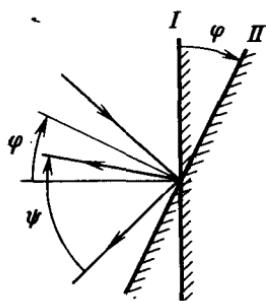


Рис. 13. Вращение плоского зеркала

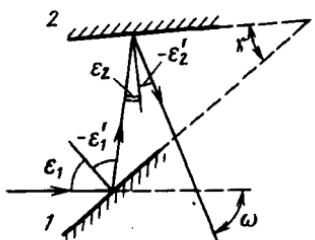


Рис. 14. Система из двух плоских зеркал

Для системы из двух плоских зеркал 1 и 2 (рис. 14) с углом  $\gamma$  между ними отраженный луч по отношению к падающему лучу образует угол  $\omega$ . Из рис. 14 следует, что  $e_1 - e'_1 = \omega + e_2 - e'_2$  и  $90^\circ - e'_1 = 90^\circ + e_2 + \gamma$ . Откуда

$$\omega = 2\gamma. \quad (14)$$

Из рис. 14 и формулы (14) следует, что угол  $\omega$  не зависит от направления падающего луча. Таким образом, вращение системы из двух зеркал вокруг линии пересечения их плоскостей не изменяет положения изображения.

Изображение, получаемое от одного плоского зеркала, является зеркальным. Для того чтобы получить прямое изображение, необходимо, очевидно, использовать еще одно зеркало. Если к системе из двух зеркал добавить третье, то получается система, дающая опять зеркальное изображение, т. е. система, эквивалентная одиночному зеркалу.

Следовательно, система, состоящая из нечетного числа плоских зеркал, не дает прямого изображения.

## 10. Отражение лучей сферической поверхностью

Вогнутая сферическая поверхность радиусом  $r$  показана на рис. 15. Найдем положение отраженного луча (угол  $\sigma'$  и отрезок  $s'$ ), если положение падающего луча задано углом  $\sigma$  и отрезком  $s$  между вершиной  $O$  сферической поверхности и осевой точкой  $A$ .

Из  $\triangle AMC$  (точка  $M$  — точка встречи падающего луча со сферической поверхностью на высоте  $h$ , точка  $C$  — центр кривизны сферы) следует, что

$$\sin \varepsilon = (q/r) \sin \sigma, \quad (15)$$

где  $q = r - s$ .

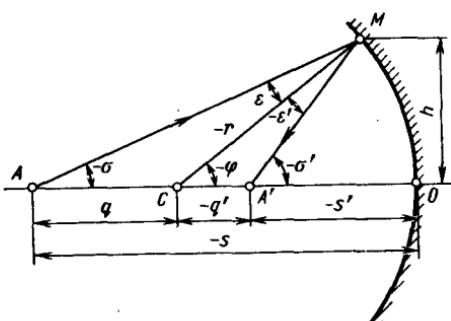


Рис. 15. Отражение луча вогнутой сферической поверхностью

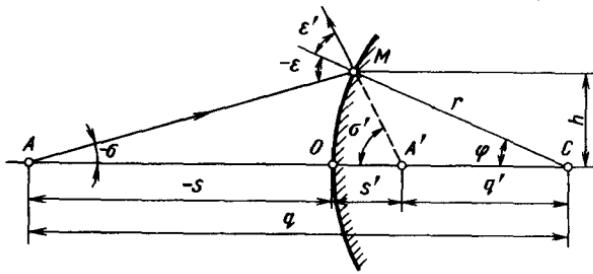


Рис. 16. Отражение луча выпуклой сферической поверхностью

По закону отражения  $\epsilon' = -\sigma$ . Из  $\triangle AMA'$  имеем

$$\sigma' = \sigma + 2\epsilon'. \quad (16)$$

Из  $\triangle CMA'$  получим

$$q' = r \sin \epsilon' / \sin \sigma'. \quad (17)$$

Для вычисления отрезка  $s'$ , определяющего положение точки  $A'$  — изображения точки  $A$ , используем равенство

$$s' = r - q'. \quad (18)$$

Из формул (15)–(18) следует, что отрезок  $s'$  является нелинейной функцией угла  $\sigma$ . Следовательно, сферическая отражающая поверхность не сохраняет гомоцентричности пучка лучей после его отражения.

Высоту  $h$  падения луча находят по формуле

$$h = r \sin \varphi = r \sin (\sigma' - \epsilon').$$

В тех же обозначениях, что и на рис. 15, на рис. 16 показано отражение луча от выпуклой сферической поверхности. Определяемые формулами (15)–(18) значения  $\sigma'$  и  $s'$  являются исходными для расчета хода лучей через последующую отражающую или преломляющую поверхность. При этом  $\sigma_2 = \sigma'_1$ , а  $s_2 = s'_1 - d$  (рис. 17). Для вычисления  $s_2$  расстояние  $d$  согласно правилу знаков должно быть взято со знаком минус.

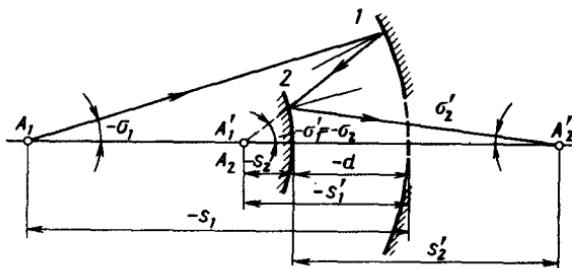


Рис. 17. Отражение луча системой из двух зеркал

## 11. Преломление лучей несферической поверхностью

Преимущества, которыми обладают оптические системы с несферическими поверхностями вследствие наличия у них дополнительных по сравнению с обычной сферической оптикой расчетных параметров, достаточно широко и давно известны. Трудности изготовления и контроля несферических поверхностей успешно преодолеваются [11, 27].

Наиболее простыми в изготовлении и поэтому чаще других применяемыми в оптических системах являются поверхности второго порядка (параболоид, эллипсоид, гиперболоид). Рассмотрим преломление лучей поверхностью второго порядка, меридиональное сечение которой показано на рис. 18.

М. М. Русинов для определения хода луча после его преломления поверхностью второго порядка предложил способ, основанный на решении системы из двух уравнений [30]. Одним из уравнений системы является уравнение профиля поверхности, другим — уравнение прямой — луча, падающего на эту поверхность.

Если уравнение профиля поверхности, вершина  $O$  которой совпадает с началом координат, задано в виде

$$y^3 = a_1 z + a_2 z^3 \quad (19)$$

(случай  $a_2 < 0$  соответствует эллипсу,  $a_2 > 0$  — гиперболе и  $a_2 = 0$  — параболе), а уравнение луча — в виде

$$y = az + b, \quad (20)$$

то после исключения ординаты получаем

$$a^3 z^3 + 2abz + b^3 = a_1 z + a_2 z^3,$$

а при исключении абсциссы  $z$  —

$$y = a_1 \frac{y - b}{a} + a_2 \left( \frac{y - b}{a} \right)^2. \quad (21)$$

Так как абсцисса  $z$  точки  $M$  встречи луча с поверхностью обычно мала (по абсолютному значению), то для большей точ-

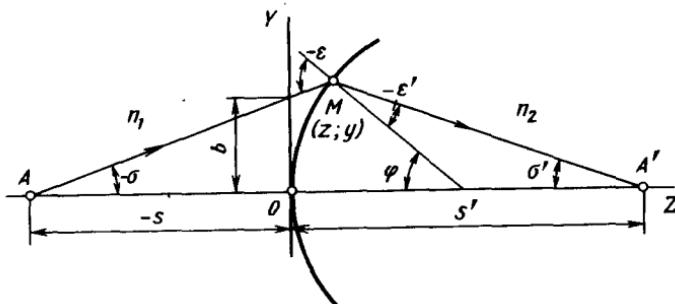


Рис. 18. Преломление луча поверхностью второго порядка

ности вычислений целесообразно ординату  $y$  определять из уравнения (21):

$$y = \frac{a_1 a - 2a_2 b \pm a \sqrt{a_1^2 - 4b(a_1 a - a_2 b)}}{2(a^2 - a_2)}. \quad (22)$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$ , входящие в уравнение луча (20), соответственно равны

$$a = -\operatorname{tg} \sigma; \quad b = s \operatorname{tg} \sigma. \quad (23)$$

Значение коэффициента  $a_1$  в уравнении (19) равно удвоенному радиусу кривой меридионального сечения в ее вершине:

$$a_1 = 2r_0. \quad (24)$$

Учитывая (23) и (24), уравнение (22) можно записать в следующем виде:

$$y = \frac{1 + (s/r_0) a_2 \pm \sqrt{1 + (s/r_0) [2 + (s/r_0) a_2] \operatorname{tg}^2 \sigma}}{a_2 / \operatorname{tg} \sigma - \operatorname{tg} \sigma}. \quad (25)$$

Абсцисса  $z$  точки встречи определяется по уравнению луча (20). Если меридиональное сечение поверхности представляет собой параболу, то решение (25) будет более простым, а именно:

$$y = -(r_0 / \operatorname{tg} \sigma) (1 \pm \sqrt{1 + 2(s/r_0) \operatorname{tg}^2 \sigma}).$$

При известных координатах  $z$  и  $y$  точки встречи  $M$  угол  $\varphi$  между нормалью к поверхности в этой точке и осью  $OZ$  получается из выражения  $\operatorname{tg} \varphi = \partial z / \partial y$ , которое в общем случае будет иметь вид:

$$\operatorname{tg} \varphi = y / (a_1/2 + a_2 z) = y / (r_0 + a_2 z). \quad (26)$$

Из рис. 18 находим, что

$$\varepsilon = \sigma - \varphi. \quad (27)$$

В соответствии с законом преломления угол преломления  $\varepsilon'$  рассчитывают по формуле

$$\sin \varepsilon' = (n_1/n_2) \sin \varepsilon. \quad (28)$$

Угол  $\sigma'$  между преломленным лучом и оптической осью

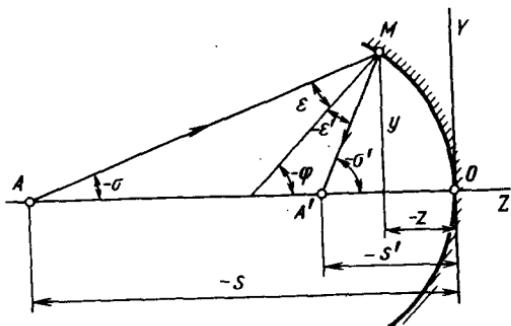
$$\sigma' = \varphi + \varepsilon'. \quad (29)$$

Отрезок  $s'$ , определяющий положение изображения  $A'$  точки  $A$ , будет равен

$$s' = y / \operatorname{tg} \sigma' + z. \quad (30)$$

Таким образом, последовательное использование полученных формул дает возможность решить задачу расчета хода луча после его преломления поверхностью второго порядка. Этот же способ

Рис. 19. Отражение луча поверхностью второго порядка



применим и для поверхностей высших порядков. Исходными данными для последующей поверхности являются полученные значения  $\sigma'_k$  и  $s'_k$ ;  $\sigma_{k+1} = \sigma'_k$  и  $s_{k+1} = s'_k - d_k$ .

## 12. Отражение от несферических поверхностей

Для решения задачи определения положения луча, отраженного от несферической поверхности, в первую очередь следует найти координаты точки встречи этого луча с заданной несферической поверхностью, например, способом, изложенным в п. 11. Затем используют формулы (26)–(30), при этом формулу (28), относящуюся к случаю преломления, необходимо заменить равенством  $\varepsilon' = -\varepsilon$ .

Рассмотрим отражение луча поверхностью второго порядка, меридиональное сечение которой показано на рис. 19. Уравнение этого сечения имеет вид:

$$y = a_1 z + a_2 z^3.$$

Луч  $AM$  встречается с поверхностью в точке  $M$  с координатами  $z$  и  $y$ . После отражения этот луч в пересечении с оптической осью (ось  $OZ$ ) дает точку  $A'$  — изображение точки  $A$ . Угол  $\varphi$  между нормалью в точке  $M$  кривой и осью  $OZ$  вычисляют по формуле (26). Угол падения луча  $\varepsilon = \sigma - \varphi$ . Угол отражения луча  $\varepsilon' = -\varepsilon$ . Угол между отраженным лучом и осью  $\sigma' = \varphi + \varepsilon'$ .

Отрезок  $s'$ , определяющий положение точки  $A'$  относительно вершины  $O$  отражающей поверхности, равен

$$s' = y/\operatorname{tg} \sigma' + z. \quad (31)$$

Формула (31) по внешнему виду такая же, как и формула (30).

Координаты  $z$  и  $y$  для формулы (31) определяются выражениями (20) и (25).

## Глава III

### ИДЕАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

---

#### 13. Понятие об идеальной оптической системе и ее свойства. Линейное увеличение

*Идеальной оптической системой* называют оптическую систему, отображающую каждую точку предмета точкой и сохраняющую заданный масштаб изображения. В действительности даже без учета дифракции, как правило, реальные оптические системы не обеспечивают образования абсолютно резкого изображения и его полного соответствия предмету.

При создании оптической системы с допустимыми отступлениями от идеальной используется представление об идеальном изображении, получаемом при действии идеальной оптической системы. Чтобы такая система превращала гомоцентрический пучок лучей пространства предметов в гомоцентрический пучок лучей пространства изображений, необходимо выполнить следующие условия:

каждой точке пространства предметов должна соответствовать точка пространства изображений;

каждой прямой пространства предметов должна соответствовать прямая пространства изображений.

Такие соответствующие друг другу точки и прямые (в том числе и лучи), находящиеся в разных пространствах, называют *сопряженными*.

Следует напомнить, что и пространство предметов и пространство изображений заполняют все пространство.

*Линейным увеличением* в оптической системы называют отношение линейного размера изображения, перпендикулярного к оптической оси, к соответствующему размеру предмета, также перпендикулярного к оптической оси;

$$\beta = y'/y.$$

Для идеальных оптических систем с круговой симметрией линейное увеличение постоянно в пределах всего поля изображения. Для оптических систем двойкой симметрии линейное увеличение различно в двух взаимно перпендикулярных направлениях плоскости изображения.

#### 14. Кардинальные элементы идеальной оптической системы

Среди множества точек пространства предметов имеются бесконечно удаленные точки. Каждая бесконечно удаленная точка принадлежит пучку параллельных прямых (пучок парал-

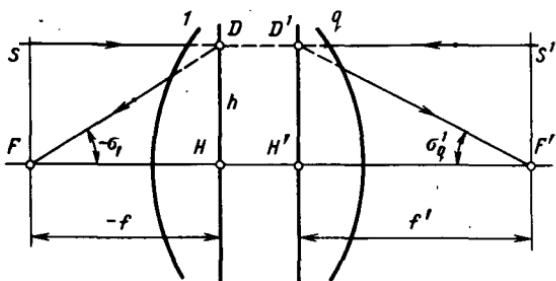


Рис. 20. Кардинальные элементы оптической системы

ельных прямых пересекается в бесконечно удаленной точке).

Множеством бесконечно удаленных точек является бесконечно удаленная плоскость. Возьмем в этой плоскости точку  $S$ , принадлежащую оптической оси (рис. 20). Из точки  $S$  исходит пучок параллельных лучей, каждый из которых параллелен оптической оси, падающих, например, на преломляющую поверхность  $l$  осесимметричной оптической системы. Эта система, если она идеальна, в пространстве изображений обеспечит получение осевой точки  $F'$ , сопряженной с бесконечно удаленной осевой точкой. Точку  $F'$  называют *задним фокусом* оптической системы.

Плоскость, проходящую через задний фокус перпендикулярно к оптической оси, называют *задней фокальной плоскостью* оптической системы.

Действие оптической системы из  $q$  преломляющих и отражающих поверхностей можно рассматривать как действие некоторой пары условных сопряженных плоскостей, перпендикулярных к оптической оси, линейное увеличение в которых  $\beta = +1$  (рис. 20). Одну из этих плоскостей называют *задней главной плоскостью* оптической системы, а точку  $H'$  ее пересечения с оптической осью — *задней главной точкой* оптической системы.

Положение задней главной плоскости определяется точкой  $D'$  пересечения продолжения луча или самого луча, идущего параллельно оптической оси в пространстве предметов, с продолжением этого же луча или самого луча, прошедшего оптическую систему и образующего в пересечении с оптической осью задний фокус  $F'$ .

Расстояние  $f'$  между задней главной точкой  $H'$  и задним фокусом  $F'$  называют *задним фокусным расстоянием* оптической системы.

Приведенные определения можно отнести и к случаю обратного хода луча через оптическую систему, т. е. лучей, идущих справа налево. В этом случае другую плоскость, сопряженную с задней главной плоскостью (в обратном ходе лучей), называют *передней главной плоскостью*, а точку  $H$  ее пересечения с оптической осью — *передней главной точкой*. Положение передней главной плоскости определяется точкой пересечения продолжения

луча или самого луча в обратном ходе (справа налево), идущего параллельно оптической оси, с продолжением этого же луча или самого луча, прошедшего оптическую систему и образующего в пересечении с оптической осью передний фокус  $F$  в пространстве предметов. С фокусом  $F$  сопряжена бесконечно удаленная точка  $S'$  оптической оси в пространстве изображений.

Плоскость, проходящую через передний фокус перпендикулярно к оптической оси, называют *передней фокальной плоскостью*. Расстояние  $f$  от передней главной точки до переднего фокуса является *передним фокусным расстоянием* оптической системы.

Фокусы, фокальные плоскости, главные плоскости, главные точки и фокусные расстояния называют *кардиальными элементами* оптической системы.

На рис. 20 показаны две пары сопряженных лучей и их продолжений:  $SD$  и  $D'F'$ ;  $FD$  и  $D'S'$ . Следовательно, точки  $D$  и  $D'$ , находящиеся на главных плоскостях и расположенные на одном и том же расстоянии  $h$  от оптической оси, полученные как пересечения пары лучей, сопряженных с другой парой, также являются сопряженными. Отсюда следует подтверждение того, что линейное увеличение в главных плоскостях  $\beta = +1$ , следовательно, задняя главная точка  $H'$  является изображением передней главной точки  $H$ .

Таким образом, главные плоскости можно определить как плоскости, в которых  $\beta = +1$ .

При высоте  $h$  падения лучей в прямом и обратном ходе (рис. 20) получаем следующие формулы для определения фокусных расстояний:

$$f' = h/\tan \sigma'_q; \quad f = h/\tan \sigma_1, \quad (32)$$

где  $\sigma'$  — угол между лучом, прошедшим оптическую систему, и оптической осью в пространстве изображений (прямой ход луча);  $\sigma$  — угол между лучом, прошедшим оптическую систему, и оптической осью в пространстве предметов (обратный ход луча).

При малой высоте  $h$  падения лучей при прямом и обратном ходе формулы для расчета фокусных расстояний принимают вид:

$$f' = h/\sigma'_q; \quad f = h/\sigma_1. \quad (33)$$

Идеальную оптическую систему можно представить бесконечно тонкой. В этом случае передняя и задняя главные плоскости совпадают, что отвечает условию равенства  $+1$  линейного увеличения в главных плоскостях. На вход такой идеальной оптической системы, заданной совмещенными главными плоскостями, передним  $f$  и задним  $f'$  фокусными расстояниями и разделяющей среды с показателями преломления  $n_1$  и  $n_{q+1}$ , поступает пучок параллельных лучей под малым углом  $\sigma$  к оптической оси (рис. 21). Этот пучок выходит из одной бесконечно удаленной точки  $B$  пространства предметов. Луч  $I$  пучка проходит через передний фокус  $F$ . После действия оптической системы он пойдет парал-

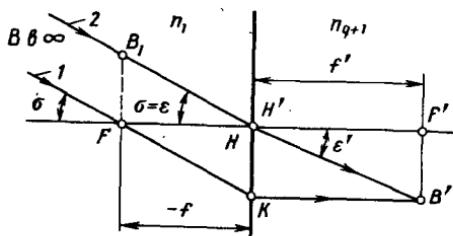


Рис. 21. Ход параллельного пучка лучей через идеальную оптическую систему

мально ко всем поверхностям центрированной оптической системы, вершины которых в случае бесконечно тонкой системы совпадают с точкой  $H$ . После действия оптической системы луч 2 пройдет через точку  $B'$ , образуя с оптической осью угол преломления  $\epsilon'$ .

Из построений, выполненных на рис. 21, находим, что  $|FB_1| = |HK| = |F'B'|$ , следовательно,  $-f \operatorname{tg} \epsilon = f' \operatorname{tg} \epsilon'$ .

При  $\epsilon \rightarrow 0$  угол  $\epsilon' \rightarrow 0$ , и поэтому при малых углах  $\epsilon$  и  $\epsilon'$   $-f \sin \epsilon \approx f' \sin \epsilon'$ . Так как по закону преломления  $\sin \epsilon / \sin \epsilon' = n_{q+1}/n_1$ , то

$$-f/f' = n_1/n_{q+1}. \quad (34)$$

Полученное равенство позволяет сделать следующий вывод: отношение фокусных расстояний идеальной оптической системы с преломляющими поверхностями равно отношению показателей преломления соответствующих сред, находящихся по обе стороны от оптической системы, взятому со знаком «минус», который указывает на расположение фокусов  $F$  и  $F'$  по разные стороны от совмещенного положения главных плоскостей этой системы.

В тех случаях, когда оптическая система находится в однородной среде, например в воздухе ( $n_1 = n_{q+1} = 1$ ),  $f' = -f$ , т. е. заднее и переднее фокусные расстояния равны по абсолютному значению.

## 15. Зависимости между положениями и размерами предмета и изображения

Для получения зависимостей, по которым определяют положения изображений точек, лежащих на оптической оси, рассмотрим выполненное на рис. 22 построение положения точки  $A'$ , являющейся изображением осевой точки  $A$ , образуемым идеальной оптической системой, заданной кардинальными элементами. Предмет (отрезок  $y$ ), перпендикулярный к оптической оси, имеет основанием точку  $A$ . Изображение точки  $B$ , представляющей собой размер предмета  $y$ , получается в точке  $B'$  пересечения двух лучей в пространстве изображений, сопряженных с лучами в пространстве предметов и проходящих через точку  $B$ .

Линия оптической оси и пересекает заднюю фокальную плоскость в точке  $B'$ , являющейся изображением бесконечно удаленной точки  $B$ .

Луч 2 проходит через совмещенные главные точки (точку  $H$ ), образуя с оптической осью угол падения  $\epsilon$ , равный углу  $\epsilon'$ . Отметим, что оптическая ось является нормалью оптической системе.

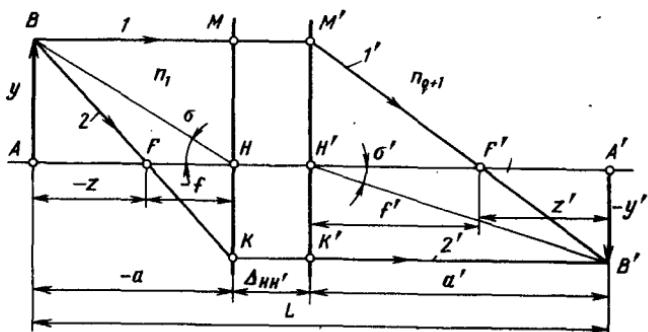


Рис. 22. Схема для вывода формул Ньютона и отрезков

Луч  $1'$  в пространстве предметов параллелен оптической оси. На задней главной плоскости в точке  $M'$  он меняет свое направление, и в пространстве изображений сопряженный с ним луч  $1$  проходит через фокус  $F'$ . Луч  $2$  в пространстве предметов проходит через точку  $B$  и передний фокус  $F$ . В точке  $K$  этот луч меняет свое направление, и в пространстве изображений с ним будет сопряжен луч  $2'$ , параллельный оптической оси. Таким образом получается точка  $B'$  — изображение точки  $B$ .

Лучи  $1$  и  $2$ , ход которых через систему известен, называют вспомогательными.

Так как предмет перпендикулярен к оптической оси, то его продолжение пересекается с передней главной плоскостью в бесконечно удаленной точке, изображение которой располагается также в бесконечно удаленной точке задней главной плоскости ( $\beta = +1$ ). Следовательно, изображение предмета лежит на прямой, проходящей через эту бесконечно удаленную точку и точку  $B'$ , т. е. на прямой, параллельной задней главной плоскости и соответственно перпендикулярной к оптической оси. Таким образом, изображение отрезка  $y$  (отрезок  $-y' = A'B'$ ) перпендикулярно к оптической оси, а точка  $A'$  является изображением точки  $A$ .

Положение точки  $A$  относительно переднего фокуса  $F$  определяется отрезком  $-z$ , положение точки  $A'$  относительно заднего фокуса  $F'$  — отрезком  $z'$ .

Из рассмотрения двух пар подобных прямоугольных треугольников следует:  $-y'/y = -f/-z = z'/f'$ . Отсюда получаем выражение

$$zz' = ff', \quad (35)$$

которое называют *формулой Ньютона*.

Если оптическая система находится в однородной среде, то  $f' = -f$  [см. равенство (34)] и формула Ньютона получит вид:

$$zz' = -f^2. \quad (36)$$

Положение точек  $A$  и  $A'$  относительно главных плоскостей определим отрезками  $a$  и  $a'$  соответственно. Тогда из рис. 22 находим, что  $z = a - f$  и  $z' = a' - f'$ . Подставляя эти равенства в формулу (35), получим выражение для определения положения сопряженных точек оптической оси:

$$f'/a' + f/a = 1, \quad (37)$$

которое называют *формулой отрезков*, или *формулой Гаусса*.

При  $f = -f'$  формула (37) имеет вид:

$$1/a' - 1/a = 1/f'. \quad (38)$$

Каждая из формул (35)–(38) при соответствующих исходных данных позволяет определить положение изображения осевой точки. Эта же задача решается при использовании выражения линейного увеличения  $\beta$ . Из рис. 22 следует, что

$$\beta = y'/y = -f/z = -z'/f'. \quad (39)$$

Заменим в формуле (39)  $z$  и  $z'$  на  $a - f$  и  $a' - f'$  соответственно. Тогда

$$a = (\beta - 1)f/\beta = (n_1/n_{q+1})(1 - \beta)f'/\beta; \quad (40)$$

$$a' = (1 - \beta)f'. \quad (41)$$

При  $n_1 = n_{q+1}$

$$a = (1 - \beta)f'/\beta. \quad (42)$$

Если положение предмета — отрезка  $y$ , перпендикулярного к оптической оси, — задано, например отрезком  $a$ , то из формулы (40) или (42) получаем значение линейного увеличения  $\beta$ , а из формулы (39) — значение  $y'$ , т. е. размер изображения.

Обозначим расстояние между плоскостями предмета и изображения (между точками  $A$  и  $A'$ ) через  $L$ , между главными плоскостями (между точками  $H$  и  $H'$ ) через  $\Delta_{HH'}$ . Тогда при известных значениях  $L$ ,  $\Delta_{HH'}$  и  $\beta = y'/y$  при  $n_1 = n_{q+1}$  получим:

$$f' = -(L - \Delta_{HH'})\beta/(1 - \beta)^2; \quad (43)$$

$$a' = -(L - \Delta_{HH'})\beta/(1 - \beta); \quad (44)$$

$$a = -(L - \Delta_{HH'})/(1 - \beta). \quad (45)$$

## 16. Угловое увеличение. Узловые точки

*Угловым увеличением*  $\gamma$  оптической системы называют отношение тангенса угла между лучом и оптической осью в пространстве изображений к тангенсу сопряженного с ним угла в пространстве предметов:

$$\gamma = \operatorname{tg} \sigma'_q / \operatorname{tg} \sigma_1. \quad (46)$$

Для бесконечно тонкой идеальной оптической системы (рис. 23)  $\gamma = a/a'$ .

Используя формулы (40) и (41), получаем

$$\gamma = (n_1/n_{q+1})(1/\beta). \quad (47)$$

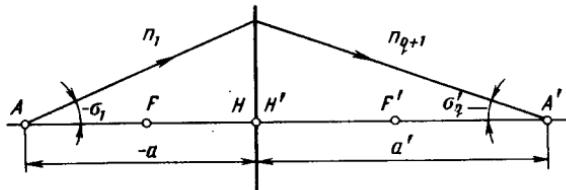


Рис. 23. Схема для вывода формул углового увеличения

Для оптической системы, находящейся в однородной среде ( $n_1 = n_{q+1}$ ), угловое увеличение обратно пропорционально линейному увеличению.

Точки предмета и изображения, лежащие на оптической оси, для которых  $\gamma = +1$ , называют *узловыми точками* оптической системы.

Из формулы (47) вытекает, что узловые точки совпадают с главными ( $\beta = +1$ ) в том случае, когда оптическая система находится в однородной среде.

Если оптическая система разделяет среды с разными показателями преломления  $n_1$  и  $n_{q+1}$ , то при  $\beta = +1$ , т. е. в главных плоскостях (см. рис. 22), и малых углах  $\sigma$  и  $\sigma'$

$$\gamma_{HH'} = \tan \sigma' / \tan \sigma \approx n_1 / n_{q+1} = -f/f'. \quad (48)$$

Плоскости, проходящие через узловые точки перпендикулярно к оптической оси, называют *узовыми плоскостями*.

Найдем положение этих плоскостей для случая, когда  $n_1 \neq n_{q+1}$ .

На рис. 24 показано положение фокусов  $F$  и  $F'$  относительно главных точек  $H$  и  $H'$ .

Положение узловых точек  $N$  (передней) и  $N'$  (задней) относительно фокусов определяется отрезками  $z_N$  и  $z_{N'}$ .

Из формулы (47) при  $\gamma = +1$  следует:  $\beta_{NN'} = -f/f'$ ; кроме того, из формулы (39) находим:

$$\beta_{NN'} = -z_{N'}/f' = -f/z_N.$$

Поэтому  $z_{N'} = f$  и  $z_N = f'$ .

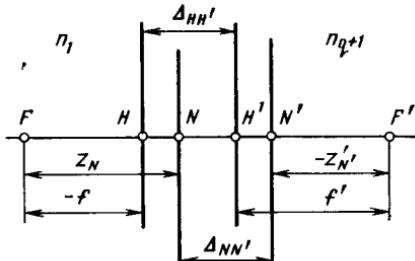


Рис. 24. Узловые точки оптической системы

Расстояние  $\Delta_{NN'}$  между узловыми точками определяется из равенства (см. рис. 24)

$$-f + \Delta_{HH'} + f' = z_N + \Delta_{NN'} - z'_{N'},$$

где  $\Delta_{HH'}$  — расстояние между главными точками (главными плоскостями).

Так как  $z_N = f'$ , а  $z'_{N'} = f$ , то  $\Delta_{NN'} = \Delta_{HH'}$ , т. е. расстояние между узловыми точками равно расстоянию между главными точками.

### 17. Продольное увеличение

*Продольным увеличением*  $\alpha$  оптической системы называют отношение бесконечно малого отрезка, взятого вдоль оптической оси в пространстве изображений, к сопряженному с ним отрезку в пространстве предметов:  $\alpha = \partial z'/\partial z$ .

На рис. 25 показаны сопряженные отрезки  $\Delta z'$  и  $\Delta z$ , предел отношения которых при  $\Delta z \rightarrow 0$  и есть продольное увеличение  $\alpha$ .

Для нахождения отношения  $\partial z'/\partial z$  продифференцируем формулу Ньютона  $zz' = ff'$  по  $z'$  и  $z$ :

$$z \Delta z' + z' \Delta z = 0,$$

откуда

$$\alpha = \Delta z'/\Delta z = -z'/z.$$

Так как  $z' = ff'/z$ , то

$$\alpha = -ff'/z^2,$$

где  $-f/z = \beta$ ;  $f'/z = -n_{q+1}f/(n_1z) = n_{q+1}\beta/n_1$ .

Таким образом,

$$\alpha = n_{q+1}\beta^2/n_1. \quad (49)$$

Связь между линейным и угловым увеличением устанавливается формулой (47), поэтому из формулы (49) получаем  $\alpha\gamma = \beta$ . Для оптических систем, находящихся в однородной среде ( $n_{q+1} = n_1$ ),  $\alpha = \beta^2$ .

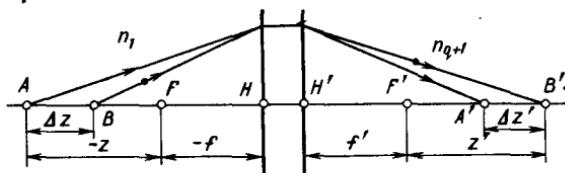


Рис. 25. Схема для вывода формулы продольного увеличения

## 18. Построение хода лучей через оптическую систему, заданную кардинальными элементами

• Построение хода лучей для получения изображения точки и отрезка прямой, образуемого идеальной оптической системой, можно выполнить, используя результаты вычислений по формулам (35)–(45).

Рассмотрим графическое решение задачи определения положения и размера изображения, образуемого оптической системой, заданной главными плоскостями и фокусными расстояниями и находящейся в однородной среде. Графическое построение изображений является наглядным и во многих случаях обеспечивает при изменении условий задачи простое получение оптимального решения.

Приведем несколько вариантов построения изображений, основанных на построении хода лучей. Предварительно отметим, что из формулы (48) следует равенство углов  $\sigma$  и  $\sigma'$  (см. рис. 22), образованных лучами  $BH$  и  $H'B'$  и оптической осью, при условии, что система находится в однородной среде ( $n_{q+1} = n_1$ ).

Три варианта построения изображения точки при действии оптической системы, находящейся в однородной среде, показаны на рис. 26.

Положение изображения  $B'$  точки  $B$  определяется как точка пересечения двух лучей в пространстве изображений, проходящих через точку  $B$  предмета. Такими лучами в пространстве предметов могут быть лучи 1 и 2 и соответствующие им в пространстве изображений лучи  $1'$  и  $2'$ . Этот вариант, показанный также на рис. 22, не имеет ограничений в виде соблюдения равенства показателей преломления  $n_1$  и  $n_{q+1}$ .

Второй вариант построения выполняется проведением лучей 1 и 3 в пространстве предметов и сопряженных с ними лучей  $1'$  и  $3'$  в пространстве изображений, причем лучи 3 и  $3'$  параллельны, так как угловое увеличение в главных точках, совпадающих с узловыми, равно единице, т. е.  $\sigma' = \sigma$ .

В третьем варианте построения используются лучи 2,  $2'$  и 3,  $3'$ .

Изображение осевой точки  $A$ , являющейся основанием перпендикуляра, опущенного из точки  $B$  на оптическую ось, — точка  $A'$  — получается как основание перпендикуляра, опущенного из точки  $B'$  на оптическую ось (см. п. 15).

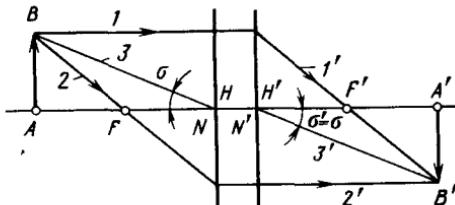
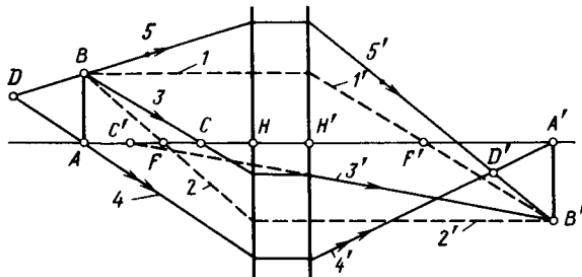


Рис. 26. Три варианта построения изображения точки при действии оптической системы, находящейся в однородной среде

Рис. 27. Построение изображения точки для случая, когда имеется построенное изображение другой точки



Зная положение изображения точки  $B$  (точки  $B'$ ), можно построить изображение любой точки. На рис. 27 показано положение точки  $B'$ , полученной первым вариантом построения, т. е. проведением лучей 1 и 2, при  $f' \neq -f$  (см. рис. 26). Осевые точки  $A$  и  $A'$  являются основаниями соответствующих перпендикуляров. Возьмем осевую точку  $C$ . С лучом 3, проходящим через точку  $C$ , сопряжен луч  $3'$ , продолжение которого в пересечении с оптической осью определяет искомую точку  $C'$ , являющуюся изображением точки  $C$ .

Для получения изображения точки  $D$  требуется провести уже два луча (для точки  $C$  вторым лучом была оптическая ось), через предметные точки и соответствующие им изображения. Этими лучами на рис. 27 будут лучи 4 и 5, пересечение которых в пространстве изображений дает точку  $D'$  — изображение точки  $D$ .

Если фокус  $F'$  является изображением бесконечно удаленной точки, принадлежащей пучку лучей, параллельных оптической оси, то задняя фокальная плоскость будет множеством изображений бесконечно удаленных точек пространства предметов, т. е. изображением бесконечно удаленной плоскости. Аналогично определяется и передняя фокальная плоскость, которая используется при построении изображений при обратном ходе лучей.

На рис. 28 показано построение изображения  $y' = A'B'$  отрезка  $y = AB$ , перпендикулярного к оптической оси. Изображение бесконечно удаленной точки  $G$ , принадлежащей параллельным лучам 1 и 2, будет в точке  $G'$ , лежащей на задней фокальной плоскости. Изображение  $A'$  точки  $A$  находится на пересечении луча  $2'$  с оптической осью. Точка  $B'$  лежит на перпендикуляре

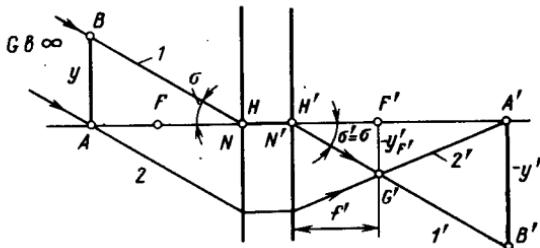


Рис. 28. Построение изображения отрезка, перпендикулярного к оптической оси  
36

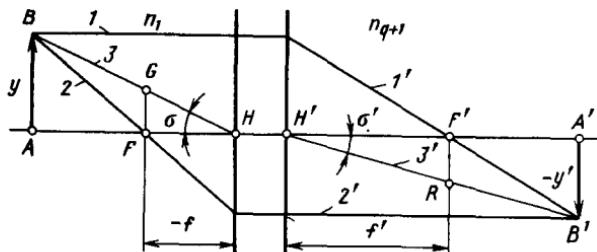


Рис. 29. Построение изображения внеосевой точки

к оптической оси и определяется пересечением его с лучом  $1'$ , параллельным лучу  $1$  ( $\sigma' = \sigma$ , так как  $f' = -f$ ).

Расстояние  $|y'|$  точки  $G'$  от оптической оси в фокальной плоскости с учетом того, что  $\sigma' = \sigma$ , определяется следующим равенством:  $|y'| = f' \operatorname{tg} \sigma$ .

На рис. 29 изображение  $A'B'$  отрезка  $AB$  получено по первому варианту построения (см. рис. 26), т. е. проведением лучей  $1$  и  $2$ . Если  $n_{q+1} \neq n_1$ , то углы  $\sigma'$  и  $\sigma$  имеют разные значения, и в этом случае нельзя воспользоваться вторым или третьим вариантом построения.

Рассмотрим возможность построения изображения внеосевой точки (точки  $B$ ) проведением луча, проходящего через главные точки  $H$  и  $H'$  (см. рис. 29). Отметим в передней фокальной плоскости отрезок  $FG$  и в задней фокальной плоскости отрезок  $F'R$ . Из рис. 29 следует, что  $FG = -f \operatorname{tg} \sigma$ ;  $F'R = f' \operatorname{tg} \sigma'$ . Найдем их отношение

$$FG/F'R = -f \operatorname{tg} \sigma / (f' \operatorname{tg} \sigma').$$

Из равенства (48) вытекает, что  $\operatorname{tg} \sigma' = -f'/f$ .

Таким образом показано, что  $|F'R| = |FG|$ .

Следовательно, для построения изображения отрезка, перпендикулярного к оптической оси, или внеосевой точки кроме одного из лучей  $1$  или  $2$  проводят сопряженные лучи  $3$  и  $3'$ . Выходящий из задней главной точки  $H'$  луч  $3'$  отсекает на следе задней фокальной плоскости отрезок, длина которого равна длине отрезка, отсеченного лучом  $3$  в пространстве предметов на следе передней фокальной плоскости.

Изложенное выше позволяет сделать вывод о том, что в оптической системе, заданной кардинальными элементами, ход луча, идущего через главную точку, всегда известен.

Построение изображений принято показывать для бесконечно тонкой оптической системы. Это оправдывается тем, что во многих случаях размер по направлению оптической оси простейших оптических систем (отдельной линзы или компонента, под которым понимают систему из нескольких склеенных линз) мал по сравнению с радиусами преломляющих поверхностей. Поправка на расстояние между предметом и изображением учитывается в значении расстояния между главными плоскостями.

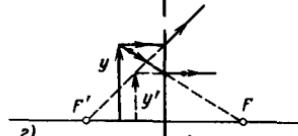
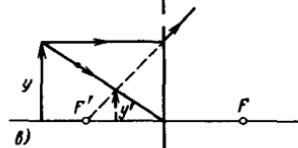
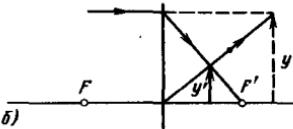
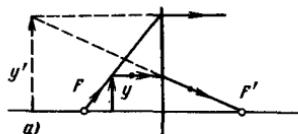
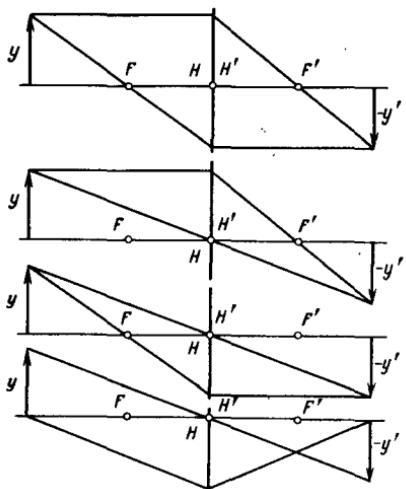


Рис. 30. Варианты построения изображений

Рис. 31. Примеры построения изображений при различном расположении предмета

На рис. 30 показано четыре варианта построения изображения  $y'$  отрезка  $y$ , образуемого положительной тонкой системой ( $f' > 0$ ) при  $n_{q+1} = n_1$ , для случая, когда отрезок  $y$  находится перед передним фокусом  $F$  системы.

На рис. 31 представлены примеры построения изображений  $y'$  отрезка  $y$  положительными (рис. 31, а, б) и отрицательными, т. е. при  $f' < 0$  (рис. 31, в–д), бесконечно тонкими системами при различных положениях отрезка  $y$ . Предмет  $y$  на рис. 31, б и д мнимый. Этот случай возможен, если предмет рассматривать как изображение, полученное в результате действия предшествующей оптической системы, не показанной на рисунке.

## 19. Изображение наклонных плоскостей предметов

Рассмотрим один из примеров действия оптической системы, когда ее оптическая ось не перпендикулярна к плоскости предметов. В аэрофотосъемке процесс получения изображения участка земной поверхности выполняется в основном при наклонном положении оптической оси объектива камеры относительно вертикали. Следовательно, полученный фотоснимок не имеет

постоянного масштаба по всему полю изображения. Для обеспечения определенного и постоянного масштаба по всему полу снимка выполняется процесс фототрансформирования. При этом оптическая ось проекционного объектива не перпендикулярна к плоскости аэронегатива, который является предметом.

На рис. 32, *a* показано меридиональное сечение *BC* плоскости предметов, которая составляет с оптической осью системы угол  $90^\circ - \varphi_p = -\sigma$  (угол  $\varphi_p$  — двугранный угол между плоскостью предметов и главными плоскостями оптической системы, заданной этими плоскостями и фокусными расстояниями). Найдем изображение этой наклонной плоскости.

Точка  $A'$  является изображением осевой точки  $A$  предметной плоскости. Продолжим плоскость предметов до пересечения с передней главной плоскостью. В меридиональном сечении точкой пересечения будет точка  $T$ . Ее изображение — точка  $T'$  — получается из условия, что линейное увеличение в главных плоскостях равно +1. Так как точки  $A'$  и  $T'$  являются изображением точек, принадлежащих сечению предметной плоскости, то прямая  $A T'$  будет меридиональным сечением плоскости изображений.

Двугранный угол  $\varphi_E = 90^\circ - \sigma'$  между плоскостью изображений и главными плоскостями определяется из равенства

$$\operatorname{tg} \varphi_E = -(a'/a) \operatorname{tg} \varphi_p \text{ или } \operatorname{tg} \varphi_E = -\beta \operatorname{tg} \varphi_p,$$

где  $\beta$  — линейное увеличение оптической системы, относящееся к прямым предмета и изображений, перпендикулярным к оптической оси и проходящим через точки  $A$  и  $A'$ .

Изображения точек  $B$  и  $C$ , а также любых других, лежащих в наклонной предметной плоскости, получаются с помощью лучей, проходящих через эти точки и переднюю узловую точку (в данном случае совпадающую с главной) и не меняющих направления при выходе из задней узловой (главной) точки оптической системы.

Меридиональное сечение наклонных плоскостей предмета и изображения представляется в виде пары сопряженных лучей пространства предметов и изображений (условие Чапского). Частным случаем выполнения условия Чапского является сопряженность плоскостей предметов и изображений, перпендикулярных к оптической оси.

При совмещении главных плоскостей, связанном с переходом к бесконечно тонкой оптической системе (рис. 32, *b*), все предыдущие выводы сохраняются.

На рис. 32, *b* примем точку  $A$  за начало системы координат  $x, y$  в наклонной предметной плоскости, а точку  $A'$  — за начало координат  $x', y'$  в плоскости изображений, сопряженной с плоскостью предметов (рис. 33).

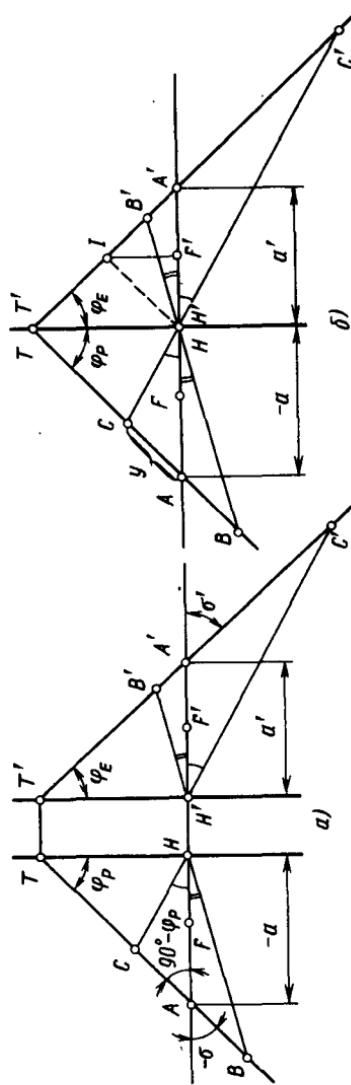


Рис. 32. Наклонные плановые изображения предмета и изображения

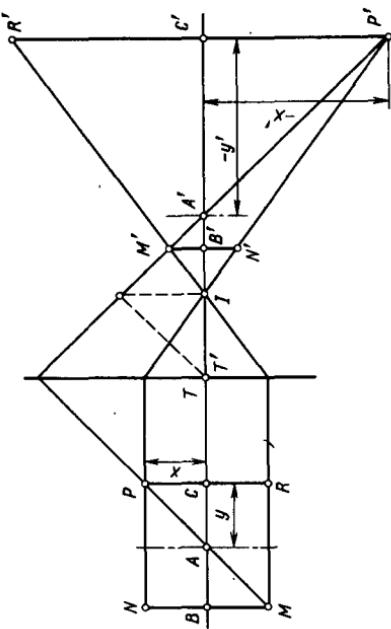


Рис. 33. Развёртка наклонного квадратного предмета и его наклонного трапециевидного изображения

Зная координаты  $x$  и  $y$ , по следующим формулам можно вычислить  $x'$  и  $y'$ :

$$y' = \frac{a'y \cos \varphi_P}{\cos \varphi_E (a + y \sin \varphi_P - y \cos \varphi_P \operatorname{tg} \varphi_E)} ;$$

$$x' = y' x \cos \varphi_E / (y \cos \varphi_P).$$

Эти формулы обеспечивают вычисление линейного увеличения  $\beta$  для любых сопряженных отрезков наклонных плоскостей предмета и изображения, лежащих на прямых, проведенных перпендикулярно к рассматриваемой меридиональной плоскости через сопряженные точки с координатами  $x$ ,  $y$  и  $x'$ ,  $y'$ .

На рис. 33 показана развертка плоскостей предмета и его изображения. Квадрат  $MNPR$  на плоскости предмета оптической системой преобразован в трапецию  $M'N'P'R'$ . При построении этого изображения использована так называемая главная точка схода  $I$ , лежащая в задней фокальной плоскости оптической системы и являющаяся точкой пересечения луча  $T'A'$  с этой плоскостью (см. рис. 32, б).

В пределах рассматриваемого участка  $BC$  наклонной плоскости предметов (см. рис. 33)

$$|\beta|_{\min} = \frac{B'M'}{BM}; \quad |\beta|_{\max} = \frac{C'R'}{CR}.$$

## 20. Расчет хода луча через идеальную систему

Положение луча, выходящего из осевой точки  $A$  и падающего на высоте  $h$  на оптическую систему, определяется его углом  $\sigma$  с оптической осью (рис. 34). Найдем угол  $\sigma'$  между сопряженным лучом, который определяет изображение  $A'$  точки  $A$ , и оптической осью при условии, что бесконечно тонкая оптическая система, дающая изображение  $A'$  точки  $A$  и заданная совмещенными главными плоскостями и фокусными расстояниями, является идеальной.

Согласно рис. 34 имеем  $a = h/\operatorname{tg} \sigma$  и  $a' = h/\operatorname{tg} \sigma'$ .

Подставив  $a$  и  $a'$  в формулу (37), получим следующее равенство:

$$f' \operatorname{tg} \sigma'/h + f \operatorname{tg} \sigma/h = 1,$$

откуда

$$\operatorname{tg} \sigma' = -\frac{f}{f'} \operatorname{tg} \sigma + \frac{h}{f'} \text{ или } \operatorname{tg} \sigma' = -\frac{f}{f'} \operatorname{tg} \sigma + \frac{h\Phi}{n'},$$

где  $\Phi$  — оптическая сила системы.

Полученную формулу называют *формулой узлов*, и в общем виде для системы из нескольких компонентов она будет следующей:

$$\operatorname{tg} \sigma_{k+1} = -\left(\frac{f_k}{f'_k}\right) \operatorname{tg} \sigma_k + h_k \Phi_k / n_{k+1}. \quad (50)$$

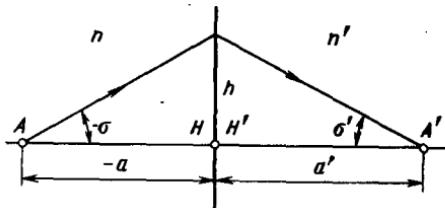


Рис. 34. Ход луча через идеальную оптическую систему

Если отношение фокусных расстояний заменить отношением показателей преломления [формула (34)], то получим формулу углов в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \sigma_{k+1} = & (n_k/n_{k+1}) \operatorname{tg} \sigma_k + \\ & + h_k \Phi_k / n_{k+1}. \end{aligned} \quad (51)$$

Если оптическая система находится в воздухе, то из формулы (51) получаем:

$$\operatorname{tg} \sigma_{k+1} = \operatorname{tg} \sigma_k + h_k \Phi_k. \quad (52)$$

Для вычисления высот падения лучей обратимся к рис. 35. Из подобия треугольников с общей вершиной  $A'_k$  ( $A_{k+1}$ ) имеем:

$$h_k/a'_k = -h_{k+1}/(d_k - a'_k),$$

или

$$h_{k+1} = h_k - (h_k/a'_k) d_k,$$

где  $d_k$  — расстояние между компонентами  $k$  и  $k+1$ .

Так как  $h_k/a'_k = \operatorname{tg} \sigma_{k+1}$ , то

$$h_{k+1} = h_k - d_k \operatorname{tg} \sigma_{k+1}. \quad (53)$$

Полученное равенство называют *формулой высот*.

Последовательное использование формул углов и высот обеспечивает расчет хода лучей через идеальную оптическую систему любой степени сложности или определение оптических сил компонентов при заданном ходе луча.

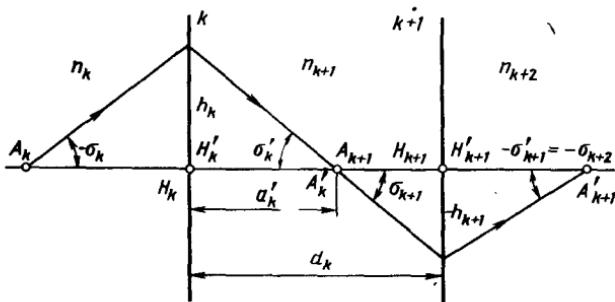


Рис. 35. Схема для расчета хода луча

## 21. Оптические системы из нескольких компонентов

Сложная оптическая система состоит из нескольких оптических систем — *компонентов*.

Найдем оптическую силу системы, состоящей из ряда компонентов, заданных их оптическими силами  $\Phi$  и расстояниями  $d$  между компонентами.

Оптическая сила эквивалентной системы, состоящей из  $m$  компонентов, равна

$$\Phi_s = n_{m+1}/f_s = n_{m+1} \operatorname{tg} \sigma_{m+1}/h_1, \quad (54)$$

где  $n_{m+1}$  — показатель преломления среды пространства изображений всей системы;  $\sigma_{m+1}$  — угол между лучом, прошедшим оптическую систему, и оптической осью;  $h_1$  — высота падения луча, параллельного оптической оси, на первый компонент оптической системы.

Оптическая сила определяется с помощью формулы углов (51):

$$\begin{aligned}\operatorname{tg} \sigma_1 &= 0; \\ \operatorname{tg} \sigma_2 &= h_1 \Phi_1/n_2; \\ \operatorname{tg} \sigma_3 &= (n_2/n_3) \operatorname{tg} \sigma_2 + h_2 \Phi_2/n_3,\end{aligned}\dots$$

Использование этих формул приводит к следующему равенству:

$$\operatorname{tg} \sigma_{m+1} = (1/n_{m+1}) (h_1 \Phi_1 + h_2 \Phi_2 + \dots + h_m \Phi_m).$$

Учитывая формулу (54), получим:

$$\Phi_s = \frac{1}{h_1} \sum_{k=1}^{k=m} h_k \Phi_k. \quad (55)$$

Найдем оптическую силу системы, состоящей из двух компонентов 1 и 2 (рис. 36). Высоты луча на каждом компоненте определяются формулой высот (53).

Последовательно имеем:

$$\begin{aligned}\operatorname{tg} \sigma_1 &= 0; \\ \operatorname{tg} \sigma_2 &= h_1 \Phi_1/n_2; \\ h_2 &= h_1 (1 - \Phi_1 d/n_2); \\ \operatorname{tg} \sigma_3 &= h_1 [\Phi_1 n_3 + (1 - \Phi_1 d/n_2) \Phi_2/n_3].\end{aligned}$$

Подставив  $\operatorname{tg} \sigma_3$  в формулу (54), получим:

$$\Phi_s = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d/n_1. \quad (56)$$

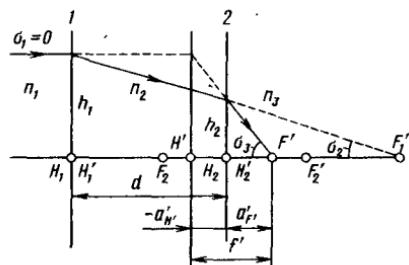


Рис. 36. Система из двух компонентов

Расстояние от второго компонента до эквивалентного заднего фокуса  $F'$  системы

$$a'_{F'} = h_2 / \operatorname{tg} \sigma_3$$

или

$$a'_{F'} = f' (1 - \Phi_1 d / n_2), \quad (57)$$

а расстояние от этого компонента до задней главной плоскости системы

$$a'_H = a'_{F'} - f'.$$

Переднее фокусное расстояние, положение переднего фокуса и передней главной плоскости эквивалентной оптической системы определяют расчетом обратного хода луча. Тогда в соответствии с формулой (57) получим расстояние от первого компонента до переднего эквивалентного фокуса системы:

$$a_F = f (1 - \Phi_2 d / n_2).$$

Отрезок, определяющий положение передней главной плоскости,

$$a_H = a_F - f.$$

Если оба компонента оптической системы находятся в воздухе, то оптическая сила системы

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d, \quad (58)$$

а расстояние от второго компонента до эквивалентного заднего фокуса системы

$$a'_{F'} = f' (1 - \Phi_1 d). \quad (59)$$

Возможен случай, когда пространство предметов (до компонента 1) и пространство изображений (после компонента 2) заполнены не воздухом, а между компонентами — воздух, т. е.  $n_1 \neq 1$ ,  $n_2 = 1$ ,  $n_3 \neq 1$ . Тогда для вычисления оптической силы системы используется формула (58), в которой  $\Phi_1 = 1/f_1$  и  $\Phi_2 = n_3/f_2$ .

Среди двухкомпонентных оптических систем имеются такие, у которых задний фокус первого компонента совмещен с передним фокусом второго. В этом случае расстояние между компонентами, находящимися в воздухе, равно сумме их задних фокусных расстояний, а оптическая сила системы в соответствии с формулой (58) равна нулю. Такую оптическую систему называют телескопической. Ее фокусное расстояние  $f' = \infty$ .

Найдем оптическую силу системы, состоящей из трех бесконечно тонких компонентов (рис. 37). Для этого, так же как и для двухкомпонентной системы, используем формулы углов и высот с тем, чтобы получить значение  $\operatorname{tg} \sigma_4$  при  $\sigma_1 = 0$ . Тогда  $\Phi = n_4/f' = n_4 \operatorname{tg} \sigma_4/h_1$  или

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 - \frac{\Phi_1}{n_2} d_1 (\Phi_2 + \Phi_3) - (\Phi_3/n_3) d_2 [\Phi_1 + \Phi_2 - (\Phi_1 \Phi_2 / n_2) d_1]. \quad (60)$$

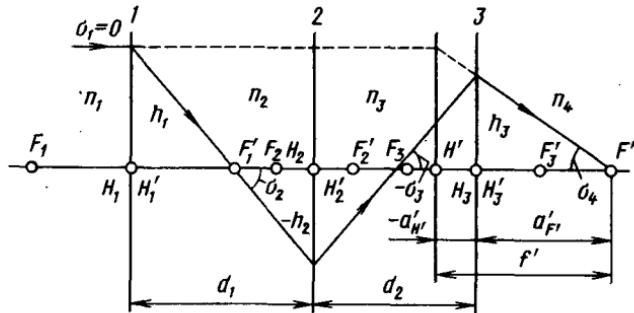


Рис. 37. Система из трех компонентов

Отрезок  $a_{F'}$ , определяющий положение заднего фокуса  $F'$  относительно последнего компонента, вычисляют по формуле

$$a_{F'} = h_3 / \operatorname{tg} \sigma_4 = n_4 h_3 / (\Phi h_1) = (n_4 / \Phi) [1 - (\Phi_1 / n_2) d_1 - (\Phi_1 / n_3) d_2 - (\Phi_2 / n_3) d_2 + \Phi_1 \Phi_2 d_1 d_2 / (n_2 n_3)],$$

или

$$a_{F'} = (n_4 / \Phi) [1 - \Phi_1 (d_1 / n_2 + d_2 / n_3) - d_2 (\Phi_2 / n_3) (1 - d_1 \Phi_1 / n_2)]. \quad (61)$$

Для системы, все компоненты которой находятся в воздухе, формулы (60) и (61) будут иметь вид:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 - \Phi_1 d_1 (\Phi_2 + \Phi_3) - \Phi_3 d_2 (\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d_1); \quad (62)$$

$$a_{F'} = [1 - \Phi_1 (d_1 + d_2) - \Phi_2 d_2 (1 - \Phi_1 d_1)] / \Phi.$$

Рассмотрим оптическую систему из трех бесконечно тонких соприкасающихся компонентов ( $d_1 = d_2 = 0$ ).

Оптическая сила такой системы  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3$ . Отрезок  $a_{F'}$  в этом случае по формуле (62) равен  $f'$ .

Для любого числа  $m$  бесконечно тонких компонентов, входящих в бесконечно тонкую систему [см. формулу (55)],

$$\Phi = \sum_{k=1}^{k=m} \Phi_k. \quad (63)$$

Оптическая сила бесконечно тонкой системы, состоящей из бесконечно тонких компонентов, равна сумме оптических сил этих компонентов.

Выведенные формулы действуют и при сложении компонентов с раздельными главными плоскостями ( $\Delta_{HH'} \neq 0$ ). При этом расстояние  $d_k$  отсчитывается от задней главной плоскости предшествующего компонента до передней главной плоскости последующего.

Задачу отыскания параметров эквивалентной системы можно решить и графически. При этом построение будет каскадным. Изображение, образуемое первым компонентом, является предметом по отношению ко второму компоненту и т. д.

## Глава IV

# ОПТИКА ПАРАКСИАЛЬНЫХ И НУЛЕВЫХ ЛУЧЕЙ

## 22. Действие параксиальных лучей

Для расчета хода лучей через оптическую систему, состоящую из центрированных поверхностей, могут быть использованы формулы (9)–(12) и (13).

Из формул (9)–(12) для одной преломляющей сферической поверхности получается инвариант вида

$$n_1(s - r) \sin \sigma = n_2(s' - r) \sin \sigma', \quad (64)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления сред, границей которых является сфера радиусом  $r$ ;  $s$  и  $s'$  — отрезки, определяющие положения осевой точки и ее изображения относительно вершины сферы;  $\sigma$  и  $\sigma'$  — углы между лучом, проходящим через точку и ее изображение, и оптической осью в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно.

Напомним, что в общем случае при использовании формул (9)–(12) длина отрезка  $s'$  при одном и том же значении зависит от угла  $\sigma$ , т. е. имеет место нарушение гомоцентричности преломленного пучка лучей.

Гомоцентричность пучка лучей сохраняется, если

$$\sin \sigma / \sin \sigma' = \text{const.} \quad (65)$$

Условие (65), кроме некоторых частных случаев, выполняется при малых (по абсолютному значению) значениях углов  $\sigma$  и  $\sigma'$ . На рис. 38 показан ход одного из лучей, образующего с оптической осью малый угол  $\sigma$  и падающего на сферическую преломляющую поверхность на малой высоте  $h$ , что определяет малые значения углов  $\varphi$  и  $\sigma'$ . При этом выполняется равенство  $s\sigma = s'\sigma'$ .

Таким образом, условие (65) примет вид:

$$\sin \sigma / \sin \sigma' \approx \sigma / \sigma' = s' / s = \text{const.} \quad (66)$$

Подставляя отношение синусов в равенство (64), получаем, что отрезок, определяющий положение изображения осевой точки относительно вершины преломляющей поверхности,

$$s' = n_2 rs / [(n_2 - n_1)s + n_1 r], \quad (67)$$

т. е. является постоянным для данного  $s$  и не зависит от угла  $\sigma$ . Следовательно, при выполнении равенства (66) гомоцентричность пучка лучей при действии сферической преломляющей поверхности сохраняется.

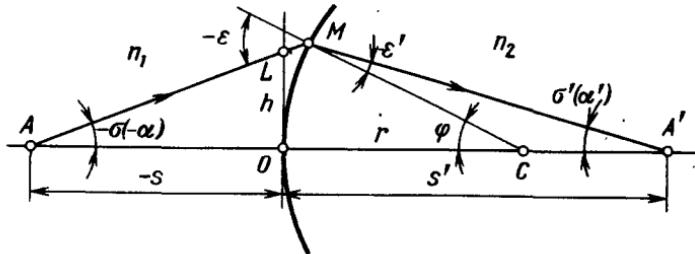


Рис. 38. Параксиальный луч

Таким образом, оптическая система, состоящая из центрированных поверхностей, для осевого пучка лучей, образующих с оптической осью малые углы и падающих на оптическую систему на малой высоте, действует как идеальная. Лучи этого пучка называют *параксиальными*.

Угол между оптической осью и параксиальным лучом в пространстве предметов обозначают  $\alpha$ . Значение угла  $\alpha$  должно быть таким, чтобы

$$\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha; \quad \cos \alpha \approx 1. \quad (68)$$

Закон преломления при этом будет представлен равенством

$$n_1 e = n_2 e', \quad (69)$$

так как при выполнении условий (68)  $\sin e \approx e$ ,  $\sin e' \approx e'$ .

Вернемся к рассмотрению рис. 38. Параксиальный луч встречает преломляющую осесимметричную поверхность в точке  $M$  на малой высоте  $h$ , поэтому для сферических и несферических поверхностей точки  $L$  и  $M$  можно полагать совпадающими (точка  $L$  — точка встречи параксиального луча с плоскостью, касательной к поверхности и проходящей через ее вершину  $O$ ).

Следовательно, действие оптической системы в параксиальной области, т. е. в зоне действия параксиальных лучей, можно рассматривать происходящим на плоскостях, касательных к вершинам поверхностей.

Из формулы (67) после простых преобразований получим следующее равенство:

$$Q = n_1(1/s - 1/r) = n_2(1/s' - 1/r), \quad (70)$$

где  $Q$  — *инвариант преломления*, имеющий место при действии параксиальных лучей.

Инвариант  $Q$ , так же как и получаемая из него формула

$$n_2/s' - n_1/s = (n_2 - n_1)/r, \quad (71)$$

а также формула (67) связывают отрезки  $s$  и  $s'$ , определяющие положения предметной осевой точки и ее изображения относительно вершины преломляющей поверхности при действии параксиальных лучей.

Для отражающей поверхности ( $n_2 = -n_1$ ) формула (70) принимает вид:

$$1/s + 1/s' = 2/r. \quad (72)$$

Формулы (67), (70)–(72) могут быть использованы для вычисления отрезков  $s'_k$ , определяющих положение изображения осевой точки после действия каждой поверхности.

При переходе к оценке действия следующей поверхности (после получения отрезка  $s'_k$ , относящегося к  $k$ -й поверхности), необходимо использовать формулу (13):

$$s_{k+1} = s'_k - d_k,$$

где  $d_k$  — расстояние между вершинами поверхностей.

### 23. Инвариант Гюйгенса—Гельмгольца

Рассмотрим получение изображения  $B'$  внеосевой точки  $B$  с помощью сферической преломляющей поверхности с радиусом  $r$  (рис. 39). Точка  $B$  находится в плоскости, перпендикулярной к оптической оси и пересекающей ее в точке  $A$ .

С помощью параксиального луча, образующего с оптической осью угол  $\alpha$ , построим изображение  $A'$  точки  $A$ . Для этого, зная угол  $\epsilon$  и показатели преломления  $n_1$  и  $n_2$ , по формуле (69) вычислим угол преломления  $\epsilon'$  и отложим его. Преломленный луч в пересечении с оптической осью даст точку  $A'$ . Проведем луч через точку  $B$  в центр  $C$  преломляющей сферы. Отметим на этом луче точку  $A_1$ , находящуюся на том же расстоянии  $R$  от центра  $C$ , что и точка  $A$ . Изображение  $A'_1$  точки  $A_1$  на основе полной тождественности точек  $A$  и  $A_1$  находится на том же расстоянии  $-R'$  от центра  $C$ , что и изображение  $A'$  точки  $A$ .

Итак, для одной сферической преломляющей поверхности сопряженными элементами являются две сферические поверхности, концентричные преломляющей сфере.

Радиус  $R$  сферы-предмета и радиус  $R'$  сферы-изображения связаны зависимостью, получаемой, например, из формулы (67):

$$R' = (n_1/n_2) (\alpha/\alpha') R, \quad (73)$$

где согласно равенству (66)  $\alpha/\alpha' = s'/s$ .

При дифференцировании зависимости (73) получим, что

$$dR' = (n_1/n_2) (\alpha/\alpha') dR.$$

Следовательно, при увеличении  $R$  (см. рис. 39) абсолютное значение  $R'$  уменьшается ( $R'$  — отрицательная величина).

Таким образом, изображение точки  $B$  (точка  $B'$ ) находится на расстоянии  $B'C < |R'|$  от центра  $C$ . Отсюда следует, что использование сферической преломляющей поверхности при конечном размере предмета, перпендикулярного к оптической оси, не

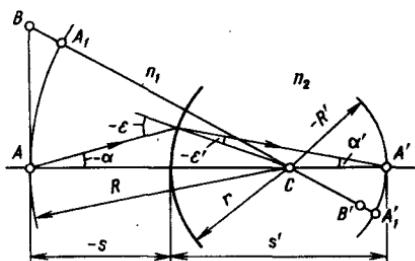


Рис. 39. Образование изображения одной сферической поверхностью

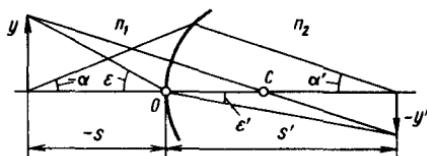


Рис. 40. Схема для вывода инварианта Гюйгенса — Гельмгольца

обеспечивает получения его изображения, также перпендикулярного к оптической оси.

Изложенное выше позволяет заключить, что две плоскости, перпендикулярные к оптической оси, будут сопряженными элементами пространства предметов и пространства изображений только в параксиальной области.

На рис. 40 показано построение изображения  $u'$  малого отрезка  $u$ , перпендикулярного к оптической оси, с помощью сферической поверхности с центром  $C$ , разделяющей две среды с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  ( $n_1 < n_2$ ). Луч, проходящий через вершину отрезка  $u$  и центр  $C$  сферической поверхности, не преломляется и в пересечении с прямой, перпендикулярной к оптической оси и расположенной на расстоянии  $s'$  от вершины  $O$  сферической поверхности, отсекает от этой прямой отрезок  $u'$ , являющийся изображением отрезка  $u$ .

Размер изображения  $u'$  при его построении определяется проведением падающего луча через вершину  $O$  сферической поверхности под углом  $\epsilon$  и преломленного луча под углом  $\epsilon'$  к оптической оси. Согласно закону преломления для параксиальной области  $n_1 \epsilon = n_2 \epsilon'$ , т. е.  $\epsilon' = n_1 \epsilon / n_2$ .

Из рис. 40 имеем  $-u'/u = s'\epsilon'/(-se)$  или, используя закон преломления, получим  $-u'/u = s'n_1/(-sn_2) = n_1\alpha/(-n_2\alpha')$ , откуда следует

$$n_1 u \alpha = n_2 u' \alpha'. \quad (74)$$

Равенство (74) известно как *инвариант Гюйгенса — Гельмгольца*.

Так как  $n_1/n_2 = -f/f'$  [см. формулу (34)], то из равенства (74) получим:

$$f u \alpha = -f' u' \alpha'. \quad (75)$$

Инвариант (74) и формулу (75) можно распространить на любое число преломляющих сферических и несферических поверхностей.

Если оптическая система состоит из  $q$  поверхностей, то инвариант имеет следующий вид:

$$n_1 u_1 \alpha_1 = n_2 u'_1 \alpha'_1 = n_3 u'_2 \alpha'_2 = \dots = n_{q+1} u'_q \alpha'_q,$$

где индекс 1 относится к пространству предметов первой поверхности, а индекс  $q + 1$  — к пространству изображений последней поверхности.

Для отражающей поверхности ( $n_2 = -n_1$ ) формула, соответствующая инварианту Гюйгенса—Гельмгольца, будет следующей:  $y\alpha = -y'\alpha'$ .

## 24. Расчет хода нулевых лучей

Использование параксиальных лучей для вычисления фокусных расстояний оптической системы связано с большими неудобствами, так как значения высот и углов, входящих в формулы (32) и (33), являются бесконечно малыми. Эти неудобства исключаются введением понятия так называемых нулевых лучей.

*Нулевым лучом* по предложению проф. В. Н. Чуриловского называют фиктивный луч, преломляющийся (отражающийся) так же, как и параксиальный, на главных плоскостях поверхностей, но встречающийся с ними на конечных расстояниях от оптической оси и засекающий на оптической оси те же отрезки, что и параксиальный луч.

В гл. III при расчете хода луча через идеальную оптическую систему фактически было использовано понятие нулевого луча. Полученные формулы углов (51) и высот (53) обеспечивают вычисление хода нулевого луча, в том числе и для определения фокусных расстояний системы при известных оптических силах поверхностей или компонентов.

Заметим, что углы  $\sigma_k$  и  $\sigma_{k+1}$ , высоты  $h_k$  при использовании нулевых лучей близки по значению к углам и высотам, образованным соответствующими реальными лучами, и отличаются от них тем, что обеспечивают получение безаберрационного изображения.

В формуле (51) оптическую силу  $k$ -й поверхности заменим ее выражением через конструктивные параметры, относящиеся к этой поверхности. В инварианте преломления (70) положим, что осевая предметная точка находится в бесконечности, т. е.  $s = -\infty$ , тогда расстояние между вершиной поверхности и изображением бесконечно удаленной точки  $s' = f'$ . При выполнении этого условия для  $k$ -й поверхности ее оптическая сила

$$\Phi_k = n_{k+1}/f'_k = -n_k/f_k = (n_{k+1} - n_k)/r_k \quad (76)$$

выражается через конструктивные параметры преломляющей сферической поверхности.

Итак, подставив значение оптической силы в формулу (51), получим выражение

$$\operatorname{tg} \sigma_{k+1} = (n_k/n_{k+1}) \operatorname{tg} \sigma_k + h_k (n_{k+1} - n_k) (n_{k+1} r_k), \quad (77)$$

которое называется *уравнением углов нулевого луча*.

Формула (53) сохраняется:

$$h_{k+1} = h_k - d_k \operatorname{tg} \sigma_{k+1} \quad (78)$$

и называется *уравнением высот нулевого луча*.

Из выражения (77) получим формулу радиуса

$$r_k = h_k (n_{k+1} - n_k) / (n_{k+1} \operatorname{tg} \sigma_{k+1} - n_k \operatorname{tg} \sigma_k), \quad (79)$$

которая при заданном ходе луча позволяет вычислить радиусы сферических поверхностей, входящих в оптическую систему.

Для отражающей поверхности ( $n_{k+1} = -n_k$ ) формула радиуса имеет вид:  $r_k = 2h_k / (\operatorname{tg} \sigma_{k+1} - \operatorname{tg} \sigma_k)$ .

Последовательное использование уравнений (77) и (78) позволяет рассчитать ход нулевого луча через серию преломляющих и отражающих поверхностей.

Расчет хода нулевого луча используется для вычисления заднего фокусного расстояния  $f'$  и заднего фокального отрезка  $s_{f'}$  оптической системы, который представляет собой расстояние от последней поверхности до заднего фокуса системы. Угол  $\sigma_1$  принимается равным нулю. При этом первое и последующие уравнения углов нулевого луча имеют вид:

$$\operatorname{tg} \sigma_3 = h_1 (n_3 - n_1) / (n_3 r_1);$$

$$\operatorname{tg} \sigma_3 = (n_2/n_3) \operatorname{tg} \sigma_2 + h_2 (n_3 - n_2) / (n_3 r_2);$$

$$\operatorname{tg} \sigma_4 = (n_3/n_4) \operatorname{tg} \sigma_3 + h_3 (n_4 - n_3) / (n_4 r_3);$$

.....

Уравнения высот нулевого луча следующие:

$$h_3 = h_1 - d_1 \operatorname{tg} \sigma_2;$$

$$h_3 = h_2 - d_2 \operatorname{tg} \sigma_3;$$

.....

Заднее фокусное расстояние и задний фокальный отрезок оптической системы, состоящей из  $q$  поверхностей (рис. 41), соответственно равны:

$$f' = h_1 / \operatorname{tg} \sigma_{q+1}; \quad (80)$$

$$s_{f'} = h_q / \operatorname{tg} \sigma_{q+1}. \quad (81)$$

Уравнения (77) и (78) при обратном ходе нулевого луча могут быть использованы для определения переднего фокусного расстояния  $f$  и переднего фокального отрезка  $s_f$  оптической системы. При этом последний радиус кривизны принимается за первый, знаки радиусов кривизны меняются на обратные, меняются также номера толщин и показателей преломления, а полученный результат берут с обратным знаком.

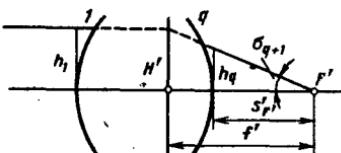


Рис. 41. Заднее фокусное расстояние и задний фокальный отрезок

Для расчета хода луча через плоскую преломляющую поверхность, перпендикулярную к оптической оси, радиус кривизны принимают равным бесконечности.

При наличии в оптической системе отражающей поверхности в уравнениях (77) и (78), относящихся к этой поверхности, например, имеющей номер  $k$ , следует учесть, что  $n_{k+1} = -n_k$  и  $d_k$  изменяет свой знак в соответствии с изменением направления распространения отраженного луча.

Обычно уравнения углов и высот нулевого луча имеют вид, несколько отличный от вида уравнений (77) и (78). В этом случае  $\operatorname{tg} \sigma$  обозначен через  $\sigma$ :

$$\sigma_{k+1} = (n_k/n_{k+1}) \sigma_k + h_k (n_{k+1} - n_k)/(n_{k+1} r_k); \quad (82)$$

$$h_{k+1} = h_k - d_k \sigma_{k+1}, \quad (83)$$

а

$$r_k = h_k (n_{k+1} - n_k)/(n_{k+1} \sigma_{k+1} - n_k \sigma_k). \quad (84)$$

Формулы (80) и (81) также изменят свой вид:

$$f' = h_1/\sigma_{q+1}; \quad (85)$$

$$s_{f'} = h_q/\sigma_{q+1}. \quad (86)$$

Расчетом хода нулевого луча через оптическую систему кроме фокусных расстояний и фокальных отрезков определяют положение изображения и линейное увеличение оптической системы для случая, когда предмет расположен на конечном расстоянии. Для упрощения высоту падения луча на первую поверхность обычно принимают равной ее радиусу ( $h_1 = r_1$ ), и если предмет расположен на конечном расстоянии от оптической системы, то  $\sigma_1 = r_1/s_1$ .

Отрезок, определяющий положение изображения относительно последней поверхности (задний отрезок),  $s_q = h_q/\sigma_{q+1}$ , где  $h_q$  — высота падения нулевого луча на последнюю поверхность,  $\sigma_{q+1}$  — тангенс угла между этим нулевым лучом и оптической осью в пространстве изображений.

Для вычисления линейного увеличения оптической системы следует воспользоваться формулой

$$\beta = n_1 \sigma_1 / (n_{q+1} \sigma_{q+1}), \quad (87)$$

получаемой из формул (46) и (47).

В формуле (87)  $n_1$  и  $n_{q+1}$  — показатели преломления среды пространства предметов и пространства изображений оптической системы, состоящей из  $q$  поверхностей;  $\sigma_1$  и  $\sigma_{q+1}$  — тангенсы углов нулевого луча в пространствах предметов и изображений соответственно.

Расчет хода лучей может быть запрограммирован в целях применения ЭВМ. Однако при ограниченном количестве просчитываемых лучей для контроля результатов, полученных на ЭВМ, а также для лучшего понимания сущности расчета при изучении оптики эти расчеты целесообразно выполнять, например, на клавишных настольных ЭВМ.

## Глава V

### ДЕТАЛИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

#### 25. Материалы, применяемые для изготовления оптических деталей

*Оптической средой* называется вещество, занимающее определенный объем и пропускающее оптическое излучение. К оптическим средам относятся: воздух и другие газы, стекла, кристаллы, жидкости и специальные среды. Оптические среды являются материалом, из которого изготавливают оптические детали — линзы, призмы, пластины, пленочные покрытия и т. п.

Для изготовления оптических деталей применяются оптическое бесцветное стекло, цветное оптическое стекло, кварцевое оптическое стекло, синтетические кристаллы, пластические массы и другие материалы.

Основным материалом для изготовления оптических деталей служит оптическое бесцветное стекло, которое поставляется в виде блоков, прессовок, дисков, приводов и других заготовок. В зависимости от химического состава стекло характеризуется определенной совокупностью оптических постоянных: показателей преломления для различных длин волн и производных от них величин (средних дисперсий, коэффициентов дисперсии и относительных частных дисперсий).

Большое разнообразие стекол с различными постоянными — необходимое условие создания высококачественных оптических приборов.

Показатель преломления  $n_e$  для длины волны 546,07 нм принят в качестве основного показателя преломления (см. ГОСТ 3514—76 и 13659—78, а также советско-немецкий каталог оптического бесцветного стекла). В каталоге значения показателей преломления для каждой марки стекла даны для 23 длин волн, соответствующих спектральным линиям химических элементов, и 12 длин волн излучения лазеров.

При необходимости значение показателя преломления для излучения с длиной волны  $\lambda$  можно вычислить по следующей формуле:

$$n_\lambda^2 = A_1 + A_2\lambda^2 + A_3\lambda^{-2} + A_4\lambda^{-4} + A_5\lambda^{-6} + A_6\lambda^{-8},$$

где  $\lambda$  — длина волны, мкм;  $A_1, A_2, \dots, A_6$  — коэффициенты, приводимые в каталоге для каждой марки стекла.

Для диапазона длин волн 0,365...1,0139 мкм вычисления по указанной формуле дают значения показателей преломления с погрешностью не более  $\pm 1 \cdot 10^{-6}$ . Программа для вычисления

показателя преломления на микрокалькуляторе приведена в приложении 2.

Разность показателей преломления для определенных длин волн называется *средней дисперсией*. Для характеристики ближней ультрафиолетовой и синей областей спектра служит средняя дисперсия  $n_i - n_g$ , видимую область спектра характеризуют средние дисперсии  $n_{F'} - n_{C'}$  и  $n_F - n_C$ , инфракрасную  $n_r - n_{1013,9}$  и  $n_{1013,9} - n_{2249,8}$ . Основной средней дисперсией является средняя дисперсия  $n_{F'} - n_{C'}$ .

Отношение вида  $(n_s - 1)/(n_1 - n_s)$  называется *коэффициентом дисперсии*. Основным коэффициентом дисперсии (числом Аббе) является значение

$$v_e = (n_e - 1)/(n_{F'} - n_{C'}).$$

Оптическое бесцветное стекло в зависимости от значений показателя преломления  $n_e$  и коэффициента дисперсии  $v_e$  делят на следующие типы: ЛК — легкий крон; ФК — фосфатный крон; ТФК — тяжелый фосфатный крон; К — крон; БК — баритовый крон; ТК — тяжелый крон; СТК — сверхтяжелый крон; ОК — особый (с особым ходом дисперсии) крон; КФ — кронфлинт; БФ — баритовый флинт; ТФЛ — тяжелый баритовый флинт; ЛФ — легкий флинт; Ф — флинт; ТФ — тяжелый флинт; СТФ — сверхтяжелый флинт; ОФ — особый (с особым ходом дисперсии) флинт.

Распределение указанных типов стекла на координатном поле диаграммы «показатель преломления  $n_e$  — коэффициент дисперсии  $v_e$ » показано на рис. 42. Стекла типов ОК и ОФ могут находиться на любом участке поля диаграммы, занимаемом соответственно кронами или флинтами. Как следует из рис. 42, кроновые стекла имеют большие коэффициенты дисперсии и относительно меньшие показатели преломления по сравнению с флинтами.

*Относительной частной дисперсией* называют отношение  $\Delta n/(n_{F'} - n_{C'})$  или  $\Delta n/(n_F - n_C)$ , где  $\Delta n$  является частной дисперсией, например  $\Delta n = n_F - n_D$ . В советско-немецком каталоге значения относительных частных дисперсий для каждой марки стекла приведены для 24 участков спектра.

Кроме приведенных выше оптических постоянных при расчете и создании оптических систем возникает необ-

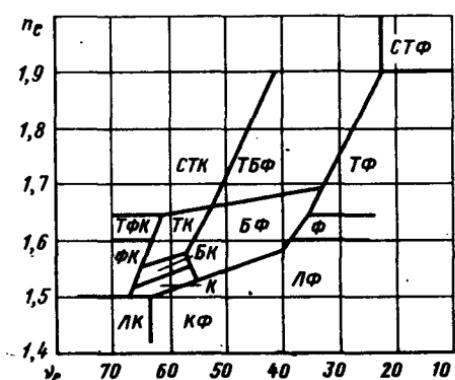


Рис. 42. Диаграмма «показатель преломления  $n_e$  — коэффициент дисперсии  $v_e$ »

ходимость использования других характеристик оптического стекла. К таким характеристикам относится, например,  $\beta_{abc t, \lambda} = \Delta n_{abc t, \lambda} / \Delta t$  — температурный коэффициент, или изменение абсолютного показателя преломления стекла при повышении температуры на 1 °С для длины волны  $\lambda$ .

Показатели преломления стекол возрастают с повышением температуры окружающей среды.

Важной оптической характеристикой стекла является его спектральное пропускание (подробнее об этом см. в гл. VII).

При выборе марок оптического стекла для оптических приборов, действующих в конкретных условиях эксплуатации, необходимо учитывать устойчивость стекла к влажной атмосфере и слабокислым водным растворам, к воздействию ионизирующего излучения, а также его температурный коэффициент линейного расширения, теплопроводность, удельную теплоемкость, плотность, модуль упругости и модуль сдвига, электрические и магнитные свойства.

Оптическое стекло делят на категории и классы по следующим показателям качества: отклонению показателя преломления  $n_e$ , например стекло 1-й категории имеет предельное отклонение  $\Delta n_e = \pm 2 \cdot 10^{-4}$ , а стекло 5-й категории  $\pm 20 \cdot 10^{-4}$ ; отклонению средней дисперсии  $n_F - n_C$ ; однородности показателя преломления и средней дисперсии для партии заготовок; двойному лучепреломлению; показателю ослабления (поглощения) — величине, обратной расстоянию, на котором поток излучения источника  $A$  (ГОСТ 7721—89) ослабляется в результате поглощения и рассеяния в стекле в 10 раз; бесцветности; пузырьности; оптической однородности — постоянству показателя преломления по объему стекла.

Подробное описание всех характеристик оптического бесцветного стекла и их значения для конкретных марок даны в ГОСТ 3514—76, ГОСТ 13659—78 и советско-немецком каталоге оптического стекла.

Марки стекол, рекомендуемые для использования ГОСТ 3514—76, представлены в табл. 1.

Стекла серии 100 с нумерацией марок от 100 до 199 — мало-темнеющие под воздействием ионизирующего излучения. В некоторых случаях при расчете оптических систем допускается использовать показатель преломления  $n_D$  и среднюю дисперсию  $n_F - n_C$ . В ГОСТ 3514—76 представлены 95 марок оптического стекла, а в советско-немецком каталоге — 108 отечественных марок и 114 марок стекла, изготавливавшегося в ГДР.

Промышленность выпускает свыше 100 марок цветного стекла, окрашенного в массе, обеспечивающего выделение или поглощение части спектра — от ультрафиолетовой до инфракрасной. Цветное оптическое стекло применяется в качестве светофильтров в спектральных и фотометрических приборах, в фотоаппаратуре, для защиты от воздействий яркого света, теплоты и лазерного излучения.

Таблица 1

## Предпочтительные марки стекол

Марка стекла	Показатель преломления		Средняя дисперсия	
	$n_e$	$n_D$	$n_{F'} - n_{C'}$	$n_F - n_C$
ЛК6	1,4721	1,4704	0,00708	0,00704
ЛК7	1,4846	1,4828	0,00732	0,00728
КВ, К108	1,5183	1,5163	0,00812	0,00806
К100	1,5237	1,5215	0,00882	0,00875
БК6, БК106	1,5421	1,5399	0,00913	0,00905
БК8, БК108	1,5489	1,5467	0,00877	0,00871
БК10, БК110	1,5713	1,5688	0,01024	0,01015
ТК2, ТК102	1,5749	1,5724	0,01005	0,00996
ТК14, ТК114	1,6155	1,6130	0,01020	0,01012
ТК16, ТК116	1,6152	1,6126	0,01059	0,01050
ТК20, ТК120	1,6247	1,6220	0,01107	0,01097
ТК21, ТК121	1,6600	1,6568	0,01299	0,01285
ТК23	1,5915	1,5891	0,00970	0,00962
КФ4	1,5203	1,5181	0,00886	0,00879
БФ12, БФ112	1,6298	1,6259	0,01622	0,01601
БФ16	1,6744	1,6709	0,01435	0,01419
БФ24	1,6386	1,6344	0,01750	0,01726
ЛФ5, ЛФ105	1,5783	1,5749	0,01409	0,01392
Ф1	1,6169	1,6128	0,01681	0,01659
Ф101	1,6179	1,6138	0,01681	0,01659
Ф104	1,6290	1,6247	0,01762	0,01738
Ф6	1,6170	1,6031	0,01611	0,01590
ТФ1, ТФ101	1,6522	1,6475	0,01940	0,01912
ТФ3	1,7232	1,7172	0,02469	0,02431
ТФ5, ТФ105	1,7617	1,7550	0,02788	0,02743

Светофильтры (см. п. 42) изготавливают диаметром до 360 мм, толщиной до 10 мм. Спектральные и физико-химические характеристики приведены в каталоге цветного стекла и в ГОСТ 9411—81Е.

Основной характеристикой цветных оптических стекол является зависимость коэффициента пропускания  $\tau(\lambda)$  от длины волны  $\lambda$ .

Для деталей, диффузно рассеивающих падающее на них излучение, используют молочные (светорассеивающие) стекла (МС).

Оптическое кварцевое стекло применяется для изготовления деталей, действующих в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, для деталей с малым температурным коэффициентом линейного расширения и высокой термостойкостью.

Оптическое кварцевое стекло выпускается следующих марок: КУ1 — стекло с высокой прозрачностью в диапазоне спектра 170...250 нм; КУ2 — стекло, характеризуемое заметным поглощением в интервале длии волн 170...250 нм; КВ — стекло, прозрачное в видимой части спектра; КВ-Р — стекло, устойчивое к воздействию гамма-излучения; КИ — без заметной полосы поглощения до длины волны 2800 нм.

Все перечисленные марки оптического кварцевого стекла имеют температурный коэффициент линейного расширения  $2 \cdot 10^{-7}$  в диапазоне температур  $+20\ldots-60^{\circ}\text{C}$  и  $5,2 \cdot 10^{-7}$  в диапазоне температур  $+20\ldots+120^{\circ}\text{C}$ .

Полные характеристики рассмотренных марок кварцевого оптического стекла приведены в советско-немецком каталоге и в ГОСТ 15130—86.

Для изготовления оптических деталей применяют мелкокристаллический материал с малым температурным коэффициентом линейного расширения — ситалл. Размеры кристаллов не превышают  $\lambda/2$  для видимой части спектра.

В табл. 2 приведены характеристики оптических ситаллов.

Ситалл 115М (астроситалл) используется для изготовления астрономических зеркал, лазерных гироскопов и т. п. Ситалл 23М имеет отрицательный температурный коэффициент линейного расширения, термостоек, используется для изготовления смотровых люков, обтекателей и т. п.

Оптические кристаллические материалы на основе хлоридов, фторидов и оксида алюминия, такие, как хлористый натрий, фтористый литий, фтористый кальций, фтористый калий, фтористый магний, фтористый барий, лейкосапфир, обладают хорошей прозрачностью в ультрафиолетовой области спектра и особенно в инфракрасной части спектра. Например, фтористый кальций прозрачен в области  $0,122\ldots9,5$  мкм.

К оптическим материалам относятся синтетические полупроводниковые материалы германий и кремний, прозрачные в инфракрасной части спектра излучения. Например германий прозрачен в диапазоне длин волн  $2\ldots23$  мкм (показатель преломления для  $\lambda = 10,6$  мкм составляет 2,41). Подробные характеристики оптических кристаллов см., например, в [16].

Для изготовления деталей, диффузно рассеивающих проходящий или отраженный поток излучения, применяют молочное (свето-рассеивающее) стекло. Значения коэффициентов пропускания, отражения и поглощения соответственно равны  $0,2\ldots0,55$ ,  $0,4\ldots0,7$  и  $0,04\ldots0,3$ . Толщина пластин  $3\ldots5$  мм.

Таблица 2

Характеристики оптических ситаллов марок 115М и 23М

Характеристика	115М	23М
Показатель преломления	$1,535 \pm 5 \cdot 10^{-3}$	$1,553 \pm 2 \cdot 10^{-3}$
Средняя дисперсия	$0,0102 \pm 3 \cdot 10^{-4}$	$0,0108 \pm 2 \cdot 10^{-4}$
Температура, при которой температурный коэффициент линейного расширения равен $0 \pm 1,5 \cdot 10^{-7}$ , °С	$25 \pm 20$	$220 \pm 50$
Термостойкость, °С	$500 \pm 50$	$650 \pm 50$

Таблица 3

Показатели преломления жидкостей при  $t = 20^\circ\text{C}$ 

Жидкость	$n_D$	Жидкость	$n_D$
Вода дистиллированная	1,33299	Масло:	
Этиловый спирт	1,361	терпинтионое	1,470
Четыреххлористый углерод	1,460	парафиновое	1,440
Бензол	1,500	оливковое	1,467
Сероуглерод	1,620	коричневое	1,585 ... 1,619
Монобромнафталин	1,650	кедровое	1,504 ... 1,516
Иодистый метилен	1,7275	гвоздичное	1,532 ... 1,544
		аисовое	1,547 ... 1,553

Для оптических деталей, действующих при высоких температурах (свыше 2000 К) в интервале длин волн 0,26...7,6 мкм, перспективным является кристаллический материал на основе стабилизованных оксидов циркония и гафния — фианит ( $n = 2,20$ ,  $\nu = 0,058$ ).

Для изготовления неответственных оптических деталей (луп, линз, видоискателей, линз Френеля и т. п.) используются следующие полимеры (органические стекла): полиметилметакрилат, полиэтилен, фторопласты, полистирол и т. п. Достоинствами полимеров являются невысокая стоимость материала и изготовления при массовом производстве (прессование и литье), низкая плотность и малая хрупкость. Однако они имеют высокий температурный коэффициент линейного расширения [ $\alpha_t \approx (70...200) 10^{-6}$ ], невысокую оптическую однородность, низкую твердость, склонность к естественному старению и способность накапливать статическое электричество.

Показатель преломления полимеров составляет 1,49...1,58, а коэффициент дисперсии — 57,6...29,9.

Жидкости (вода, бензол, керосин) применяют как оптические среды с особыми оптическими постоянными. Монобромнафталин, кедровое масло и другие жидкости используют в качестве предметной среды (иммерсии) в микроскопах, в рефрактометрах и т. п.

Показатели преломления некоторых жидкостей приведены в табл. 3.

## 26. Линзы

Линзой называют оптическую деталь, ограниченную двумя преломляющими обычно осесимметричными и центрированными поверхностями. Наиболее часто встречающиеся линзы ограничены двумя сферическими поверхностями. Если одна из поверхностей — плоскость, то она должна быть перпендикулярна к оптической оси.

Линзы с осесимметричными и центрированными поверхностями обеспечивают в параксиальной области сохранение гомоцентричности пучка лучей в пространстве изображений.

При отсутствии круговой симметрии хотя бы одной из поверхностей (например, одна из поверхностей линзы цилиндрическая, а вторая плоская) гомоцентричность (в параксиальной области) будет обеспечиваться только в одной из секущих плоскостей, включающих оптическую ось.

Рассмотрим преломляющее действие отдельной линзы со сферическими поверхностями (рис. 43, *a*), пользуясь для этой цели нулевыми лучами.

Конструктивными параметрами линзы со сферическими поверхностями (одна из них может быть плоской) будут радиусы сфер  $r_1$  и  $r_2$ , толщина по оптической оси  $d$  и показатель преломления  $n_2$  материала линзы ( $n_1$  и  $n_3$  — показатели преломления сред соответственно перед и после линзы). Воспользуемся ими для определения фокусных расстояний  $f'$  и  $f$  линзы, ее фокальных отрезков  $s'_{f'}$  и  $s_f$ , положения главных плоскостей относительно вершин сферических поверхностей (отрезки  $s'_{H'}$  и  $s_{H}$ ) и расстояния  $\Delta_{HH'}$  между главными плоскостями (главными точками).

Заметим, что последующее изложение в равной мере может быть распространено и на несферические осесимметричные линзы, так как они в параксиальной области действуют как сферические с радиусами, равными радиусам кривизны при вершине несферических поверхностей.

Согласно формулам (85), (82) и (83) имеем:

$$f' = h_1/\sigma_3; \quad \sigma_3 = (n_2/n_3) \sigma_2 + h_2 (n_3 - n_2)/(n_3 r_2); \quad h_2 = h_1 - \sigma_2 d; \\ \sigma_2 = h_1 (n_3 - n_1)/(n_2 r_1); \quad \sigma_1 = 0.$$

Последовательная подстановка этих выражений дает следующую формулу для определения заднего фокусного расстояния линзы:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{n_3} \left( \frac{n_2 - n_1}{r_1} + \frac{n_3 - n_2}{r_2} \right) - \frac{(n_2 - n_1)(n_3 - n_2)}{n_2 n_3 r_1 r_2} d. \quad (88)$$

Переднее фокусное расстояние определяют по формуле

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{n_1} \left( \frac{n_1 - n_2}{r_1} - \frac{n_2 - n_3}{r_2} \right) + \frac{(n_1 - n_2)(n_2 - n_3)}{n_1 n_2 r_1 r_2} d. \quad (89)$$

Сравнивая формулы (88) и (89), получим  $f'/f = -n_3/n_1$ , т. е. для линзы справедливо такое же соотношение между задним и передним фокусными расстояниями, как и для идеальной оптической системы [формула (34)].

Оптическая сила линзы  $\Phi = n_3/f' = -n_1/f$  является одной из ее основных характеристик. Она является также мерой оптического действия системы, состоящей из комбинации линз.

Чем больше (по абсолютному значению) оптическая сила, тем ближе к линзе располагается изображение и тем меньше размер этого изображения [см. формулу (41)].

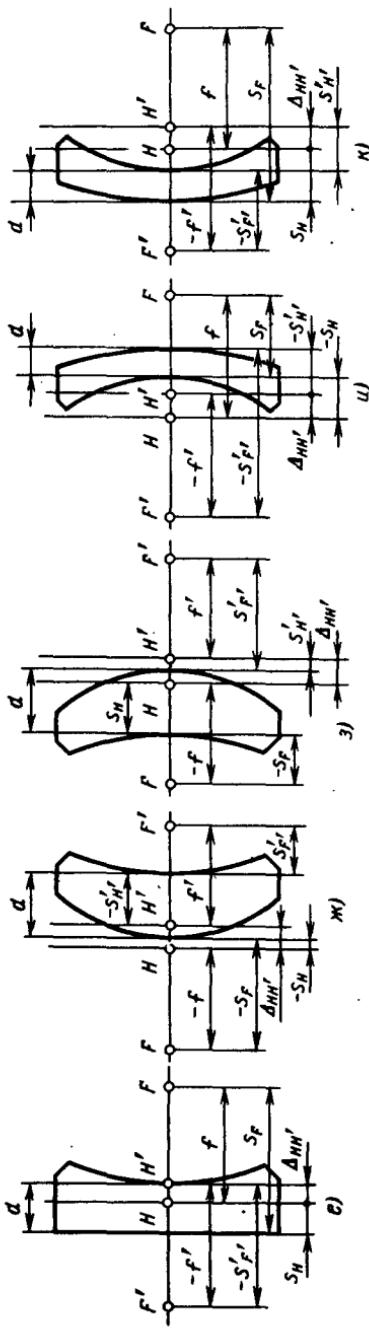
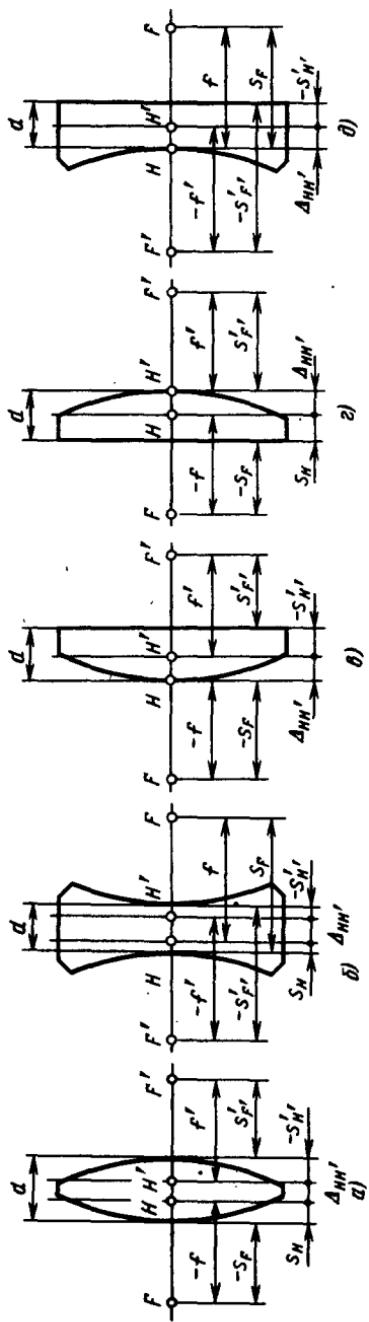


Рис. 43. Типы ЛННЗ

Если линза находится в воздухе ( $n_1 = n_3 = 1$ ), то  $\Phi = 1/f'$ .

Единицей оптической силы является *диоптрия* (дптр), которая равна оптической силе линзы, находящейся в воздухе, с фокусным расстоянием, равным 1 м.

Поэтому оптическая сила линзы в диоптриях  $\Phi = 1000/f'$ , где  $f'$  — в миллиметрах.

Оценка оптической силы линз в диоптриях принята в офтальмологии.

Заднее и переднее фокусные расстояния каждой из преломляющих поверхностей линзы в соответствии с формулой (76) равны

$$f'_1 = (n_3 r_1) / (n_3 - n_1); \quad f_1 = - (n_1 r_1) / (n_3 - n_1);$$

$$f'_2 = (n_3 r_2) / (n_3 - n_2); \quad f_2 = - (n_2 r_2) / (n_3 - n_2).$$

После подстановки правых частей этих равенств в формулы (88) и (89) получим, что оптическая сила линзы

$$\Phi = n_2/f'_1 + n_3/f'_2 - n_3 d / (f'_1 f'_2)$$

и окончательно

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d / n_2, \quad (90)$$

где  $\Phi_1$  — оптическая сила первой преломляющей поверхности линзы;  $\Phi_2$  — оптическая сила второй преломляющей поверхности линзы.

Формулу (90) полезно сравнить с формулой (56), определяющей оптическую силу двухкомпонентной оптической системы, находящейся в воздухе, между компонентами которой — среда с показателем преломления  $n_2$ . Из сравнения следует, что линзу можно представить как двухкомпонентную систему, в которой  $\Phi_1$  — оптическая сила 1-й преломляющей поверхности,  $\Phi_2$  — 2-й преломляющей поверхности линзы.

Задний фокальный отрезок линзы получаем по формуле (86):

$$s'_{F'} = h_2 / \sigma_3 = h_2 h_1 / (h_1 \sigma_3) = f' [1 - d (n_2 - n_1) / (n_2 r_1)]. \quad (91)$$

При обратном ходе луча находим передний фокальный отрезок

$$s_F = -f' (n_1 / n_3) [1 + d (n_2 - n_3) / (n_2 r_2)]. \quad (92)$$

На рис. 43, а показана линза толщиной  $d$  с отмеченными значениями фокусных расстояний  $f'$  и  $f$  и фокальных отрезков  $s'_{F'}$  и  $s_F$ . Найдем отрезки  $s_{H'}$  и  $s_H$ , определяющие положение главных плоскостей относительно вершин преломляющих поверхностей. Из рисунка следует, что  $s_{H'} = s'_{F'} - f'$ , а  $s_H = s_F - f$ . Тогда согласно формулам (91) и (92)

$$s_{H'} = -f' d (n_2 - n_1) / (n_2 r_1); \quad (93)$$

$$s_H = -f' d (n_1 / n_3) (n_2 - n_3) / (n_2 r_2). \quad (94)$$

Расстояние между главными плоскостями определяется равенством

$$\Delta_{HH'} = d + s'_{H'} - s_H = d \{1 - (f'/n_2) \times \\ \times [(n_2 - n_1)/r_1 - (n_1/n_2)(n_2 - n_3)/r_3]\}. \quad (95)$$

**Пример.** Рассчитать двояковыпуклую линзу, с одной стороны которой находится воздух ( $n_1 = 1$ ), с другой — вода ( $n_2 = 1,33$ ). Линза имеет следующие конструктивные параметры:  $r_1 = 20$  мм,  $r_2 = -15$  мм,  $d = 15$  мм,  $n_3 = 1,5$ .

При вычислениях по формулам (88) и (89) получаем  $f' = 40$  мм,  $f = -30$  мм. Фокальные отрезки [формулы (91) и (92)]:  $s'_{F'} = 30$  мм,  $s_F = -26,67$  мм. Расстояние между главными плоскостями [формула (95)]  $\Delta_{HH'} = 1,67$  мм.

Для расчета линзы, находящейся в воздухе ( $n_1 = n_3 = 1$ ;  $n_2 = n$ ), на основании формул (88)–(95) получим:

$$1/f' = (n - 1)(1/r_1 - 1/r_2) + d(n - 1)^2/(nr_1r_2); \quad (96)$$

$$1/f = (1 - n)(1/r_1 - 1/r_2) - d(n - 1)^2/(nr_1r_2); \quad (97)$$

$$f'/f = -1; f = -f'; \quad (98)$$

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1\Phi_2d/n; \quad (99)$$

$$s'_{F'} = f'[1 - d(n - 1)/(nr_1)]; \quad (100)$$

$$s_F = -f'[1 + d(n - 1)/(nr_2)]; \quad (101)$$

$$s'_{H'} = -f'd(n - 1)/(nr_1); \quad (102)$$

$$s_H = -f'd(n - 1)/(nr_2); \quad (103)$$

$$\Delta_{HH'} = d[1 - (f'/n)(n - 1)(1/r_1 - 1/r_2)]. \quad (104)$$

Все линзы можно разделить на три группы:

лизы, поверхности которых имеют разные по знаку радиусы кривизны: двояковыпуклые и двояковогнутые (рис. 43, а и б); линзы, одна из поверхностей которых плоская: выпукло-плоские и плосковыпуклые, вогнуто-плоские и плосковогнутые (рис. 43, в—е);

лизы, имеющие одинаковые по знаку радиусы кривизны: выпукло-вогнутые и вогнуто-выпуклые толщиной по оси, большей толщины по краю (рис. 43, ж и з), вогнуто-выпуклые и выпукло-вогнутые толщиной по оси, меньшей толщины по краю (рис. 43, и, к). Такие линзы называются *менисками*.

Линзы обычно являются осесимметричными деталями. Однако в некоторых случаях используются и цилиндрические линзы (см. гл. ХХ).

Рассмотрим особенности находящихся в воздухе линз различных типов со сферическими и плоскими поверхностями.

**Двояковогнутая линза** (рис. 43, б) имеет  $r_1 < 0$  и  $r_2 > 0$ . Заднее фокусное расстояние  $f'$  отрицательно при любой толщине  $d$  линзы, что определяет ее рассеивающее действие. Эта линза является отрицательной.

**Выпукло-плоская линза** (рис. 43, в) имеет  $r_1 > 0$  и  $r_2 = \infty$ . Значения фокусных расстояний  $f'$  и  $f$ , фокальных отрезков  $s_F'$  и  $s_F$ , отрезков  $s_{H'}$  и  $s_H$ , а также расстояние  $\Delta_{HH'}$  между главными плоскостями определяются по формулам, получаемым из (96)—(104):

$$\left. \begin{aligned} f' &= -f = r_1/(n-1); & s_{F'}' &= r_1/(n-1) - d/n; \\ s_F &= f; & s_{H'}' &= -d/n; & s_H &= 0; & \Delta_{HH'} &= d(n-1)/n. \end{aligned} \right\} \quad (105)$$

Из формул (105) следует, что, во-первых, фокусные расстояния  $f'$  и  $f$  не зависят от толщины  $d$  линзы, во-вторых, передняя главная плоскость касается выпуклой преломляющей поверхности.

**Плосковыпуклая линза** (рис. 43, г) имеет  $r_1 = \infty$  и  $r_2 < 0$ . Расчетные формулы аналогичны предыдущим:

$$\left. \begin{aligned} f' &= -f = -r_1/(n-1); & s_{F'}' &= 0; & s_F &= r_2/(n-1) + d/n; \\ s_{H'}' &= 0; & s_H &= d/n; & \Delta_{HH'} &= (n-1)d/n. \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

Линзы с одной преломляющей поверхностью плоской и другой — выпуклой являются собиральными (положительными).

**Вогнуто-плоская линза** (см. рис. 43, д) имеет  $r_1 < 0$  и  $r_2 = \infty$ . Формулы для этой линзы следующие:

$$\left. \begin{aligned} f' &= -f = r_1/(n-1); & s_{F'}' &= r_1/(n-1) - d/n; & s_F &= f; \\ s_{H'}' &= -d/n; & s_H &= 0; & \Delta_{HH'} &= (n-1)d/n. \end{aligned} \right.$$

Из сопоставления полученных формул с формулами (105), относящимися к выпукло-плоской линзе, вытекает их полное соответствие друг с другом.

**Плосковогнутая линза** (рис. 43, е) с  $r_1 = \infty$  и  $r_2 > 0$  описывается следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} f' &= -f = -r_2/(n-1); & s_{F'}' &= f'; & s_F &= r_2/(n-1) + d/n; \\ s_{H'}' &= 0; & s_H &= d/n; & \Delta_{HH'} &= d(n-1)/n. \end{aligned} \right.$$

Эти формулы полностью совпадают с формулами (106), относящимися к плосковыпуклой линзе.

**Выпукло-вогнутый мениск** (рис. 43, ж) с  $r_1 > 0$  и  $r_2 > 0$  при  $|r_1| < |r_2|$ . Это линза является собиральной (положительной), так как  $f' > 0$ . Отрезки  $s_{H'}'$  и  $s_H$  отрицательны, следовательно, передняя главная плоскость находится перед линзой.

**Вогнуто-выпуклый мениск** (рис. 43, з) с  $r_1 < 0$  и  $r_2 < 0$  при  $|r_1| > |r_2|$  также относится к положительным линзам. Задняя главная плоскость всегда располагается за линзой.

**Вогнуто-выпуклый мениск** (рис. 43, и) с  $r_1 < 0$  и  $r_2 < 0$  при  $|r_1| < |r_2|$  относится к отрицательным линзам ( $f' < 0$ ). Передняя главная плоскость этого мениска находится перед линзой.

**Выпукло-вогнутый мениск** (рис. 43, к) с  $r_1 > 0$  и  $r_2 > 0$  при  $r_1 > r_2$  также относится к отрицательным линзам ( $f' < 0$ ). Задняя главная плоскость этого мениска находится за линзой.

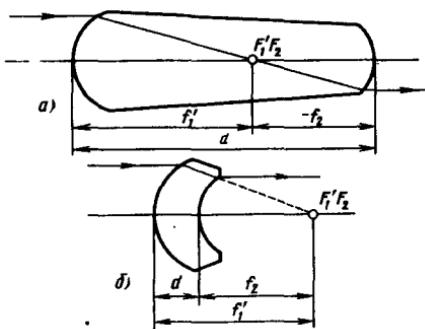


Рис. 44. Телескопические линзы:  
а — двояковыпуклая; б — выпукло-вогнутая

их выходе из линзы. Конструктивные параметры этой линзы определяются из соотношения (96) при  $f' = \infty$ . В этом случае

$$r_1 - r_2 = d(n - 1)/n. \quad (107)$$

Из формулы (76) следует, что заднее фокусное расстояние первой сферической поверхности линзы

$$f_1 = nr_1/(n - 1), \quad (108)$$

а переднее фокусное расстояние второй поверхности линзы

$$f_2 = nr_2/(n - 1). \quad (109)$$

Используя формулы (107)–(109), получаем, что

$$f_1 - f_2 = d. \quad (110)$$

Два варианта телескопических линз, соответствующие формуле (110), — двояковыпуклая и выпукло-вогнутая линзы показаны на рис. 44.

Линзы с концентрическими сферическими поверхностями (рис. 45) имеют совмещенные главные плоскости, т. е. расстояние

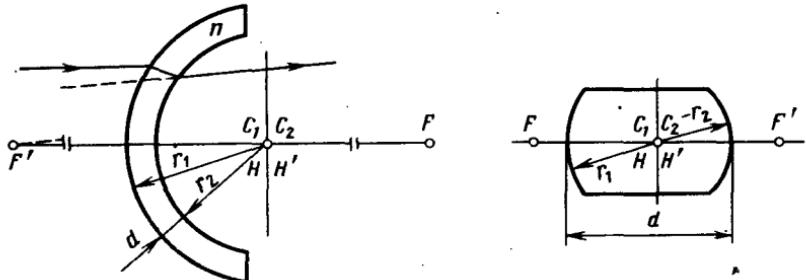


Рис. 45. Линзы с концентрическими сферическими поверхностями

В случаях, когда между конструктивными параметрами линзы, входящими в формулу (96), имеет место соотношение  $|r_2| - r_1| < (n - 1)d/n$ , вогнуто-выпуклые и выпукло-вогнутые линзы будут положительными, т. е.  $f' > 0$ . Иными словами, увеличивая толщину  $d$ , отрицательный мениск можно превратить в положительный.

Телескопическая линза — линза, преобразующая параллельные лучи, падающие на нее, также в параллельные при

$\Delta_{HH'}$  между этими плоскостями равно нулю, что следует из формулы (104). При этом

$$f'(n-1)(1/r_1 - 1/r_2)/n = 1. \quad (111)$$

В равенстве (111) заменим  $f'$  по формуле (96). Тогда после преобразований получим  $r_1 - r_2 = d$ , что и определяет конструктивные параметры линзы.

Фокусные расстояния концентрической линзы определяют по следующей формуле:

$$1/f' = -1/f = (n-1)(1/r_1 - 1/r_2)/n.$$

Линзы со сферическими поверхностями равных радиусов имеют фокусное расстояние, определяемое по формуле (96) с учетом равенства радиусов  $r_1 = r_2 = r$ :

$$1/f' = d(n-1)^2/(nr^2).$$

Если при этом толщина линзы  $d = 2r$ , то получим линзу-шар, для которой

$$f' = nr/[2(n-1)^2].$$

Линзы с обращенными главными плоскостями показаны на рис. 46. В этих линзах расстояние между главными плоскостями отрицательно, т. е. по ходу луча первой будет задняя главная плоскость, а второй — передняя. Из формулы (104) следует, что рассматриваемый случай имеет место, когда

$$f'(n-1)(1/r_1 - 1/r_2)/n > 1.$$

Подставим в это неравенство значение  $f'$ , найденное по формуле (96), и после преобразований получим, что для линзы с обращенными главными плоскостями должно выполняться следующее условие:

$$0 < n + d(n-1)/(r_2 - r_1) < 1.$$

При этом расстояние  $\Delta_{HH'}$ , вычисленное по формуле (104), будет отрицательным.

Линзы с несферическими преломляющими поверхностями [11, 27], используемые в качестве оптических деталей приборов, обеспечивают повышение качества оптического изображения, увеличение поля оптической системы и ее относительного отверстия, упрощение оптической системы (уменьшение числа компонентов, а следовательно, габаритных размеров и массы).

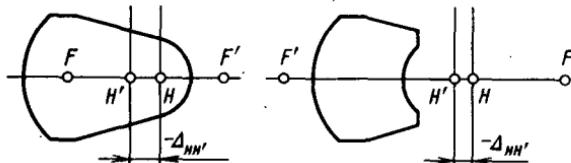


Рис. 46. Линзы с обращенными главными плоскостями

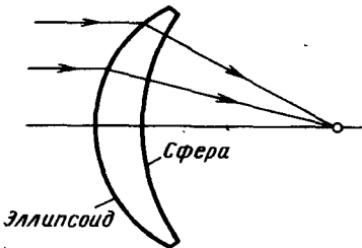


Рис. 47. Сфероэллиптическая линза

идной поверхностью. Примером линзы с несферической поверхностью также является сфероэллиптическая линза, обеспечивающая гомоцентрический пучок лучей в пространстве изображений. Эта линза выпуклой эллипсоидной поверхностью обращена к предмету. Вогнутая сферическая поверхность линзы имеет центр в заднем ее фокусе (рис. 47).

Уравнение эллипса, являющегося меридиональным сечением эллипсоида, в этом случае имеет следующий вид:

$$y^2 = 2(s'_F + d)(n - 1)z/n - (n^2 - 1)z^2/n^2,$$

где  $z$  и  $y$  — координаты меридионального сечения эллипсоида (начало координат в вершине эллипса);  $s'_F$  — задний фокальный отрезок, равный  $r_2$ , т. е. радиусу сферической поверхности.

Конструктивные параметры линзы, определяющие их оптическое действие, находят при расчете оптических систем. К этим параметрам относятся оптические постоянные материала линз (обычно оптического стекла), радиусы сферических поверхностей или уравнения для несферических поверхностей, толщина вдоль оптической оси и световые диаметры.

К линзам предъявляются специальные требования в отношении шероховатости поверхности, качества материала (например, категории стекла), просветляющих покрытий и допусков на конструктивные параметры согласно ГОСТам и нормам оптической промышленности.

Расчетные радиусы сферических поверхностей должны быть, как правило, согласованы с ГОСТ 1807—75.

Для облегчения изготовления и обеспечения надежного крепления между диаметром линзы  $D_d$ , толщиной по оси  $d$  и толщиной по краю  $t$  должны выдерживаться следующие соотношения:

1) для положительных линз  $4d + 10t \geq D_d$ , при этом толщина по краю  $t \geq 0,05D_d$ ;

2) для отрицательных линз  $12d + 3t \geq D_d$ , при этом толщина по оси  $d \geq 0,05D_d$ .

Диаметр линзы  $D_d$  при вычисленном световом диаметре зависит от способа крепления линзы.

Преломляющие поверхности в виде поверхностей второго и высшего порядков используются в линзах осветительных систем, в объективах и окулярах. Например, в осветительной системе микроскопа применяется двояковыпуклая линза, одна из поверхностей которой является параболоидом вращения, в гидрообъективах М. М. Русинова и П. Д. Иванова применяется плосковогнутая линза с параболоидной или эллипсоидной поверхностью.

Допуски на все конструктивные параметры линз находят расчетным путем (см. п. 127) и округляют до значений, определяемых нормальями [6].

## 27. Плоскопараллельные пластины

Защитные стекла, сетки, светофильтры, покровные и выравниваемые стекла и другие оптические детали, ограниченные параллельными плоскостями, являются плоскопараллельными пластинами. Любая нормаль к поверхности этой пластины может быть оптической осью, поэтому за таковую принимают оптическую ось всей системы, одной из деталей которой является пластина.

Прохождение луча через плоскопараллельную пластину показано на рис. 48, а. Луч в пространстве предметов образует с оптической осью угол  $\sigma_1$ . Точка пересечения луча с оптической осью является в данном случае мнимой предметной точкой  $A$ .

Так как  $\varepsilon_1 = \sigma_1$ , то  $\sin \varepsilon_1 = (n_1/n_2) \sin \sigma_1$ .

Из рис. 48, а следует, что  $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$ , поэтому  $\sin \varepsilon_2 = \sin \sigma_2 = (n_2/n_3) \sin \varepsilon_1 = (n_1/n_3) \sin \sigma_1$ .

Если плоскопараллельная пластина находится в однородной среде, например в воздухе, то  $n_1 = n_3$ , а следовательно, и углы  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  равны.

Осьевое смещение  $L$  преломленного луча, находящегося в однородной среде, определяется согласно рис. 48, а следующим равенством:

$$L = d - DK = d - M_1 D \operatorname{tg} \varepsilon_1 = (1 - \operatorname{tg} \varepsilon_1 / \operatorname{tg} \varepsilon_1) d.$$

Для случая, когда углы  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_1'$  малы,

$$\operatorname{tg} \varepsilon_1' / \operatorname{tg} \varepsilon_1 \approx \varepsilon_1' / \varepsilon_1 \approx n_1 / n_2.$$

Следовательно, для пластины, находящейся в воздухе,

$$L_0 = (n - 1) d / n, \quad (112)$$

где  $n$  — показатель преломления материала пластины.

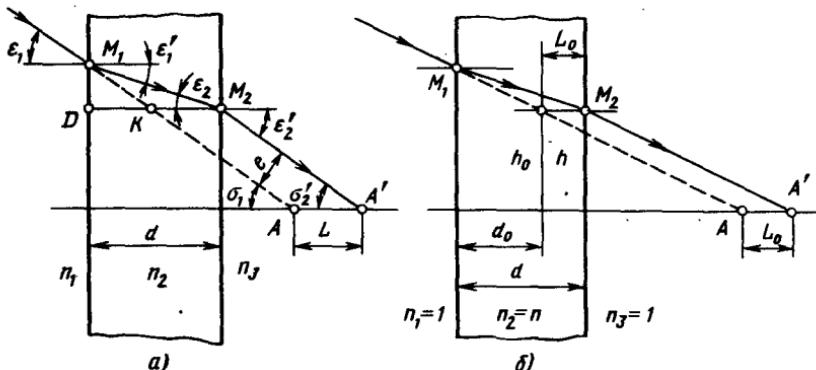


Рис. 48. Преломление луча плоскопараллельной пластиной

Поперечное смещение  $e$  луча плоскопараллельной пластины, находящейся в однородной среде (см. рис. 48, *a*), будет следующим:  $e = d \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon'_1)/\cos \varepsilon'_1$ .

Заменяя  $\varepsilon'_1$  согласно закону преломления, при  $n_1 = 1$  (воздух) и  $n_2 = n$ , получим:

$$e = [1 - \cos \varepsilon_1 / (n^2 - \sin^2 \varepsilon_1)^{1/2}] d \sin \varepsilon_1. \quad (113)$$

Формула (113) устанавливает связь между углом поворота пластины  $\sigma_1 = \varepsilon_1$  и поперечным смещением  $e$  луча.

Из рассмотрения хода преломленного луча плоскопараллельной пластины следует, что ее расположение в пучке параллельных лучей вносит одинаковое осевое и одинаковое поперечное смещение всех лучей.

Сместим выходную грань пластины, находящейся в воздухе, справа налево так, чтобы луч  $M_2 A'$  совпал с направлением луча  $M_1 A$  (рис. 48, *b*). Тогда, очевидно, точка  $A'$  должна совместиться с точкой  $A$ . При этом  $d$  пластины уменьшится на величину  $L$ . Примем, что  $L = L_0$ . Так как в полученной новой пластине луч не преломляется, то показатель преломления такой пластины должен быть равен единице.

Описанный прием, заключающийся в приведении оптической среды пластины к воздуху, называют *редуцированием*.

Толщина редуцированной пластины (см. рис. 48, *b*)

$$d_0 = d - L_0. \quad (114)$$

Так как  $d - d_0 = L_0$ , то  $h_0 = h$ .

Подставив в формулу (114)  $L_0$ , найденное по формуле (112), получим  $d_0 = d/n$ , где  $n$  — показатель преломления материала пластины до редуцирования.

Замена плоскопараллельной пластины пластиной, приведенной к воздуху, упрощает габаритные расчеты. При переходе от редуцированных пластин к реальным следует учитывать внесенное при редуцировании смещение луча  $L_0$ .

Толщину пластины устанавливают в зависимости от допустимой деформации (прогиба), а также возможности изготовления оптически точных поверхностей, необходимости внесения изменения в оптическую длину луча и т. п.

Пластины высокой точности, например, помещаемые перед длиннофокусными объективами, должны иметь толщину, равную  $1/10 \dots 1/8$  диаметра или диагонали. Пластины средней точности (выравнивающие стекла, лимбы, сетки и светофильтры, устанавливаемые в плоскости изображения) имеют толщину  $1/15 \dots 1/12$  диаметра или диагонали.

Материалом для изготовления защитных, предметных и покровных пластин служит стекло К8. Пластины повышенной точности делают из стекла ЛК5, ситалла или кварца (термостойкие).

При определении светового диаметра  $D_{\text{св}}$  пластины необходимо учитывать преломление лучей, однако при редуцировании это требование отпадает.

## 28. Плоские, сферические и несферические зеркала

*Плоским зеркалом* называют оптическую деталь с плоской отражающей поверхностью, предназначенную для изменения направления оси оптической системы. Комбинация из плоских зеркал кроме изменения направления оптической оси обеспечивает оборачивание изображения.

От качества изготовления зеркал и точности установки зависит их действие в оптическом приборе. Зеркальное покрытие наносится либо на внешнюю плоскость (рис. 49, а), либо на тыльную сторону (рис. 49, б) плоскопараллельной пластины. В точных зеркалах отражающее покрытие наносится на внешнюю плоскость. Этим исключаются, во-первых, появление паразитных изображений, что проявляется в виде так называемого *двоения изображения* (см. рис. 49, б), во-вторых, влияние неточности изготовления второй плоской поверхности по отношению к первой, например клиновидности. Зеркала с внутренним отражающим покрытием при наклонном положении вносят также асимметрию в строение пучка.

Материалом для изготовления точных зеркал является оптическое стекло, например К8. В неответственных случаях применяют техническое стекло или пластмассу. Последняя уменьшает момент инерции зеркал, вращающихся с большой угловой скоростью, например в скоростных кинокамерах. Толщина зеркала зависит от его размера, требуемой точности и способа крепления [6, 35].

Размер с плоского зеркала с внутренней отражающей поверхностью (рис. 49, в) определяют по формуле

$$c = D/\cos \varepsilon + 2(d/n) \operatorname{tg} \varepsilon,$$

где  $D$  — диаметр пучка лучей, определяющий ширину зеркала;  $\varepsilon$  — угол, определяющий положение зеркала (угол падения луча);  $d/n$  — толщина редуцированной плоскопараллельной пластины.

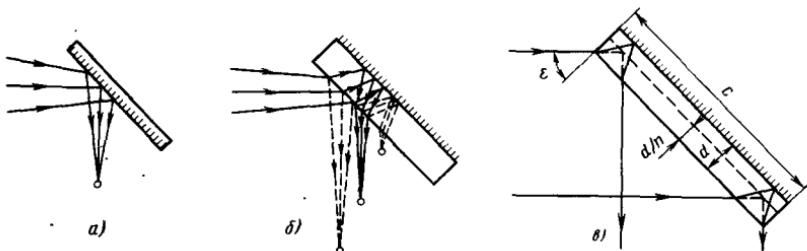


Рис. 49. Плоские зеркала с отражающим покрытием:

а — внешним; б — внутренним; в — схема для определения размера  $c$

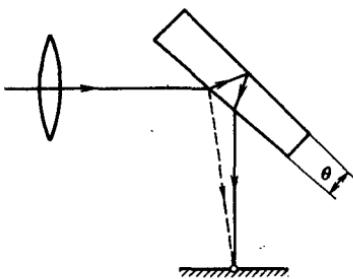


Рис. 50. Клиновидное зеркало, устраняющее двоение изображения

В качестве отражающих покрытий используют серебро, алюминий, хром, родий и др. Слой серебра наносится на внутреннюю (тыльную) поверхность плоскопараллельной пластины и защищается от повреждений слоем меди и слоем лака.

Для полупрозрачных зеркал применяется светоделительное покрытие серебром (требует защиты от окисления), алюминием, хромом, ниобием, золотом и др. Большинство светоделительных покрытий обеспечивает любое соотношение между отраженной и прошедшей частями потока излучения.

Явление двоения изображения в зеркалах с внутренним отражением в некоторых случаях может быть исключено введением клиновидности в плоскопараллельную пластину. Например, на рис. 50 представлен случай, когда за счет введения клиновидности, определяемой углом  $\theta$ , двоение изображения отсутствует.

*Сферическим зеркалом* называют оптическую деталь, сферическая поверхность которой является отражательной, что обеспечивается нанесением отражающего покрытия.

Кроме сферических зеркальных поверхностей находят применение и несферические, преимущества которых такие же, как и у несферических преломляющих поверхностей (см. п. 11).

Действие сферических зеркал в системе эквивалентно действию линз. Отличительными особенностями зеркал являются: больший коэффициент пропускания; отсутствие искажений в изображении, вносимых преломляющими поверхностями за счет явления дисперсии (отсутствие хроматических aberrаций); меньшие габаритные размеры и масса; возможность компоновки оптических систем с меньшей длиной, чем длина систем из линзовых элементов; в некоторых случаях, например в осветительных системах, обеспечение лучшего использования источника излучения и т. д.

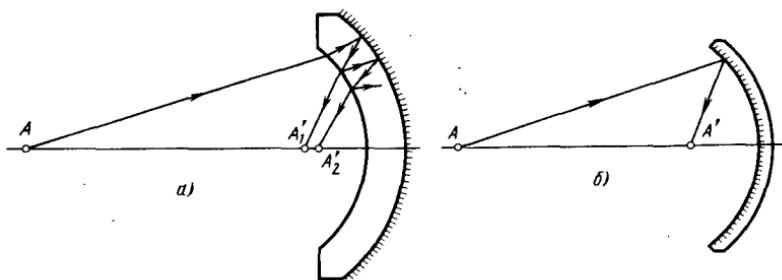


Рис. 51. Сферические зеркала

Недостатками зеркал, в том числе и плоских, являются требования повышенной точности изготовления отражающей поверхности вследствие того, что при отражении дефекты поверхности учитывают искажение фронта световой волны по сравнению с влиянием дефектов преломляющей поверхности, экранирование части световых лучей предшествующим зеркалом, например в двухзеркальной системе.

Сферические и несферические зеркала применяются в различных оптических системах: фотографических и проекционных объективах, в телескопических системах и микроскопах, в осветительных системах и т. п.

Сферическое зеркало с внутренним отражающим покрытием показано на рис. 51, а, с внешним покрытием — на рис. 51, б. Недостатком сферических зеркал с внутренним отражающим покрытием, так же как и плоских зеркал, является двоение изображений, т. е. наличие побочных изображений, например  $A_2$ , образование которых показано на рис. 51, а.

Материалом для изготовления точных сферических и несферических зеркал служит стекло К8. При необходимости получения зеркал, не чувствительных к изменению температуры, применяется кварц, а для крупногабаритных зеркал — ситалл. Для осветительных систем в неответственных случаях основа, на которую наносится отражающее покрытие, может быть металлической (например, латунь или дюраль).

Металлические зеркала успешно применяются в качестве контроллеров осветительных систем проекционных приборов. Отражательная поверхность (рис. 52) устанавливается концентрично источнику света  $C$ , повышая его эффективную яркость на 20 ... 50%.

В двухзеркальных оптических системах (см. рис. 6) первое зеркало по ходу лучей выполняется с центрально расположенным отверстием. Диаметр этого отверстия получается из расчета хода лучей. Диаметр  $D_{\text{вкв}}$  сплошного зеркала, эквивалентного зеркалу с отверстием, находят из условия равенства площадей обоих зеркал

$$D_{\text{вкв}} = \sqrt{D_{\text{ex}}^2 - D_{\text{in}}^2},$$

где  $D_{\text{ex}}$  — внешний диаметр зеркала;  $D_{\text{in}}$  — диаметр отверстия в этом зеркале.

Толщина  $d$  стеклянного зеркала с концентрическими поверхностями в зависимости от внешнего диаметра  $D$  зеркала может быть выбрана по следующей рекомендации:  $d \geq (1/25 \dots 1/5) D$ . Меньшая толщина берется для грубых зеркал, большая — для

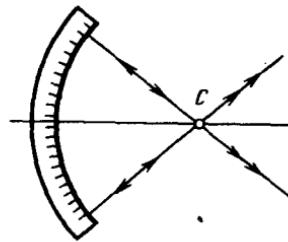


Рис. 52. Контротражатель осветительной системы

особо точных зеркал, например входящих в систему зеркального или зеркально-линзового объектива.

Для облегчения точных зеркал по предложению И. И. Крыжановского тонкая стеклянная пластина спекается с титановой основой, обеспечивающей зеркалу необходимую жесткость. Затем стеклянный слой обрабатывается для получения поверхности, на которую наносится отражающее покрытие.

## 29. Отражательные призмы

Оптическую деталь с плоскими преломляющими и отражающими поверхностями, образующими между собой двуграные углы, называют *призмой*. Наличие отражающих плоских поверхностей (граней) позволяет назвать призму *отражательной* при условии, что при действии призмы можно пренебречь зависимостью угла отклонения луча от длины световой волны, а также нарушением гомоцентричности монохроматического пучка лучей, прошедшего через призму. Отражательные призмы обеспечивают равенство угла преломления луча на последней грани призмы углу падения того же луча на первую грань.

Отражательные призмы используют для изменения направления оси оптической системы, оборачивания изображения в заданном направлении и изменения направления визирования. Эти задачи можно решить применением плоских зеркал, но зеркала усложняют конструкцию и увеличивают габаритные размеры.

Преимущества призм перед зеркалами следующие: углы между гранями призм неизменны, а углы между зеркалами требуют регулирования, при полном внутреннем отражении в призмах отсутствуют потери света.

Отражательные грани, не имеющие зеркального покрытия, должны обеспечивать полное отражение падающих на них лучей. Если угол падения луча на отражающую грань призмы меньше угла полного внутреннего отражения  $\epsilon_m$ , то такая грань должна быть покрыта отражающим слоем. Обычно для призм применяются оптические стекла К8 и БК10, для которых  $\epsilon_m$  соответственно равны  $41^{\circ} 16'$  и  $39^{\circ} 36'$  (для показателя преломления, соответствующего линии D).

Если на входную преломляющую грань призмы лучи падают под углом к грани, отличающимся от  $90^{\circ}$ , то при отражении от следующей грани необходимо исключить преломление. Для этого надо ограничить угол падения  $\epsilon_1$  на входную грань (рис. 53). Из рис. 53 следует, что  $\epsilon_1' = \epsilon_m - \theta$ .

Таким образом,  $\sin \epsilon_1 = n \times \sin (\epsilon_m - \theta)$ .

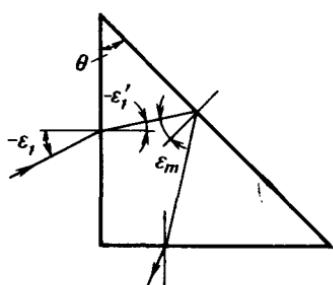


Рис. 53. Ограничение угла падения луча на входную грань призмы

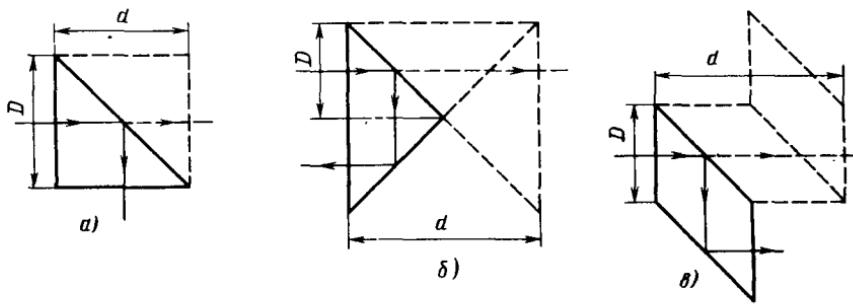


Рис. 54. Отражательные призмы:  
а — АР = 90°; б — БР = 180°; в — СС = 0

Для прямоугольной (равнобедренной) призмы, главное сечение которой показано на рис. 53, преломляющий угол  $\theta = 45^\circ$ , поэтому для стекла К8  $\epsilon_1 = 5^\circ 40'$ , а для стекла БК10  $\epsilon_1 = 8^\circ 28'$ . Удвоенное значение этих углов равно наибольшему угловому полю той части прибора, где располагается призма, при условии отсутствия отражающего покрытия на отражающей грани. Возможность использования предельных углов  $\epsilon_1$  ограничивается допустимым нарушением гомоцентричности пучка лучей, вносимым в этом случае действием призмы.

Допустимое нарушение гомоцентричности при установке призмы в сходящихся (расходящихся) пучках лучей обеспечивается в том случае, если отражательную призму можно заменить эквивалентной плоскопараллельной пластиной. Возможность замены проверяется развертыванием призмы в плоскопараллельную пластину, т. е. нахождением ее изображения относительно отражающей грани. При нескольких отражающих гранях эти изображения последовательно находят от каждой грани. На рис. 54 показаны примеры развертывания призм в плоскопараллельную пластину.

Следует отметить, что нарушение гомоцентричности пучка лучей при действии призмы будет тем же самым, что и нарушение гомоцентричности при действии плоскопараллельной пластины, в которую развертывается призма. Основной же целью развертывания призмы в плоскопараллельную пластину и ее последующего редуцирования является определение светового диаметра входной грани призмы при установке ее в сходящихся пучках лучей. При этом следует учитывать внесенное при редуцировании смещение луча  $L_0$  [см. формулу (112)].

Отражательную призму характеризует коэффициент призмы  $c$ , представляющий собой отношение длины  $d$  хода лучей в призме к световому диаметру  $D$  входной грани:  $c = d/D$ . Для призм, показанных на рис. 54, а—в,  $c = 1; 2$  соответственно.

Призмы могут быть с одиой, двумя и тремя отражающими гранями, с крышей, одинарными и составными. Призма с нечетным числом отражающих граней (ее можно заменить соответству-

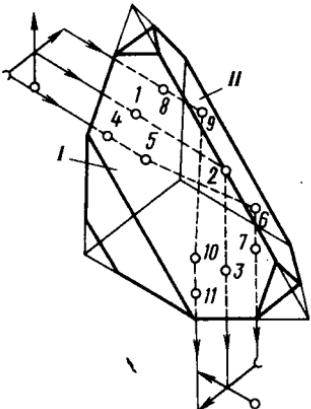


Рис. 55. Прямоугольная призма с крышей

тым. На рис. 55 показано получение изображения горизонтально расположенной стрелки. Луч 1—2—3 в идеальном случае имеет только одно отражение; луч 4—5—6—7 первое отражение имеет в точке 5 на грани I крыши, второе — в точке 6 на грани II крыши; луч 8—9—10—11 первое отражение имеет в точке 9 на грани II, второе — в точке 10 на грани I. Ход крайних лучей показывает, что изображение от действия граней крыши по отношению к предмету повернулось справа налево, что в дополнение к зеркальному изображению дает полное оборачивание изображения по отношению к предмету.

Каждая призма маркируется буквами и цифрами: первая буква определяет число отражающих граней (А — одна отражающая грань, Б — две, В — три), вторая — характер конструкции призмы (Р — равнобедренная, С — ромбическая, П — пентапризма, У — полупентапризма, М — дальномерная, Л — призма Лемана); число указывает угол отклонения осевого луча в градусах. Для обозначения призм с крышей к первой прописной букве добавляют строчную букву к. Например, призма, показанная на рис. 54, а, обозначается АР-90°, на рис. 55 — АкР-90°, призмы, показанные на рис. 54, б и в, соответственно обозначаются БР-180° и БС-0.

Кроме рассмотренных в примерах одинарных призм существуют составные — призменные системы, например системы Порро I и II рода (рис. 56). Эти системы состоят из двух и трех прямоугольных призм соответственно, обеспечивают полное оборачивание изображения и должны быть по справедливости названы призмами Малафеева, который предложил их в 1827 г. Призмы Малафеева применяются в биноклях. Составные призмы также могут состоять из собственно призмы и компенсирующего клина, необходимого для того, чтобы всю систему развернуть в плоско параллельную пластину.

ющим числом зеркал) дает зеркальное изображение предмета, с четным числом отражающих граней — прямое изображение. Это правило не действует при отражении лучей в разных плоскостях.

Отражательную призму можно превратить в крышеобразную, если одну из отражающих граней заменить двумя с прямым двугранным углом между ними. Например, гипотенузная отражающая грань прямоугольной призмы (см. рис. 54, а) заменена «крышой» (рис. 55). Если в прямоугольной призме с одной отражающей гранью изображение получается зеркальным, то в этой же призме, но с крышей, изображение будет полностью перевернутым.

На рис. 55 показано получение изображения горизонтально расположенной стрелки. Луч 1—2—3 в идеальном случае имеет только одно отражение; луч 4—5—6—7 первое отражение имеет в точке 5 на грани I крыши, второе — в точке 6 на грани II крыши; луч 8—9—10—11 первое отражение имеет в точке 9 на грани II, второе — в точке 10 на грани I. Ход крайних лучей показывает, что изображение от действия граней крыши по отношению к предмету повернулось справа налево, что в дополнение к зеркальному изображению дает полное оборачивание изображения по отношению к предмету.

Каждая призма маркируется буквами и цифрами: первая буква определяет число отражающих граней (А — одна отражающая грань, Б — две, В — три), вторая — характер конструкции призмы (Р — равнобедренная, С — ромбическая, П — пентапризма, У — полупентапризма, М — дальномерная, Л — призма Лемана); число указывает угол отклонения осевого луча в градусах. Для обозначения призм с крышей к первой прописной букве добавляют строчную букву к. Например, призма, показанная на рис. 54, а, обозначается АР-90°, на рис. 55 — АкР-90°, призмы, показанные на рис. 54, б и в, соответственно обозначаются БР-180° и БС-0.

Кроме рассмотренных в примерах одинарных призм существуют составные — призменные системы, например системы Порро I и II рода (рис. 56). Эти системы состоят из двух и трех прямоугольных призм соответственно, обеспечивают полное оборачивание изображения и должны быть по справедливости названы призмами Малафеева, который предложил их в 1827 г. Призмы Малафеева применяются в биноклях. Составные призмы также могут состоять из собственно призмы и компенсирующего клина, необходимого для того, чтобы всю систему развернуть в плоско параллельную пластину.

Рассмотрим несколько примеров отражательных призм.

**Пентапризма** (БП-90°) и ее развертка в плоскопараллельную пластину показана на рис. 57. Призма имеет две отражающие грани, на которые наносятся отражающие покрытия, так как углы падения на эти грани меньше угла полного внутреннего отражения. Угол отклонения осевого луча равен 90° и не зависит от угла падения луча на входную грань, поэтому при вращении призмы вокруг ребра  $C$  — линии пересечения продолжения отражающих граней — изображение останется неподвижным. Это вытекает из равенства (14), относящегося к системе из двух зеркал.

Пентапризма дает прямое изображение (четное число отражающих граней). Если одну из граней заменить крышей, то получаемое изображение будет зеркальным.

Длина хода луча в пентапризме

$$d = D + D \sqrt{2} + D = 3,414D. \quad (115)$$

Поэтому коэффициент призмы  $c = 3,414$ .

В призме Дове (АР-0) входная и выходная грани наклонены к оси под углом 45° (рис. 58). Призма сохраняет направление луча и не смещает его. Она дает зеркальное изображение (одна отражающая грань). При повороте призмы вокруг оси (предмет неподвижен) изображение поворачивается с удвоенной скоростью. Эту особенность призмы иллюстрирует рис. 58. Повернем призму, показанную на рис. 58,  $a$ , на 90° (рис. 58,  $b$ ), при этом изображение повернется на 180°. Последующий поворот призмы на 90° (рис. 58,  $c$ ) вызывает поворот

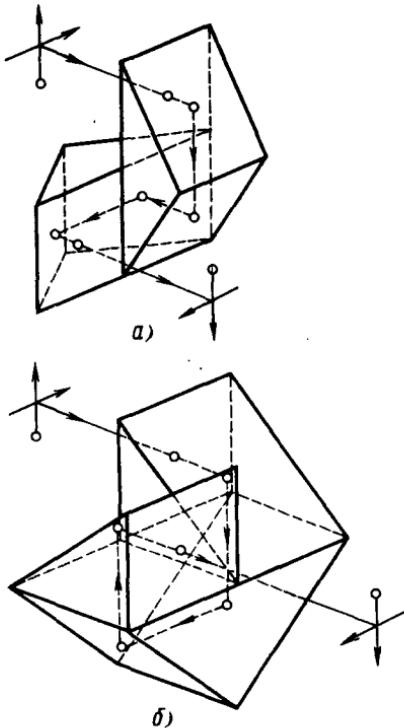


Рис. 56. Призменные системы:  
а — Порро I рода; б — Порро II рода

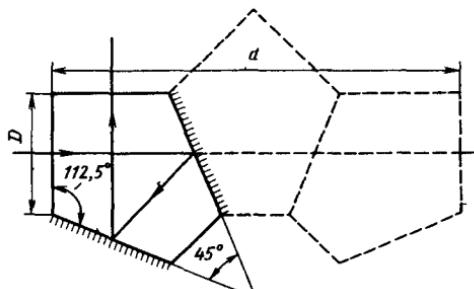


Рис. 57. Разворотка пентапризмы

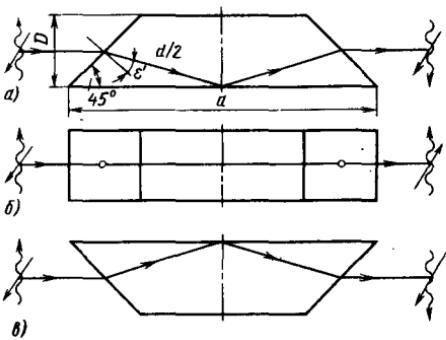


Рис. 58. Призма Дове

где  $a$  — размер основания призмы;  $d$  — длина хода луча в призме.

Выполняя несложные преобразования и учитывая, что в данном случае  $\sin \epsilon' = 1/(n\sqrt{2})$ , получим:

$$a = 2D \sqrt{2n^2 - 1} / (\sqrt{2n^2 - 1} - 1); \quad (116)$$

$$d = 2nD / (\sqrt{2n^2 - 1} - 1). \quad (117)$$

Для стекла К8  $a = 4,23D$ ,  $d = 3,337D$ ; для стекла БК10  $a = 4,04D$ ,  $d = 3,20D$ .

Призму Дове помещают только в параллельном пучке лучей, так как в противном случае углы падения симметричных лучей пучка не будут одинаковыми, что вызовет асимметрию выходящих лучей.

Как следует из формул (115)–(117), диаметр  $D$  сечения пучка лучей, поступающих на входную грань призмы, является исходной величиной для расчета ее параметров.

Основные типы отражательных призм, соотношения их размеров, назначение и главные свойства см., например, в [35, 38], а также в прил. 1.

### 30. Преломляющие призмы и клинья

Оптическая деталь с плоскими преломляющими поверхностями 1 и 2, образующими двугранный угол  $\theta$ , называется преломляющей призмой. Сечение призмы плоскостью, перпендикулярной к ребру двугранного угла, будет *главным сечением призмы* (рис. 59).

Угол  $\omega$  между направлениями входящего и выходящего лучей называется *углом отклонения*, а угол  $\theta$  между преломляющими плоскими гранями — *преломляющим углом призмы*.

Рассмотрим ход луча в главном сечении призмы. Угол преломления на первой грани определяется из формулы

$$\sin \epsilon_1' = \sin \epsilon_1 / n \quad (118)$$

(призма находится в воздухе).

изображения, так же как и в предыдущем случае, на  $180^\circ$ . Таким образом, призма была повернута вокруг оси на пол оборота, а изображение повернулось на целый оборот.

На основании теоремы синусов можно записать (см. рис. 58, a):

$$\frac{a}{2 \sin (90^\circ - \epsilon')} = \frac{D}{2 \sin 45^\circ \sin (45^\circ + \epsilon')} = \frac{d}{2 \sin 45^\circ},$$

Из рис. 59 следует:

$$\varepsilon_2 = \theta + \varepsilon'_1, \quad (119)$$

тогда

$$\sin \varepsilon'_2 = n \sin \varepsilon_2 = n \sin(\theta + \varepsilon'_1). \quad (120)$$

Угол отклонения луча призмой

$$\begin{aligned} \omega &= -\varepsilon_1 + \varepsilon'_1 + \varepsilon'_2 - \varepsilon_2 = \\ &= \varepsilon'_2 - \varepsilon_1 - \theta. \end{aligned} \quad (121)$$

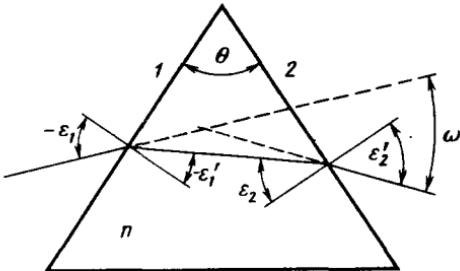


Рис. 59. Ход луча в преломляющей призме

Представляет интерес отыскание значения угла падения  $\varepsilon_1$  на первую грань призмы, при котором угол отклонения  $\omega$  преломленного луча будет наименьшим.

Для этой цели, пользуясь формулой (121), запишем:

$$\frac{d\omega}{d\varepsilon_1} = \frac{d\varepsilon'_2}{d\varepsilon_1} - 1 = 0$$

или

$$d\varepsilon'_2 = d\varepsilon_1. \quad (122)$$

Кроме того, из равенства (119) имеем:

$$d\varepsilon_2 = d\varepsilon'_1. \quad (123)$$

Продифференцировав формулы (118) и (120), получим следующие равенства:

$$n \cos \varepsilon'_1 d\varepsilon'_1 = \cos \varepsilon_1 d\varepsilon_1; \quad n \cos \varepsilon_2 d\varepsilon_2 = \cos \varepsilon'_2 d\varepsilon'_2,$$

из которых, учитывая равенства (122) и (123), найдем выражение

$$\sin \varepsilon'_1 / \cos \varepsilon_2 = \cos \varepsilon_1 / \cos \varepsilon'_2. \quad (124)$$

Кроме того, перемножая правые и левые части формул (118) и (120), получим равенство

$$\sin \varepsilon'_1 / \sin \varepsilon_2 = \sin \varepsilon_1 / \sin \varepsilon'_2. \quad (125)$$

Одновременное существование равенств (124) и (125) возможно только при условии, когда

$$\varepsilon'_1 = -\varepsilon_2 \quad \text{и} \quad \varepsilon_1 = -\varepsilon'_2. \quad (126)$$

Так как вторая производная  $\frac{d^2\omega}{d\varepsilon_1^2} > 0$ , то равенства (126) определяют условие получения  $\omega_{\min}$  при данном преломляющем угле  $\theta$  призмы. Из этих же равенств следует, что  $\omega_{\min}$  получается при таком расположении преломленного луча внутри призмы, при котором этот луч перпендикулярен к биссектрисе преломляющего угла  $\theta$ .

Для определения  $\omega_{\min}$  служит формула (120), из которой с учетом равенств (126) и (119) получаем выражение

$$\sin [(\omega_{\min} + \theta)/2] = n \sin (\theta/2), \quad (127)$$

используемое при выборе показателя преломления материала призмы (углы  $\theta$  и  $\omega_{\min}$  измеряются, например, на гoniометре).

Рассмотрим влияние изменения показателя преломления материала призмы на угол отклонения преломленного луча. Показатель преломления зависит от длины волны монохроматического излучения. Поэтому, если луч, поступающий в призму, монохроматический, то при преломлении отдельные монохроматические составляющие этого луча будут отклоняться на разные углы (дисперсия призмы).

*Угловой дисперсией призмы* называется зависимость угла отклонения луча от длины световой волны, равная производной этого угла по длине волны, т. е.  $d\omega/d\lambda$ .

Найдем угловую дисперсию призмы для случая, описываемого формулой (127). В результате ее дифференцирования получим выражение

$$\frac{d\omega_{\min}}{d\lambda} = \frac{2 \sin (\theta/2)}{\sqrt{1 - n_{cp}^2 \sin^2 (\theta/2)}} \frac{dn}{d\lambda},$$

где  $dn/d\lambda$  — дисперсия материала призмы;  $n_{cp}$  — среднее значение показателя преломления в данном интервале  $d\lambda$  длин волн.

Угловое значение  $d\omega_{\min}$  дисперсии вычисляют по формуле

$$d\omega_{\min} = \frac{2 \sin (\theta/2)}{\sqrt{1 - n_{cp}^2 \sin^2 (\theta/2)}} dn, \quad (128)$$

где  $dn$  — разность показателей преломления на краях данного интервала длин волн ( $dn = n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}$ ).

Если  $\theta = 60^\circ$ ,  $dn = n_{F'} - n_{C'} = 0,00812$ ,  $n_{cp} = n_e = 1,5183$  (стекло K8), то  $d\omega_{\min} = 0,0123$  рад  $\approx 40'$ .

Угловая дисперсия призмы  $d\omega/d\lambda$  и угловое значение дисперсии  $d\omega$  будут большими, если угол отклонения  $\omega \neq \omega_{\min}$ .

Преломляющие призмы в основном применяют в виде диспергирующих элементов в спектральных приборах.

Из формулы (128), которая определяет угловое значение дисперсии, следует, что эта величина тем больше, чем больше преломляющий угол  $\theta$  призмы. Ограничение на угол  $\theta$  накладывается той же формулой, а именно:  $\sin (\theta/2) \leq 1/n_{cp}$ , где  $n_{cp}$  — среднее значение показателя преломления материала призмы в заданном диапазоне длин волн.

При невыполнении этого неравенства наблюдается полное внутреннее отражение на второй преломляющей грани призмы. Следует отметить, что формула (128) определяет угловое значение дисперсии при наименьшем угле отклонения. Если угол отклонения  $\omega > \omega_{\min}$ , то соответственно увеличивается и угловая дисперсия. Однако при этом уменьшается разрешающая сила спектрального прибора, что и определяет использование преломляющих призм в положении наименьшего отклонения.

Наиболее часто преломляющий угол призмы выбирают равным  $60^\circ$ .

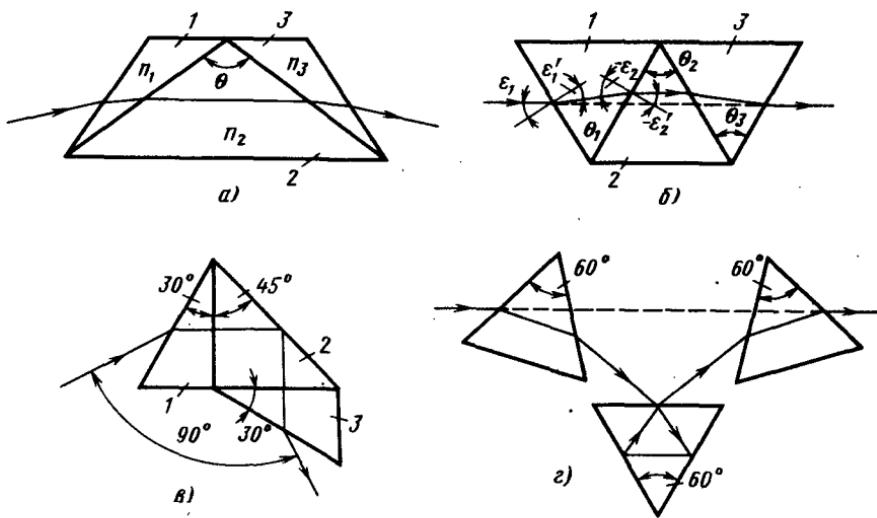


Рис. 60. Преломляющие призмы

Преломляющие (диспергирующие) составные призмы спектральных приборов — призмы Резерфорда, Амichi, Аббе и трехпризменная система — показаны на рис. 60.

Отличительной особенностью призмы Резерфорда (рис. 60, а) является большая угловая дисперсия, получаемая за счет увеличения преломляющего угла  $\theta$  основной призмы 2, изготовленной из флинта. Вспомогательные призмы 1 и 3 делаются из крона. Следовательно,  $n_1 = n_3 < n_2$ .

Для такой призмы угол  $\omega_{\min}$  спектра [см. вывод формулы (128)] определяется после дифференцирования по  $\lambda$  равенства  $n_2 \sin(\theta/2) = n_1 \sin[(\omega_{\min} + \theta)/2]$ .

После дифференцирования получим:

$$d\omega_{\min} = 2 \left( \frac{dn_2}{n_2 c_p} - \frac{dn_1}{n_1 c_p} \right) \frac{n_2 c_p \sin(\theta/2)}{\sqrt{n_1^2 c_p - n_2^2 c_p \sin^2(\theta/2)}}. \quad (129)$$

Формула (129) позволяет вычислить  $d\omega_{\min}$ , а также сделать вывод о том, что для призмы, помещенной в среду с показателем преломления, большим, чем единица ( $n_1 = n_3 > 1$ ), предельное значение преломляющего угла  $\theta$  ограничивается неравенством  $\sin(\theta/2) < n_{1cp}/n_{2cp}$ , где  $n_{1cp}$  — среднее значение показателя преломления в рассматриваемом диапазоне длин волн для призм 1 и 3;  $n_{2cp}$  — то же, для призмы 2.

Угол  $\theta$  достигает значения  $120 \dots 150^\circ$ .

Призма Амichi (рис. 60, б) называется *призмой прямого видения*, так как направления падающего и преломленного лучей для определенной длины волны совпадают, что удобно при конструктивном оформлении спектральных приборов. В частном случае обеспечивается совпадение падающего луча и биссектрисы угла

дисперсии. Призмы 1 и 3 изготавливают из крона, призму 2 — из флинта ( $\theta_1 = \theta_3$ ,  $n_1 = n_3$ ).

Из рис. 60, б при использовании условия прямого видения получается следующая зависимость между преломляющими углами и показателями преломления (призма 2 равнобедренная):

$$n_2 \sin(\theta_2/2) = \pm \theta_1 \sqrt{n_1^2 - \sin^2(\theta_1 - \theta_2/2)} - \cos \theta_1 \sin(\theta_1 - \theta_2/2).$$

Для призмы прямого видения значение угловой дисперсии не достигает максимума.

Призма Аббе (рис. 60, в) относится к призмам постоянного отклонения с углом  $\omega = 90^\circ$ . Для уменьшения поглощения призму с полным внутренним отражением выполняют из крона. На рис. 60, г показана система прямого видения из трех преломляющих призм.

Если преломляющий угол  $\theta$  призмы мал ( $\theta \ll 6^\circ$ ), то такую призму называют *клином*. Формула (120) при этом принимает следующий вид:  $\varepsilon_2 = \theta \cos \varepsilon_1 + \sin \varepsilon_1$ .

Используя равенство (121), получим  $\sin \varepsilon_2 = \sin(\omega + \theta + \varepsilon_1) = (\omega + \theta) \cos \varepsilon_1 + \sin \varepsilon_1$ .

Из последних двух формул и формулы (118) получим значение угла отклонения луча клином  $\omega = \theta (n \cos \varepsilon_1 / \cos \varepsilon_1 - 1)$ .

Если принять условие, что угол падения  $\varepsilon_1$  мал, откуда следует и малость угла преломления  $\varepsilon_1$ , то

$$\omega = \theta (n - 1). \quad (130)$$

Клин, как и призма, имеет дисперсию и соответствующее ей угловое значение дисперсии.

Из формулы (130) следует, что угловое значение дисперсии клина  $d\omega = \theta dn$ .

Например, для диапазона длин волн, границы которого соответствуют синему ( $F'$ ) и красному ( $C'$ ) цветам,  $d\omega_{F'C'} = \theta (n_{F'} - n_{C'})$ , где  $n_{F'}$  —  $n_{C'}$  — средняя дисперсия материала клина (ГОСТ 3514—76 и ГОСТ 13659—78).

Оптические клинья в оптических системах используют в качестве компенсаторов при юстировке и измерениях. Однако более часто клиновидность проявляется как ошибка, допущенная при изготовлении плоскопараллельных пластин, предварительная оценка влияния которой обеспечивает задание ее допустимого значения.

Рассмотрим использование клина в качестве компенсатора. При вращении клина (рис. 61) изображение осевой точки описывает окружность радиусом  $y'$ , который зависит от значения угла отклонения  $\omega$  и от расстояния  $k$  между клином и плоскостью изображения:

$$y' = k \operatorname{tg} \omega \approx k\omega = k(n - 1) \theta.$$

К сожалению, движение изображения по окружности в целях измерения и компенсации использовать нельзя. Прямолинейное

движение изображения с достаточной степенью точности может быть обеспечено двумя одинаковыми клиньями, вращаемыми в противоположных направлениях на равные углы  $\phi$  (рис. 62).

Наибольший суммарный угол отклонения будет, очевидно, тогда, когда главные сечения клиньев лежат в одной плоскости, а преломляющие углы направлены в одну сторону:

$$\omega_{\Sigma} = 2\omega = 2(n - 1)\theta.$$

При вращении клиньев угол отклонения в рассматриваемой меридиональной плоскости будет следующим:

$$\omega_{\Sigma} = \omega_{\Sigma_0} \cos \varphi = 2(n - 1) \theta \cos \varphi.$$

С помощью, например, сферической тригонометрии доказывается, что горизонтальной (боковой) составляющей угла отклонения луча можно пренебречь.

Прямолинейное движение изображения может быть получено также при поступательном перемещении клина по направлению падающего луча. В этом случае (рис. 63) перемещение клина из положения 1 в положение 2 на расстояние  $z$  вызывает смещение изображения:

$$\Delta y' = y'_1 - y'_2 = z(n - 1)\theta. \quad (131)$$

Из формулы (131) следует, что перемещение  $z$  клина и смещение  $\Delta y'$  изображения прямо пропорциональны.

Поступательно перемещающийся клин в отличие от вращающихся клиньев можно использовать в сходящихся пучках лучей. Для компенсации или измерения малых угловых или линейных величин пользуются парой вращающихся клиньев. Большому углу поворота  $\varphi$  соответствует малое изменение в положении преломленного луча. Поступательно перемещающийся клин, используемый для компенсации и измерения малых линейных величин, является менее точным.

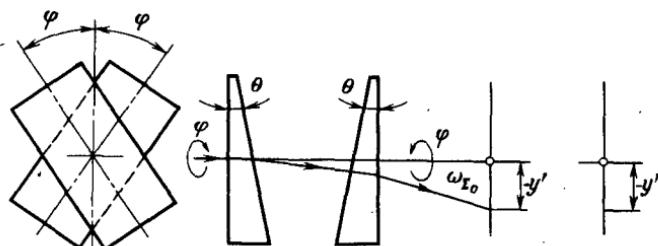


Рис. 62. Вращение двух клиньев

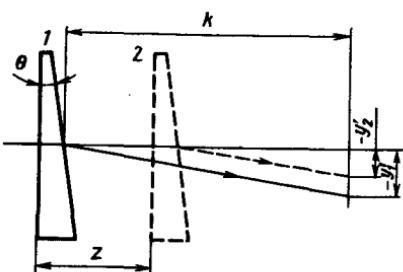


Рис. 63. Поступательное перемещение клина

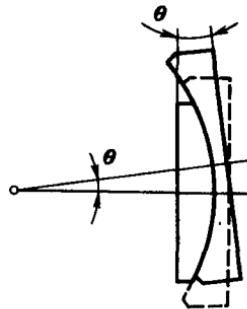


Рис. 64. Клин с переменным преломляющим углом

Клин с переменным преломляющим углом  $\theta$  может быть выполнен из двух линз: плосковыпуклой и вогнуто-плоской, составляющих плоскопараллельную пластину и подвижно соединенных так, как показано на рис. 64.

### 31. Световоды и волоконная оптика

Стеклянный пруток круглого или другого сечения с полированной боковой поверхностью и торцами может быть использован в качестве *световода* для передачи световой энергии в труднодоступные полости без переноса теплоты от источника излучения. Световоды могут быть изогнуты в горячем состоянии с радиусами кривизны, равными 20 ... 50 их диаметрам, и в холодном состоянии с радиусами кривизны 200 ... 300 диаметров.

Луч, падающий на торец прутка (рис. 65), проходит сквозь него, претерпевая неоднократное полное внутреннее отражение от боковой поверхности. Для обеспечения лучших условий полного внутреннего отражения прутки изготавливают из тяжелых флинтов и покрывают оболочкой (изоляцией) из кроны или металлическим отражающим слоем.

Характеристикой углового поля световодов являются апертурные углы  $\sigma_A$  и  $\sigma'_A$ . Для входного торца  $2\omega = 2\sigma'_A$ , для выходного  $2\omega' = 2\sigma'_A$ .

Для определения апертурного угла  $\sigma_A$ , ограничивающего телесный угол для пучка лучей, полностью проходящих через

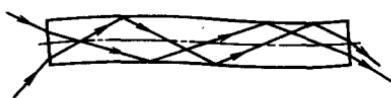


Рис. 65. Прохождение лучей в светопроводе

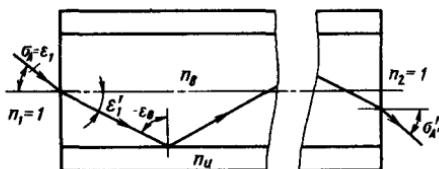


Рис. 66. Схема для определения апертурного угла в световоде

световод, обратимся к рис. 66. Входной торец световода возьмем перпендикулярным к его оси. Показатель преломления волокна сердцевины  $n_b$  больше, чем показатель преломления оболочки  $n_h$ . При полном внутреннем отражении луча от границы между волокном и изоляцией имеем:

$$n_b \sin e_b = n_h. \quad (132)$$

Преломление на торце описывается формулой

$$\sin \sigma_A = n_b \sin e'_i. \quad (133)$$

Так как  $e'_i = 90^\circ + e_b$ , то из формул (132) и (133) следует равенство для определения входного апертурного угла при  $n_1 = 1$  (воздух):

$$\sin \sigma_A = \pm \sqrt{n_b^2 - n_h^2}.$$

Если показатель преломления среды, в которой находится выходной торец световода, также равен единице ( $n_2 = 1$ ), то выходной апертурный угол  $\sigma_A'$  равен входному апертурному углу  $\sigma_A$ .

При  $n_2 > 1$  получим  $n_2 \sin \sigma_A' = \sin \sigma_A$ .

Для передачи изображений используют многожильные световоды — пучки светопроводящих волокон. Наименьший диаметр волокна составляет 5 ... 6 мкм. При меньших диаметрах качество изображения ухудшается вследствие дифракции. Волокна в оболочках, уложенные параллельно и спеченные, с отполированными торцами, лежащими в одной плоскости, обеспечивают передачу изображения с одного торца на другой. Разрешающая способность такого пучка волокон зависит от их диаметра и расстояния между ними. Надежно получаемой является разрешающая способность до 100 линий/мм. При дальнейшем повышении разрешения снижаются и контраст, и яркость изображения.

Из волоконных элементов делают следующие детали, передающие изображение: жесткие световоды, гибкие жгуты, диски, фоконные линзы, анаморфоты, преобразователи кольцо—линия и др. [6].

Жесткие многожильные световоды, служащие для передачи изображения, используются в приборах, предназначенных для обзора и фотографирования стенок трубок, передачи изображений шкал и в качестве микроскопа-иглы.

Гибкие регулярные жгуты входят в состав гибких перископов и приборов для обследования внутренних органов человека. Они представляют собой параллельно уложенные волокна, спеченные вблизи торцов. Применение гибких жгутов, выходной торец которых вытянут в виде узкой полосы шириной, равной диаметру волокна, обеспечивает высокоскоростную киносъемку с частотой  $10^7$  кадров/с.

Для обеспечения контактной фотопечати с выпуклых экранов кинескопа или электронно-оптического преобразователя (ЭОП)

используют волоконные диски, одна поверхность которых согнутая (примыкающая к экрану), вторая — плоская. Эти диски содержат до полумиллиарда волокон и разрешают до 100 линий/мм при апертурном угле  $\sigma_A = 0,54$ .

Фоконы и фоконные линзы имеют волокна с переменным сечением (конические), что обеспечивает изменение поперечного увеличения передаваемого изображения.

Односторонняя опрессовка одного конца жесткого многожильного светопровода, гибкого жгута или фокона превращает их в анаморфот, сжимающий или растягивающий изображение в одном направлении.

Формирование входного и выходного торцов многожильного световода позволяет создать преобразователь изображения, например, преобразователь кольцо—линия и т. п.

Для изготовления волоконной оптики применяются стекла следующих марок: для сердцевины — ТК16 ( $n_e = 1,6152$ ); Ф8 ( $n_e = 1,6291$ ); ВС586 ( $n_e = 1,5893$ ); ВС682 ( $n_e = 1,6855$ ); для оболочки — ВО488 ( $n_e = 1,4898$ ); ВО513 ( $n_e = 1,5150$ ).

### 32. Линзы Френеля. Аксиконы. Оптические растры. Градиентные и дифракционные элементы

Линзы Френеля представляют собой оптические детали со ступенчатой поверхностью (рис. 67).

Чем меньше расстояние между соседними ступеньками, тем точнее выполняется условие уменьшения остаточных aberrаций при малой толщине линзы. Наименьшее достигнутое расстояние между ступеньками равно 0,05 мм. Ступеньки могут быть разграничены концентрическими, спиральными или параллельными канавками и представляют собой в первых двух случаях участки конических или сферических поверхностей, а в третьем случае — участки плоскостей или цилиндрических поверхностей.

Такие поверхности с малым шагом технологически возможно выполнить путем прессования из пластмасс.

Материалом для линз Френеля может быть полиметилметакрилат, имеющий следующие характеристики:  $n_D = 1,4903$ ,  $v_D = 57,8$ ; температурный коэффициент показателя преломления  $\beta_{t,D} = -16 \cdot 10^{-5}$ ; температурный коэффициент линейного расширения  $\alpha_t = (70 \dots 190) 10^{-6}$ ; температура размягчения 72 °C. Этот материал обладает хорошим пропусканием в ультрафиолетовой области спектра.

Пластмассовые линзы Френеля находят применение в качестве луп, конденсоров, призм, зеркал и других оптических деталей, обеспечивая малые габаритные размеры системы.

Элемент эффективного профиля ступенчатой осесимметричной поверхности, разделяющей среды с показателями преломления  $n_1 = 1$  и  $n_2 = n$ , показан на рис. 68.

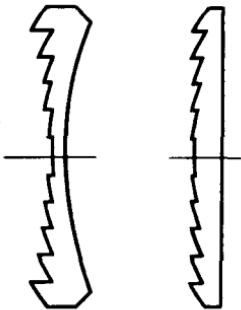


Рис. 67. Линза Френеля

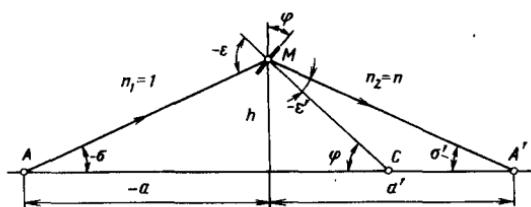


Рис. 68. Элемент эффективного профиля линзы Френеля

Рассмотрим возможность получения с помощью этой поверхности гомоцентрического пучка лучей, образующих изображение осевой точки  $A$ , принимая, что каждая ступенька является бесконечно узкой.

Луч  $AM$ , встречающий бесконечно узкий эффективный профиль в точке  $M$  на расстоянии  $h$  от оптической оси, после преломления в пересечении с оптической осью даст точку  $A'$ . Нормаль к рассматриваемому участку профиля пересечет оптическую ось в точке  $C$  под углом  $\varphi$ , который определяет положение образующей взятого участка профиля.

Найдем значения углов  $\varphi$  для разных высот  $h$  падения лучей при заданных положениях точки  $A$  и ее изображения  $A'$  (отрезки  $-a$  и  $a'$ ).

Из рис. 68 следует:  $-\varepsilon = -\sigma + \varphi$ ;  $\varphi = -\varepsilon' + \sigma'$ . По закону преломления  $\sin \varepsilon = n \sin \varepsilon'$  получим:

$$\sin(\varphi - \sigma) = n \sin(\varphi - \sigma'), \quad (134)$$

После преобразований из формулы (134) находим следующую зависимость для вычисления углов  $\varphi$ , определяющих, например, наклон профилей конических кольцевых участков ступенчатой преломляющей поверхности:

$$\operatorname{tg} \varphi = (n \sin \sigma' - \sin \sigma) / (n \cos \sigma' - \cos \sigma), \quad (135)$$

где углы  $\sigma$  и  $\sigma'$  предварительно вычисляют по заданным отрезкам  $-a$  и  $a'$  для различных  $h$ .

Формулу (135) можно использовать для расчета тонкой линзы Френеля с плоской второй поверхностью, aberrациями которой можно пренебречь.

Заднее фокусное расстояние линзы Френеля определим по значению  $\sigma'$  при  $\sigma = 0$ . При этом условии из формулы (135) имеем:  $\operatorname{tg} \varphi_0 = n \sigma' / (n - 1)$ . Следовательно,

$$\sigma' = [(n - 1)/n] \operatorname{tg} \varphi_0.$$

Таким образом, при малой высоте

$$f' = h/\sigma' = hn/[(n - 1) \operatorname{tg} \varphi_0],$$

где  $\operatorname{tg} \varphi_0$  находят по формуле (135) при малом значении  $h$ .

Световой диаметр  $D_{\text{св}}$  линзы получается при угле падения луча  $\varepsilon_m = -90^\circ$ . Из рис. 69 имеем:

$$\operatorname{tg} \sigma'_A = \operatorname{tg} (\varphi + \varepsilon'_m) = D_{\text{св}}/(2a'), \quad (136)$$

где  $\varepsilon'_m$  — предельное значение угла преломления;  $\sigma'_A$  — апертурный угол линзы Френеля в пространстве изображений, т. е. угол между оптической осью и крайним лучом, прошедшим линзу ( $\sigma_A$  — апертурный угол в пространстве предметов, сопряженный с углом  $\sigma'_A$ ).

Из формулы (136) следует, что

$$D_{\text{св}} = 2a' (\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \varepsilon'_m)/(1 - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \varepsilon'_m).$$

Учитывая, что  $\operatorname{tg} \varphi = -2a/D_{\text{св}}$ , получаем:

$$D_{\text{св}}^2 + 2D_{\text{св}}(a - a') \operatorname{tg} \varepsilon'_m + 4aa' = 0, \quad (137)$$

где  $\operatorname{tg} \varepsilon'_m$  определяется согласно закону преломления ( $\sin \varepsilon'_m = 1/n$ ),  $\operatorname{tg} \varepsilon'_m = -1/\sqrt{n^2 - 1}$ .

Решив квадратное уравнение (137), находим световой диаметр линзы Френеля:

$$D_{\text{св}} = [1/\sqrt{n^2 - 1}] [a - a' + \sqrt{(a - a')^2 - 4aa'(n^2 - 1)}].$$

Аксиконом называется оптическая деталь или оптическая система, вызывающая значительное нарушение гомоцентричности пучка лучей, выходящих из предметной точки. Изображение осевой точки получается в виде отрезка прямой, являющейся частью оптической оси в пространстве изображений, а в выбранной плоскости изображения — в виде круга достаточно большого диаметра. Это обстоятельство используют при создании оптических систем, не нуждающихся в фокусировке при изменении положения предмета относительно оптической системы, для обеспечения заданного распределения освещенности в плоскости изображения, компенсации нарушения гомоцентричности за счет действия других компонентов схемы.

На рис. 70 показана оптическая осесимметричная деталь типа линзы. Ее первая поверхность плоская, вторая — коническая.

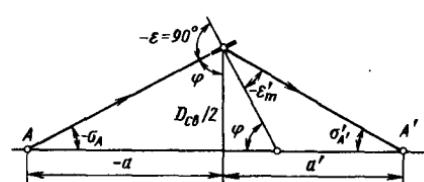


Рис. 69. Схема для определения светового диаметра линзы Френеля

В меридиональном сечении эту коническую линзу можно представить как преломляющую равнобедренную призму с преломляющим углом  $\theta$ , размер  $d$  которой по оптической оси известен. Найдем изображение  $A'$  осевой точки  $A$ , расположенной на оптической

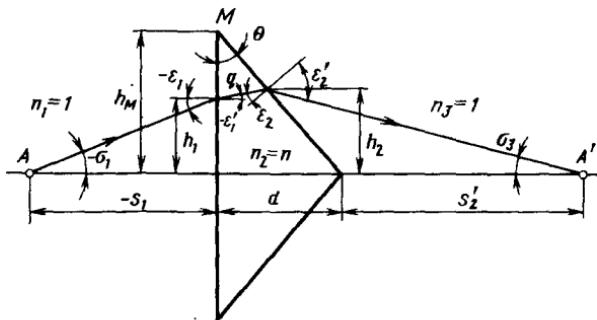


Рис. 70. Действие конического аксикона

оси на расстоянии  $s_1$  от «входной грани». Положение  $A'$  зависит от угла  $\sigma_1$ .

Для высоты  $h_1$  падения луча имеем:

$$\operatorname{tg} \sigma_1 = h_1/s_1. \quad (138)$$

По закону преломления

$$\sin e'_1 = \sin e_1/n = \sin \sigma_1/n. \quad (139)$$

Из рис. 70 следует:

$$e_2 = e'_1 + \theta. \quad (140)$$

Повторное использование закона преломления позволяет найти угол преломления на второй «грани»:

$$\sin e'_2 = n \sin e_2 = n \sin (e'_1 + \theta). \quad (141)$$

И, наконец, угол между преломленным лучом и оптической осью

$$\sigma_3 = e'_2 - \theta. \quad (142)$$

Отрезок  $s'_2$ , определяющий положение точки  $A'$ , отсчитывается от вершины преломляющей поверхности (в данном случае от вершины конуса).

Из рис. 70 следует:

$$s'_2 = h_2/\operatorname{tg} \sigma_3 = h_2 \operatorname{tg} \theta = h_2 (\operatorname{ctg} \sigma_3 - \operatorname{tg} \theta), \quad (143)$$

где  $h_2$  — высота падения луча на коническую поверхность.

Обозначим длину луча в пределах конической линзы через  $q$ . Тогда

$$h_2 - h_1 = -q \sin e'_1, \quad (144)$$

где

$$q = (h_M - h_1) \sin \theta / \cos e'_2; \quad (145)$$

$h_M$  — заданное расстояние от оптической оси до острого края сечения конической линзы (точка  $M$ ).

Из формулы (143), учитывая формулы (144), (145) и (139), получим, что

$$s'_2 = \left[ h_1 - (h_M - h_1) \frac{\sin \theta \sin \sigma_1}{n \cos \sigma_3} \right] (\operatorname{ctg} \sigma_3 - \operatorname{tg} \theta). \quad (146)$$

Рассмотрим формулу (146) при  $\sigma_1 = 0$ , т. е. для случая, когда осевая предметная точка находится в бесконечности. При этом  $e_1 = e'_1 = 0$ , а  $\sin e'_2 = n \sin \theta$ , тогда

$$s'_2 = h_1 (\operatorname{ctg} \sigma_3 - \operatorname{tg} \theta).$$

Для параксиального луча ( $h_1 \rightarrow 0$ )  $s'_0 = 0$ , а для луча, падающего на край конической линзы ( $h_1 = h_M$ ),

$$s'_M = h_M (\operatorname{ctg} \sigma_3 - \operatorname{tg} \theta).$$

Следовательно, наибольшая продольная протяженность в изображении точки (сферическая aberrация) в рассматриваемом случае ( $\sigma_1 = 0$ )

$$\delta s'_M = s'_M - s'_0 = h_M (\operatorname{ctg} \sigma_3 - \operatorname{tg} \theta). \quad (147)$$

Оценим ее значение для конкретных конструктивных параметров конической линзы. Пусть  $h_M = 20$  мм,  $\theta = 20^\circ$ ,  $n_e = 1,5183$ .

Используя формулы (140), (142), (147), находим, что  $\delta s'_M = 93,37$  мм.

Согласно определению рассмотренная деталь (линза) и будет аксионом.

Обычно конические аксионы применяются с углом  $\theta \leqslant 6^\circ$  ( $\operatorname{tg} \theta \approx \sin \theta \approx \theta$ ). Если при этом угол  $\sigma_1$  является малым ( $\sin \sigma_1 \approx \sigma_1$ ), то и  $\sin e'_1 \approx e'_1$ ,  $\sin e'_2 \approx e'_2 = ne_2$ . Учитывая, что при этом  $\cos e_2 \approx 1$  и  $\operatorname{ctg} \sigma_3 = 1/\sigma_3$ , из формулы (146) получим:

$$s'_2 = \delta s' = [h_1 - (h_M - h_1) \theta \sigma_1 / n] (1/\sigma_3 - \theta),$$

а при  $\sigma_1 = 0$

$$s'_2 = h_1 (1/\sigma_3 - \theta).$$

Но так как  $\sigma_3 = \omega = (n - 1) \theta$  [см. формулу (130), относящуюся к клину], то

$$s'_2 = \delta s' = h_1 \{1/[(n - 1) \theta] - \theta\} \approx h_1 / [(n - 1) \theta].$$

Найдем наименьшее расстояние  $s_{\min}$  от аксиона до предметной осевой точки, при котором полное внутреннее отражение от конической поверхности отсутствует.

Из формулы (141) при  $\sin e'_2 = 1$  имеем:  $\sin e_{2m} = 1/n = \sin(e'_1 + \theta)$ , где  $e_{2m}$  — угол полного внутреннего отражения.

Так как каждый в отдельности углы  $e_{2m}$  и  $e'_1 + \theta$  меньше  $90^\circ$ , то, учитывая формулу (140), будем иметь  $e'_1 = e_{2m} - \theta$ .

Из формул (139) и (140) следует, что

$$\sin \sigma_1 = n \sin(e_{2m} - \theta) \quad \text{и} \quad s_{\min} = h_M \operatorname{ctg} \sigma_1.$$

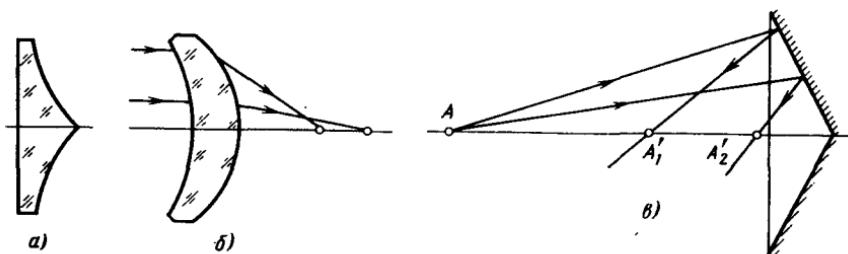


Рис. 71. Типы аксионов:

*a* — конвексная линза; *б* — положительный менник; *в* — коническое зеркало

Примеры аксионов показаны на рис. 71. При выборе аксиона стремятся получить наибольшую освещенность изображения в заданном интервале на оптической оси пространства изображений.

*Оптическим растром* называется совокупность из линзовых или зеркальных элементов (ячеек), имеющих оптическую силу. Расстояние между осями двух смежных элементов, измеренное по нормали к их осям симметрии, называют *периодом*, или *шагом*, *расстра*.

Каждый элемент оптического растра формирует изображение предмета. Таким образом, число полученных изображений предмета равно числу элементов растра.

Если оптические силы всех элементов одинаковы (рис. 72), то изображения  $A'_k B'_k$  предмета  $AB$  получаются в одной плоскости (когда оптические элементы безабберационны).

При обратном ходе лучей из отдельных «предметов», полученных в виде закрепленных изображений (например, на фотопластинке), восстанавливается пространственное положение предмета.

Действие растровой осветительной системы показано на рис. 73. Наклонный пучок лучей, идущий от источника света  $C$ , заполняет входной зрачок последующей оптической системы. Элементом растра 1 обеспечивается получение изображения  $C_1$  центра источника света  $C$ . Элементом растра 2 направляет пучок во входной зрачок.

Период  $t_1$  растра 1 является заданным. Тогда согласно рис. 73 период растра 2

$$t_2 = t_1 (1 - d/s_1),$$

где  $d$  — расстояние между растрами;  $s_1$  — удаление источника света  $C$  от растра 1.

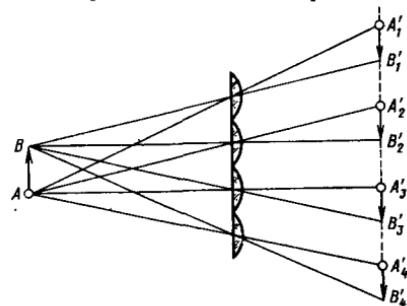


Рис. 72. Оптический растр

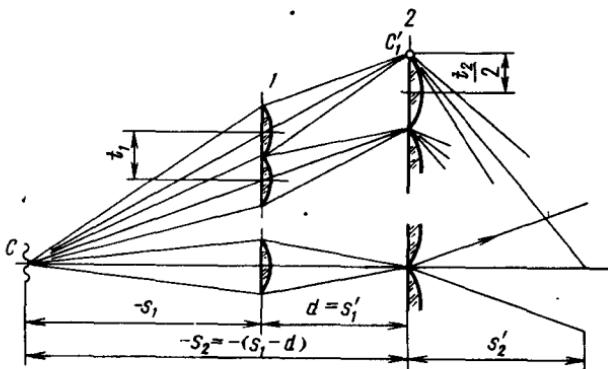


Рис. 73. Растворная осветительная система

Число элементов растра 2 должно быть равно числу элементов растра 1.

Фокусные расстояния осевых ячеек растров 1 и 2 определяются по формуле (38):

$$f_1 = s_1 d / (s_1 - d); \quad f_2 = (s_1 - d) s'_2 / (s_1 - d - s'_2),$$

где  $s'_2$  — удаление изображения 3 от растра 2.

Другим примером применения оптического растра являются экраны направленного отражения. Зеркальные элементы растрового экрана могут быть сферическими и цилиндрическими.

На рис. 74 показано сечение элемента растрового экрана. В этом сечении отраженный поток рассеивается в пределах заданного угла  $2\sigma'$ . Из рис. 74 следует:

$$\sin \sigma' = [D_r / (2r^2)] \sqrt{4r^2 - D_r^2}, \quad (148)$$

где  $D_r$  — размер сечения элементов;  $r$  — радиус сферической или цилиндрической поверхности элемента.

Из равенства (148) следует, что, во-первых, растровый экран эквивалентен диффузному экрану ( $\sigma' = 90^\circ$  при  $D_r = r/2$ ), во-вторых, для увеличения кажущейся яркости изображения уменьшение угла  $2\sigma'$  обеспечивается увеличением радиуса вогнутой цилиндрической поверхности, т. е. увеличением фокусного расстояния элемента растра.

Разнообразные примеры устройства и применения оптических растров приведены в работе [6].

Перспективной элементной базой для оптических систем является градиентная оптика [6]. В градиентных элементах (гринах) используются про-

Рис. 74. Элемент растрового экрана

рачные изотропные среды, в которых показатель преломления есть функция координат точки среды. По виду функции  $n = f(x, y, z)$  различают три типа гринов:

1) с осевым распределением показателя преломления:  $n = f(z)$ ,  $n(x) = n(y) = \text{const}$ ;

2) с радиальным (цилиндрическим) распределением:  $n = f(x^2 + y^2)$ ,  $n(z) = \text{const}$ ;

3) со сфероконцентрическим распределением:  $n = f(x^2 + y^2 + z^2)$ .

Примером гринов первого типа является сверхпроводящее волокно для систем связи, второго — силовые оптические элементы. В последнем случае традиционные конструктивные параметры дополняются осесимметричным градиентом показателя преломления. Проектирование и исследование оптических систем с градиентными линзами показало, что конструкция систем упрощается (за счет уменьшения числа компонентов).

Другим перспективным элементом, используемым как компонент оптической системы, является *дифракционная линза* (пластина).

Дифракционная линза (киноформ) представляет собой периодическую кольцевую структуру, изготавляемую, например, способом фотолитографии. Киноформ рассматривается как бесконечно тонкий транспарант с заданным амплитудным коэффициентом пропускания. Изменение кривизны волнового фронта после действия дифракционного элемента в практически приемлемом приближении рассматривается в рамках геометрической оптики [4].

Так как при прохождении пучков лучей через киноформы силовое действие сопровождается изменением в спектральном составе излучения, то эти элементы используют для коррекции не только сферической, но и хроматических aberrаций.

## Глава VI

# ОГРАНИЧЕНИЕ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

---

### 33. Диафрагмы

Линзы, зеркала, пластины и призмы, входящие в состав оптических систем, имеют конечные размеры и заключены в оправы. Кроме того, во многих оптических системах устанавливаются специальные диафрагмы обычно с круглым отверстием, центрированным относительно оптической оси, которые так же, как и оправы, ограничивают пучки лучей, проходящих через системы.

Следствием этого ограничения является то, что, во-первых, в оптическую систему поступает лишь часть потока излучения, выходящего из каждой точки объекта, и, во-вторых, изображается лишь часть пространства предметов.

От действия оправ оптических деталей, являющихся диафрагмами, и специальных диафрагм, которые могут иметь изменяющееся отверстие (ириевые диафрагмы), зависят: интегральная освещенность изображения; распределение освещенности по полю изображения; угловое или линейное поле в границах удовлетворительного качества изображения; разрешающая способность изображения; контраст изображения и другие характеристики, относящиеся к качеству изображения.

Диафрагма, ограничивающая пучок лучей, выходящих из осевой точки предмета, и тем самым определяющая освещенность изображения, называется *апертурной*, а диафрагма, расположенная в плоскости предмета или в одной из плоскостей, с ней сопряженных, и ограничивающая размер линейного поля в пространстве изображения, — *полевой*.

На рис. 75, *a* и *v* показано действие апертурной диафрагмы *АД*. Из осевой точки *A*, совпадающей с передним фокусом *F<sub>1</sub>* компонента *1*, выходит осевой пучок лучей, проходящий через оптическую систему, состоящую из двух компонентов. Значения входного  $\sigma_A$  и выходного  $\sigma_{A'}$  апертурных углов при прочих равных условиях зависят от диаметра апертурной диафрагмы.

Наклонный пучок лучей, выходящий из внеосевой точки *B*, на рис. 75, *a* ограничивается оправами компонентов *1* и *2*, а на рис. 75, *v* — апертурной диафрагмой. Средний луч наклонного пучка проходит через центр апертурной диафрагмы и называется *главным лучом*.

Из рассмотрения рис. 75, *a* и *v* следует, что от диаметра апертурной диафрагмы зависят как интегральная освещенность изображения, так и распределение освещенности по полю изображения.

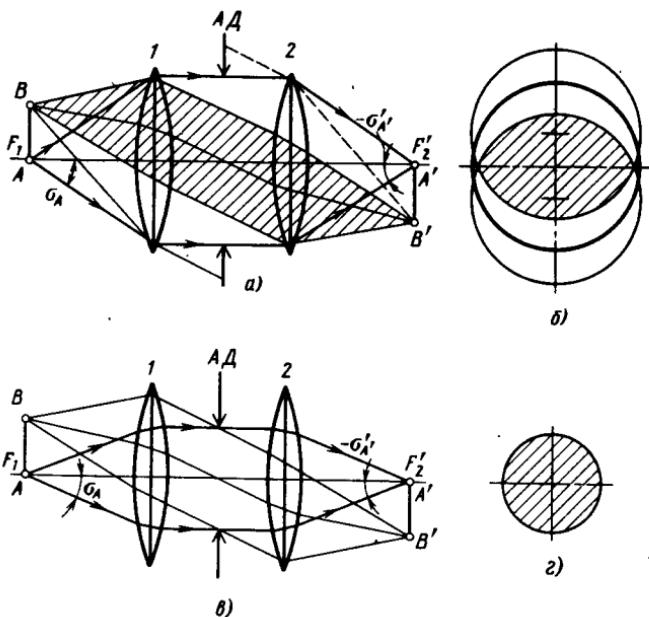


Рис. 75. Действие апертурной диафрагмы

Освещенность в окрестности точки  $A'$  на рис. 75, *а* и *в* определяется при прочих равных условиях значениями входных ( $\sigma_A$  (выходных  $\sigma_{A'}$ )) апертурных углов, освещенность в окрестности точки  $B'$  будет также различной, так как площадь сечения наклонного пучка лучей в плоскости апертурной диафрагмы для рис. 75, *а* (см. рис. 75, *б*) больше, чем для рис. 75, *в* (см. рис. 75, *г*), а следовательно, будут большие и угловые размеры пучков лучей, входящих в оптическую систему.

Положение апертурной диафрагмы влияет на ход наклонных пучков лучей. Обычно она располагается между компонентами оптической системы, как это показано на рис. 75, *а* и *в*. В некоторых случаях апертурную диафрагму целесообразно устанавливать впереди оптической системы или за ней.

Если апертурная диафрагма располагается в передней фокальной плоскости (рис. 76, *а*), то главный луч в пространстве изображений будет параллелен оптической оси. Если апертурная диафрагма установлена в задней фокальной плоскости (рис. 76, *б*), то главный луч в пространстве предметов будет параллелен оптической оси.

Если главный луч в пространстве предметов или пространстве изображений параллелен оптической оси, то ход пучка лучей, к которому относится этот главный луч, называется *телецентрическим*.

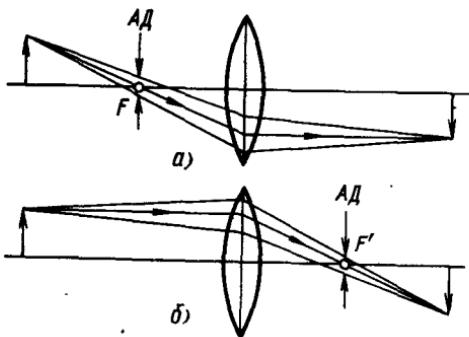


Рис. 76. Телецентрический ход лучей:  
а — в пространстве изображений; б — в пространстве предметов

Телецентрический ход пучка лучей в пространстве изображений используется в фотографических объективах для съемки на цветную многослойную пленку, в объективах для телевидения, когда светочувствительный слой фотокатода имеет значительную толщину.

Телецентрический ход лучей в пространстве предметов применяют в измерительных микроскопах.

### 34. Входной и выходной зрачки

Если известны положение и диаметр апертурной диафрагмы, то ее параксиальное изображение в обратном ходе лучей через предшествующие части оптической системы (ход лучей справа налево) или апертурная диафрагма, расположенная в пространстве предметов, называется *входным зрачком* оптической системы. На входной зрачок опирается конус световых лучей, выходящих из осевой предметной точки и проходящих через оптическую систему. Изображение апертурной диафрагмы в прямом ходе лучей через последующие части оптической системы (ход лучей слева направо) или апертурную диафрагму в пространстве изображений называют *выходным зрачком*,

Положение и размер входного *Vх. зр.* и выходного *Vых. зр.* зрачков при расположении апертурной диафрагмы между компонентами 1 и 2 оптической системы показаны на рис. 77. Эти зрачки являются мнимыми, например, зрачки фотографических и проекционных объективов. Входной и выходной зрачки могут быть и действительными: например, если апертурная диафрагма находится перед оптической системой (см. рис. 76, а), то входной зрачок с ней совпадает.

Так как входной и выходной зрачки являются изображениями апертурной диафрагмы, то выходной зрачок является изображением входного зрачка. Следовательно, главный луч проходит через центр  $P$  входного зрачка, центр  $P_{\text{ад}}$  апертурной диафрагмы и центр  $P'$  выходного зрачка (см. рис. 77).

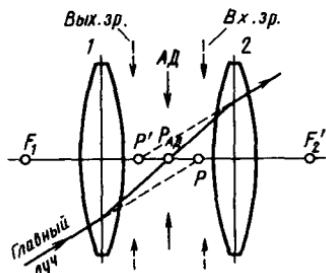


Рис. 77. Входной и выходной зрачки

Выбор положения апертурной диафрагмы, а следовательно, выходного и входного зрачков, зависит от конкретной схемы оптического прибора и будет обоснован при рассмотрении этих схем.

Решим следующую задачу. В оптической системе имеется несколько материальных диафрагм, в том числе и оправ оптических деталей. Требуется определить, какая из них является апертурной.

В общем виде план решения задачи будет следующим. Необходимо отыскать положение и размер изображений всех диафрагм в обратном ходе лучей через предшествующие компоненты системы. То изображение, которое в меридиональной плоскости служит основанием равнобедренного треугольника с наименьшим углом при вершине, являющейся предметной осевой точкой, будет входным зрачком. Диафрагма, от которой получено это изображение, является апертурной, а ее изображение через последующие компоненты оптической системы — выходным зрачком.

На рис. 78, а приведен пример решения подобной задачи для системы, состоящей из бесконечно тонких компонентов 1 и 2 и диафрагмы 3. Построение изображений оправ компонентов 1, 2 и диафрагмы 3 в обратном ходе лучей, т. е. через компонент 1, обеспечивает получение их изображений  $\tilde{1}'$ ,  $\tilde{2}'$  и  $\tilde{3}'$  (изображение  $\tilde{1}'$  оправы компонента 1 и сама оправа совпадают).

Входным зрачком будет то из этих изображений, которое является основанием равнобедренного треугольника с наименьшим углом при вершине в точке A. В рассматриваемом примере входным зрачком будет изображение  $\tilde{3}'$  диафрагмы 3, которая,

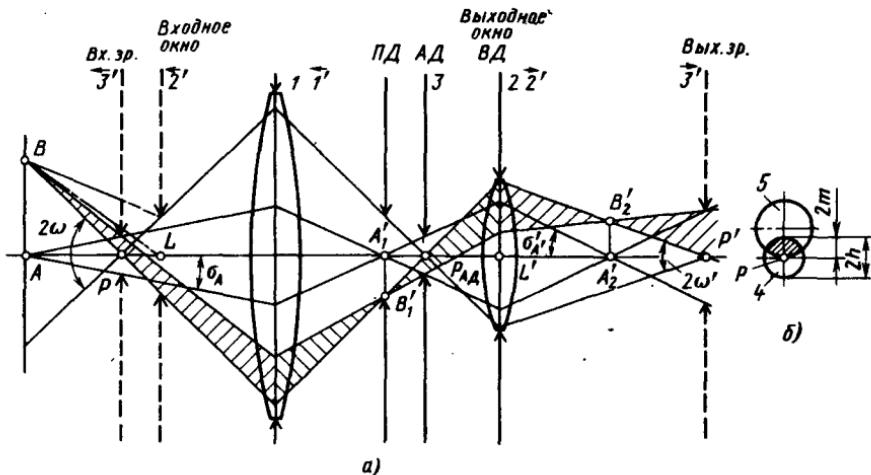


Рис. 78. Схема для определения апертурной диафрагмы, входного и выходного зрачков и входного и выходного окон

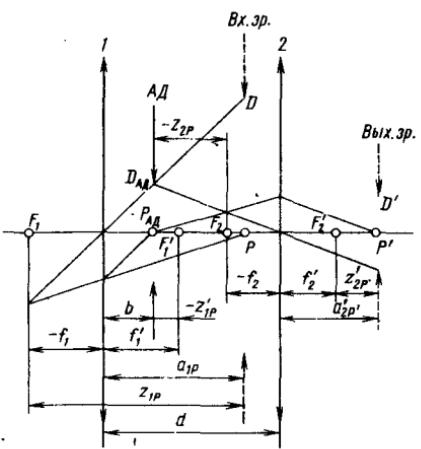


Рис. 79. Схема для получения аналитических выражений, определяющих положение и диаметр выходного зрачка

где  $n$  и  $n'$  — показатели преломления сред пространства предметов и пространства изображений соответственно;  $\beta$  — линейное увеличение системы для сопряженных осевых точек  $A$  и  $A'$ .

Найдем аналитические выражения для определения положения и диаметра выходного зрачка двухкомпонентной системы, изображенной на рис. 79.

1. Дано положение выходного зрачка, определяемое расстоянием  $a_{2P}'$  от компонента 2.

Графическое определение положения центров апертурной диафрагмы  $P_{A2}$  и входного зрачка  $P$  показано на рисунке.

Отрезок  $b$  определяет местоположение апертурной диафрагмы, отрезок  $a_{1P}$  — входного зрачка относительно компонента 1.

Отрезки  $z_{1P}$  и  $z_{2P}'$ , определяющие соответственно положения входного зрачка и апертурной диафрагмы относительно фокусов компонента 1, будут следующими:

$$z_{1P} = -f_1 + a_{1P} = f_1 + a_{1P}; \quad z_{2P}' = f_2 - b.$$

Подставляя их в формулу Ньютона (36), получаем, что

$$b = a_{1P}f_1 / (a_{1P} + f_1). \quad (150)$$

Аналогично для отрезков  $z_{2P}$  и  $z_{2P}'$ , определяющих положения апертурной диафрагмы и выходного зрачка относительно фокусов компонента 2, равных соответственно  $-z_{2P} = +f_2 - b + d$ ;  $z_{2P}' = a_{2P}' - f_2$  ( $d$  — расстояние между компонентами), получим формулу Ньютона в следующем виде:

$$(f_2 + b - d)(a_{2P}' - f_2) = -f_2^2,$$

где  $-f_2 = f_2'$ .

следовательно, является апертурой. Ее изображение  $\vec{3}'$  в прямом ходе лучей (через компонент 2) будет выходным зрачком системы.

Входной апертурный угол (в пространстве предметов)  $\sigma_A$  — угол между оптической осью и лучом, выходящим из осевой предметной точки и проходящим через край апертуры диафрагмы, а следовательно, и через сопряженный край входного зрачка, — связан с выходным апертурным углом (в пространстве изображений)  $\sigma_A'$  следующей зависимостью, получаемой из формул (46) и (47):

$$\operatorname{tg} \sigma_A' = (n/n') (1/\beta) \operatorname{tg} \sigma_A, \quad (149)$$

Откуда

$$b = d - a'_{2P} \cdot f'_2 / (a'_{2P} - f'_2). \quad (151)$$

Из равенств (150) и (151) следует, что искомый отрезок, определяющий положение входного зрачка,

$$a_{1P} = f'_1 \frac{f'_2 d - a'_{2P} (d - f'_2)}{a'_{2P} (d - f'_1 - f'_2) - f'_2 (d - f'_1)}. \quad (152)$$

2. Дан диаметр  $D'$  выходного зрачка. Найдем диаметры апертурной диафрагмы  $D_{AD}$  и входного зрачка  $D$  при условиях предыдущей задачи.

Для системы, находящейся в воздухе (например, см. рис. 79), имеем:

$$D'/D_{AD} = a'_{2P} / (d - b).$$

Откуда диаметр апертурной диафрагмы

$$D_{AD} = D (d - b) / a'_{2P}, \quad (153)$$

где  $b$  определяется по равенству (150).

Аналогично получаем, что  $D_{AD}/D = b/a_{1P}$ .

Откуда с использованием формулы (153) найдем диаметр входного зрачка

$$D = D' (d - b) a_{1P} / (a'_{2P} \cdot b); \quad (154)$$

отрезок  $a_{1P}$  вычисляется по формуле (152).

Из формулы (154) получим линейное увеличение в зрачках для двухкомпонентной системы:

$$\beta_P = D'/D = a'_{2P} \cdot b / [a_{1P} (d - b)]. \quad (155)$$

Для вычислений по формуле (155) используются формулы (150) и (152)..

### 35. Угловое и линейное поля. Виньетирование.

#### Входное и выходное окна

Одной из основных характеристик оптической системы является ее линейное или угловое поле.

*Линейным полем оптической системы в пространстве предметов* называют наибольший размер расположенной на конечном расстоянии изображаемой части плоскости предмета, а *линейным полем оптической системы в пространстве изображений* — наибольший размер изображения, расположенного на конечном расстоянии.

*Угловым полем оптической системы в пространстве предметов* называют удвоенное абсолютное значение угла между оптической осью и лучом в пространстве предметов, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы, а *угловым полем оптической системы в пространстве изображений* — удвоен-

ное абсолютное значение угла между оптической осью и лучом в пространстве изображений, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы.

Вернемся к рис. 78, а. Согласно определению полевой диафрагмы (ПД) (см. п. 33) расположим ее в плоскости промежуточного изображения  $A'_1B'_1$ . Тогда согласно изложенному выше линейным полем в меридиональном сечении пространства предметов будет удвоенный отрезок  $AB$ , а угловым полем в этом же сечении — ему противолежащий угол  $2\omega$  с вершиной в точке  $P$  — центре входного зрачка. Аналогично линейным полем рассматриваемой оптической системы в меридиональной плоскости пространства изображений является удвоенный отрезок  $A'_2B'_2$ , а угловым полем в этом же сечении — ему противолежащий угол  $2\omega'$  с вершиной в точке  $P'$  — центре выходного зрачка.

В общем случае между углами  $2\omega$  и  $2\omega'$  имеет место следующая зависимость, получаемая аналогично формуле (149):

$$\operatorname{tg} \omega' = (n/n') (1/\beta_P) \operatorname{tg} \omega,$$

где  $n$  и  $n'$  — показатели преломления сред пространства предметов и пространства изображений соответственно;  $\beta_P$  — линейное увеличение в зрачках, равное  $D'/D$  ( $D$  и  $D'$  — диаметры входного и выходного зрачков соответственно).

Заметим, что при отыскании входного зрачка были получены изображения  $\hat{1}'$ ,  $\hat{2}'$  и  $\hat{3}'$ . Одно из них ( $\hat{3}'$ ) оказалось входным зрачком. Рассмотрим действие двух других. Для этого возьмем точку  $B$  — крайнюю точку линейного поля в пространстве предметов. Пучок лучей, выходящий из этой точки и опирающийся на диаметр входного зрачка, будет урезан изображением  $\hat{2}'$  оправы компонента 2, т. е. самой оправой, которая также является диафрагмой. Через оптическую систему от точки  $B$  в меридиональном сечении пройдет только заштрихованная часть пучка лучей, опирающихся на входной зрачок. В рассматриваемом случае оправа компонента 1 (ее изображение  $\hat{1}'$ ) на сужение пучка не влияет.

Естественно, можно сделать заключение о том, что освещенность точек в плоскости изображения зависит от степени срезания пучков лучей, идущих от сопряженных предметных точек. В рассматриваемом случае (см. рис. 78, а) освещенность точки  $B'_2$  будет меньше освещенности точки  $A'_2$ . Точка  $B$  является крайней точкой поля. Если увеличить диаметр полевой диафрагмы ПД, то крайняя точка 'увеличения поля изображения будет иметь еще меньшую освещенность. Следовательно, диаметр полевой диафрагмы должен быть таким, чтобы обеспечивалась приемлемая освещенность крайних точек изображения (расчеты, связанные с освещенностью изображения, изложены в гл. VII. Кроме того, следует заметить, что увеличение поля изображения ограничи-

вается ухудшением качества изображения, обусловленным так называемыми aberrациями.

Из рассмотренных четырех диафрагм (апертурная, полевая и две оправы компонентов) одна — оправа компонента 2 — ограничивает (срезает) пучки лучей, выходящих из точек предмета, лежащих вне оптической оси. Это ограничение пучков лучей называется *виньетированием*, а диафрагма, вызывающая ограничение, — *виньетирующей*. Виньетирующей диафрагмой может быть любая, кроме апертурной и полевой. На рис. 78, а виньетирующей диафрагмой *ВД* является оправа компонента 2.

Изображение виньетирующей диафрагмы в пространстве предметов называется *входным окном*, а в пространстве изображений — *выходным окном*.

При рассмотрении явления виньетирования было принято, что при определенном размере полевой диафрагмы в образовании изображения участвуют главные лучи (см. рис. 78, а).

Отметим, что в образовании изображений периферийных предметных точек главные лучи могут не принимать участия. Этот случай иллюстрирует рис. 80. Входной зрачок, а следовательно, и апертурная диафрагма, и выходной зрачок имеют конечные размеры. Поэтому предельно возможные границы изображаемого пространства определяют крайние неглавные лучи *a*, проходящие через оптическую систему.

Угол фактического поля  $2\bar{\omega}$  будет больше углового поля  $2\omega$ , определяемого крайними главными лучами.

Если расстояние между входным окном и входным зрачком равно  $|c|$ , а диаметр входного зрачка  $D$  и диаметр входного окна  $D_{\text{вх. ок}}$ , то  $\tan \omega = D_{\text{вх. ок}}/(2|c|)$ ;  $\tan \bar{\omega} = (D_{\text{вх. ок}} + D)/(2|c|)$ , откуда

$$\tan \bar{\omega} = \tan \omega + D/(2|c|). \quad (156)$$

Абсолютное значение длины отрезка  $c$  в формуле (156) означает, что входное окно может находиться (задано) как перед входным зрачком, так и за ним.

Заметим, что вершина угла  $2\bar{\omega}$  не совпадает с центром *P* входного зрачка.

Лучи *b*, проходящие через односторонне расположенные края входного окна и входного зрачка, ограничивают зону простран-

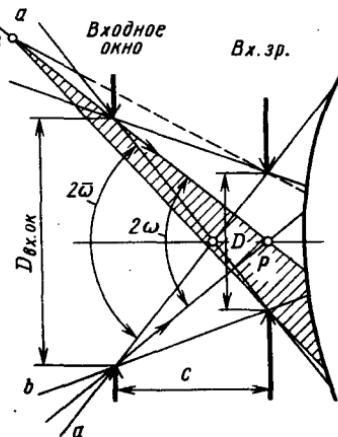


Рис. 80. Схема для определения углового поля в пространстве предметов

ства предметов, все точки которой являются вершинами углов, опирающихся на весь диаметр  $D$  входного зрачка.

Точки пространства предметов, находящиеся в зоне между лучами  $a$  и  $b$ , уже не могут быть вершинами углов, крайние лучи которых опираются на весь диаметр  $D$  входного зрачка. На рис. 80 лучи, выходящие из точки  $B$ , лежащей на главном луче, опираются лишь на половину диаметра входного зрачка. Вторая половина лучей срезается входным окном. Таким образом, для главных лучей, являющихся сторонами углового поля  $2\omega$ , виньетирование в меридиональной плоскости равно 50%.

Виньетирование, равное 50%, считается допустимым, поэтому угол  $2\omega$  и принят за угловое поле в пространстве предметов. (В некоторых случаях, в целях увеличения углового поля допускается и большее значение виньетирования.)

Для предметных точек, находящихся на лучах  $a$  (рис. 80), виньетирование равно 100%.

### 36. Действующее отверстие входного зрачка

Если в системе имеет место виньетирование наклонных пучков лучей, то, как было показано в п. 35, входной зрачок используется не полностью, так как часть пучка лучей задерживается входным окном (виньетирующими диафрагмой). Площадь входного зрачка, используемая лучами наклонного пучка, проходящими через оптическую систему, называется *действующим отверстием входного зрачка*.

Отношение площади  $Q_\omega$  действующего отверстия входного зрачка для данного поля ко всей площади  $Q_0$  входного зрачка называется *коэффициентом виньетирования*  $k_Q = Q_\omega/Q_0$ .

Заметим, что коэффициент виньетирования можно получить как отношение площади сечения наклонного пучка к площади сечения осевого пучка лучей в любой плоскости, перпендикулярной к оси оптической системы. На рис. 75, б и г такой плоскостью является плоскость апертурной диафрагмы.

Если виньетирование равно 20 ... 65%, что обычно имеет место, то для определения коэффициента виньетирования вместо отношения площадей можно использовать отношение линейных величин, а именно отношение длин отрезка  $2m$ , перпендикулярного к оптической оси, в меридиональной плоскости наклонного пучка лучей и соответствующего отрезка  $2h$  осевого пучка лучей в том же сечении (см. рис. 78, б).

Это отношение называется *коэффициентом линейного виньетирования*:  $k_\omega = 2m/(2h)$ .

Для точки  $B$  на рис. 80  $2m = D/2$  и  $2h = D$ , т. е.  $k_\omega = 0,5$ .

Для указанных значений виньетирования (20 ... 65%) имеет место следующая приближенная зависимость:  $k_Q \approx k_\omega - 0,1$ .

Рассмотрим два варианта определения коэффициента виньетирования:

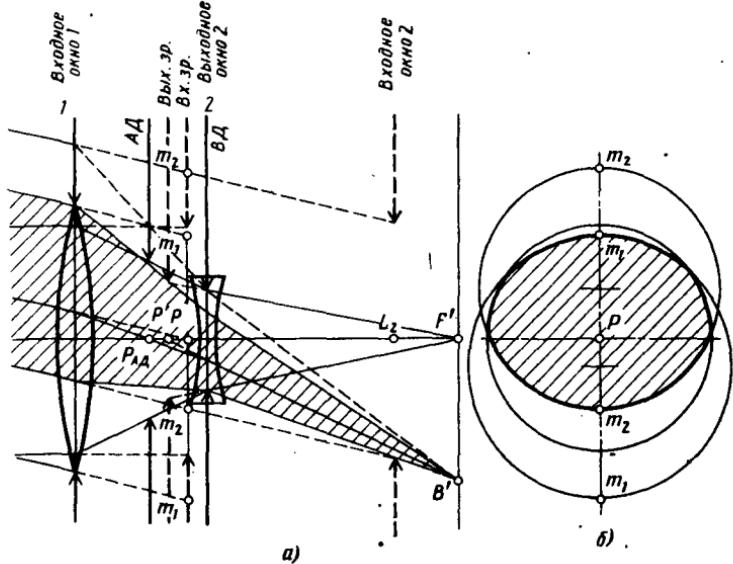


Рис. 81. Двустороннее виньетирование

1. На рис. 78, б показано сечение 4 осевого пучка лучей плоскостью входного зрачка, т. е. сам входной зрачок площадью  $Q_0$ , и сечение 5 наклонного пучка лучей, идущего от точки  $B$  и опирающегося на входное окно, также в плоскости входного зрачка. Ось наклонного пучка проходит через центр  $L$  входного окна. В рассматриваемом случае входное окно, а следовательно, и виньетирующая диафрагма 2 ограничивают пучок лучей, выходящих из точки  $B$ . Виньетирование в меридиональной плоскости равно 50%. Площадь действующего отверстия входного зрачка  $Q_\omega$  на рис. 78, б заштрихована,  $Q_0$  — площадь входного зрачка;  $k_Q \approx 0,4$  ( $k_\omega = 0,5$ ).

2. Рассмотрим двустороннее виньетирование в системе, у которой компонент 1 имеет  $f'_1 > 0$ , компонент 2 —  $f'_2 < 0$  (рис. 81). Апертурная диафрагма  $AD$  расположена между компонентами. При выбранных значениях фокусного расстояния компонентов, их световых диаметров и расстояния между ними, а также положении и размере апертурной диафрагмы на рис. 81, а показано положение заднего фокуса  $F'$  эквивалентной системы, центров  $P$  и  $P'$  входного и выходного зрачков, центра  $L_2$  входного окна.

На рис. 81, а видно, что входной и выходной зрачки расположены между компонентами системы. Для бесконечно удаленной осевой точки построен ход крайних лучей, т. е. лучей, проходящих через края входного зрачка, апертурной диафрагмы и выходного зрачка соответственно. Затем построением главного луча найдено изображение  $B'$  бесконечно удаленной внеосевой предметной точки. От этой предметной точки через оптическую

систему пройдет пучок лучей, меридиональное сечение которого на рис. 81, а заштриховано. Верхний крайний луч этого пучка в пространстве предметов является образующей цилиндрического пучка лучей, опирающегося на края оправы компонента 1, имеющей диаметр  $m_1 m_1$ . Нижний крайний луч в пространстве предметов представляет собой образующую цилиндрического пучка лучей, опирающегося на круг диаметром  $m_2 m_2$ , являющийся входным окном с центром  $L_2$  (входное окно 2). Этот второй цилиндрический пучок лучей после действия компонента 1 и при отсутствии апертурной диафрагмы преобразовался бы в конический и заполнил бы световое отверстие компонента 2. Через систему для образования точки  $B'$  пройдет пучок лучей, общий для обоих цилиндров и вписываемый во входной зрачок. Нижняя часть пучка, опирающегося на оправу компонента 1 (входное окно 1), на участке  $m_1 m_2$  меридионального сечения частично срезается апертурной диафрагмой и полностью оправой компонента 2 (она же виньетирующая диафрагма и выходное окно 2). Верхняя часть пучка, опирающегося на входное окно 2, на участке  $m_2 m_1$  срезается оправой компонента 1 (она же входное окно 1). Поперечное сечение рассмотренных пучков лежит в плоскости входного зрачка показано на рис. 81, б. Заштрихованная часть является действующим отверстием входного зрачка. Коэффициент виньетирования  $k_Q$  получается как отношение площади действующего отверстия входного зрачка к площади входного зрачка.

## Глава VII

# ОПТИЧЕСКИЙ ПРИБОР КАК ПЕРЕДАТЧИК ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

---

### 37. Оптическое излучение. Поток излучения

Как известно, оптическим излучением называют электромагнитные колебания в диапазоне длин волн  $\lambda$  от 1 нм до 1 мм. С этим диапазоном граничат с коротковолновой стороны рентгеновское излучение, а с длинноволновой стороны — радиоволны.

На рис. 82 показано положение оптического излучения в общем спектре электромагнитных колебаний, который представлен гаммаизлучением, рентгеновским, ультрафиолетовым, видимым и инфракрасным излучениями и радиоволнами. Видимый участок оптического излучения характеризуется длинами волн 0,38...0,77 мкм.

Следует отметить, что границы между отдельными участками являются условными. Например, ультрафиолетовое излучение перекрывается рентгеновским, а инфракрасное — радиоволнами.

*Спектр излучения*, или, как его иногда называют, спектральный состав излучения, представляет собой распределение мощности излучения по длинам волн или частотам колебаний. Излучение, характеризуемое одной длиной волны, является монохроматическим. Спектр излучения такого вида называют *линейчатым* (рис. 83, а). Излучение, представляющее собой непрерывную совокупность монохроматических излучений, имеет *сплошной спектр* (рис. 83, б). Диапазон длин волн для сплошного спектра можно рассматривать в пределах от нуля до бесконечности. Источниками сплошного спектра обычно являются нагретые твердые тела и жидкости, линейчатого — раскаленные газы или пары, а также лазеры.

Идеального монохроматического излучения в природе не существует, поэтому на практике под монохроматическим излучением подразумевают излучение, которое включает в себя такой узкий интервал длин волн, который можно характеризовать одной длиной волны.

Для видимого диапазона оптического излучения немецкий физик Фраунгофер (1787—1826), исследуя излучение Солнца, измерил длины волн, соответствующие определенным линиям в солнечном спектре. Эти линии воспроизводятся спектрами некоторых химических элементов, заполняющих в виде газов или паров колбы ламп с дуговым, тлеющим или высокочастотным разрядом.

Для длин волн линий Фраунгофера фиксируются показатели преломления оптических сред. В табл. 4 приведены обозначения спектральных линий, соответствующие им длины волн и область

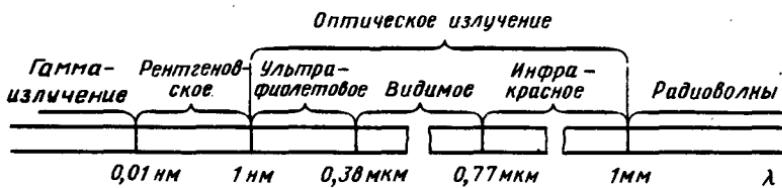


Рис. 82. Спектр электромагнитных колебаний

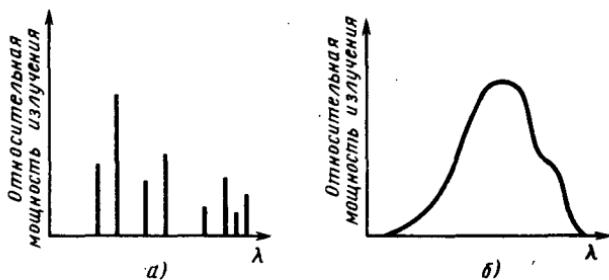


Рис. 83. Виды спектров:  
а — линейчатый; б — сплошной

спектра (цвет), а также тот химический элемент, линейчатое излучение которого имеет данную спектральную линию.

Энергию оптического излучения  $W_e$ , как и всякую другую, измеряют в джоулях (Дж).

Среднюю мощность оптического излучения за время  $t$ , значительно большее периода световых колебаний, называют потоком излучения  $\Phi$ , и оценивают в ваттах (Вт).

Если в пределах узкого спектрального участка  $d\lambda$  поток излучения равен  $d\Phi$ , то отношение

$$d\Phi_e/d\lambda = \Phi_{e,\lambda} \quad (157)$$

является спектральной плотностью потока излучения.

### Спектральные линии Фраунгофера

Таблица 4

Обозна- чение линий	Длина волны, нм	Область спектра	Хими- ческий элемент	Обозна- чение линий	Длина волны. нм	Область спектра	Хими- ческий элемент
<i>i</i>	365,0	Ультра- фиоле- товая	Hg	<i>e</i>	546,07	Зеленая	Hg
				<i>d</i>	587,56		He
<i>h</i>	404,66	Фиоле- товая	Hg	<i>D</i>	589,29	Желтая	Na
				<i>C'</i>	643,85		
<i>g</i>	435,83		Hg	<i>C</i>	656,27	Красная	Cd
	479,99	Синяя	Cd	<i>r</i>	706,52		H
	486,13		H				He

На рис. 84 показана зависимость от длины волны спектральной плотности потока излучения в сплошном спектре, которую называют спектральной характеристикой потока излучения. Из этой зависимости следует, что поток  $d\Phi_e$  представляется площадью элементарного участка  $d\Phi_e = \Phi_{e,\lambda} d\lambda$ .

Если спектр излучения лежит в интервале длин волн  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , поток излучения

$$\Phi_e(\lambda_1 \dots \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (158)$$

В общем случае значение полного (интегрального) потока излучения определяют по формуле

$$\Phi_e = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (159)$$

Для линейчатого спектра излучения (см. рис. 83, а) полный поток

$$\Phi_e = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi_{e,\lambda}(\lambda_i),$$

где  $\Phi_{e,\lambda_i}$  — поток излучения с длинами волн  $\lambda_i$ .

### 38. Энергетические и световые величины и их единицы

Для оценки энергии излучения и ее действия на приемники излучения, к которым относятся фотоэлектрические устройства, тепловые и фотохимические приемники, а также глаз, используют энергетические и световые величины.

*Энергетическими величинами* являются характеристики оптического излучения, относящиеся ко всему оптическому диапазону.

Глаз долгое время был единственным приемником оптического излучения. Поэтому исторически сложилось так, что для качественной и количественной оценки видимой части излучения применяются *световые (фотометрические) величины*, пропорциональные соответствующим энергетическим величинам.

Выше было приведено понятие о потоке излучения  $\Phi_e$ , относящемся ко всему оптическому диапазону. Величиной, которая в системе световых величин соответствует потоку излучения,

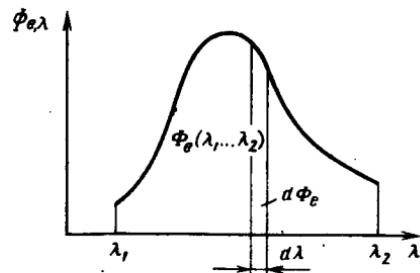


Рис. 84. Спектральные характеристики потока излучения

является *световой поток*  $\Phi$ , т. е. мощность излучения, оцениваемая стандартным фотометрическим наблюдателем.

Рассмотрим световые величины и их единицы, а затем найдем связь этих величин с энергетическими.

Для оценки двух источников видимого излучения сравнивается их свечение в направлении на одну и ту же поверхность. Если свечение одного источника принять за единицу, то сравнением свечения второго источника с первым получим величину, называемую *силой света*.

В Международной системе единиц СИ за единицу силы света принята *кандела* (кд), определение которой утверждено XVI Генеральной конференцией (1979 г.).

Кандела — сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой  $540 \cdot 10^{12}$  Гц, энергетическая сила света которого в этом направлении составляет 1/683 Вт/ср.

Сила света, или угловая плотность светового потока,

$$I = d\Phi/d\Omega, \quad (160)$$

где  $d\Phi$  — световой поток в определенном направлении внутри телесного угла  $d\Omega$ .

Телесный угол представляет собой ограниченную произвольной конической поверхностью часть пространства. Если из вершины этой поверхности как из центра описать сферу, то площадь участка сферы, отсекаемая конической поверхностью (рис. 85), будет пропорциональна квадрату радиуса  $r$  сферы:

$$Q = \Omega r^2. \quad (161)$$

Коэффициент пропорциональности  $\Omega$  и есть значение телесного угла.

Единица телесного угла — *стераидиан* (ср), который равен телесному углу с вершиной в центре сферы, вырезающему на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата со стороной, равной радиусу сферы. Полная сфера образует телесный угол  $4\pi$  ср.

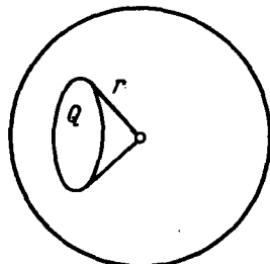


Рис. 85. Телесный угол

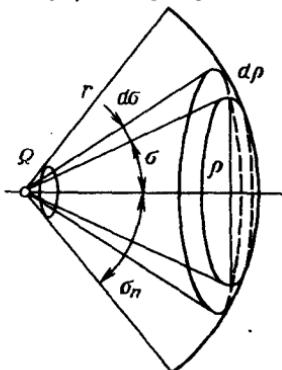


Рис. 86. Излучение в телесном угле

Если источник излучения находится в вершине прямого кругового конуса, то выделяемый в пространстве телесный угол ограничивается внутренней полостью этой конической поверхности. Зная значение плоского угла  $\sigma_n$  между осью и образующей конической поверхности, можно определить соответствующий ему телесный угол.

Выделим в телесном угле  $\Omega$  бесконечно малый угол  $d\Omega$ , вырезающий на сфере бесконечно узкий кольцевой участок (рис. 86). Этот случай относится к наиболее часто встречающемуся осесимметричному распределению силы света.

Площадь кольцевого участка  $dQ = 2\pi\rho d\rho$ , где  $\rho$  — расстояние от оси конуса до узкого кольца шириной  $d\rho$ .

Согласно рис. 86  $\rho = r \sin \sigma$ ,  $d\rho = r d\sigma$ , где  $r$  — радиус сферы. Поэтому  $dQ = 2\pi r^2 \sin \sigma d\sigma$ , откуда

$$d\Omega = 2\pi \sin \sigma d\sigma. \quad (162)$$

Телесный угол, соответствующий плоскому углу  $\sigma_n$ ,

$$\Omega = \int_0^{\sigma_n} 2\pi \sin \sigma d\sigma = 2\pi (1 - \cos \sigma_n). \quad (163)$$

Для полусфера телесный угол  $\Omega = 2\pi$ , для сферы —  $\Omega = 4\pi$ . Из формулы (160) следует, что световой поток

$$\Phi = \int_0^{\Omega} I d\Omega. \quad (164)$$

Если сила света  $I$  не меняется при переходе от одного направления к другому, то

$$\Phi = I\Omega, \quad (165)$$

где  $\Omega = Q/r^2$ .

Действительно, если источник света с силой света  $I$  поместить в вершине телесного угла  $\Omega$ , то на любые площадки, ограниченные конической поверхностью, выделяющей в пространстве этот телесный угол, поступает один и тот же световой поток  $\Phi$ . Возьмем указанные площадки в виде участков концентрических сфер с центром в вершине телесного угла. Тогда, как показывает опыт, степень освещения этих площадок обратно пропорциональна квадратам радиусов этих сфер и прямо пропорциональна размеру площадок.

Таким образом, имеет место следующее равенство:  $\Phi/Q = I/r^2$ , т. е. формула (165).

Приведенное обоснование формулы (165) действительно только в том случае, когда расстояние между источником света и освещаемой площадкой достаточно велико по сравнению с размерами источника и когда среда между источником и освещаемой площадкой не поглощает и не рассеивает световую энергию.

Единицей светового потока является *люмен* (лм), представляющий собой поток в пределах телесного угла 1 ср при силе света источника, расположенного в вершине телесного угла, равной 1 кд.

Освещение площадки  $Q$ , нормальной к падающим лучам, определяется отношением  $\Phi/Q$ , которое называется *освещенностью*  $E$ :

$$E = \Phi/Q. \quad (166)$$

Формула (166), так же как и формула (165), имеет место при условии, что сила света  $I$  не меняется при переходе от одного направления к другому в пределах данного телесного угла. В противном случае эта формула будет справедливой лишь для бесконечно малой площадки  $dQ$ :

$$E = d\Phi/dQ. \quad (167)$$

Если падающие лучи с нормалью к освещаемой площадке образуют углы  $\varepsilon$ , то формулы (166) и (167) изменятся, так как освещаемая площадка увеличится. В результате получим:

$$E = (\Phi/Q) \cos \varepsilon = (I/r^2) \cos \varepsilon; \quad (168)$$

$$E = (d\Phi/dQ) \cos \varepsilon. \quad (169)$$

При освещении площадки несколькими источниками ее освещенность

$$E = \sum_{i=1}^{t=n} E_i, \quad (170)$$

где  $n$  — число источников излучения, т. е. общая освещенность равна сумме освещенностей, получаемых площадкой от каждого источника.

За единицу освещенности принятая освещенность площадки 1 м<sup>2</sup> при падении на нее светового потока 1 лм (площадка нормальна к падающим лучам). Эта единица называется *люксом* (лк).

Если размерами источника излучения пренебречь нельзя, то для решения ряда задач необходимо знать распределение светового потока этого источника по его поверхности. Отношение светового потока, исходящего от элемента поверхности, к площади этого элемента называется *светимостью* и измеряется в *люменах на квадратный метр* (лм/м<sup>2</sup>). Светимость также характеризует распределение отраженного светового потока.

Таким образом, светимость

$$M = d\Phi/dQ, \quad (171)$$

где  $dQ$  — площадь поверхности источника.

Отношение силы света  $I$  в заданном направлении к площади проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную к этому направлению, называется *яркостью*.

Следовательно, яркость

$$L = dI/(dQ \cos \varepsilon), \quad (172)$$

где  $\varepsilon$  — угол между нормалью к площадке  $dQ$  и направлением силы света  $dI$ .

Подставив в формулу (172) значение  $I = d\Phi/d\Omega$  [см. формулу (160)], получим, что яркость

$$L = d^2\Phi/(d\Omega dQ \cos \varepsilon). \quad (173)$$

Из формулы (173) следует, что яркость является второй производной от потока по телесному углу к площади.

Единицей яркости является *кандела на квадратный метр* ( $\text{кд}/\text{м}^2$ ).

Поверхностная плотность световой энергии падающего излучения называется *экспозицией*:

$$H = dW/dQ = \int_0^t E dt. \quad (174)$$

В общем случае освещенность, входящая в формулу (174), может изменяться во времени  $t$ .

Экспозиция имеет большое практическое значение, например, в фотографии и измеряется в *люкс-секундах* ( $\text{лк}\cdot\text{с}$ ).

Формулы (160)–(174) используют для вычисления как световых, так и энергетических величин, во-первых, для монохроматического излучения, т. е. излучения с определенной длиной волны, во-вторых, при отсутствии учета спектрального распределения излучения, что, как правило, имеет место в визуальных оптических приборах.

Спектральный состав излучения — распределение мощности излучения по длинам волн имеет большое значение для вычисления энергетических величин при использовании селективных приемников излучения. Для этих вычислений было введено понятие о спектральной плотности потока излучения [см. формулы (157)–(159)].

При энергетических расчетах кроме спектральной плотности потока излучения пользуются распределением энергетической освещенности  $E_e$  по длинам волн — спектральной плотностью энергетической освещенности  $E_{e,\lambda}$ , распределением энергетической светимости  $M_e$  — спектральной плотностью энергетической светимости  $M_{e,\lambda}$  и распределением энергетической яркости  $L_e$  — спектральной плотностью энергетической яркости  $L_{e,\lambda}$ :

$$E_{e,\lambda} = dE_e/d\lambda; \quad (175)$$

$$M_{e,\lambda} = dM_e/d\lambda; \quad (176)$$

$$L_{e,\lambda} = dL_e/d\lambda. \quad (177)$$

Таблица 5

## Световые и энергетические величины

Наименование	Определяющая формула	Единица	Наименование	Определяющая формула	Единица
Сила света	$I = d\Phi/d\Omega$	кд	Сила излучения (энергетическая сила света)	$I_e = d\Phi_e/d\Omega$	Вт/ср
Световой поток	$\Phi = dW/dt$	лм	Поток излучения	$\Phi_e = dW_e/dt$	Вт
Освещенность	$E = d\Phi/dQ_2^*$	лк	Энергетическая освещенность	$E_e = d\Phi_e/dQ_2$ *	Вт/м <sup>2</sup>
Светимость	$M = d\Phi/dQ_1$ *	лм/м <sup>2</sup>	Энергетическая светимость	$M_e = d\Phi_e/dQ_1$ *	Вт/м <sup>2</sup>
Яркость	$L = dI/(dQ \cos \varepsilon)$	кд/м <sup>2</sup>	Энергетическая яркость	$L_e = dI_e/(dQ \cos \varepsilon)$	Вт/ср·м <sup>2</sup>
Экспозиция	$H = \int_0^t E(t) dt$	лк·с	Энергетическая экспозиция	$H_e = \int_0^t E_e(t) dt$	Дж/м <sup>2</sup>

\* Индекс 1 относится к излучающей поверхности; индекс 2 — к освещаемой (облучаемой) поверхности.

Интегральная энергетическая освещенность в общем виде

$$E_e = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda; \quad (178)$$

интегральная энергетическая светимость

$$M_e = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} M_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda \quad (179)$$

и интегральная энергетическая яркость

$$L_e = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} L_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (180)$$

В ограниченном диапазоне длин волн  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  соответственно имеем:

$$E_e(\lambda_1 \dots \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda; \quad (181)$$

$$M_e(\lambda_1 \dots \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda; \quad (182)$$

$$L_e(\lambda_1 \dots \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (183)$$

Энергетические величины, определяемые формулами (175) — (183), относятся и к видимой части спектра.

Основные фотометрические и энергетические величины, определяющие их формулы и единицы по системе СИ приведены в табл. 5.

### 39. Связь между световыми и энергетическими величинами

Отношение светового потока к соответствующему потоку излучения называют *световой эффективностью* (излучения) и обозначают  $K$ .

Для сложного (полихроматического) излучения

$$K = \Phi/\Phi_e; \quad (184)$$

для монохроматического излучения длиной волны  $\lambda$  спектральная световая эффективность

$$K(\lambda) = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{e,\lambda}} = \frac{d\Phi/d\lambda}{d\Phi_{e,\lambda}/d\lambda} = K_m V(\lambda), \quad (185)$$

где  $K_m$  — максимальная световая спектральная эффективность, соответствующая примерно длине волны 555 нм; для стандартного фотометрического наблюдателя при дневном зрении  $K_m \approx 683 \text{ лм/Вт}$ ;  $V(\lambda)$  — относительная спектральная световая эффективность,  $V(\lambda) = K(\lambda)/K_m$ .

Для дневного зрения  $V(\lambda)$  имеет значения, приведенные в табл. 6.

Используя равенство (184), получим:

$$d\Phi = 683V(\lambda) d\Phi_e; \quad (186)$$

$$dL = 683V(\lambda) dL_e.$$

Из формул (186) следует, что интегральные значения светового потока и яркости в интервале длин волн 0,38...0,77 мкм

$$\Phi = 683 \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda,$$

Таблица 6

Относительная спектральная световая эффективность дневного зрения

$\lambda, \text{ нм}$	$V(\lambda)$	$\lambda, \text{ нм}$	$V(\lambda)$	$\lambda, \text{ нм}$	$V(\lambda)$
380	$4 \cdot 10^{-5}$	520	0,710	640	0,175
390	$1 \cdot 10^{-4}$	530	0,862	660	$61 \cdot 10^{-3}$
400	$4 \cdot 10^{-4}$	540	0,954	680	$17 \cdot 10^{-3}$
420	$4 \cdot 10^{-3}$	550	0,995	700	$41 \cdot 10^{-4}$
440	$23 \cdot 10^{-3}$	555	1,000	717	$13 \cdot 10^{-4}$
450	$38 \cdot 10^{-3}$	580	0,870	740	$25 \cdot 10^{-5}$
490	0,208	600	0,631	760	$6 \cdot 10^{-5}$
510	0,503	620	0,381	770	$3 \cdot 10^{-5}$

где  $\Phi_{e,\lambda}(\lambda)$  — спектральная плотность потока излучения, Вт/мкм;  $\lambda$  — длина волны, мкм;

$$L = 683 \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda,$$

где  $L_{e,\lambda}$  — спектральная плотность энергетической яркости, Вт/(ср. мкм);  $\lambda$  — длина волны, мкм.

Световая эффективность излучения сложного спектрального состава [см. (184)], оцениваемая в люменах на ватт,

$$K = \frac{\Phi}{\Phi_e} = 683 \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda / \int_0^{\infty} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda.$$

#### 40. Распространение излучения

Яркость элементарной излучающей площадки в общем случае зависит как от ее расположения, так и от направления излучения [см. формулу (172)]. Однако яркости многих излучателей (например, раскаленных тел, светорассеивающих поверхностей) можно принять независимыми от направления. Тогда, как это следует из формулы (172),

$$dI = dI_0 \cos \varepsilon,$$

где  $dI_0$  — сила света площадки  $dQ$  по направлению нормали при постоянной яркости.

Такое излучение называется излучением, подчиняющимся закону Ламберта.

Площадка  $dQ$  (рис. 87) имеет одинаковую во всех направлениях яркость  $L_e$ .

Элементарный телесный угол, охватывающий пространство между двумя круговыми конусами с общей вершиной в центре пло-

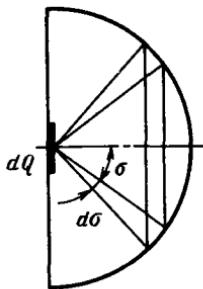


Рис. 87. Излучение с площадки  $dQ$

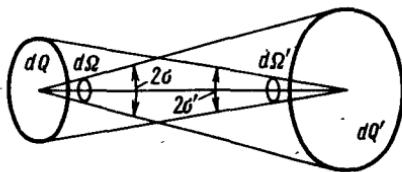


Рис. 88. Поток излучения между параллельными и соосными круглыми площадками

щадки  $dQ$  и плоскими углами между образующими и нормалью  $\sigma$  и  $\sigma + d\sigma$  [см. формулу (162)],  $d\Omega = 2\pi \sin \sigma d\sigma$ .

Учитывая формулы (162) и (173), получаем, что поток от элемента поверхности  $dQ$  в пределах телесного угла  $d\Omega$  будет равен

$$d^2\Phi_e = L_e dQ d\Omega \cos \sigma = 2\pi L_e dQ \sin \sigma \cos \sigma d\sigma. \quad (187)$$

Полный поток излучения от площадки  $dQ$  в полусферу

$$d\Phi_e = \int_0^{\pi/2} d^2\Phi_e = \pi L_e dQ. \quad (188)$$

Разделив обе части формулы (188) на площадь  $dQ$  источника, получим, что для плоской поверхности, излучающей по закону Ламберта, энергетическая светимость

$$M_e = \pi L_e. \quad (189)$$

Следовательно, если на светорассеивающей поверхности получена энергетическая освещенность  $E_e$ , а она равна энергетической светимости, то энергетическая яркость этой поверхности согласно выражению (189)

$$L_e = E_e / \pi. \quad (190)$$

Найдем поток излучения  $\Phi_e$  в телесном угле  $d\Omega$ , ограниченном внутренней полостью прямого кругового конуса с плоским углом при вершине, равным  $2\sigma$ , от излучающей малой площадки  $dQ$ , нормаль к которой совпадает с осью конуса (рис. 88). Примем, что излучающая площадка является идеально рассеивающей, т. е. подчиняется закону Ламберта.

Интегрируя равенство (187) при  $L_e = \text{const}$  в пределах от 0 до  $\sigma$ , получаем искомый поток излучения от элементарной площадки  $dQ$ :

$$d\Phi_e = \pi L_e dQ \int_0^\sigma 2 \sin \sigma \cos \sigma d\sigma = \pi L_e dQ \sin^2 \sigma. \quad (191)$$

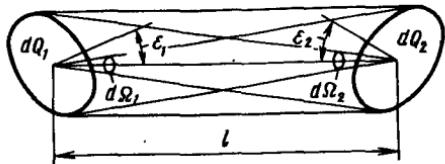
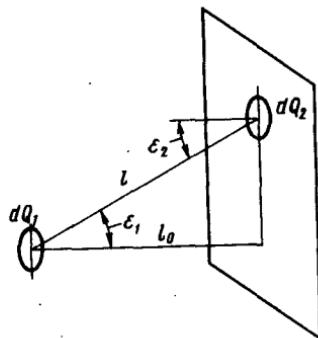


Рис. 89. Поток излучения между произвольно расположенными площадками

Рис. 90. Схема для определения освещенности площадки  $dQ_2$ , параллельной излучающей площадке  $dQ_1$



Этот поток упадет на площадку  $dQ'$ .

Найдем поток излучения с круговой площадки  $dQ'$  на параллельную ей площадку  $dQ$  в пределах телесного угла  $d\Omega'$ , ограниченного боковой поверхностью прямого кругового конуса с вершиной центра площадки  $dQ'$ .

Обозначим плоский угол при вершине конуса  $2\sigma'$ . Примем, что энергетическая яркость площадки  $dQ'$  одинакова по всем направлениям.

При отсутствии потерь поток излучения, падающий на площадки  $dQ'$  и  $dQ$ , т. е. в прямом и обратном направлении, одинаков. Поэтому его значение можно определить по формуле (191) с внесением следующих изменений:  $dQ$  заменим на  $dQ'$ , угол  $\sigma$  на угол  $\sigma'$ . Таким образом, поток излучения, поступающий с площадки  $dQ'$  на площадку  $dQ$ ,

$$d\Phi_e = \pi L_e dQ' \sin^2 \sigma'. \quad (192)$$

Заметим, что яркости излучающей и облучаемой площадок одинаковы.

Энергетическая освещенность площадки  $dQ' E_e = d\Phi_e/dQ' = \pi L_e \sin^2 \sigma'$ .

Найдем поток излучения  $\Phi_e$ , поступающий с элементарного излучателя (площадки  $dQ_1$ ) на малую площадку  $dQ_2$  (рис. 89), при произвольной ориентации их друг относительно друга. Центры площадок лежат на оси образованной световой трубы и находятся на расстоянии  $l$  друг от друга, а нормали к площадкам с осью трубы образуют соответственно углы  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ .

Поток излучения, поступающий на площадку  $dQ_2$ , определим по формуле, получаемой из равенства (187):

$$d^2\Phi_e = L_e dQ_1 d\Omega_1 \cos \varepsilon_1. \quad (193)$$

Из рис. 89 следует, что  $d\Omega_1 = (dQ_2/l^2) \cos \varepsilon_2$ , поэтому

$$d^2\Phi_e = L_e (dQ_1 dQ_2 / l^2) \cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2. \quad (194)$$

Формула (194) справедлива при соблюдении закона Ламберта.

На основании закона сохранения энергии, т. е. при сохранении потока излучения, можно также написать:

$$d^2\Phi_e = L_e dQ_2 d\Omega_2 \cos \varepsilon_2, \quad (195)$$

где  $d\Omega_2 = (dQ_1/l^2) \cos \varepsilon_1$ .

Рассмотрим частный случай, когда площадки  $dQ_1$  и  $dQ_2$  параллельны, но их нормали не совпадают (рис. 90). Из рис. 90 следует, что  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$  и  $l = l_0/\cos \varepsilon$ .

Подставив эти данные в формулу (195), получим

$$d^2\Phi_e = L_e (dQ_1 dQ_2 / l^2) \cos^4 \varepsilon.$$

Если  $\varepsilon = 0$ , то

$$d^2\Phi_e = L_e dQ_1 dQ_2 / l_0^2.$$

Энергетические освещенности соответственно равны:

$$E_e = L_e (dQ_1 / l_0^2) \cos^4 \varepsilon \quad \text{и} \quad E_{e0} = L_e dQ_1 / l_0^2.$$

Следовательно,

$$E_e = E_{e0} \cos^4 \varepsilon. \quad (196)$$

Энергетическая освещенность убывает к краю площадки пропорционально косинусу четвертой степени угла направления излучения относительно нормали к освещаемой площадке.

Из формул (193) и (195) следует, что

$$dQ_1 d\Omega_1 \cos \varepsilon_1 = dQ_2 d\Omega_2 \cos \varepsilon_2, \quad (197)$$

т. е. произведение площади нормального сечения световой трубы  $dQ \cos \varepsilon$  и элементарного телесного угла  $d\Omega$  с вершиной в плоскости этого сечения сохраняется инвариантным для любого сечения световой трубы.

Инвариант по формуле (197) называют *геометрическим фактором* и обозначают  $dG$ . Заметим, что геометрический фактор в виде знаменателя входит в формулу (173), которая в этом случае в энергетических величинах получает следующий вид:  $L_e = d^2\Phi_e / dG$ .

Рассмотрим более общий случай, когда световая трубка преломляется поверхностью раздела двух сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  (рис. 91). Пусть площадь элемента преломляющей

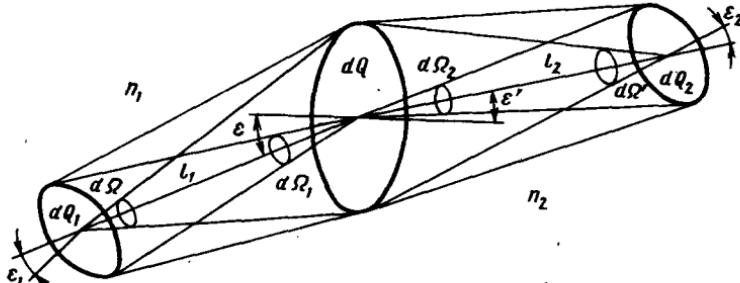


Рис. 91. Преломленная световая трубка

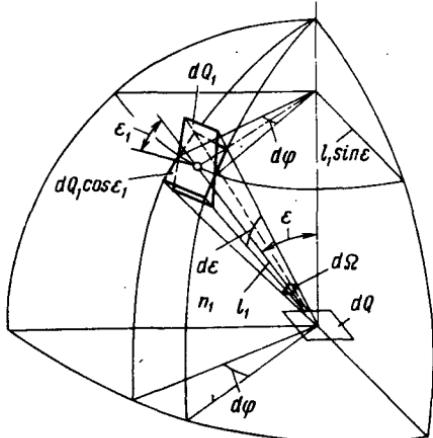


Рис. 92. Схема для вывода инварианта Штраубеля

Если вершины телесных углов поместить в центры площадок  $dQ_1$  и  $dQ_2$ , а контур площадки  $dQ$  принять за направляющую, то значения этих телесных углов будут соответственно равны:

$$d\Omega = (dQ/l_1^2) \cos \varepsilon \quad \text{и} \quad d\Omega' = (dQ/l_2^2) \cos \varepsilon',$$

где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  — углы падения и преломления в центре площадки  $dQ$ .

Рассмотрим световую трубку с торцами  $dQ_1$  и  $dQ_2$ , состоящую из двух частей, границей которых является площадка  $dQ$ . На основании инварианта (197) получим следующие два равенства:

$$dQ_1 d\Omega_1 \cos \varepsilon_1 = dQ d\Omega \cos \varepsilon$$

и

$$dQ d\Omega' \cos \varepsilon' = dQ_2 d\Omega_2 \cos \varepsilon_2,$$

из которых следует, что

$$\frac{dQ_1 d\Omega_1 \cos \varepsilon_1}{d\Omega \cos \varepsilon} = \frac{dQ_2 d\Omega_2 \cos \varepsilon_2}{d\Omega' \cos \varepsilon'}. \quad (198)$$

Обратимся к рис. 92, на котором показаны элементарные площадки  $dQ$  и  $dQ_1$ , расстояние между центрами которых  $l_1$ . Телесный угол, соответствующий площадке  $dQ_1$ , с вершиной в центре площадки  $dQ$  обозначим через  $d\Omega$ . Этот телесный угол высекает на сфере радиуса  $l_1$  площадку  $dQ_1 \cos \varepsilon_1$  (угол  $\varepsilon_1$  — угол между нормалью к площадкам). Угол  $d\varphi$  сохраняет свое значение и для преломленной части световой трубы (на рисунке не показана), так как лучи при преломлении не выходят из плоскости падения.

По определению телесного угла  $d\Omega = dQ_1 \cos \varepsilon_1 / l_1^2$ .

Площадь высекаемого этим телесным углом элементарного участка сферы, который можно считать прямоугольником,  $dQ_1 \cos \varepsilon_1 = l_1 \sin \varepsilon d\varphi l_1 d\varepsilon$ .

поверхности  $dQ$ , а телесные углы, имеющие вершины в центре этого элемента и опирающиеся на торцы  $dQ_1$  и  $dQ_2$  световой трубы,  $d\Omega_1$  и  $d\Omega_2$ . Если углы между нормалью к площадкам  $dQ_1$  и  $dQ_2$  и преломленной осью световой трубы обозначить через  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  соответственно, то получим:

$$d\Omega_1 = (dQ_1/l_1^2) \cos \varepsilon_1 \quad \text{и}$$

$$d\Omega_2 = (dQ_2/l_2^2) \cos \varepsilon_2,$$

где  $l_1$  и  $l_2$  — расстояния между центрами площадки  $dQ$  и площадок  $dQ_1$  и  $dQ_2$  соответственно.

Следовательно,

$$d\Omega = \sin \epsilon d\epsilon d\phi. \quad (199)$$

По аналогии для преломленной части световой трубы

$$d\Omega' = \sin \epsilon' d\epsilon' d\phi. \quad (200)$$

При дифференцировании уравнения закона преломления  $n_1 \sin \epsilon = n_2 \sin \epsilon'$  получим  $n_1 \cos \epsilon d\epsilon = n_2 \cos \epsilon' d\epsilon'$ .

Перемножая левые и правые части двух последних равенств и умножая их на  $d\phi$ , находим:

$$n_1^2 \sin \epsilon \cos \epsilon d\epsilon d\phi = n_2^2 \sin \epsilon' \cos \epsilon' d\epsilon' d\phi. \quad (201)$$

Последовательная подстановка равенств (198)–(200) в формулу (201) дает следующий инвариант:

$$n_1^2 dQ_1 d\Omega_1 \cos \epsilon_1 = n_2^2 dQ_2 d\Omega_2 \cos \epsilon_2. \quad (202)$$

Этот инвариант — инвариант Штраубеля — имеет место для световой трубы с любым числом преломлений, т. е.

$$n_1^2 dQ_1 d\Omega_1 \cos \epsilon_1 = n_{q+1}^2 dQ_{q+1} d\Omega_{q+1} \cos \epsilon_{q+1}, \quad (203)$$

где  $q$  — число преломляющих поверхностей.

Для случая действия зеркальной отражающей поверхности при  $|n_1| = |n_2|$  и  $|\epsilon| = |\epsilon'|$  из равенств (199) и (200) следует, что  $d\Omega' = d\Omega$ , т. е. при отражении элементарной световой трубы значения телесных углов, опирающихся на отражающую площадку, в пространствах изображений и предметов сохраняются, а инвариант Штраубеля для одной отражающей поверхности имеет вид:

$$dQ_1 d\Omega_1 = dQ_2 d\Omega_2. \quad (204)$$

Инвариант Штраубеля, представленный формулами (202)–(204), имеет место при постоянстве потока излучения как при преломлении, так и при отражении.

Используя понятие геометрического фактора  $dG$ , получим, что  $n^2 dG = \text{const}$ .

Если световая трубка заполнена оптически однородной средой, то яркость светового пучка не изменяется [ $L_e$  в формулах (191)–(194)].

При преломлении световой трубы в условиях постоянства потока излучения  $d\Phi_e$  и при разных показателях преломления  $n_1$  и  $n_2$  в пространствах предмета и изображения имеем:

для пространства предметов  $d^2\Phi_e = L_{e1} dQ_1 d\Omega_1 \cos \epsilon_1$ ;

для пространства изображений  $d^2\Phi_e = L_{e2} dQ_2 d\Omega_2 \cos \epsilon_2$ .

Приравнивая правые части этих равенств и используя инвариант Штраубеля (202), получаем для одной преломляющей поверхности

$$L_{e2} = (n_2/n_1)^2 L_{e1}.$$

Для последовательных преломлений через  $q$  поверхностей энергетическая яркость на выходе системы

$$L_{q+1} = (n_{q+1}/n_i)^2 L_{q1}. \quad (205)$$

Из формулы (205) следует, что отношение энергетической яркости к квадрату показателя преломления инвариантно на всем протяжении элементарного пучка, не имеющего потерь за счет поглощения и отражения.

Все зависимости, приведенные в этом параграфе, относятся и к световым величинам.

#### 41. Коэффициент пропускания оптической системы

При изложении материала предыдущего параграфа поток излучения в любом сечении световой трубы принимался постоянным. Однако при прохождении излучения через границу раздела сред и их толщу имеют место потери в виде отражения части потока на преломляющих поверхностях, поглощения части потока на отражающих поверхностях, поглощения и рассеяния в толще оптической среды.

Эти потери оцениваются коэффициентами отражения  $\rho$ , поглощения  $\alpha$  и светорассеяния  $\sigma$ :

$$\rho = \Phi_{e,\rho}/\Phi_e; \quad \alpha = \Phi_{e,\alpha}/\Phi_e; \quad \sigma = \Phi_{e,\sigma}/\Phi_e,$$

где  $\Phi_{e,\rho}$  — отраженный поток излучения на преломляющей поверхности (если поверхность должна действовать как отражающая, то  $\Phi_{e,\rho}$  — вторичный поток при отражении);  $\Phi_e$  — поток излучения, поступивший на вход оптической системы;  $\Phi_{e,\alpha}$  — поток излучения, поглощенный в толще оптической среды или на поверхности при ее действии как отражающей;  $\Phi_{e,\sigma}$  — поток излучения, рассеянный в толще среды.

Если через  $\Phi'_e$  обозначить поток, прошедший оптическую систему, то коэффициент пропускания системы  $\tau = \Phi'_e/\Phi_e$ .

Таким образом,

$$\Phi_{e,\rho} + \Phi_{e,\alpha} + \Phi_{e,\sigma} + \Phi'_e = \Phi_e \quad \text{или} \quad \rho + \alpha + \sigma + \tau = 1.$$

При решении практических задач коэффициенты поглощения и рассеяния (последние обычно малы) объединяют в один коэффициент поглощения  $\alpha$ .

Коэффициенты отражения, поглощения и пропускания являются оптическими характеристиками определенной среды и зависят от длины волны. Таким образом, эти коэффициенты являются спектральными и обозначаются  $\rho(\lambda)$ ,  $\alpha(\lambda)$ ,  $\tau(\lambda)$ .

Интегральные значения этих коэффициентов определяются выражениями вида

$$\rho = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e, \lambda}(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e, \lambda}(\lambda) d\lambda, \quad (206)$$

где  $\Phi_{e, \lambda}(\lambda)$  — спектральная плотность потока излучения.

Для светового потока

$$\rho = \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \Phi_{e, \lambda}(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda / \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \Phi_{e, \lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (207)$$

Вычисления по формулам (206) и (207) при табличном или графическом задании множителей, входящих под знак интеграла, могут выполняться численно или графически.

Для определения коэффициента пропускания оптической системы рассмотрим потери светового потока за счет отражения и поглощения света.

Коэффициент отражения  $\rho$  для преломляющей поверхности определяют по формуле Френеля:

$$\rho = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(e - e')}{\sin^2(e + e')} + \frac{\operatorname{tg}^2(e - e')}{\operatorname{tg}^2(e + e')} \right], \quad (208)$$

где  $e$  и  $e'$  — углы падения и преломления соответственно.

Если угол  $e$  падения луча на поверхность мал, то формула (208) принимает вид:

$$\rho = [(n' - n)/(n' + n)]^2, \quad (209)$$

где  $n$  и  $n'$  — показатели преломления сред.

На рис. 93, а показана зависимость коэффициента отражения  $\rho$  от угла падения на границе воздух ( $n = 1$ ) — стекло ( $n' = 1,5183$ ). Из рисунка следует, что для углов падения до  $40^\circ$  коэффициент отражения увеличивается незначительно, это для большинства оптических систем позволяет считать  $\rho = \text{const}$  и вычислять его по формуле (209). Зависимость коэффициента отражения от показателя преломления стекла  $n'$  при  $n = 1$  (воздух) дана на рис. 93, б [по формуле (209)].

Если оптические детали соединяются оптическим контактом или склеиваются бальзамом ( $n = 1,52$ ), то вследствие небольшой разности показателей преломления (до 0,2) потери света на отражение не учитываются. Например, для  $n = 1,52$  и  $n' = 1,72$   $\rho = 0,0038$ , т. е. 0,4 %. В среднем для опти-

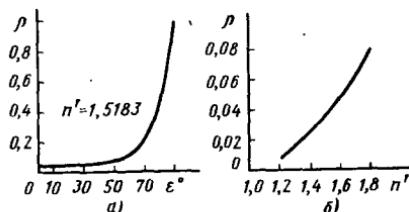


Рис. 93. Зависимость коэффициента отражения:  
а — от угла падения; б — от показателя преломления

ческих стекол, граничащих с воздухом,  $\rho = 0,05$  (5%). В сложных системах потери света на отражение могут составлять примерно 30...40%, так как

$$\rho = \prod_{k=1}^{k=N} \rho_k,$$

где  $N$  — число границ воздух — стекло или наоборот.

Следует также отметить, что явление отражения от преломляющих поверхностей вследствие вторичных отражений приводит к снижению контрастности изображения. Это иллюстрирует рис. 94, на котором за счет вторичного отражения второе (паразитное) изображение точки  $A$  совпало с изображением точки  $B$ . Изображение точки  $A$  получается не только в сопряженной с ней точке  $A'$ , но и в точке  $A_1$ , с которой совпадает изображение точки  $B$  — точка  $B'$ .

Для уменьшения коэффициента отражения используют просветление преломляющих поверхностей путем нанесения на них одной или нескольких тонких пленок, обеспечивающих в результате интерференции резкое уменьшение отраженной части потока излучения. Толщину пленки определяют по формуле

$$d \approx (2k + 1) \lambda / (4n_{\text{пл}} \cos \varepsilon'),$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $n_{\text{пл}}$  — показатель преломления пленки;  $\varepsilon'$  — угол преломления;  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Число  $k$  может быть любым. Для полихроматического излучения коэффициент отражения будет наименьшим при  $k = 0$ . При  $k = 0$  и  $\varepsilon' = 0$  толщина  $d = \lambda / (4n_{\text{пл}})$ .

Показатель преломления пленки при  $n = 1$  или  $n' = 1$

$$n_{\text{пл}} = \sqrt{n_{\text{ст}}}, \quad (210)$$

где  $n_{\text{ст}}$  — показатель преломления оптической детали.

Следует заметить, что отражение от просветленных преломляющих поверхностей, а следовательно, и пропускание оптической системы являются селективными.

В соответствии с показателями преломления оптических стекол ( $n_{\text{ст}} = 1,47 \dots 1,80$ ) показатели преломления просветляющих пленок [см. формулу (210)] выбирают в интервале 1,21...1,34. В качестве материалов для образования пленок используют фтористый магний и криолит, наносимые испарением в вакууме (физический метод). Однако механическая прочность пленок из этих материалов недостаточна, что ограничивает их применение. Поэтому во многих случаях пленку наносят осаждением вещества, на-

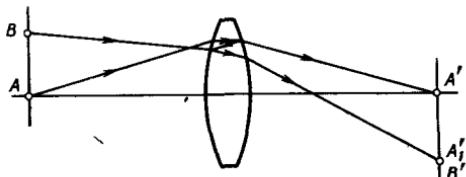


Рис. 94. Эффект вторичных отражений

например диоксида кремния или титана, из его спиртового раствора (химический метод). При этом получается прочная пленка, но имеющая большой показатель преломления ( $\sim 1,45$ ), что снижает эффект просветления.

Использование двух- и трехслойного просветления преломляющих поверхностей обеспечивает уменьшение отраженного света до 1...0,5% при хорошей механической прочности покрытия и постоянстве спектрального состава излучения.

Для отражающих поверхностей (зеркал) используются покрытия из алюминия, серебра, золота, родия и др.

Спектральный коэффициент отражения этих металлов рассчитывают по формуле  $\rho(\lambda) = 1 - 365 \sqrt{1/(\sigma\lambda)}$ , где  $\lambda$  — длина волны, мкм;  $\sigma$  — удельная проводимость, См/м.

Например, для алюминиевого покрытия, которое может быть получено испарением в вакууме, при  $\lambda = 0,5$  мкм  $\rho = 0,93$ . С ростом длины волны отражательная способность повышается.

Преломленная часть потока излучения проходит сквозь толщу оптически однородной среды и, как уже указывалось, частично поглощается и рассеивается этой средой.

Прошедшее излучение (без учета рассеяния) оценивается по закону Бугера—Ламберта:

$$\tau_\alpha = (1 - \alpha_1)^l = \tau_{1\alpha}^l, \quad (211)$$

где  $\tau_\alpha$  — коэффициент внутреннего пропускания;  $\alpha_1$  и  $\tau_{1\alpha}$  — коэффициенты поглощения и пропускания соответственно для толщины стекла 1 см;  $l$  — толщина стекла, см.

Если пропускание оценивать с учетом потерь на отражение на двух поверхностях оптической детали, находящейся в воздухе, то общий коэффициент пропускания  $\tau = R_m \tau_\alpha$ , где  $R_m = 2n/(n^2 + 1)$ .

Для расчета спектральных коэффициентов внутреннего пропускания при толщине стекла, отличной от 1 см, целесообразно использовать оптическую плотность

$$D(\lambda) = \lg \frac{1}{\tau_\alpha(\lambda)} = -\lg \tau_\alpha(\lambda). \quad (212)$$

Из закона Бугера—Ламберта (211) следует, что

$$D(\lambda) = l D_1(\lambda), \quad (213)$$

где  $l$  — толщина стекла, см;  $D_1(\lambda)$  — оптическая плотность для толщины стекла 1 см.

Если система состоит из  $m$  сред с известными оптическими плотностями (спектральными для определенной длины волны или интегральными в определенном диапазоне длин волн), то общая оптическая плотность

$$D(\lambda) = \sum_{i=1}^{l=m} [D(\lambda)]_i.$$

Общий коэффициент пропускания оптической системы, состоящей из  $m$  прозрачных сред,

$$\tau = (1 - \rho)(1 - \alpha) = \prod_{k=1}^{k=q+1} (1 - \rho_k) \prod_{j=1}^{j=m} (1 - \alpha_{1j})^j.$$

Для оптической системы, состоящей из преломляющих и отражающих поверхностей, коэффициент пропускания

$$\tau = \prod_{k=1}^{k=q+1} (1 - \rho_k) \prod_{j=1}^{j=m} (1 - \alpha_{1j})^j \prod_{n=1}^{n=N_s} \rho_{sn} \prod_{p=1}^{p=N_c} \tau_{cp},$$

где  $\rho_s$  — коэффициент отражения зеркал и светоотводительных покрытий («полупрозрачных» зеркал);  $N_s$  — их число;  $\tau_c$  — коэффициент пропускания светоотводительных покрытий;  $N_c$  — их число.

Заметим, что для приближенных вычислений коэффициента пропускания оптической системы следует учитывать только те преломляющие поверхности, которые граничат с воздухом; для всех поверхностей стекол с показателями преломления 1,4...1,6 (кроны) можно принять  $\rho_{kp} = 0,05$ , для стекол с  $n \geq 1,6$  (флинты)  $\rho_{\text{фл}} = 0,06$ ; коэффициент поглощения для толщины всех стекол 1 см  $\alpha_1 = 0,01$  ( $l$  — суммарная толщина всех стекол в сантиметрах вдоль оптической оси); потери на поверхностях, на которых имеет место полное внутреннее отражение, не учитываются.

Тогда для оптической системы, не имеющей просветляющих и светоотводительных покрытий,

$$\tau = 0,95^{N_{kp}} 0,94^{N_{\text{фл}}} 0,99^l \rho_s^{N_s},$$

где  $N_{kp}$  — число несклеенных поверхностей кронов;  $N_{\text{фл}}$  — число наклеенных поверхностей флинтов;  $N_s$  — число зеркальных поверхностей.

Для серебряной отражающей поверхности, нанесенной с тыльной стороны оптической детали,  $\rho_s = 0,85$ , для алюминиевой поверхности, нанесенной с лицевой стороны,  $\rho_s = 0,87$ , для оксидированной алюминиевой поверхности  $\rho_s = 0,8...0,84$  [6, 35].

## 42. Прохождение потока излучения через светофильтр

*Светофильтром* называется оптическая деталь, изготовленная из среды, обладающей избирательным пропусканием света. Эта деталь обычно ограничивается параллельными плоскостями и может быть выполнена из цветного стекла, пластмасс, желатины и других оптических материалов, включая жидкости и газы.

Предпочтительным материалом для светофильтров является цветное оптическое стекло (ГОСТ 9411—75), марки которого определяются его спектральными свойствами, а именно: ультрафиолетовые стекла (УФС), фиолетовые (ФС), синие (СС), сине-зеленые

(СЗС), зеленые (ЗС), желто-зеленые (ЖЗС), желтые (ЖС), оранжевые (ОС), красные (КС), инфракрасные (ИКС), пурпурные (ПС), нейтральные (НС), темные (ТС) и бесцветные (БС). Название цветного стекла соответствует участку спектра, в котором коэффициент пропускания  $\tau(\lambda)$  имеет наибольшее значение. Светофильтры из нейтрального стекла почти равномерно ослабляют световой поток, из бесцветного стекла — пропускают не только видимое, но и ультрафиолетовое и инфракрасное излучения.

Спектральная характеристика светофильтра выражается значениями показателя поглощения  $K_\lambda$  для различных длин волн и спектральными кривыми оптической плотности  $D(\lambda)$  и коэффициента пропускания  $\tau(\lambda)$ , которые связаны между собой следующей зависимостью:

$$D(\lambda) = -\lg \tau_\alpha(\lambda) = K_\lambda d, \quad (214)$$

соответствующей формулам (212) и (213).

В формуле (214) показатель поглощения  $K_\lambda$  является оптической плотностью для толщины стекла 1 мм,  $d$  — толщина светофильтра, мм.

При учете потерь на отражение от двух поверхностей светофильтра общее значение коэффициента пропускания для данной длины волны будет следующим:

$$\tau(\lambda) = (1 - \rho)^2 \tau_\alpha(\lambda), \quad (215)$$

где  $\rho$  — коэффициент отражения.

Из формул (214) и (215) получим, что оптическая плотность светофильтра с учетом потерь на отражение

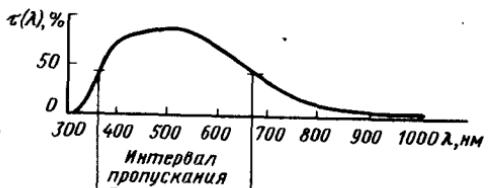
$$D'(\lambda) = -\lg \tau_\alpha(\lambda) - 2\lg(1 - \rho) = D(\lambda) + D(\rho).$$

Для каждой марки цветного оптического стекла определенной толщины имеются спектральные значения показателя поглощения  $K_\lambda$  и оптической плотности  $D(\lambda)$  и спектральные кривые коэффициента пропускания  $\tau(\lambda)$ . На рис. 95 показан пример такой кривой для светофильтра СЗС 16 толщиной 2 мм. Из приведенного примера следует, что светофильтр СЗС 16 поглощает инфракрасное излучение, для  $\lambda = 500$  нм коэффициент пропускания наибольший.

На спектральной кривой коэффициента пропускания можно отметить предельные длины волн  $\lambda_{\text{пр}}$ , для которых  $\tau(\lambda)$  в 2 раза меньше  $\tau_{\max}$ . Эти длины волн определяют интервал пропускания.

При использовании светофильтров в фотографии для них

Рис. 95. Спектральная кривая коэффициента пропускания для светофильтра СЗС 16 толщиной 2 мм



введена дополнительная характеристика, называемая *кратностью*. Это — число, показывающее, во сколько раз нужно увеличивать выдержку (или увеличить освещенность изображения с помощью ир исовой диафрагмы) при съемке с данным светофильтром по сравнению со съемкой без светофильтра.

Кроме светофильтров из цветного стекла и других материалов, поглощающих излучение и называемых *абсорбционными*, широкое применение находят *интерференционные светофильтры*, выделяющие излучение в узкой спектральной области с высоким коэффициентом пропускания. Действие этих фильтров основано на явлении интерференции в тонких пленках, нанесенных на прозрачную основу.

### 43. Освещенность изображения, создаваемая потоком излучения при действии оптической системы

Поток излучения, прошедший через оптическую систему, ослабляется. На вход оптической системы (во входной зрачок) поступает поток [см. формулу (191)].

$$d\Phi_e = \pi L_e dQ \sin^2 \sigma_A,$$

где  $L_e$  — энергетическая яркость излучающего участка  $dQ$  поверхности, расположенного перпендикулярно к оптической оси и пересекаемого ею;  $\sigma_A$  — апертурный угол в пространстве предметов.

Поток излучения, прошедший оптическую систему и падающий на площадку  $dQ'$  [см. формулу (192)], с учетом коэффициента пропускания  $\tau$  оптической системы, а также изменения яркости по формуле (205) будет следующим:

$$d\Phi'_e = \tau (n'/n)^2 \pi L_e dQ' \sin^2 \sigma'_{A'}, \quad (216)$$

где  $n'$  и  $n$  — показатели преломления среды пространства изображений и пространства предметов соответственно;  $\sigma'_{A'}$  — апертурный угол в пространстве изображений.

Кроме того, поток излучения, выходящий из оптической системы, на основании формулы (191) с учетом коэффициента пропускания

$$d\Phi'_e = \tau \pi L_e dQ \sin^2 \sigma_A. \quad (217)$$

Приравнивая правые части формул (216) и (217), получаем:

$$dQ \sin^2 \sigma_A = (n'/n)^2 dQ' \sin^2 \sigma'_{A'}$$

или

$$n^2 \sin^2 \sigma_A / (n'^2 \sin^2 \sigma'_{A'}) = dQ' / dQ.$$

Заменяя отношение сопряженных площадок  $dQ'$  и  $dQ$  на отношение квадратов сопряженных отрезков  $y'$  и  $y$ , приходим к *условию синусов*:

$$n \sin \sigma_A / (n' \sin \sigma'_{A'}) = \beta,$$

где  $\beta$  — линейное увеличение оптической системы.

Этому условию должна удовлетворять оптическая система, изображающая элементарную площадку, расположенную перпендикулярно к оптической оси и пересекаемую ею, при любых конечных апертурных углах  $\sigma_A$  и  $\sigma'_A$ .

Освещенность изображения  $E'_e = d\Phi_e/dQ'$  может быть вычислена по одной из двух формул:

$$E'_e = \tau (n'/n)^2 \pi L_e \sin^2 \sigma'_A.$$

или  $E'_e = \tau \pi L_e (dQ/dQ') \sin^2 \sigma_A = \tau \pi L_e \sin^2 \sigma_A / \beta^2.$  (218)

Заметим, что большая часть оптических систем находится в воздухе, поэтому  $n = n' = 1$ . Следовательно, в этих случаях освещенность изображения элементарной площадки, перпендикулярной к оптической оси и пересекаемой последней,

$$E'_e = \tau \pi L_e \sin^2 \sigma'_A. \quad (219)$$

Представим  $\sin \sigma'_A$  в виде, удобном для выполнения вычислений. Так, для оптической системы, показанной на рис. 96, можно записать:

$$\operatorname{tg} \sigma'_A \approx \sin \sigma'_A \approx 0,5 D' / (z' - z'_{P'}), \quad (220)$$

где  $D'$  — диаметр выходного зрачка;  $z'_{P'}$  и  $z'$  — отрезки, определяющие положения выходного зрачка и плоскости изображения.

Если линейное увеличение системы  $\beta$ , а линейное увеличение в зрачках  $\beta_P = D'/D$  ( $D$  — диаметр входного зрачка), то  $z' = -\beta f'$ ;  $z'_{P'} = -\beta_P f'$ , где  $f'$  — заднее фокусное расстояние оптической системы.

Таким образом,

$$\sin \sigma'_A \approx D \beta_P / [2f' (\beta_P - \beta)]. \quad (221)$$

Внесем значение  $\sin \sigma'_A$  по равенству (221) в формулу (218):

$$E'_e = (n'/n)^2 \tau \pi L_e (D/f')^2 \beta_P^2 / [4(\beta_P - \beta)^2]. \quad (222)$$

Если, как это часто бывает, линейное увеличение в зрачках  $\beta_P \approx 1$ , то

$$E'_e = (n'/n)^2 \tau \pi L_e (D/f')^2 / [4(1 - \beta)^2], \quad (223)$$

а для оптической системы, находящейся в воздухе,

$$E'_e = \tau \pi L_e (D/f')^2 / [4(1 - \beta)^2]. \quad (224)$$

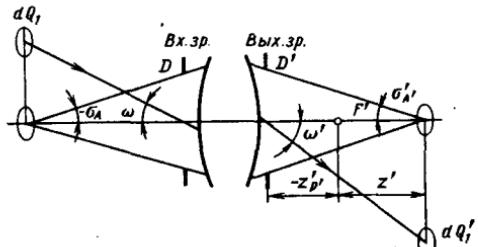


Рис. 96. Схема для определения выходного апертурного угла

В случае, когда предмет находится в бесконечности ( $\beta = 0$ ), освещенность определяется по формулам

$$E'_e = (n'/n)^2 \tau \pi L_e (D/f')^2 / 4 \quad (225)$$

или (при  $n' = n = 1$ )

$$E'_e = \tau \pi L_e (D/f')^2 / 4. \quad (226)$$

Отметим, что в формулах (222)–(226) на основании равенства (190) и с учетом коэффициента отражения  $\rho$  диффузно рассеивающей поверхности, светящейся отраженным светом, можно принять, что

$$\pi L_e = \rho E_e, \quad (227)$$

где  $E_e$  — энергетическая освещенность излучающей поверхности.

Если излучающий элемент поверхности  $dQ_1$  располагается вне оптической оси (см. рис. 96), то для определения освещенности его изображения  $dQ'_1$  следует учесть, во-первых, изменение освещенности от угла  $\omega'$  между оптической осью и осью пучка лучей в пространстве изображений, который образует изображение центра площади  $dQ_1$  (главного луча) [см. формулу (196)] и, во-вторых, явление виньетирования, характеризуемое коэффициентом виньетирования  $k_\omega$  (см. п. 36). Поэтому освещенность такой элементарной внеосевой площадки

$$E'_{e,\omega} = k_\omega E'_e \cos^4 \omega', \quad (228)$$

где  $E'_e$  — освещенность осевой площадки, вычисленная по одной из формул (222)–(226).

Из анализа формул (222)–(226) вытекает важный вывод о том, что освещенность пропорциональна квадрату отношения диаметра входного зрачка оптической системы к ее фокусному расстоянию. Это отношение называется *относительным отверстием*, а величина, ему обратная, — *диафрагменным числом*  $K$ . Следовательно, чем меньше диафрагменное число, тем больше освещенность изображения.

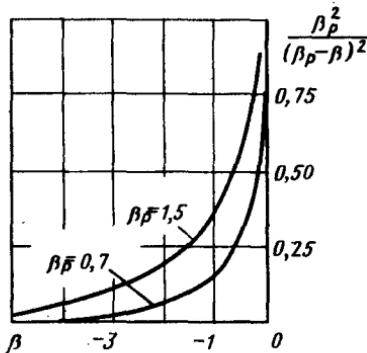


Рис. 97. Кривые, характеризующие влияние линейного увеличения в зрачках и изменения линейного увеличения на освещенность изображения

Квадрат относительного отверстия называется *геометрической светосилой*, а его произведение на коэффициент пропускания оптической системы, т. е.  $\tau (D/f')^2$  — *физической светосилой*.

Влияние линейного увеличения в зрачках  $\beta_P$  на освещенность изображения можно оценить с помощью рис. 97, где показаны кривые, характеризующие изменение значений  $\beta_P^2/(\beta_P - \beta)^2$ , пропорциональных освещенности изображения, при изменении линейного увеличения  $\beta$  для  $\beta_P = 0,7$  и  $\beta_P = 1,5$  при прочих одинаковых условиях. Например, для  $\beta = -1$  при изменении линейного увеличения в зрачках с 0,7 до 1,5 освещенность возрастает в 2,2 раза. Определим освещенность изображения, получаемого на оси оптической системы, для входного зрачка, имеющего форму кольца. Этот случай имеет место в зеркальных и зеркально-линзовых системах, когда центральная часть зрачка экранируется (см. рис. 6).

Освещенность изображения вычисляют по формуле

$$E' = \tau \pi L_e (\sin^2 \sigma_{A' ex} - \sin^2 \sigma_{A' in}), \quad (229)$$

получаемой для кольцевой формы зрачка в соответствии с формулой (217).

В формуле (229) угол  $\sigma_{A' ex}$  — выходной апертурный угол, образованный лучом, идущим через внешний край выходного зрачка; угол  $\sigma_{A' in}$  — угол, образованный лучом, идущим через внутренний край выходного зрачка с оптической осью.

Из формулы (220) следует, что

$$\sin \sigma_{A' ex} \approx \frac{D'_{ex}}{2(z' - z'_{P'})}; \quad \sin \sigma_{A' in} \approx \frac{D'_{in}}{2(z' - z'_{P'})},$$

где  $D'_{ex}$  и  $D'_{in}$  — диаметры внешнего и внутреннего контуров выходного зрачка;  $z'_{P'}$  и  $z'$  — отрезки, определяющие положение выходного зрачка и плоскости изображения относительно заднего фокуса системы.

Для энергетически эквивалентной системы диаметр выходного зрачка круглой формы без экранирования получается из условия равенства площадей обоих зрачков

$$D'_{ekv} = \sqrt{D'^2_{ex} - D'^2_{in}}$$

и соответственно выходной апертурный угол — из формулы

$$\sin \sigma_{A' ekv} = \sqrt{\sin^2 \sigma_{A' ex} - \sin^2 \sigma_{A' in}}.$$

Все соотношения, приведенные в этом параграфе, сохраняются при замене энергетических величин световыми.

## Глава VIII

### РАСЧЕТ ХОДА ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

#### 44. Формулы для расчета хода лучей на ЭВМ

Приведенные в гл. II—IV формулы для расчета хода лучей справедливы либо для идеальной оптической системы, либо лишь для параксиальной области реальных оптических систем и для меридиональных лучей. Однако реальные изображения предметов, образуемые оптическими системами, создаются совокупностью ряда лучей, проходящих через оптическую систему в различных сечениях: меридиональном, сагиттальном и так называемых косых. Поэтому, чтобы получить правильное представление об изображении предметов, об aberrациях, а также о размерах самой оптической системы, рассчитывают ход реальных лучей через эту систему. Следует отметить, что этот расчет все еще занимает примерно 50...70% общего времени расчета оптической системы.

В настоящее время ход лучей через оптические системы рассчитывают с помощью ЭВМ по формулам Федера<sup>1</sup>, получившим наибольшее распространение. Вывод этих формул приведен в [6, 33], поэтому рассмотрим лишь путь решения этой задачи.

Положение луча на входе в оптическую систему (рис. 98) определяется значениями направляющих косинусов ( $v_1 = \cos \gamma$ ,  $\mu_1 = \cos \beta$ ,  $\lambda_1 = \cos \alpha$ ), для вычисления которых необходимо знать положения предметной поверхности (отрезок  $s_1$ ), плоскости входного зрачка (отрезок  $s_p$ ) и координаты точек пересечения луча с этими поверхностями ( $z_0, y_0, x_0, m_1, M_1$ ). Обозначив  $s_z = s_p - s_1 - z_0$ ;  $m_y = m_1 - y_0$ ;  $M_x = M_1 - x_0$ ;  $R_s = \sqrt{s_z^2 + m_y^2 + M_x^2}$ , получим:

$$v_1 = s_z/R_s; \quad \mu_1 = m_y/R_s; \quad \lambda_1 = M_x/R_s; \quad (230)$$

причем направляющий косинус принимается положительным, если направление проекции луча на соответствующую ось совпадает с положительным направлением оси, и отрицательным, если не совпадает.

Если рассчитывается ход плоского меридионального пучка лучей, то  $M_1 = 0$ ,  $x_0 = 0$  и тогда, обозначив через  $R_2 = \sqrt{s_z^2 + m_y^2}$ , формулы (230) можно преобразовать к виду:

$$v_1 = s_z/R_2; \quad \mu_1 = m_y/R_2; \quad \lambda_1 = 0 \quad (\cos 90^\circ = 0).$$

<sup>1</sup> Советский оптик Н. В. Лебедев сформулировал идеи, положенные в основу этих формул, еще в 1938 г.

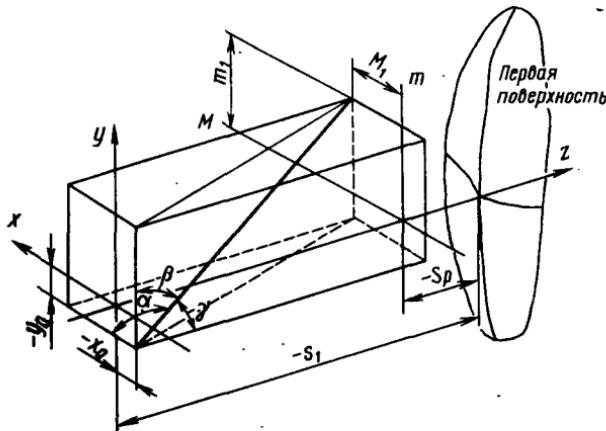


Рис. 98. Схема для определения направляющих косинусов луча при  $z_0 = 0$

В случае бесконечно удаленного предмета, если известны величины  $s_p$ ,  $m_1$ ,  $M_1$  и угловое поле  $2\omega$ , определяющие положение луча направляющие косинусы имеют вид:

$$v_1 = \cos \omega; \mu_1 = \cos (90 + \omega) = -\sin \omega; \lambda_1 = 0.$$

Конструкция оптической системы задается радиусами кривизны  $r_1, r_2, \dots, r_k, r_{k+1}, \dots, r_q$  или  $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_k, \rho_{k+1}, \dots, \rho_q$  ( $\rho = 1/r$ ), толщинами  $d_1, d_2, \dots, d_k, \dots, d_{q-1}$ , показателями преломления  $n_1, n_2, \dots, n_{k-1}, n_k, n_{k+1}, \dots, n_{q+1}$ . На рис. 99 показан ход произвольного луча через  $k$ -ю и  $k+1$ -ю поверхности, находящиеся друг от друга вдоль оси на расстоянии  $d_k$  и имеющие соответственно радиусы кривизны  $r_k, r_{k+1}$ .

Расчет хода любого луча состоит из двух шагов. На первом шаге определяют координаты точки пересечения луча с оптической

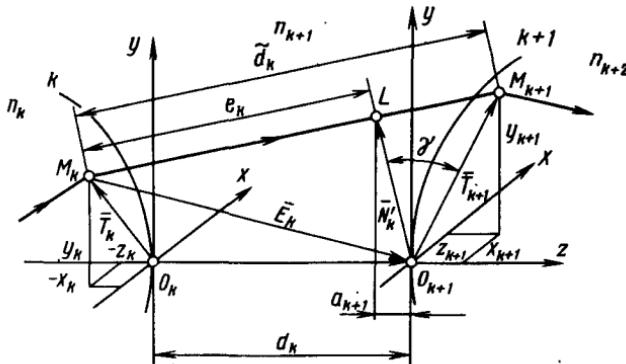


Рис. 99. Схема для вывода формул расчета хода луча через оптическую поверхность

поверхностью (например,  $k + 1$ -й) по известным координатам точки пересечения этого луча с предыдущей поверхностью ( $k$ -й) и направляющим косинусам этого луча после  $k$ -й поверхности. На втором шаге вычисляют направляющие косинусы луча после  $k + 1$ -й поверхности. Как видно на рис. 99, в каждом пространстве последовательных изображений установлена особая система координатных осей, начало которых совпадает с вершиной оптической поверхности, ось  $z$  направлена вдоль оптической оси, ось  $y$  — вертикальна и расположена в меридиональной плоскости, а ось  $x$  — перпендикулярна к этой плоскости.

Формулы для расчета хода лучей выводят, используя выражения аналитической геометрии в векторной форме. Точка  $M_k$  пересечения луча с  $k$ -й поверхностью имеет известные координаты  $z_k, y_k, x_k$ , а сам луч — известные направляющие косинусы  $v_{k+1}, \mu_{k+1}, \lambda_{k+1}$ . По схемам, приведенным на рис. 99, 100, можно проследить последовательность вывода формул.

По известным координатам точки  $M_k$  вычисляют вектор  $\bar{T}_k$ ; вектор  $\overline{O_k O_{k+1}}$  известен. По этим двум векторам находят третий вектор  $\overline{M_k O_{k+1}} : \overline{M_k O_{k+1}} = \overline{O_k O_{k+1}} - \bar{T}_k = \bar{E}_k$ . Проведя через точку  $O_{k+1}$  нормаль к лучу, определяют положение точки  $L$  и вектор  $\overline{M_k L}$ , длина которого обозначена  $e_k$ .

По вычисленным  $\overline{M_k O_{k+1}}$  и  $\overline{M_k L}$  определяют вектор  $\bar{N}_k$ , квадрат его абсолютного значения  $|\bar{N}_k|^2 = A_{k+1}^2$  и проекцию  $a_{k+1}$  этого вектора на ось  $z$ . Далее определяют угол  $\varphi$  как функцию  $(\alpha_k, v_{k+1}, |\bar{N}_k|^2, r_{k+1})$  и, используя  $\bar{N}_k$ , вычисляют вектор  $\overline{L M_{k+1}}$ , вектор  $\overline{M_k M_{k+1}}$  и его модуль — так называемую косую толщину  $d_k$ .

По величинам  $A_{k+1}^2, a_{k+1}, r_{k+1}$  и  $v_{k+1}$  предварительно вычисляют угол падения как  $\cos e_{k+1}$ , условно обозначаемый в дальнейшем  $q_{k+1}$ ,  $\cos e_{k+1} = q_{k+1}$  и на основании закона преломления — величину  $q'_{k+1} = \cos e'_{k+1}$ .

По векторам  $\overline{M_k M_{k+1}}$  и  $\overline{M_k O_{k+1}}$  находят вектор  $\bar{T}_{k+1}$ , что позволяет определить координаты точки встречи луча с  $k + 1$ -й поверхностью, т. е.  $z_{k+1}, y_{k+1}, x_{k+1}$ . На втором шаге решения используются некоторые промежуточные величины  $g_{k+1}, \rho_{k+1}$ , равные соответственно  $g_{k+1} = q'_{k+1} + (n_{k+1}q_{k+1})/n_{k+2}$ ;  $\rho_{k+1} = 1/r_{k+1}$ ; показатели преломления, координаты точки  $M_{k+1}$ , известные направляющие косинусы и вычисляются таковые ( $v_{k+2}, \mu_{k+2}, \lambda_{k+2}$ ) для преломленного луча.

Таким образом, получают следующую последовательность формул для расчета хода лучей через оптическую систему, состоящую из сферических поверхностей:

- 1)  $e_k = -(z_k - d_k)v_{k+1} + y_k\mu_{k+1} + x_k\lambda_{k+1};$
- 2)  $a_{k+1} = e_k v_{k+1} + (z_k - d_k);$
- 3)  $A_{k+1}^2 = (z_k - d_k)^2 + y_k^2 + x_k^2 - e_k^2;$

- 4)  $P_{k+1} = \rho_{k+1} A_{k+1}^2 - 2a_{k+1};$   
 5)  $q_{k+1} = \sqrt{v_{k+1}^2 - \rho_{k+1} P_{k+1}};$   
 6)  $d_k = e_k + P_{k+1}/(v_{k+1} + q_{k+1});$   
 7)  $q'_{k+1} = \sqrt{1 - (n_{k+1}/n_{k+2})^2 (1 - q_{k+1}^2)};$   
 8)  $g_{k+1} = q'_{k+1} - (n_{k+1} q_{k+1})/n_{k+2};$   
 9)  $z_{k+1} = (z_k - d_k) + d_k v_{k+1};$   
 10)  $y_{k+1} = y_k + d_k \mu_{k+1};$   
 11)  $x_{k+1} = x_k + d_k \lambda_{k+1};$   
 12)  $v_{k+2} = (n_{k+1} v_{k+1})/n_{k+2} - g_{k+1} (z_{k+1} \rho_{k+1} - 1);$   
 13)  $\mu_{k+2} = (n_{k+1} \mu_{k+1})/n_{k+2} - g_{k+1} y_{k+1} \rho_{k+1};$   
 14)  $\lambda_{k+2} = (n_{k+1} \lambda_{k+1})/n_{k+2} - g_{k+1} x_{k+1} \rho_{k+1}.$

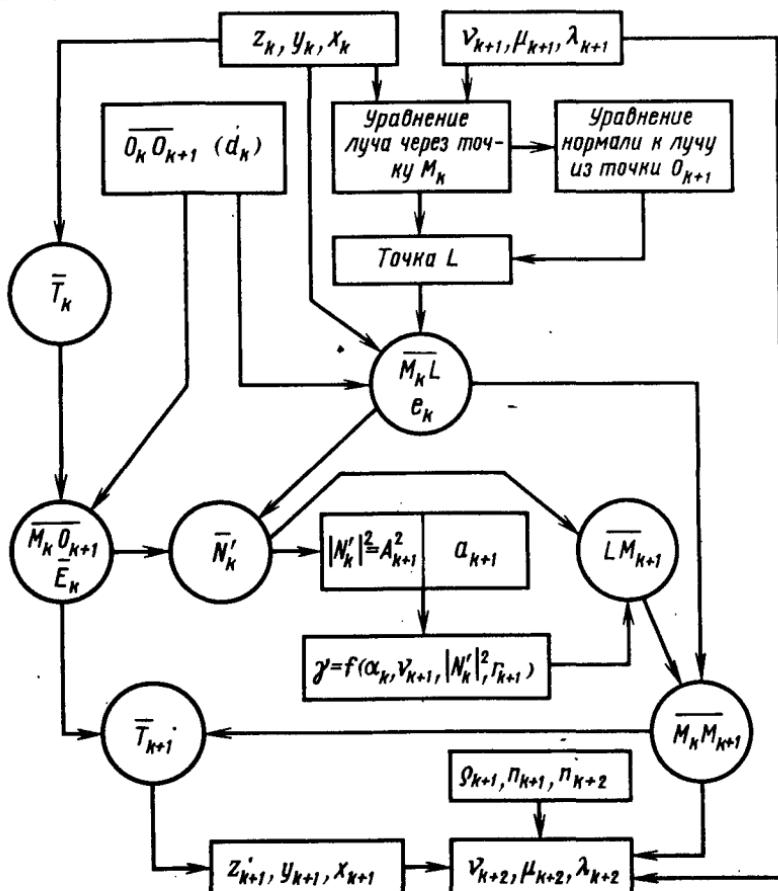


Рис. 100. Схема вывода формул расчета хода луча через оптическую поверхность

Расчет хода луча по приведенным формулам реализован на программируемом микрокалькуляторе (см. программу 10, прил. 2) и завершается вычислением координат  $z_q$ ,  $y_q$ ,  $x_q$  точки пересечения луча с последней  $q$ -й поверхностью и направляющих косинусов вышедшего из системы луча ( $v_{q+1}$ ,  $\mu_{q+1}$ ,  $\lambda_{q+1}$ ).

Если  $s'$  — расстояние от последней поверхности до плоскости, в которой оценивается качество изображения, то координаты точки пересечения луча с этой плоскостью могут быть вычислены по формулам

$$\left. \begin{aligned} y' &= y_q + \mu_{q+1}(s' - z_q)/v_{q+1}; \\ x' &= x_q + \lambda_{q+1}(s' - z_q)/v_{q+1}. \end{aligned} \right\} \quad (232)$$

Расчет хода луча по формулам (231) и 232) реализован также на микроКомпьютере «Электроника 85» (см. прил. 4).

Отметим следующие преимущества рассмотренных формул по сравнению с формулами тригонометрического расчета: отсутствие тригонометрических функций; отсутствие переменных, обращающихся в бесконечность; отсутствие формул, приводящих к потере точности; наличие исключающих необходимость повторных вычислений контрольных соотношений:

$$(z_{k+1}\rho_{k+1} - 1)^2 + (y_{k+1}\rho_{k+1})^2 + (x_{k+1}\rho_{k+1})^2 = 1;$$

$$v_{k+1}^2 + \mu_{k+1}^2 + \lambda_{k+1}^2 = 1.$$

#### 45. Формулы для расчета хода бесконечно тонких астигматических пучков

*Бесконечно тонкими пучками* лучей называют пучки, лучи которых распространяются под весьма малыми углами друг к другу. Их называют также элементарными, так как их лучи заполняют в зрачках элементарные площадки. Для осевой предметной точки  $A$  (рис. 101) — это параксиальные лучи, которые не нарушают своей гомоцентричности и после оптической системы образуют точечное (стигматическое) изображение  $A_0$ .

Главный луч осевого бесконечно тонкого пучка проходит через центр кривизны оптической поверхности, и поэтому элементы поверхности в меридиональном  $mm$  и в сагиттальном  $ss$  направлениях имеют одинаковые радиусы кривизны  $r_m = r_s$ .

Если предметная точка  $B$  располагается вне оси (рис. 102), то условия прохождения бесконечно тонких пучков лучей в меридиональной и сагиттальной плоскостях различные. Главный луч, относительно которого симметрично располагаются остальные

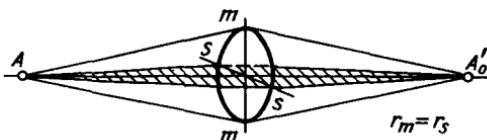


Рис. 101. Образование стигматического изображения

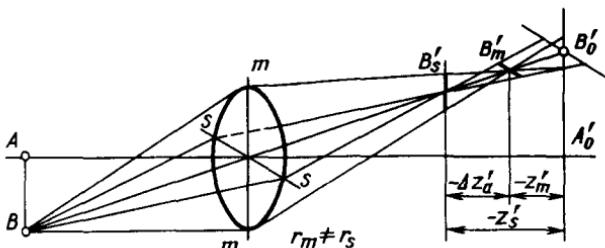


Рис. 102. Образование астигматического изображения

лучи, в общем случае не проходит через центр кривизны оптической поверхности, поэтому элемент поверхности для этого пучка лучей имеет в направлениях  $mm$  и  $ss$  различные радиусы кривизны  $r_m \neq r_s$ . Выходящий волновой фронт, соответствующий этому наклонному элементарному пучку, перестает быть сферическим. При этом лучи пучка, расположенные в меридиональной и в сагиттальной плоскостях, пересекаются с главным лучом в различных точках,  $B'_m$  и  $B'_s$ , не совпадающих с идеальным изображением  $B'_0$ .

В плоскости изображения, проходящей через точку  $B'_m$  схождения лучей меридионального пучка, лучами сагиттального пучка вместо точки образуется горизонтальный отрезок, а в плоскости изображения, проходящей через точку  $B'_s$  схождения лучей сагиттального пучка, лучами меридионального пучка образуется вертикальный отрезок.

Явление, в результате которого изображение точки получается в виде двух взаимно перпендикулярных прямых отрезков, расположенных в различных плоскостях, называется *астигматизмом* (неточечностью), а пучок лучей, образующий такое изображение, называют *элементарным астигматическим*.

Явление астигматизма в оптических системах нежелательно, так как при этом качество изображения внеосевых точек, образованных даже бесконечно узкими пучками лучей, оказывается низким. Влияние астигматизма на качество изображения внеосевой точки можно оценить по астигматической разности  $\Delta z'_a = z'_s - z'_m$ . При  $z'_s = z'_m$  меридиональный и сагиттальный узкие пучки образуют точечное изображение.

Положение изображений точек  $B'_m$  и  $B'_s$  находят путем расчета хода бесконечно тонких астигматических пучков через оптическую систему.

На рис. 103  $BM$  — главный луч элементарного наклонного пучка лучей, падающий на сферическую поверхность с радиусом кривизны  $r$  из внеосевой точки  $B$ . Расстояние от точки  $M$  пересечения главного луча с поверхностью до точки  $B$  вдоль луча обозначим  $t_m$ . Чтобы образовать элементарный пучок в меридиональной плоскости, возьмем бесконечно близкий луч  $BM_1$ , идущий в точку  $M_1$  и составляющий с главным угол  $d\omega$ . После поверхности эти

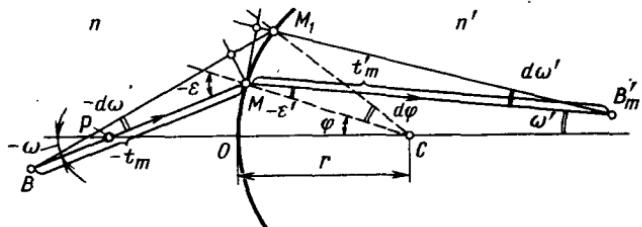


Рис. 103. Схема для вывода формулы Аббе — Юнга меридионального пучка лучей. Лучи пересекаются в точке  $B'_m$  на главном луче, которая отстоит вдоль луча от поверхности на расстоянии  $t'_m$ . Поверхность разделяет оптические среды с показателями преломления  $n$  и  $n'$ .

Полагая известными или легко определяемыми величины  $r$ ,  $n$ ,  $n'$ ,  $t_m$ ,  $\varphi$ ,  $\omega$ ,  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon'$ , найдем связь между  $t_m$  и  $t'_m$ , для чего воспользуемся формулой закона преломления  $n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon'$ .

Очевидно, что при изменении угла  $\omega$  между главным лучом и осью на бесконечно малую величину  $d\omega$  углы падения  $\varepsilon$  и преломления  $\varepsilon'$  также изменяются. Дифференцируя уравнения закона преломления, получаем

$$n \cos \varepsilon d\varepsilon = n' \cos \varepsilon' d\varepsilon'. \quad (233)$$

По рис. 103 находим, что  $\varepsilon = \omega - \varphi$ ,  $\varepsilon' = \omega' - \varphi$  и, следовательно,  $d\varepsilon = d\omega - d\varphi$ ,  $d\varepsilon' = d\omega' - d\varphi$ . Полагая величины  $d\varepsilon$ ,  $d\varepsilon'$ ,  $d\omega$ ,  $d\omega'$ ,  $d\varphi$  и другие приращения бесконечно малыми, будем считать, что  $MM_1 = rd\varphi$ , угол  $BM_1M = 90^\circ + \varepsilon$ , угол  $B'_m M_1 M = 90^\circ - \varepsilon'$ . Из треугольника  $BM_1M$  следует  $MM_1/(-d\omega) = -t_m/\sin(90^\circ + \varepsilon)$ , откуда  $d\omega = (r \cos \varepsilon/t_m)d\varphi$  и, следовательно,

$$d\varepsilon = [(r \cos \varepsilon/t_m) - 1] d\varphi. \quad (234)$$

Из треугольника  $B'_m M_1 M$  получим  $MM_1/d\omega' = t'_m/\sin(90^\circ + \varepsilon')$ , откуда  $d\omega' = (r \cos \varepsilon'/t'_m)d\varphi$  и, следовательно,

$$d\varepsilon' = [(r \cos \varepsilon'/t'_m) - 1] d\varphi. \quad (235)$$

Подставляя (234), (235) в (233), окончательно получаем формулу Аббе—Юнга для меридионального пучка лучей:

$$(n' \cos^2 \varepsilon'/t'_m) - (n \cos^2 \varepsilon/t_m) = (n' \cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon)/r. \quad (236)$$

На рис. 104  $BS$  — также главный луч элементарного наклонного пучка лучей, падающий на сферическую поверхность с радиусом кривизны  $r$  из внеосевой точки  $B$ . Расстояние от точки  $S$  пересечения главного луча с поверхностью до точки  $B$  вдоль луча обозначим  $t_s$ .

Чтобы образовать элементарный пучок, но уже в сагиттальной плоскости, повернем луч  $BS$  относительно линии  $BC$  на бесконечно малый угол  $d\varphi$  и получим в сагиттальной плоскости бесконечно близкий луч  $BS_1$ . После поверхности лучи  $BS$  и  $BS_1$  пересекаются в точке  $B'_s$ , которая должна лежать на линии  $BC$ . Чтобы

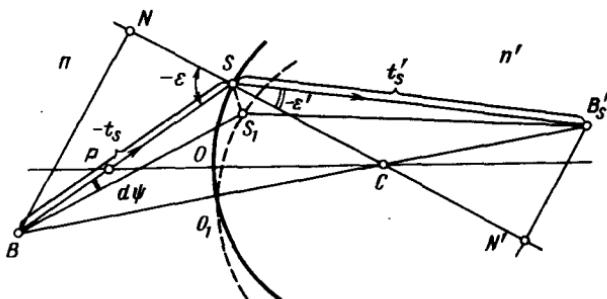


Рис. 104. Схема для вывода формулы Аббе — Юнга сагиттального пучка лучей найти связь между величинами  $t_s$  и  $t'_s$ , опустим на линию  $SC$  перпендикуляры из точек  $B$  и  $B'_s$  и получим точки  $N$  и  $N'$ .

Как следует из рис. 104,

$$BN = t_s \sin \varepsilon; \quad B'_s N' = -t'_s \sin \varepsilon'. \quad (237)$$

Из подобия треугольников  $BNC$  и  $CN'B'_s$  находим, что

$$BN/(B'_s N') = NC/(CN'), \quad (238)$$

где

$$\left. \begin{aligned} NC &= NS + SC = -t_s \cos \varepsilon + r; \\ CN' &= SN' - SC = t'_s \cos \varepsilon' - r. \end{aligned} \right\} \quad (239)$$

Из формул (237)–(239), учитывая, что  $\sin \varepsilon / \sin \varepsilon' = n'/n$ , получим:

$$-t_s n' / (t'_s n) = (-t_s \cos \varepsilon + r) / (t'_s \cos \varepsilon' - r).$$

Откуда, освобождаясь от знаменателя и деля обе части на произведение  $t_s t'_s$ , получаем формулу Аббе—Юнга для сагиттального пучка лучей:

$$n'/t'_s - n/t_s = (n' \cos \varepsilon' - n \cos \varepsilon) / r. \quad (240)$$

По полученным формулам (236) и (240) рассчитывают ход лучей бесконечно тонкого астигматического пучка через одну сферическую поверхность. При расчете хода лучей такого пучка через оптическую систему, состоящую из  $q$  поверхностей, необходимо учитывать так называемую косую толщину  $d_k$ , равную расстоянию между поверхностями вдоль главного луча, которая может быть вычислена при расчете хода главного луча. На рис. 105 показан ход главного луча между  $k$ -й и  $k+1$ -й поверхностями оптической системы.

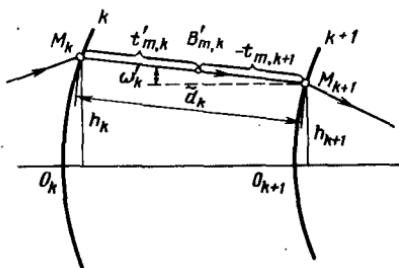


Рис. 105. Схема определения «косой» толщины

Угол между главным лучом и оптической осью между поверхностями  $\omega'_k$ , высоты точек пересечения главного луча с  $k$ -й и  $k+1$ -й поверхностями соответственно  $h_k$  и  $h_{k+1}$ . Из рис. 105 следует, что «косая» толщина

$$d_k = (h_k - h_{k+1}) \operatorname{cosec} \omega'_k.$$

Пусть  $B'_{m,k}$  — точка схода меридионального бесконечно тонкого пучка лучей после  $k$ -й поверхности, находящаяся от нее на расстоянии  $t'_{m,k}$ . Чтобы продолжить расчет хода этого пучка лучей через  $k+1$ -ю поверхность, необходимо определить  $t'_{m,k+1}$  из следующей формулы:  $t'_{m,k+1} = t'_{m,k} - d_k$ .

Аналогично для сагиттального пучка получим  $t'_{s,k+1} = t'_{s,k} - d_k$ .

При расчете хода лучей тонкого астигматического пучка на ЭВМ удобнее использовать формулы (236) и (240), преобразованные к другому виду. Для этого вначале представим эти формулы для  $k$ -й поверхности в следующем виде:

$$\frac{1}{t'_{m,k}} = \frac{n_k \cos^2 \varepsilon_k}{n_{k+1} t'_{m,k} \cos^2 \varepsilon'_k} + \left( \cos \varepsilon'_k - \frac{n_k}{n_{k+1}} \cos \varepsilon_k \right) / (r_k \cos^2 \varepsilon'_k);$$

$$\frac{1}{t'_{s,k}} = \frac{n_k}{n_{k+1} t'_{s,k}} + \left( \cos \varepsilon'_k - \frac{n_k}{n_{k+1}} \cos \varepsilon_k \right) / r_k.$$

Вернемся к обозначениям, принятным в схеме Федера [см. формулы (231)]:  $\cos \varepsilon_k = q_k$ ,  $\cos \varepsilon'_k = q'_k$ ,  $g_k = q'_k / (n_k q_k)$ ,  $n_{k+1}$  и введем величины  $\tau'_{m,k} = 1/t'_{m,k}$ ;  $\tau_{m,k} = 1/t_{m,k}$ ;  $\tau'_{s,k} = 1/t'_{s,k}$ ;  $\tau_{s,k} = 1/t_{s,k}$ ;  $\rho_k = 1/r_k$ .

Формулы Аббе—Юнга в преобразованном виде имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \tau'_{m,k} &= [n_k q_k^2 / (n_{k+1} q_k')] \tau_{m,k} + \rho_k g_k / q_k'; \\ \tau'_{s,k} &= [n_k / (n_{k+1})] \tau_{s,k} + \rho_k g_k. \end{aligned} \quad \left. \right\} \quad (241)$$

Последовательное применение формул (241) в системе из  $q$  поверхностей позволяет вычислить величины  $z'_{m,q}$  и  $z'_{s,q}$  (рис. 106):

$$z'_{m,q} = v_{q+1} / \tau'_{m,q} - (s'_{0q} - z_q)$$

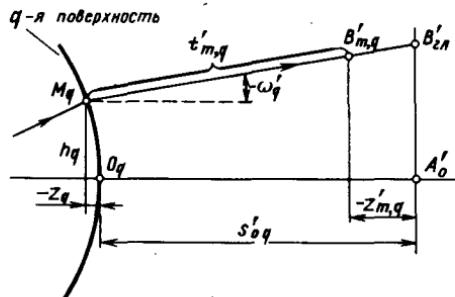


Рис. 106. Схема для определения координат лучей астигматического пучка в плоскости изображения

и по аналогии

$$z'_{s,q} = v_{q+1}/\tau'_{s,q} - (s'_{0q} - z_q),$$

где  $v_{q+1} = v'_q = \cos(-\omega_q)$  — направляющий косинус главного луча.

#### 46. Выбор начальных данных для расчета хода лучей

Расчет хода лучей в реальных оптических системах выполняют в целях определения положения и размера изображения предмета и его сравнения с идеальным изображением, т. е. в конечном итоге для оценки качества образуемого изображения и заключения о пригодности данной оптической системы.

Расчет хода лучей может быть выполнен только через оптическую систему, конструктивные параметры которой ( $r$ ,  $d$ ,  $n$ ) известны, а также когда известны положение ( $s_1$ ) и размер ( $y$ ) предмета. Любой предмет, как известно, есть совокупность бесчисленного количества предметных точек ( $A$  и  $B_i$ ), каждая из которых посыпает в оптическую систему бесчисленное множество лучей.

Для достаточно полного исследования качества изображения оптической системы нет необходимости выполнять расчет хода бесчисленного количества лучей. Рассчитывается ход ограниченного числа лучей в меридиональной, сагиттальной и «косых» плоскостях. На рис. 107 показаны плоскость предметов  $Q$ , плоскость входного зрачка  $Q_P$  и первая поверхность  $I$  оптической системы. В предметной плоскости выделим осевую точку  $A$  и внеосевые точки  $B_i$  ( $B_1 - B_4$ ), которые обычно располагают в меридиональной плоскости. Пусть входной зрачок круглый ( $D$  — его диаметр) с центром  $P$  на оси. Проходящие через входной зрачок лучи ограничиваются его диаметром и занимают конусообразное пространство, формируемое лучами, направленными из предметных точек в край зрачка.

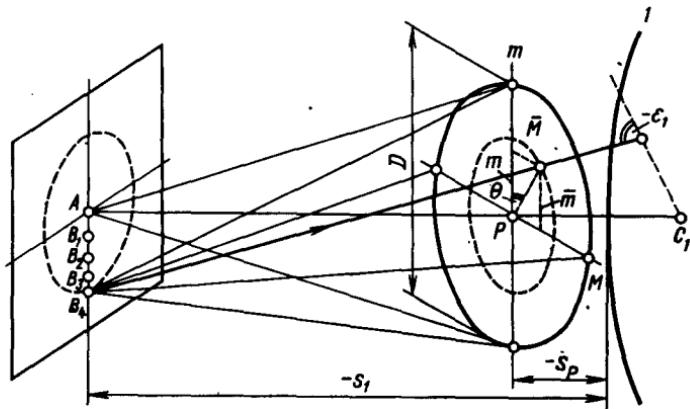


Рис. 107. Схема для выбора начальных данных при расчете хода лучей

Для оценки качества изображения осевой точки рассчитывают лучи в верхней части входного зрачка в меридиональной плоскости. Число лучей, ход которых необходимо рассчитывать, определяется относительным отверстием. Так, например, для оптических систем с нормальным относительным отверстием ( $D/f_1 = 1 : 2,8 \dots 1 : 5,6$ ) сферическая аберрация<sup>1</sup> с достаточной степенью точности описывается третьими и пятymi порядками aberrации, т. е.  $\Delta s' \approx am^2 + bm^4$ , и поэтому достаточно рассчитать ход лишь двух лучей: крайнего, идущего на высоте  $m_{kp}$ , и зонального — на высоте  $m_{zon}$ . Причем высота  $m_{zon}$  зонального луча, определяемая из выражения  $\partial(\Delta s')/\partial m = 0$  [при условии, что на краю зрачка при  $m_{kp} \Delta s'_{kp} = 0$  ( $m_{kp}^2 = -a/b$ )], оказывается равной  $m_{zon} = m_{kp} \sqrt{0,5}$ .

Кольцевые зоны входного зрачка, ограниченные высотами верхнего и зонального лучей, оказываются равными по площади, и, следовательно, через них в оптическую систему поступают одинаковые потоки световой энергии.

В светосильных оптических системах, в оптических системах с несферическими поверхностями при сложном виде кривой сферической aberrации иногда приходится рассчитывать большее количество лучей. Например, при относительных отверстиях  $1 : 1,5 \dots 1 : 2,8$  — три луча, при относительных отверстиях  $1 : 1 \dots 1 : 1,5$  — четыре. Если при этом руководствоваться равенством площадей кольцевых зон, на которые разбивают  $N$  лучей входной зрачок, а  $m_N$  — высота луча, идущего по краю зрачка, то высоты остальных лучей будут равны:

$$m_i = m_N \sqrt{i/N}. \quad (242)$$

Например, для четырех лучей ( $N = 4$ ,  $m_{kp} = m_4$ ) по формуле (242) получим:

$$m_4 = m_{kp}; \quad m_3 = m_4 \sqrt{3/4}; \quad m_2 = m_4 \sqrt{2/4}; \quad m_1 = m_4 \sqrt{1/4}.$$

В зеркально-линзовых и зеркальных оптических системах входной зрачок имеет кольцеобразную форму (рис. 108), так как центральная часть пучка лучей экранируется одним из зеркал. Обозначая  $m_b = m_N$  — высоту верхнего луча во входном зрачке,  $m_h = m_1$  — высоту нижнего луча,  $N$  — число лучей в верхней половине кольцеобразного зрачка, и считая, что площади  $N$  — 1-й кольцевых зон одинаковы, для высоты  $i$ -го луча получим:

$$m_i = \sqrt{[(N-i)m_b^2 + (i-1)m_h^2]/(N-1)} \quad (243)$$

или

$$m_i = \sqrt{[(N-i)m_1^2 + (i-1)m_N^2]/(N-1)}. \quad (244)$$

Допустимое центральное экранирование обычно оценивают коэффициентом  $k_A$ , равным отношению  $k_A = m_b^2/m_h^2$ , или коэф-

<sup>1</sup> См. гл. IX.

фициентом  $k_{\omega} = m_h/m_b$ . С учетом этих коэффициентов формулы (243), (244) примут следующий вид:

$$m_t = m_b \sqrt{\frac{(N-i)k_A + i - 1}{N-1}} = m_N \sqrt{\frac{(N-i)k_A + i - 1}{N-1}};$$

$$m_t = m_b \sqrt{\frac{(N-i)k_{\omega}^2 + i - 1}{N-1}} = m_N \sqrt{\frac{(N-i)k_{\omega}^2 + i - 1}{N-1}}.$$

Например, часто допускают экранирование четверти площади зрачка, т. е.  $k_A = 0,25$  или  $k_{\omega} = 0,5$ ; при этом  $m_h = 0,5m_b$  ( $m_t = 0,5m_N$ ). Тогда

$$(k_{\omega}=0,5) \quad m_t = \frac{m_N}{2} \sqrt{3(i-1)/(N-1)+1}.$$

В наклонных пучках в меридиональной плоскости рассчитывают ход лучей, как правило, на таких же высотах во входном зрачке, как и в осевом пучке, но расположенных симметрично относительно главного луча ( $m_{rl} = 0$ ) как вверх, так и вниз, например,  $m_3, m_2, m_1, m_{rl} = 0, -m_1, -m_2, -m_3$ . Если в оптической системе имеется виньетирование, определяемое коэффициентом  $k_{\omega}$ , то для наклонного пучка в меридиональной плоскости  $m_b = k_{\omega}m_N$  и т. д.

Опыт показывает [5], что для надежного суждения об aberrациях внеосевых точек необходим расчет не менее 15—30 лучей (в зависимости от значения относительного отверстия объектива и его aberrаций), причем для объективов с малыми угловыми полями (например, для фотообъективов 20...30°) достаточно их вычислять для одного наклона, для нормальных по полю объективов (50...60°) — для двух наклонов и для широкоугольных объективов (90...120°) — для трех наклонов.

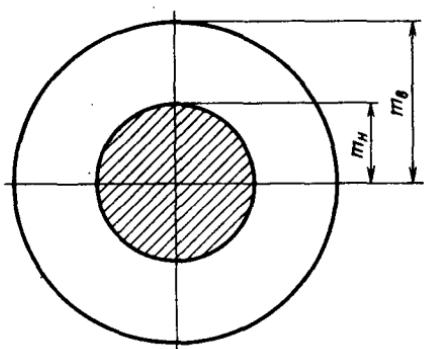


Рис. 108. Кольцеобразный входной зрачок

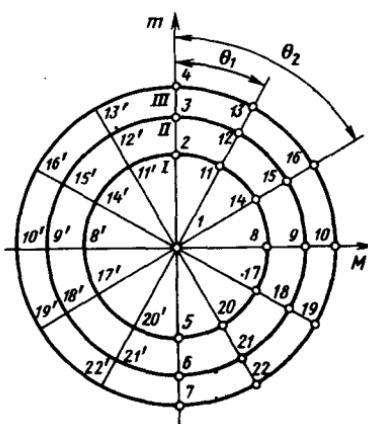


Рис. 109. Распределение лучей во входном зрачке

Лучи сагиттального пучка рассчитываются на высотах  $M$ , численно равных высотам лучей в меридиональной плоскости для одной половины зрачка, симметричной относительно меридиональной плоскости ( $M_3 = m_3$ ,  $M_2 = m_2$ ,  $M_1 = m_1$ ).

«Косые» лучи рассчитывают в плоскостях, наклоненных к меридиональной плоскости на углы  $\theta$ . Таких плоскостей может быть две, четыре, шесть, ... в зависимости от числа секторов, на которые эти плоскости делят входной зрачок. Здесь также достаточно рассчитать ход лучей, идущих через половину входного зрачка, разделяемого меридиональной плоскостью. На рис. 109 входной зрачок оптической системы разделен на 12 секторов и состоит из трех кольцевых зон ( $N = 3$ ). Лучи осевого пучка пронумерованы римскими цифрами —  $m_{III} = m_{kp} = D/2$ . Главный луч наклонного пучка в меридиональной плоскости обозначен цифрой 1, остальные лучи этого пучка — цифрами 2—7. Лучи сагиттального пучка, ход которых рассчитывается, — это лучи 8—10; «косые» лучи, ход которых также рассчитывается, пронумерованы цифрами 11—22. Координаты этих лучей во входном зрачке можно определить по следующим формулам:  $\bar{m}_{i,\theta} = m_i \cos \theta$ ;  $\bar{M}_{i,\theta} = m_i \sin \theta$ .

Лучи, симметричные относительно меридиональной плоскости рассмотренным лучам, обозначены цифрами со штрихами. Их ход не рассчитывается.

## Глава IX

# МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

---

### 47. Общие положения о вычислении aberrаций оптической системы

Входящие в оптическую систему гомоцентрические пучки лучей по выходе из нее теряют свою гомоцентричность. Эти нарушения гомоцентричности, приводящие к снижению качества изображения, являются aberrациями оптических систем.

В практике расчета оптических систем их aberrации делят на две группы: монохроматические aberrации, возникающие в системе при прохождении через нее монохроматического излучения; хроматические aberrации, возникающие в системе при прохождении через нее излучения сложного спектрального состава.

В подавляющем большинстве случаев aberrации обеих групп проявляются в оптических системах одновременно.

Значения aberrаций получают как разность координат точек пересечения с плоскостью изображения реальных лучей, рассчитанных по формулам (231), и координат точек пересечения лучей идеальной системы, рассчитанных по формулам оптики нулевых лучей. Эта же задача приближенно может быть решена с помощью математического описания aberrаций.

Следует иметь в виду, что aberrации оптической системы принципиально неустранимы, т. е. всякая реальная оптическая система всегда имеет остаточные aberrации.

При aberrационном расчете оптических систем приходится решать следующие задачи:

определение остаточных aberrаций системы с известными конструктивными параметрами ( $r$ ,  $d$ ,  $n$ );

определение конструктивных параметров системы, удовлетворяющих наперед заданным значениям остаточных aberrаций.

Предположим, что известны конструктивные параметры системы ( $r$ ,  $d$ ,  $n$ ), расстояние  $s_1$  от первой поверхности до предметной плоскости  $A$  и расстояние  $s_P$  от первой поверхности до входного зрачка (рис. 110). Предметная точка  $B$  удалена от оптической оси на расстояние  $y_1$ . Выберем произвольный луч  $BG$ , который в общем случае не лежит в меридиональной плоскости. Если известны координаты  $y_1$ ,  $s_1$  и  $s_P$ , то положение такого внemerидионального (косого) луча в пространстве определяется заданием координат точки  $G$  пересечения этого луча с плоскостью входного зрачка  $P$ . Точка  $G$  в плоскости входного зрачка фиксируется координатами  $m$ ,  $M$ . В некоторых случаях, например для бесконечно удаленной предметной плоскости, вместо координаты  $y_1$  пользуются углом  $\omega_1$ .

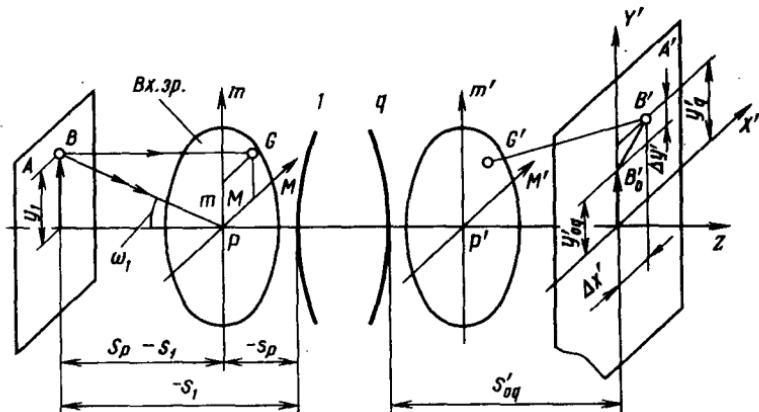


Рис. 110. Аберрации внemerидионального луча

между оптической осью и главным лучом, проходящим через центр  $P$  входного зрачка,

$$\operatorname{tg} \omega_1 = y_1 / (s_p - s_1). \quad (245)$$

Выбрав начальные данные для расчета луча и последовательно применяя формулы (231), определяем координаты  $(x_q, y_q, z_q)$  точки пересечения этого луча с последней поверхностью системы и его направляющие косинусы  $(\lambda_{q+1}, \mu_{q+1}, \nu_{q+1})$  по выходе из системы.

Затем по формулам (232) вычисляем координаты точки  $B'$  ( $y'_q, x'_q$ ) пересечения вышедшего луча с плоскостью изображения (чаще всего с плоскостью идеального изображения).

Расстояние  $s'_{0q}$  от последней поверхности до плоскости  $A'$  идеального изображения определяется из расчета нулевого (параксиального) луча. На основании этого же расчета находим размер идеального изображения:

$$y'_{0q} = \bar{y}_1 \beta_0,$$

где  $\beta_0$  — линейное увеличение идеальной системы.

Таким образом, поперечная аберрация рассматриваемого луча характеризуется отрезком  $B'B'_0$ . В практике расчета оптических систем эту аберрацию представляют с помощью ее проекций на оси координат:  $\Delta y'$  — меридиональной составляющей поперечной аберрации;  $\Delta x'$  — сагиттальной составляющей поперечной аберрации, которые соответственно равны:

$$\Delta y' = y'_q - y'_{0q}; \quad \Delta x' = x'_q.$$

Выполнив расчеты нескольких лучей, выходящих из предметной точки  $B$  и проходящих через различные точки входного зрачка, находят поперечные аберрации  $\Delta y'$  и  $\Delta x'$  каждого луча, которые и характеризуют пятно рассеяния данной предметной точки.

## 48. Аберрации третьего порядка

Рассмотренная задача по определению меридиональной и сагиттальной составляющих поперечной аберрации может быть решена приближенно.

Составляющие  $\Delta y'$  и  $\Delta x'$  поперечной аберрации являются функциями координат луча  $y_1$  ( $\omega_1$ ),  $m_1 M$ , они также зависят от конструктивных параметров системы, положения предметной плоскости и плоскости входного зрачка. Теория аберраций устанавливает связь между составляющими аберраций  $\Delta y'$  и  $\Delta x'$  и координатами луча  $y_1$ ,  $m$ ,  $M$ :

$$\begin{aligned}\Delta y' &= f(y_1, m, M); \\ \Delta x' &= F(y_1, m, M).\end{aligned}\quad (246)$$

Вследствие симметрии системы относительно оптической оси функции (246) не содержат членов четных порядков. Поэтому, если их разложить в ряд, то он будет содержать только члены нечетных порядков относительно координат  $y_1$ ,  $m$ ,  $M$ : третьего, пятого, седьмого и более высоких порядков:

$$\begin{aligned}\Delta y' &= \Delta y_{\text{III}}' + \Delta y_{\text{V}}' + \Delta y_{\text{VII}}' + \dots; \\ \Delta x' &= \Delta x_{\text{III}}' + \Delta x_{\text{V}}' + \Delta x_{\text{VII}}' + \dots\end{aligned}\quad (247)$$

Наличие в формулах (247) слагаемых первого порядка соответствовало бы рассмотрению поперечных аберраций в произвольной плоскости, не совпадающей с плоскостью идеального изображения.

Величины, входящие в правые части выражений (247), соответственно называются:  $\Delta y_{\text{III}}$  и  $\Delta x_{\text{III}}$  — меридиональной и сагиттальной составляющими аберраций третьего порядка;  $\Delta y_{\text{V}}$  и  $\Delta x_{\text{V}}$  — пятого порядка,  $\Delta y_{\text{VII}}$  и  $\Delta x_{\text{VII}}$  — седьмого порядка. Составляющие аберраций выше третьего порядка называют *аберрациями высших порядков*.

Аналитические выражения, определяющие аберрации высших порядков, оказываются настолько громоздкими, что их практическое применение затруднено. Поэтому при решении задачи по определению конструктивных параметров оптической системы, удовлетворяющих наперед заданным остаточным аберрациям, используют теорию аберраций третьего порядка.

Практическая значимость этой теории состоит в том, что она позволяет получить приближенные значения конструктивных параметров оптической системы и является математическим аппаратом для анализа общих аберрационных свойств исследуемой системы.

Теория аберраций третьего порядка определяет приближенные значения составляющих аберраций  $\Delta y'$  и  $\Delta x'$ , представленных в виде ряда, члены которого содержат коэффициенты  $A, B, C, D, E$ , зависящие только от конструктивных параметров системы и от

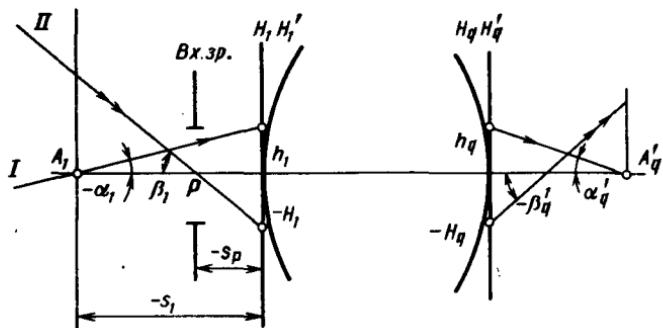


Рис. 111. Ход вспомогательных лучей в оптической системе

положения плоскостей предмета и входного зрачка, но не зависящие от координат луча. Эти координаты  $y_1$ ,  $m$ ,  $M$  входят в виде множителей ряда со степенями  $y^\alpha$ ,  $m^\beta$ ,  $M^\gamma$ , сумма которых  $\alpha + \beta + \gamma = 3$ . Число коэффициентов aberrаций третьего порядка равно пяти.

Таким образом, для меридиональной и сагиттальной составляющих aberrаций третьего порядка соответственно будем иметь:

$$\Delta y'_{III} = Am(m^2 + M^2) + By_1(3m^2 + M^2) + Cy_1^2m + Ey_1^3;$$

$$\Delta x'_{III} = AM(m^2 + M^2) + 2By_1mM + Dy_1^2M,$$

где коэффициенты  $A, \dots, E$  зависят только от положения плоскостей предмета и входного зрачка и конструктивных параметров оптической системы. Указанные коэффициенты выражают не через конструктивные параметры системы, а через параметры двух вспомогательных лучей.

Первый вспомогательный (нулевой) луч  $I$  проходит через осевую точку  $A_1$  предметной плоскости под произвольным углом  $\alpha_1$  и пересекает главную плоскость первой поверхности на высоте  $h_1$  (рис. 111). Для расчета этого луча используются формулы:

$$\alpha_{k+1} = (n_k/n_{k+1})\alpha_k + [(n_{k+1} - n_k)/n_{k+1}](h_k/r_k);$$

$$h_{k+1} = h_k - d_k\alpha_{k+1}, \quad (248)$$

где  $k = 1, 2, \dots, q$ .

Напомним, что в формулах (248) символами  $\alpha$  обозначены тангенсы углов.

Второй вспомогательный (нулевой) луч  $II$  проходит через центр входного зрачка  $Bx. зр.$  под произвольным углом  $\beta_1$  и пересекает главную плоскость первой поверхности на высоте  $H_1$ . Для расчета этого луча используются формулы:

$$\beta_{k+1} = (n_k/n_{k+1})\beta_k + [(n_{k+1} - n_k)/n_{k+1}](H_k/r_k);$$

$$H_{k+1} = H_k - d_k\beta_{k+1}.$$

При aberrационном расчете оптической системы марки стекол выбирает конструктор, т. е. значения показателей преломления в выражении (248) известны. Тогда, определив из условий коррекции aberrаций параметры  $\alpha$  и  $h$  первого вспомогательного луча, можно найти конструктивные параметры системы по формулам

$$r_h = h_h(n_{h+1} - n_h)/(\alpha_{h+1}n_{h+1} - \alpha_hn_h); \\ d_h = (h_h - h_{h+1})/\alpha_{h+1}. \quad (249)$$

Выразив коэффициенты  $A, \dots, E$  через параметры вспомогательных лучей, получим следующие формулы для составляющих поперечных aberrаций третьего порядка:

$$\Delta y'_{III} = -\frac{m(m^2 + M^2)}{2n'_q(s_1 - s_P)^3\alpha_1^3\alpha_q'}S_I + \frac{y_1(3m^2 + M^2)}{2n'_q(s_1 - s_P)^3\alpha_1^2\alpha_q'\beta_1}S_{II} - \quad (250) \\ - \frac{y_1^2 m}{2n'_q(s_1 - s_P)^3\alpha_1\alpha_q'\beta_1^2}(3S_{III} + I^2 S_{IV}) + \frac{y_1^3}{2n'_q(s_1 - s_P)^3\alpha_q^2\beta_1^3}S_V; \\ \Delta x'_{III} = -\frac{M(m^2 + M^2)}{2n'_q(s_1 - s_P)^3\alpha_1^3\alpha_q'}S_I + \frac{2y_1 m M}{2n'_q(s_1 - s_P)^3\alpha_1^2\alpha_q'\beta_1}S_{II} - \\ - \frac{y_1^2 M}{2n'_q(s_1 - s_P)^3\alpha_1\alpha_q'\beta_1^2}(S_{III} + I^2 S_{IV}).$$

Символами  $S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}$  и  $S_V$  обозначены суммы Зейделя, определяемые через параметры вспомогательных лучей:

$$S_I = \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k; \quad S_{II} = \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k \frac{\delta \beta_k}{\delta \alpha_k}; \\ S_{III} = \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k \left( \frac{\delta \beta_k}{\delta \alpha_k} \right)^2; \quad S_{IV} = \sum_{k=1}^{k=q} \frac{\delta (\alpha_k n_k)}{h_k n_{k+1} n_k}; \\ S_V = \sum_{k=1}^{k=q} \left[ h_k P_k \left( \frac{\delta \beta_k}{\delta \alpha_k} \right)^2 + I^2 \frac{\delta (\alpha_k n_k)}{h_k n_{k+1} n_k} \right] \frac{\delta \beta_k}{\delta \alpha_k}, \quad (251)$$

где  $P_k = (\delta \alpha_k / \delta \beta_k)^2 \delta (\alpha_k \mu_k)$ ;  $\mu_k = 1/n_k$ ;  $I = -n_1 \alpha_1 (s_1 - s_P) \beta_1$ ;  $\delta \alpha_k = \alpha_{k+1} - \alpha_k$ ;  $\delta \beta_k = \beta_{k+1} - \beta_k$ ;  $\delta (\alpha_k \mu_k) = \alpha_{k+1} \mu_{k+1} - \alpha_k \mu_k$ .

Выражения, стоящие под знаками сумм, называются *поверхностными коэффициентами сумм* Зейделя.

Для расчета сумм Зейделя на микрокомпьютере «Электроника-МК85» можно воспользоваться программой, приведенной в прил. 4.

## 49. Условия нормировки вспомогательных лучей

Выбор начальных данных для расчета вспомогательных лучей в принципе произвольный, поэтому значения сумм Зейделя, соответствующие различным начальным данным, будут получаться разными. Однако этот произвольный выбор параметров вспомогательных лучей не влияет на значения самих aberrаций третьего порядка, что видно из выражений, стоящих перед суммами Зейделя в формулах (250). Для сравнения различных вариантов оптических систем по суммам Зейделя их вычисляют при определенных условиях нормировки вспомогательных лучей.

Если предмет находится на конечном расстоянии, то для параметров вспомогательных лучей обычно принимают:

$$\begin{aligned}\alpha'_q &= 1; \quad \alpha_1 = (n'_q/n_1) \beta; \quad h_1 = s_1 \alpha_1; \\ \beta_1 &= 1; \quad H_1 = s_P; \quad I = -n'_q(s_1 - s_P) \beta,\end{aligned}\quad (252)$$

где  $\beta$  — линейное увеличение системы.

Тогда выражения (250) для составляющих aberrаций третьего порядка будут иметь вид:

$$\begin{aligned}\Delta y'_{III} &= -\frac{m(m^2 + M^2)}{2n'_q(s_1 - s_P)^3 \alpha_1^3} S_I + \frac{y_1(3m^2 + M^2)}{2n'_q(s_1 - s_P)^3 \alpha_1^2} S_{II} - \\ &- \frac{y_1^2 m}{2n'_q(s_1 - s_P)^3 \alpha_1} (3S_{III} + I^2 S_{IV}) + \frac{y_1^3}{2n'_q(s_1 - s_P)^3} S_V; \\ \Delta x'_{III} &= -\frac{M(m^2 + M^2)}{2n'_q(s_1 - s_P)^3 \alpha_1^3} S_I + \frac{2y_1 m M}{2n'_q(s_1 - s_P)^3 \alpha_1^2} \bar{S}_{II} - \\ &- \frac{y_1^2 M}{2n'_q(s_1 - s_P)^3 \alpha_1} (S_{III} + I^2 S_{IV}).\end{aligned}\quad (253)$$

Если предмет находится в бесконечности ( $s_1 = -\infty$ ,  $\alpha_1 = 0$ ), то получающаяся в формулах (250) неопределенность раскрывается согласно рис. 112:

$$|(s_1 - s_P) \alpha_1|_{s_1 \rightarrow -\infty} = h_1. \quad (254)$$

Кроме того, для бесконечно удаленного предмета целесообразно указывать его угловой размер. Тогда согласно (245)

$$y_1/(s_P - s_1) = \operatorname{tg} \omega_1 \approx \omega_1. \quad (255)$$

Для параметров вспомогательных лучей можно выбрать следующие значения:

$$\left. \begin{aligned}\alpha_1 &= 0; \quad \alpha'_q = 1; \quad h_1 = f'; \\ \beta_1 &= 1; \quad H_1 = s_P; \quad I = -n_1 f'.\end{aligned}\right\} \quad (256)$$

Тогда при принятых условиях нормировки и с учетом выражений (254) и (255) формулы (250) можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\Delta y'_{III} = & -\frac{m(m^2 + M^2)}{2n'_q f'^2} S_I - \frac{(3m^2 + M^2)\omega_1}{2n'_q f'^2} S_{II} - \\ & - \frac{m\omega_1^2}{2n'_q f'} (3S_{III} + I^2 S_{IV}) - \frac{\omega_1^3}{2n'_q} S_V; \\ \Delta x'_{III} = & -\frac{M(m^2 + M^2)}{2n'_q f'^2} S_I - \frac{2mM\omega_1}{2n'_q f'^2} S_{II} - \frac{M\omega_1^2}{2n'_q f'} (S_{III} + I^2 S_{IV}).\end{aligned}\quad (257)$$

Согласно условиям нормировки (256) значения сумм Зейделя будут зависеть от фокусного расстояния системы, так как  $h_1 = f'$ . Чтобы исключить влияние фокусного расстояния на значения сумм Зейделя, их удобнее всего вычислять при  $f' = 1$ . При этом все линейные размеры оптической системы выражают в долях фокусного расстояния. Такую оптическую систему называют *приведенной*. Параметры вспомогательных лучей приведенной системы имеют следующие значения:

$$\begin{aligned}\alpha_1 = 0; \quad \alpha'_q = 1; \quad h_1 = 1; \\ \beta_1 = 1; \quad \bar{H}_1 = \frac{s_p}{f'}; \quad I = -n_1.\end{aligned}\quad (258)$$

С учетом условий нормировки (258) формулы (257) будут иметь вид:

$$\begin{aligned}\Delta y'_{III} = & -\frac{m(m^2 + M^2)}{2n'_q f'^2} \bar{S}_I - \frac{(3m^2 + M^2)\omega_1}{2n'_q f'} \bar{S}_{II} - \\ & - \frac{m\omega_1^2}{2n'_q} (3\bar{S}_{III} + I^2 \bar{S}_{IV}) - \frac{\omega_1^3}{2n'_q} f' \bar{S}_V; \\ \Delta x'_{III} = & -\frac{M(m^2 + M^2)}{2n'_q f'^2} \bar{S}_I - \frac{2mM\omega_1}{2n'_q f'^2} \bar{S}_{II} - \frac{M\omega_1^2}{2n'_q f'} (\bar{S}_{III} + I^2 \bar{S}_{IV}).\end{aligned}\quad (259)$$

В последних формулах символами  $\bar{S}_I$ — $\bar{S}_V$  обозначены суммы Зейделя для приведенной оптической системы.

Из формул (253), (257) и (259) следует, что оптическая система будет свободна от aberrаций третьего порядка при любых значениях  $m$ ,  $M$  и  $y_1$  (или  $\omega_1$ ), если одновременно равны нулю все суммы Зейделя. Это, к сожалению, не означает, что система не имеет остаточных aberrаций, так как при равенстве нулю aberrаций третьего порядка существенные значения могут иметь aberrации высших порядков. Однако практика расчета оптических систем показывает, что одним из условий получения малых значений остаточных aberrаций в оп-

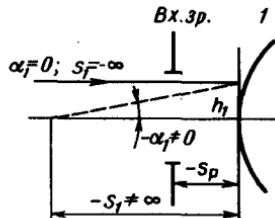


Рис. 112. Условия нормировки вспомогательных лучей при  $s_1 = -\infty$

тической системе является условие малых aberrаций третьего порядка.

Из рассмотрения формул (253), (257) и (259) можно также установить, что, если в оптической системе для всех значений  $m$ ,  $M$  и  $y_1$  (или  $\omega_1$ ) получены малые значения меридиональных составляющих aberrаций третьего порядка  $\Delta y_{III}$ , то система имеет соответственно и небольшие значения всех сумм Зейделя.

Последнее означает, что сагиттальные составляющие aberrаций третьего порядка  $\Delta x_{III}$  будут также малы для любых значений  $m$ ,  $M$  и  $y_1$  (или  $\omega_1$ ). Поэтому при aberrационном расчете оптической системы в первоначальной стадии основное внимание уделяется коррекции aberrаций пучков лучей, лежащих в меридиональной плоскости, т. е. при  $M = 0$ . В этом случае меридиональная составляющая поперечной aberrации для предмета на конечном расстоянии согласно (253) будет иметь вид:

$$\Delta y'_{III} = -\frac{m^3}{2n'_q(s_1 - s_p)\alpha_1^3} S_I + \frac{3m^3y_1}{2n'_q(s_1 - s_p)^3\alpha_1^2} S_{II} - \\ - \frac{my_1^2}{2n'_q(s_1 - s_p)^3\alpha_1} (3S_{III} + I^2S_{IV}) + \frac{y_1^3}{2n'_q(s_1 - s_p)^5} S_V, \quad (260)$$

а в случае предмета в бесконечности для приведенной системы согласно (259) получим:

$$\Delta y'_{III} = -\frac{m^3}{2n'_q f'^4} \bar{S}_I - \frac{3m^2\omega_1}{2n'_q f'} \bar{S}_{II} - \frac{m\omega_1^2}{2n'_q} (3\bar{S}_{III} + I^2\bar{S}_{IV}) - \\ - \frac{\omega_1^3}{2n'_q} f' \bar{S}_V. \quad (261)$$

Суммы Зейделя, входящие в формулы aberrаций третьего порядка, соответственно определяют различные aberrации оптической системы:  $S_I$  — сферическую aberrацию;  $S_{II}$  — aberrацию комы;  $S_{III}$  и  $S_{IV}$  — астигматизм и кривизну поверхности изображения;  $S_V$  — дисторсию.

В заключение отметим, что, чем выше характеристики оптической системы (относительное отверстие и линейное или угловое поле), тем сильнее проявляются aberrации высших порядков. Для их коррекции приходится усложнять систему, т. е. увеличивать число ее конструктивных параметров.

## 50. Сферическая aberrация

Рассмотрим даваемое оптической системой изображение точки, расположенной на оптической оси. Так как оптическая система обладает круговой симметрией относительно оптической оси, то достаточно ограничиться выбором лучей, лежащих в меридиональной плоскости. На рис. 113 показан ход лучей, характерный для положительной одиночной линзы. Положение идеаль-

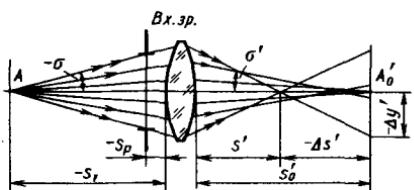


Рис. 113. Сферическая аберрация положительной линзы

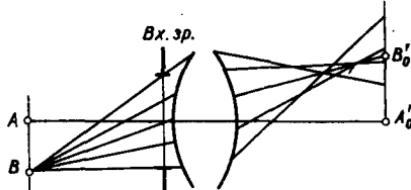


Рис. 114. Сферическая аберрация для точки вне оси

ного изображения  $A'$  предметной точки  $A$  определяется параксиальным лучом, пересекающим оптическую ось на расстоянии  $s_0$  от последней поверхности. Лучи, образующие с оптической осью конечные углы  $\sigma$ , не приходят в точку  $A'$  идеального изображения. Для одиночной положительной линзы, чем больше абсолютное значение угла  $\sigma$ , тем ближе к линзе луч пересекает оптическую ось. Это объясняется неодинаковой оптической силой линзы в ее различных зонах, которая увеличивается по мере удаления от оптической оси.

Указанное нарушение гомоцентричности вышедшего пучка лучей можно характеризовать разностью продольных отрезков  $s_0$  для параксиальных лучей и  $s'$  для лучей, проходящих через плоскость входного зрачка на конечных высотах:  $\Delta s' = s' - s_0$ . Эта разность называется *продольной сферической аберрацией*.

Наличие сферической аберрации в системе приводит к тому, что вместо резкого изображения точки в плоскости идеального изображения получается кружок рассеяния, диаметр которого равен удвоенному значению  $\Delta y'$ . Последнее связано с продольной сферической аберрацией соотношением

$$\Delta y' = \Delta s' \operatorname{tg} \sigma' \quad (262)$$

и называется *поперечной сферической аберрацией*.

Следует отметить, что при сферической аберрации сохраняется симметрия в вышедшем из системы пучке лучей. В отличие от других монохроматических аберраций сферическая аберрация имеет место во всех точках поля оптической системы, причем при отсутствии других аберраций для точек вне оси вышедший из системы пучок лучей будет оставаться симметричным относительно главного луча (рис. 114).

Приближенное значение сферической аберрации можно определить по формулам аберраций третьего порядка через  $S_1$ .

Для предмета, расположенного на конечном расстоянии, как следует из рис. 113,  $\operatorname{tg} \sigma = m/(s_1 - s_p)$ .

В пределах действенности теории аберраций третьего порядка можно принять  $\sigma = m/(s_1 - s_p)$ .

Если положить, что  $n_1 = n_\phi = 1$ , то согласно условиям нормировки (252) ( $\alpha_1 = \beta$ ) получим  $\sigma' = m/[(s_1 - s_p) \beta]$ .

Тогда по формуле (253) найдем, что поперечная сферическая aberrация третьего порядка для предметной точки, расположенной на конечном расстоянии,

$$\Delta y'_{III} = -0,5\sigma'^* S_1. \quad (263)$$

Соответственно для продольной сферической aberrации третьего порядка при допущении  $\operatorname{tg} \sigma' \approx \sigma'$  согласно (262) и (263) получим

$$\Delta s'_{III} = -0,5\sigma'^* S_1. \quad (264)$$

Формулы (263) и (264) справедливы и для случая предмета, расположенного в бесконечности, если  $S_1$  вычислена при условиях нормировки (256), т. е. при реальном фокусном расстоянии.

В практике aberrационного расчета оптических систем при вычислении сферической aberrации третьего порядка удобно пользоваться формулами, содержащими координату луча на входном зрачке. Тогда при  $n'_0 = 1$  согласно (257) и (262) получим:

$$\Delta y'_{III} = -m^3 S_1 / (2f'^*); \quad \Delta s'_{III} = -m^2 S_1 / (2f'^*),$$

если  $S_1$  вычислена при условиях нормировки (256).

Для условий нормировки (258), т. е. для приведенной системы, согласно (259) и (262) будем иметь:

$$\Delta y'_{III} = -m^3 \bar{S}_1 / (2f'); \quad \Delta s'_{III} = -m^2 \bar{S}_1 / (2f'). \quad (265)$$

Из приведенных выше формул следует, что при данной  $S_1$  сферическая aberrация третьего порядка тем больше, чем больше координата  $m$  луча на входном зрачке.

Так как сферическая aberrация присутствует для всех точек поля, то при aberrационной коррекции оптической системы первостепенное внимание уделяют исправлению сферической aberrации. Наиболее простой оптической системой со сферическими поверхностями, в которой можно уменьшить сферическую aberrацию, является комбинация положительной и отрицательной линз. Как у положительной, так и у отрицательной линз крайние зоны преломляют лучи сильнее, чем зоны, расположенные вблизи оси (рис. 115). Отрицательная линза имеет положительную сферическую aberrацию. Поэтому комбинация положительной линзы, имеющей отрицательную сферическую aberrацию, с отрицательной линзой позволяет получить систему с исправленной сферической aberrацией. К сожалению, устранить сферическую aberrацию можно только для некоторых лучей, но нельзя ее полностью исправить в пределах всего входного зрачка.

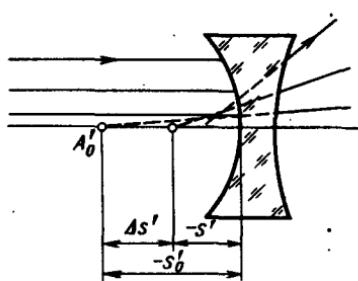


Рис. 115. Сферическая aberrация отрицательной линзы

Таким образом, любая оптическая система всегда имеет остаточную сферическую aberrацию. Остаточные aberrации оптической системы обычно представляют в виде таблиц и иллюстрируют графиками. Для предметной точки, расположенной на оптической оси, приводятся графики продольной  $\Delta s'$  и поперечной  $\Delta y'$  сферических aberrаций, представленные в виде функций координат  $t$ ,  $\sigma'$  или  $\operatorname{tg} \sigma'$ .

Кривые продольной и соответствующей ей поперечной сферической aberrации показаны на рис. 116. Графики на рис. 116, а соответствуют оптической системе с недоисправленной сферической aberrацией. Если для такой системы ее сферическая aberrация определяется только aberrациями третьего порядка, то согласно формуле (264) кривая продольной сферической aberrации имеет вид квадратичной параболы, а кривая поперечной aberrации — кубической параболы. Графики на рис. 116, б соответствуют оптической системе, у которой сферическая aberrация исправлена для луча, проходящего через край входного зрачка, а графики на рис. 116, в — оптической системе с переисправленной сферической aberrацией. Исправление или переисправление сферической aberrации можно получить, например, комбинируя положительную и отрицательную линзы.

Поперечная сферическая aberrация характеризует кружок рассеяния, который получается вместо идеального изображения точки. Диаметр кружка рассеяния для данной оптической системы зависит от выбора плоскости изображения. Если эту плоскость сместить относительно плоскости идеального изображения (плоскости Гаусса) на величину  $\xi$  (рис. 117, а), то в смещенной плоскости получим поперечную aberrацию  $\overline{\Delta y}'$ , связанную с поперечной aberrацией  $\Delta y'$  в плоскости Гаусса зависимостью

$$\overline{\Delta y}' = \Delta y' - \xi \operatorname{tg} \sigma'. \quad (266)$$

В формуле (266) слагаемое  $\xi \operatorname{tg} \sigma'$  на графике поперечной сферической aberrации, построенном в координатах  $\Delta y' = f(\operatorname{tg} \sigma')$  является прямой, проходящей через начало координат. При  $\xi = 0$

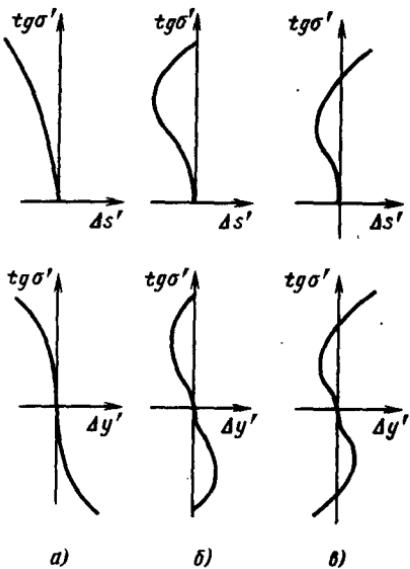


Рис. 116. Графическое представление продольной и поперечной сферических aberrаций

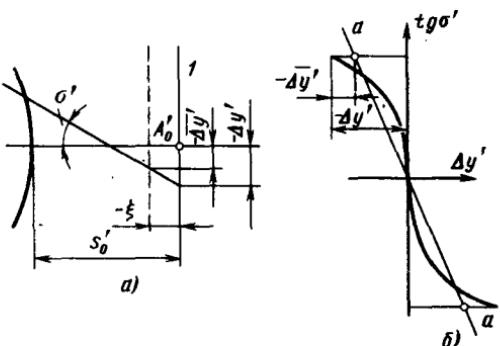


Рис. 117. Определение плоскости изображения, соответствующей минимальной сферической aberrации

жения относительно плоскости Гаусса определяется зависимостью  $\xi = \Delta y_i / \operatorname{tg} \sigma_i$ , где  $\Delta y_i$  и  $\operatorname{tg} \sigma_i$  — координаты любой точки, взятой на прямой  $aa$ .

Продольная сферическая aberrация может быть представлена многочленом, содержащим четные степени параметра  $\sigma'$  или  $m$ :

$$\Delta s' = am^2 + bm^4 + cm^6 + \dots, \quad (267)$$

где коэффициент  $a$  определяется через  $S_1$  и характеризует aberrацию третьего порядка, коэффициент  $b$  характеризует aberrацию пятого порядка,  $c$  — седьмого порядка и т. д.

Для многих оптических систем их продольная сферическая aberrация достаточно точно определяется двумя первыми слагаемыми формулы (267):

$$\Delta s' = am^2 + bm^4. \quad (268)$$

Если сферическая aberrация исправлена для края зрачка ( $m_{kp}$ ), то  $\Delta s'_{kp} = am_{kp}^2 + bm_{kp}^4 = 0$ , откуда получаем

$$m_{kp}^2 = -a/b. \quad (269)$$

Дифференцируя выражение (268) по  $m$ , определим значение высоты  $m_s$ , при котором сферическая aberrация имеет экстремальное значение  $m_s^2 = -a/(2b)$ .

Учитывая зависимости (269), найдем высоту  $m_s$  луча на зоне, для которой продольная сферическая aberrация имеет максимальное значение:

$$m_s = m_{kp} / \sqrt{2} \approx 0,7m_{kp}.$$

Поэтому для оценки состояния коррекции сферической aberrации ее вычисляют для лучей, проходящих на зонах  $m_{kp}$  и  $0,7m_{kp}$  (см. п. 46).

имеем график поперечной сферической aberrации для плоскости Гаусса.

Если на графике поперечной сферической aberrации через начало координат провести прямую  $aa$  (рис. 117, б) так, чтобы кривая aberrации имела наименьшие отступления от этой прямой, то эта прямая будет соответствовать плоскости изображения с минимальным кружком рассеяния. Смещение плоскости изобра-

## 51. Меридиональная кома

Исправление сферической aberrации — это необходимое условие получения высокого качества изображения предметной точки, расположенной на оптической оси. Однако коррекция сферической aberrации не обеспечивает требуемого качества изображения для точек вне оси, если не исправлена кома.

Кома проявляется в том, что симметричный относительно главного луча пучок, входящий в оптическую систему, становится асимметричным по выходе из нее. Нарушение симметрии в вышедшем пучке лучей объясняется неодинаковыми условиями преломления лучей, входящих в систему на различных зонах входного зрачка. Эта несимметрия плоского меридионального пучка называется меридиональной комой.

Структура меридионального пучка лучей для оптической системы, имеющей сферическую aberrацию и меридиональную кому, показана на рис. 118. Верхний луч с координатой на входном зрачке  $+m$  и нижний луч с координатой на входном зрачке  $-m$  по выходе из системы идут несимметрично по отношению к главному лучу. Мерой меридиональной комы является величина

$$\Delta y' = (y'_v + y'_n)/2 - y'_g$$

При отсутствии сферической aberrации ( $y'_v = y'_n$ ) оптическая система имеет только меридиональную кому.

Для определения меридиональной комы необходимо выполнить расчет главного, верхнего и нижнего лучей и найти ординаты  $y'_v$ ,  $y'_n$  их пересечения с плоскостью изображения. Этот расчет выполняется по формулам (231). Результаты вычислений сводят в таблицы и представляют в виде графиков.

На рис. 119 приведен график остаточных aberrаций оптической системы, имеющей сферическую aberrацию и кому. По оси ординат отложена величина  $\Delta \operatorname{tg} \sigma' = \operatorname{tg} \sigma' - \operatorname{tg} \sigma'_{\text{пл}}$ .

Для нахождения по графику значения меридиональной комы

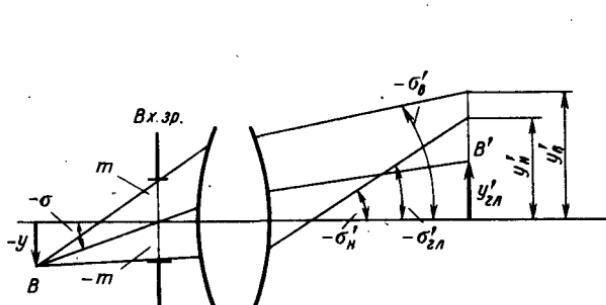


Рис. 118. Ход лучей при сферической aberrации и меридиональной коме

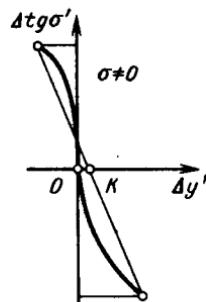


Рис. 119. Графическое определение меридиональной комы

необходимо соединить прямой точки кривой поперечной аберрации, имеющие одинаковые значения  $\Delta \operatorname{tg} \sigma'$ . Отсекаемый этой прямой отрезок  $OK$  на оси  $\Delta y'$  определяет меридиональную кому.

Приближенное значение меридиональной комы можно вычислить по формулам аберраций третьего порядка через сумму  $\bar{S}_{II}$ .

Для предмета, расположенного в бесконечности, при  $n_g = 1$  и условиях нормировки (258) меридиональная кома третьего порядка согласно (259) вычисляется по формуле

$$\Delta y'_{III} = -3m^2\omega_1 \bar{S}_{II}/(2f'). \quad (270)$$

Из формулы (270) следует, что значение меридиональной комы пропорционально квадрату координаты данного луча на входном зрачке и первой степени угла поля оптической системы.

Для точки на оси ( $\omega_1 = 0$ ) кома отсутствует.

## 52. Условие синусов и условие изопланатизма

Если оптическая система дает безаберрационное изображение точки, расположенной на оси, то для получения безаберрационного изображения бесконечно малого отрезка, перпендикулярного к оптической оси, в системе должно выполняться условие синусов (см. п. 43):

$$n' dy' \sin \sigma' = n dy \sin \sigma, \quad (271)$$

где  $dy$  и  $dy'$  — бесконечно малый предмет и его изображение, перпендикулярные к оптической оси;  $\sigma$  и  $\sigma'$  — углы лучей, проходящих через осевые точки предмета и изображения;  $n$  и  $n'$  — показатели преломления сред пространства предметов и изображений.

Условие (271) должно соблюдаться для любых значений  $\sigma$ .

Для бесконечно удаленной предметной плоскости условие синусов имеет вид:

$$m/\sin \sigma' = f' = f'_0, \quad (272)$$

где  $m$  — высота на входном зрачке луча, входящего в систему параллельно оптической оси и образующего с осью угол  $\sigma'$  по выходе из системы;  $f'_0$  — фокусное расстояние для параксиальных лучей. Условие (272) должно соблюдаться для любых значений  $m$ . Для луча, проходящего через край входного зрачка ( $m = D/2$ ),  $\sin \sigma' = \sin \sigma'_A$ .

Так как предельное значение апертурного угла в пространстве изображений не может быть больше  $90^\circ$ , то согласно (272) максимально возможное относительное отверстие оптической системы, удовлетворяющей условию синусов, ограничено неравенством  $D/f' < 1 : 0,5$ .

Пара сопряженных точек на оси оптической системы, в которых практически отсутствует сферическая аберрация и выполнено условие синусов, называется *парой апланатических точек*.

Указанное состояние коррекции оптической системы обычно выполняется во всех микрообъективах.

Однако во многих случаях не удается получить совершенного изображения для точки, расположенной на оптической оси: в оптических системах с большими зрачками сферическая аберрация исправляется для двух, редко для трех лучей, остальные лучи осевого пучка имеют неустранимую сферическую аберрацию. В оптических системах, имеющих остаточную сферическую аберрацию, необходимо выполнить условие *изопланатизма*. При соблюдении этого условия качество изображения точек, расположенных вблизи оптической оси, будет таким же, как и у осевой точки.

Для предмета, расположенного на конечном расстоянии, величина, характеризующая отступление от условия изопланатизма, имеет следующий вид:

$$\eta = \Delta\beta/\beta_0 - \Delta s'/(s'_0 - s'_{P_0}), \quad (273)$$

где  $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ ;  $\beta_0$  — параксиальное линейное увеличение, причем  $\beta$  — линейное увеличение, определяемое для реальных лучей,  $\beta = n \sin \sigma / (n' \sin \sigma')$ ;  $\Delta s'$  — продольная сферическая аберрация;  $s'_0$  — задний отрезок;  $s'_{P_0}$  — расстояние от последней поверхности до выходного зрачка.

Для бесконечно удаленной предметной плоскости величину  $\eta$ , характеризующую отступление от условия изопланатизма, вычисляют по формуле

$$\eta = \Delta f'/f'_0 - \Delta s'/(s'_0 - s'_{P_0}), \quad (274)$$

где  $\Delta f' = f' - f'_0$ , причем величину  $f'$  находят по формуле (272);  $f'_0$  — фокусное расстояние для параксиальных лучей.

Из формул (273) и (274) следует, что в оптических системах, имеющих остаточную сферическую аберрацию, характеризующие отступление от условия синусов величины  $\Delta\beta$  (предмет на конечном расстоянии) и  $\Delta f'$  (предмет в бесконечности) должны быть пропорциональны остаточной сферической аберрации  $\Delta s'$  в пределах всего входного зрачка. В этом случае  $\eta \approx 0$  и изображение внеосевых точек предмета будет таким же, как и для точки на оси, что является признаком отсутствия в системе меридиональной комы.

### 53. Астигматизм и кривизна поверхности изображения

Рассмотрим изображение точки, расположенной вне оси, пучками лучей, проходящих в двух взаимно перпендикулярных сечениях — меридиональном и сагиттальном (рис. 120). При этом будем считать, что оба пучка, выходящие из внеосевой точки  $B$ , бесконечно близки к главному лучу, т. е. опираются на

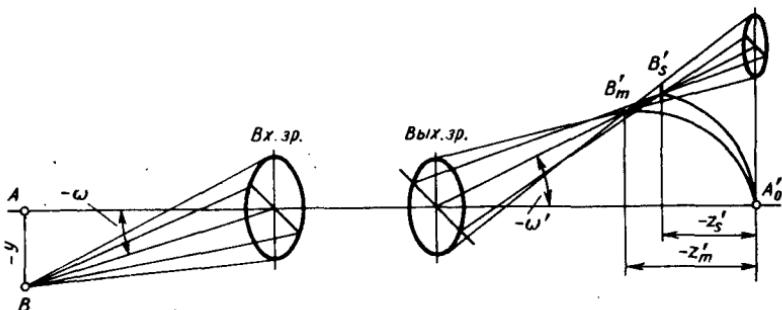


Рис. 120. Структура астигматического пучка

отверстие малого диаметра в плоскости входного зрачка. Так как кривизны сферических поверхностей для этих взаимно перпендикулярных пучков оказываются неодинаковыми, то точки схода меридионального и сагиттального пучков по выходе из оптической системы получаются в разных местах. Расстояние по оптической оси от плоскости идеального изображения (точка  $A_0'$ ) до точек схода меридионального и сагиттального пучков соответственно обозначают  $z'_m$  и  $z'_s$ . Эти расстояния рассчитывают по формулам (241).

Аберрация для точки вне оси, когда ее изображения, образуемые меридиональными и сагиттальными пучками, лежат в разных местах, называется *астигматизмом*. Эту aberrацию характеризуют разностью отрезков  $z'_s$  и  $z'_m$  ( $\Delta z'_s = z'_s - z'_m$ ) и называют *астигматической разностью*.

Из рис. 120 следует, что при наличии астигматизма в месте схода  $B'_m$  меридионального пучка получается горизонтальный отрезок, в месте схода  $B'_s$  сагиттального пучка — вертикальный отрезок. В плоскости Гаусса изображение точки в данном случае представляет собой эллипс, большая ось которого вертикальна. Если плоскость изображения перемещать от точки  $B'_m$  к точке  $B'_s$ , то при разных ее положениях изображение точки будет представлять собой горизонтальную линию, эллипс, большая ось которого горизонтальна, — кружок правильной формы, эллипс, большая ось которого вертикальна, — вертикальную линию. Пучки лучей, дающие такого вида изображение, называются астигматическими.

Для случая протяженного объекта, например, участка плоскости, нужно рассматривать совокупность точек этого объекта, каждая из которых изображается астигматическими пучками лучей. Если объектом является отрезок прямой  $AB$  длиной  $y$ , расположенный в меридиональной плоскости (рис. 121), то каждой точке этого отрезка будут соответствовать меридиональное  $B'_m$  и сагиттальное  $B'_s$  изображения. Соединяя полученные точки, получим кривые  $y'_m$  и  $y'_s$ , являющиеся соответственно меридиональным и сагиттальным изображением предмета  $y$ . Если кривые  $y'_m$  и  $y'_s$  вращать вокруг оптической оси, то получим астигматич-

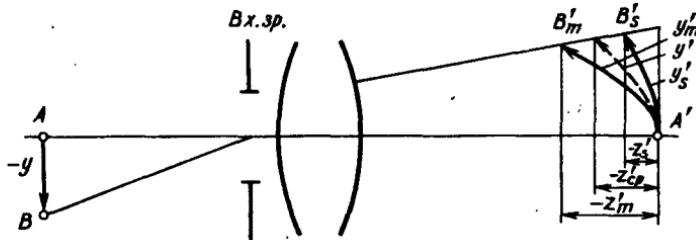


Рис. 121. Изображения отрезков, образуемых астигматическими пучками

ские поверхности вращения, касательные к плоскости Гаусса в точке  $A'$  на оси.

Между кривыми изображений  $y'_m$  и  $y'_s$  проходит средняя кривая изображения  $y'$ . На поверхности изображения, которая получается при вращении вокруг оптической оси кривой  $y'$ , каждая точка предмета  $y$  изображается в виде кружка правильной формы.

Таким образом, наличие в оптической системе aberrаций астигматизма и кривизны поверхности изображения при условии, что изображение проецируется на плоскость, приводит к нерезкому изображению точек. Эта нерезкость увеличивается по мере удаления точки от оптической оси. Отметим характерные особенности изображения, создаваемого системой, имеющей астигматизм, для случая, когда объектом является двумерная фигура (рис. 122, а). Элементарные меридиональные пучки, изображающие каждую точку в виде линий (рис. 122, б), перпендикулярных к различно ориентированным меридиональным плоскостям, дадут резкое изображение окружности, так как элементарные отрезки меридиональных изображений, налагаясь друг на друга, не нарушают резкости изображения; изображения точек, принадлежащих радиусам, будут получаться в виде элементарных линий, перпендикулярных к радиусам, причем длина этих линий будет возрастать по мере удаления от оптической оси. Элементарные сагиттальные пучки будут изображать каждую точку объекта в виде линий, перпендикулярных к различно ориентированным

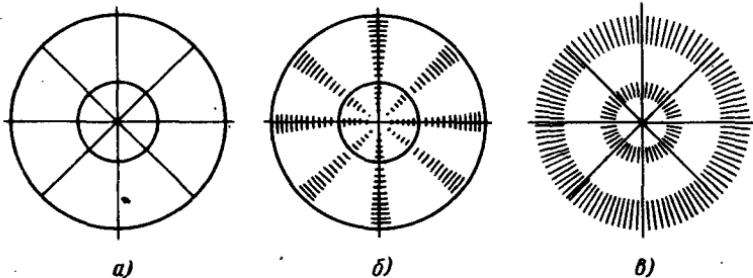


Рис. 122. Изображение плоской фигуры астигматическими пучками

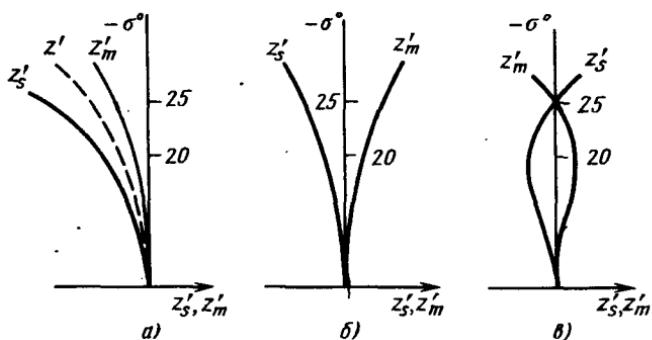


Рис. 123. Графическое представление астигматизма и кривизны поверхности изображений

сагиттальным плоскостям, т. е. не исказят изображений радиусов, а изображения окружностей будут представлять собой элементарные радиальные отрезки, длина которых увеличивается по мере их удаления от оптической оси (рис. 122, б).

Астигматизм и кривизну поверхности изображения оптической системы обычно характеризуют величинами  $z'_m$  и  $z'_s$ , которые сводятся в таблицы и иллюстрируются графиками. По оси ординат откладывают углы  $\sigma$  для главных лучей, выходящих из различных точек предмета, или линейный размер предмета  $y$ , а по оси абсцисс — отрезки  $z'_m$  и  $z'_s$ .

Различные случаи коррекции астигматизма и кривизны поверхности изображения иллюстрирует рис. 123. При наличии в системе астигматизма и кривизны поверхности изображения (под последней понимается средняя кривая  $z'$ , расположенная между кривыми  $z'_m$  и  $z'_s$ ) даже при отсутствии астигматизма ( $z'_m = z'_s$ ) изображение по полю плоской поверхности получается нерезким (рис. 123, а). На рис. 123, б показан случай исправления кривизны поверхности изображения ( $z'_m = -z'_s$ ) при неисправленном астигматизме.

Для получения резкого изображения в пределах всего поля необходимо исправить и астигматизм и кривизну поверхности изображения. В таких системах, называемых анастигматами, астигматизм и кривизна поверхности изображения практически полностью исправляются для некоторого угла поля и имеют допустимые значения в пределах всего поля оптической системы. График остаточных aberrаций астигматизма и кривизны поверхности изображений объектива-анастигмата «Индустар», у которого обе aberrации практически полностью исправлены для угла поля до  $2\sigma = 50^\circ$  и сравнительно невелики на самом краю поля, показан на рис. 123, в.

Приближенные значения aberrаций астигматизма и кривизны поверхности изображения можно вычислить по формулам aberr-

раций третьего порядка. Эти aberrации определяются через суммы Зейделя ( $S_{III}$  и  $S_{IV}$ ).

Рассмотрим соотношения для плоского меридионального пучка, выходящего из внеосевой предметной точки  $B$ , расположенной в бесконечности (рис. 124). Меридиональная составляющая поперечной aberrации третьего порядка для бесконечно удаленного предмета при условиях нормировки (258) и неравенстве нулю  $\bar{S}_{III}$  и  $\bar{S}_{IV}$  определяется согласно (259):

$$\Delta y'_{III} = -(m\omega_i^2/2)(3\bar{S}_{III} + \bar{S}_{IV}), \quad (275)$$

если предмет и изображение в воздухе, т. е.  $n_g = n_1 = 1$ .

Из рассмотрения подобных треугольников в пространстве изображений согласно рис. 124 имеем:

$$-\Delta y'_{III}/m = -z'_m/(f' + z'_m).$$

Учитывая, что  $f' \gg |z'_m|$ , и подставляя в последнюю формулу  $\Delta y'_{III}$  из (275), получаем

$$z'_m = -(f'/2)\omega_i^2(3\bar{S}_{III} + \bar{S}_{IV}). \quad (276)$$

Аналогичные рассуждения позволяют, пользуясь выражением для сагиттальной составляющей поперечной aberrации третьего порядка, получить из (259)

$$z'_s = -(f'/2)\omega_i^2(\bar{S}_{III} + \bar{S}_{IV}). \quad (277)$$

Тогда астигматическая разность  $\Delta z'_a = z'_s - z'_m = f'\omega_i^2\bar{S}_{III}$ .

Таким образом, астигматизм пропорционален квадрату углового поля оптической системы. Для его исправления в области aberrаций третьего порядка необходимо выполнить условие  $\bar{S}_{III} = 0$ . В этом случае обе астигматические поверхности сливаются и согласно (276) и (277)

$$z'_m = z'_s = -(f'/2)\omega_i^2\bar{S}_{IV},$$

т. е. коэффициент  $\bar{S}_{IV}$  определяет aberrацию кривизны поверхности изображений при исправленном астигматизме.

#### 54. Дисторсия

Дисторсия оптической системы проявляется в том, что нарушается коллинеарное соответствие изображения и предмета. Эта aberrация не зависит от координат луча на входном зрачке, и все лучи, выходящие из данной предметной точки, после си-

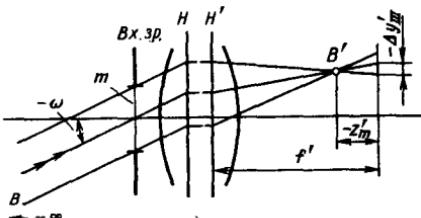


Рис. 124. Схема для вывода формул астигматизма и кривизны поверхности изображений

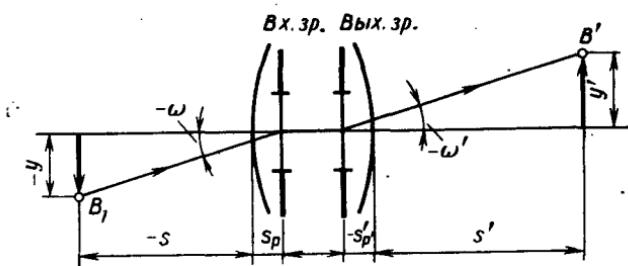


Рис. 125. Ход главных лучей при наличии дисторсии

стемы дают гомоцентрический пучок лучей, собирающийся в плоскости Гаусса в точке, не совпадающей с ее идеальным изображением. При дисторсии не нарушается резкость изображения, но искажается его форма. Значение дисторсии для данной точки поля определяется разностью между ординатой  $y'$  главного луча и ординатой  $y_0'$ , соответствующей идеальному изображению:

$$\Delta y' = y' - y_0'. \quad (278)$$

Дисторсию оптической системы можно оценить в относительной мере, выражая ее в процентах:

$$\Delta' = [(y' - y_0')/y_0'] 100 = (y'/y_0' - 1) 100.$$

Линейное увеличение оптической системы для данной пары сопряженных плоскостей согласно рис. 125 можно определить по формуле

$$\beta = y'/y = (s' - s'_P)/[(s - s_P) \tan \omega]. \quad (279)$$

Если эта величина остается постоянной для любых значений  $y$  и равной линейному увеличению  $\beta_0$  идеальной системы, то дисторсия отсутствует, а система, свободная от дисторсии, называется *ортоскопической*.

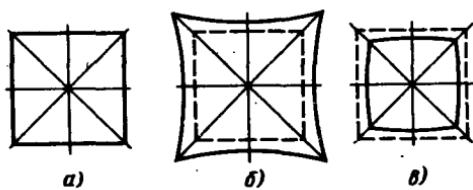


Рис. 126. Искажение изображений дисторсий

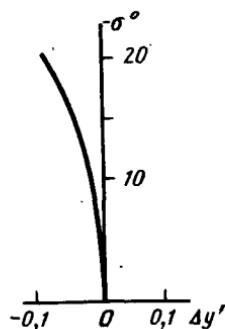


Рис. 127. Графическое представление дисторсии

В реальных оптических системах их линейное увеличение, определяемое формулой (279), не остается постоянным для различных  $y$  по следующим причинам: имеет место сферическая aberrация в зрачках системы и не сохраняется постоянным угловое увеличение в зрачках.

Из формул (278) и (279) следует, что если  $|\beta|$  возрастает при удалении предметной точки от оптической оси, то увеличивается дисторсия системы  $\Delta y'$ , т. е.  $|\beta| > |\beta_0|$ . В этом случае дисторсия положительная (подушкообразная). Вместо квадрата (рис. 126, а) получается фигура, показанная на рис. 126, б. Если  $|\beta|$  уменьшается, то уменьшается и дисторсия системы  $\Delta y'$ , т. е.  $|\beta| < |\beta_0|$ . В этом случае дисторсия отрицательная (бочкообразная). Вместо квадрата получается фигура, показанная на рис. 126, в.

Приближенное значение дисторсии оптической системы можно вычислить по формулам aberrаций третьего порядка, используя сумму Зейделя  $S_V$ . Для предметной плоскости, расположенной на конечном расстоянии, согласно (260) линейная дисторсия

$$\Delta y'_{III} = -y_1^3 S_V / [2n_q'(s_l - s_p)^3].$$

Для бесконечно удаленной предметной плоскости согласно (261)

$$\Delta y'_{III} = -\omega_1^3 f' \bar{S}_V / (2n_q').$$

Среди графиков остаточных aberrаций, характеризующих качество изображения оптической системы, приводятся и кривые дисторсии (рис. 127). При их построении по оси абсцисс откладывают линейную  $\Delta y'$  или относительную  $\Delta'$  дисторсию, по оси ординат — величины, определяющие линейное ( $y$ ) или угловое ( $\sigma$ ) положение предметной точки.

## Глава X

# ХРОМАТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

### 55. Хроматизм положения

Хроматические aberrации появляются в оптических системах в результате нескомпенсированной дисперсии, т. е. разложения на монохроматические составляющие излучения сложного спектрального состава при прохождении лучей через преломляющие поверхности.

Явление разложения на монохроматические составляющие сложного по спектральному составу излучения при его прохождении через линзовыe оптические системы обнаруживается уже в параксиальной области. При этом параксиальные изображения предмета, образованные оптической системой в лучах с различными длинами волн, будут различаться как по положению, так и по размеру в зависимости от оптических характеристик материалов (см. гл. V, п. 25), из которых изготовлены линзы.

Аберрация оптической системы, при наличии которой изображения предметной точки, образуемые в лучах различных длин волн, получаются в разных местах вдоль оптической оси, называется *хроматической aberrацией положения*, или *хроматизмом положения*.

Пусть (рис. 128) на оптическую систему от осевой точки  $A$  приходит излучение сложного спектрального состава. Выделим параксиальные лучи, соответствующие коротковолновой, основной и длинноволновой частям спектра излучения на длинах волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_0$ ,  $\lambda_2$ .

Вследствие хроматизма положения изображения  $A'_{\lambda_1}$ ,  $A'_{\lambda_0}$  и  $A'_{\lambda_2}$  точки  $A$  образованы в разных местах на расстояниях  $s'_{0\lambda_1}$ ,  $s'_{0\lambda_0}$ ,  $s'_{0\lambda_2}$ , причем  $s'_{0\lambda_1} \neq s'_{0\lambda_0} \neq s'_{0\lambda_2}$ .

Хроматизм положения  $\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2}$  измеряется разностью расстояний для двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ :

$$\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = s'_{0\lambda_1} - s'_{0\lambda_2}.$$

При наличии этой aberrации в плоскости параксиального изображения для  $\lambda_0$  изображение точки будет иметь нежелательную цветную окраску и будет размытым.

Точное значение хроматизма положения определяют по результатам расчета хода двух параксиальных осевых лучей для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

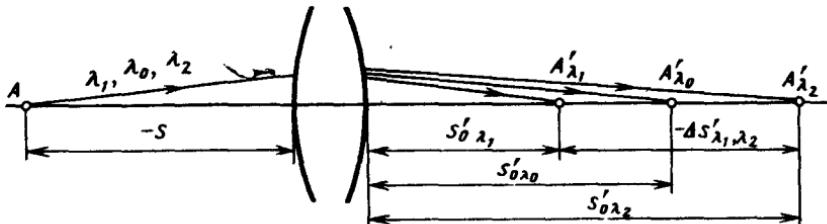


Рис. 128. Хроматизм положения

Приближенно  $\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2}$  можно вычислить по формуле

$$\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = [1/(n'_q \alpha_q^*)] \sum_{k=1}^{k=q} h_k C_k = S_{1 \text{ xp}} / (n'_q \alpha_q^*), \quad (280)$$

где  $S_{1 \text{ xp}} = \sum_{k=1}^{k=q} h_k C_k$  — первая хроматическая сумма (см. прил. 3);  $h_k$  — высота первого вспомогательного луча;

$$C_k = (\delta \alpha_k / \delta \mu_k) \delta (\Delta n_k / n_k) = (\delta \alpha_k / \delta \mu_k) \delta [(1 - \mu_k) / v_k]$$

— хроматический параметр;  $v_k$  — коэффициент дисперсии (см. п. 25);  $\mu_k = 1/n_k$ ; для воздуха  $\Delta n/n = (1 - \mu)/v = 0$ .

Найдем хроматизм положения одиночной тонкой линзы, расположенной в воздухе (рис. 129). По формуле отрезков (38) при  $s = a$ ,  $s' = a'$  имеем  $1/s' - 1/s = 1/f'$ . Для различных лучей спектра  $s' = \text{var}$  и  $f' = \text{var}$ . Дифференцированием формулы (38) найдем, что при  $\partial s' \approx \Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2}$  справедливо равенство  $-\partial s'/s'^* = -\partial f'/f'^*$ , откуда

$$\partial s' = \Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = s'^* \partial f'/f'^*. \quad (281)$$

Для определения величины  $\partial f'$  продифференцируем формулу (96) тонкой линзы. При  $d = 0$  получим  $-\partial f'/f'^* = \partial n (1/r_1 - 1/r_2)$  и далее

$$-\partial f'/f'^* = \partial n / [f' (n - 1)], \quad (282)$$

где  $\partial n = \Delta n = n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$ ;  $n - 1 = n_{\lambda_0} - 1$ .

Из формул (281) и (282) следует, что

$$\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = -s'^* / (f' v). \quad (283)$$

Если предмет расположен в бесконечности ( $s = -\infty$ ), то для тонкой линзы  $s' = f'$  и, следовательно, хроматизм положения

$$\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = -f' / v. \quad (284)$$

Как следует из формулы (284), положительные линзы имеют хроматизм положения отрицательный, а отрицательные линзы — положительный.

**Пример.** Вычислить хроматизм положения одиночной тонкой линзы, имеющей фокусное расстояние 100 мм, показатель преломления  $n_{\lambda_0} = n_0 = 1,5$  и

коэффициент дисперсии  $v_s = 60$ , для 1) бесконечно удаленной предметной точки и 2) предметной точки, удаленной на расстояние  $s = -2f'$ .

**Решение.** 1. По формуле (284) получим  $\Delta s_{\lambda_1, \lambda_2}^* = -1,67 \text{ мм}$ , т. е. если бы линза имела относительное отверстие 1 : 10, то только исследование хроматизма положения вместо точки получилось бы пятно диаметром  $d_{\text{рас}} = 0,167 \text{ мм}$ .

2. Изображение получится также на двойном фокусном расстоянии  $s' = 2f'$ .

По формуле (283) имеем  $\Delta s_{\lambda_1, \lambda_2}^* = -4f'^2/(f'v) = -4f'/v = -6,68 \text{ мм}$ , т. е. хроматизм положения в 4 раза больше, чем в первом случае.

Этот пример показывает, что при приближении предмета к оптической системе хроматизм положения возрастает.

Хроматизм положения одиночных линз положительной (кривая 1) и отрицательной (кривая 2) иллюстрируют характеристические графики зависимости  $s_0\lambda = \varphi(\lambda)$ , показанные на рис. 130. Соответствующим подбором материалов и фокусных расстояний положительной и отрицательной линз можно исправить хроматизм положения ( $s_0\lambda_1 = s_0\lambda_2$ ,  $\Delta s_{\lambda_1, \lambda_2}^* = 0$ ), т. е. достигнуть ахроматизма (рис. 130, кривая 3).

Рассмотрим условие ахроматизации двухлинзового тонкого склеенного объектива, расположенного в воздухе, для бесконечно удаленного предмета. Оптическая сила такого объектива согласно (63) будет равна:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2, \quad (285)$$

тогда  $d\Phi = d\Phi_1 + d\Phi_2$ . Дифференцируя формулу простой линзы, получаем

$$d\Phi_1 = \Phi_1/v_1; \quad d\Phi_2 = \Phi_2/v_2. \quad (286)$$

Условием исправления хроматизма является равенство  $d\Phi = 0$ . Подставляя величины  $d\Phi_1$  и  $d\Phi_2$  в формулу (285), определим условие ахроматизации:

$$\Phi_1/v_1 = -\Phi_2/v_2. \quad (287)$$

Решая совместно (285) и (287), получаем формулы для вычисления оптических сил линз, составляющих ахроматическую пару:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= v_1\Phi/(v_1 - v_2); \quad \Phi_2 = \\ &= -v_2\Phi/(v_1 - v_2). \end{aligned}$$

Из полученных формул можно сделать следующие выводы.

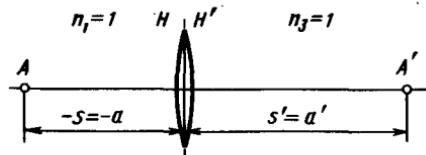


Рис. 129. Схема для определения хроматизма положения одиночной тонкой линзы

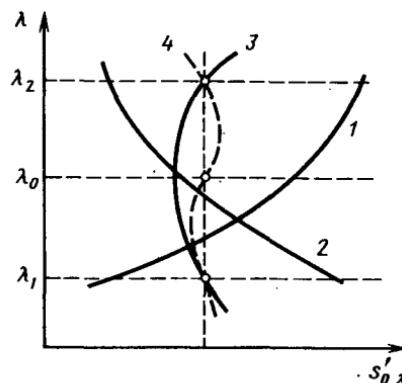


Рис. 130. Графики хроматической aberrации положения

1. Для исправления хроматизма положения необходима комбинация из линз, имеющих фокусные расстояния разных знаков [см. формулу (287)].

2. Положительная линза должна быть изготовлена: для положительного объектива из материала, имеющего больший коэффициент дисперсии, и для отрицательного объектива из материала, имеющего меньший коэффициент дисперсии. Таким образом, из стекла, имеющего больший коэффициент дисперсии (как правило, это кроновое стекло), изготавливают линзу, знак фокусного расстояния которой определяет знак фокусного расстояния всего объектива.

3. Условие ахроматизации  $d\Phi = 0$  может быть удовлетворено для отрицательной линзы в форме мениска. Эту возможность впервые показал Д. Д. Максутов в 1941 г. Действительно, если продифференцировать формулу линзы и приравнять  $d\Phi = d\Phi = 0$ , то условие ахроматизации мениска Максутова имеет следующий вид:

$$r_2 - r_1 = d(1 - n^2)/n^2.$$

При ахроматизации двухлинзового объектива удается совместить цветные параксиальные изображения осевых точек только для лучей с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (см. рис. 130, кривая 3), изображение в основном «цвете» оказывается на расстоянии  $s_{0\lambda_0}$ , не равном расстояниям  $s_{0\lambda_1} = s_{0\lambda_2}$ . Таким образом, при ахроматизации в объективе имеется остаточный хроматизм, который называют *вторичным спектром* и который можно оценить разностью

$$\Delta s_{\lambda_0, \lambda_1} = s_{0\lambda_0} - s_{0\lambda_1} = s_{0\lambda_0} - s_{0\lambda_2}.$$

Вторичный спектр  $\Delta s_{\lambda_0, \lambda_1} = \Delta s_{\lambda_0, \lambda_2}$  в области aberrаций первого порядка можно вычислить для двухлинзового склеенного объектива по следующей формуле (при условии, что  $\Delta s_{\lambda_1, \lambda_2} = 0$ ):

$$\Delta s_{\lambda_0, \lambda_1} = -f'(\gamma_1 - \gamma_2)/(\nu_1 - \nu_2), \quad (288)$$

где  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  — коэффициенты дисперсии;  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  — относительные частные дисперсии соответственно для материалов первой и второй линз объектива.

Для уменьшения вторичного спектра следует выбирать такие пары стекол, у которых относительные частные дисперсии  $\gamma$  одинаковы, а коэффициенты дисперсии сильно различаются.

**Пример.** Определим по формуле (288) в видимой области ( $\lambda_0 = \lambda_s$ ,  $\lambda_1 = \lambda_F$ ,  $\lambda_2 = \lambda_C$ ) значения вторичного спектра для ряда стекол.

1. Обычные стекла:

К8 . . .  $\nu_1 = 63,87$ ;  $\gamma_1 = 0,5069$ ;

Ф1 . . .  $\nu_2 = 36,69$ ;  $\gamma_2 = 0,5215$ ;

$$\Delta s_{eF} = f'/1862.$$

2. Сильно различающиеся по коэффициенту дисперсии стекла:

ЛК3 . . .  $\nu_1 = 69,86$ ;  $\gamma_1 = 0,5052$ ;

ТФ10 . . .  $\nu_2 = 25,17$ ;  $\gamma_2 = 0,5299$ ;

$$\Delta s_{eF} = f'/1809.$$

3. Стекла, близкие по относительной частицей дисперсии:

СТК7 . . .  $\nu_1 = 53,31$ ;  $\gamma_1 = 0,5130$ ;

ТБФII . . .  $\nu_2 = 42,83$ ;  $\gamma_2 = 0,5167$ ;  
 $\Delta s_{eF'} = f'/2832$ .

4. Стекла, близкие по относительной частной дисперсии с особым флинтом (ОФ):

БК10 . . .  $\nu_1 = 55,77$ ;  $\gamma_1 = 0,5119$ ;

ОФI . . .  $\nu_2 = 51,57$ ;  $\gamma_2 = 0,5122$ ;

$\Delta s_{eF'} = f'/14000$ .

Как следует из примера, в 1-м и во 2-м случаях вторичный спектр составляет  $\sim f'/2000$  и его необходимо исправлять в длиннофокусных объективах, аэрофотообъективах, объективах большого увеличения и объективах для цветной фотографии или при проецировании цветных изображений. При малой разности между  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  оказывается также малой разность между  $\nu_1$  и  $\nu_2$  (3-й и 4-й случаи), что обуславливает крутой радиус склейки и невозможность исправления сферической аберрации.

При исправлении вторичного спектра удается совместить цветные изображения осевых точек для трех длин волн, т. е. получить  $s_{\lambda_1} = s_{\lambda_0} = s_{\lambda_2}$ . Такая степень коррекции (кривая 4 на рис. 130) называется апохроматической.

В советско-немецком каталоге оптического стекла имеются таблицы, позволяющие выбирать пары стекол с уменьшенным вторичным спектром.

## 56. Хроматизм увеличения

Другой хроматической аберрацией первого порядка, проявляющейся уже в параксиальной области, является **хроматическая аберрация увеличения**, или **хроматизм увеличения**.

При наличии этой аберрации изображения внеосевой точки, образованные оптической системой в лучах различных длин волн, располагаются на различных расстояниях от оси (рис. 131), т. е.  $y_{\lambda_1} \neq y_{\lambda_0} \neq y_{\lambda_2}$ . Величины  $y'$  вычисляются по ходу главного луча.

Хроматизм увеличения количественно оценивается по разности значений  $y'$  для граничных длин волн, т. е.

$$\Delta y_{\lambda_1, \lambda_2} = y_{\lambda_1} - y_{\lambda_2}.$$

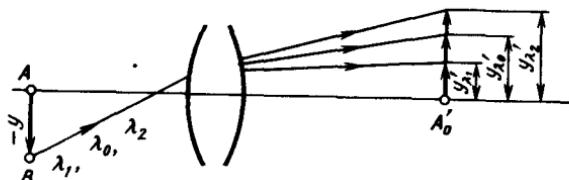


Рис. 131. Хроматизм увеличения

Точное значение хроматизма увеличения вычисляют по результатам расчета хода главного луча для основной и граничных длин волн. Хроматизм увеличения оценивают и в относительной мере:

$$\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_s} / y'_{\lambda_s} = (y'_{\lambda_1} - y'_{\lambda_s}) / y'_{\lambda_s},$$

а также в процентах.

Приближенно величину  $\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_s}$  вычисляют по формуле

$$\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_s} = y'_{\lambda_s} S_{II \text{ xp}} / I = (y'_{\lambda_s} / I) \sum_{k=1}^{k=q} H_k C_k,$$

где  $S_{II \text{ xp}} = \sum_{k=1}^{k=q} H_k C_k$  — вторая хроматическая сумма (см. прил. 3);  $H_k$  — высота точки пересечения с поверхностями второго вспомогательного луча;  $I = n_1 \alpha_1 (s_p - s_1)$ ;  $\beta_1$  — инвариант;

$$C_k = [(\alpha_{k+1} - \alpha_k) / (\mu_{k+1} - \mu_k)] [(1 - \mu_{k+1}) / v_{k+1} - (1 - \mu_k) / v_k] = \\ = (\delta \alpha_k / \delta \mu_k) \delta [(1 - \mu_k) / v_k].$$

Хроматизм увеличения определяется в плоскости параксиального изображения для основного цвета. При наличии хроматизма увеличения изображения предметов приобретают нежелательные цветные контуры, которые создают нерезкость изображения. Рассматриваемая аберрация возрастает при увеличении угловых полей оптических систем и зависит не только от конструктивных параметров и выбора материалов, но и от степени исправления хроматизма положения.

Если оптическая система тонкая, а предмет расположен в бесконечности, то хроматизм увеличения

$$\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_s} / y'_{\lambda_s} = - H_1 \sum_{k=1}^{k=q} C_k.$$

Отсюда видно, что эта аберрация зависит от положения зрачка ( $H_1 = a_p$  при  $\beta_1 = 1$ ) и степени исправления хроматизма положения. Для тонкой системы при  $s_1 = -\infty$ ,  $n' = 1$ ,  $\alpha' = 1$  хроматизм положения

$$\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_s} = h_1 \sum_{k=1}^{k=q} C_k.$$

Таким образом, в тонкой системе если хроматизм положения исправлен (это возможно лишь при  $\sum C_k = 0$ ), то и хроматизм увеличения исправлен, а также если входной зрачок оптической системы совпадает с первой поверхностью ( $a_p = 0$ ), то хроматизм увеличения также равен нулю.

## 57. Сфeroхроматическая аберрация и хроматические аберрации широких наклонных пучков

*Сфeroхроматическая аберрация, или хроматическая разность сферических аберраций*, — это ошибка в изображении осевой точки, образуемом реальными лучами различных длин волн, возникающая вследствие того, что сферическая аберрация в лучах с длинами волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_0$  и  $\lambda_2$  не одинакова. В оптической системе (рис. 132) могут быть исправлены сферическая аберрация для основного цвета ( $\Delta s'_{\text{kp} \lambda_0} = 0$ ) и хроматизм положения ( $\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = 0$ ). Однако вследствие большой разности в сферической аберрации для излучения с  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  качество изображения может оказаться неудовлетворительным. При этом, чем больше высота  $m$  лучей во входном зрачке, тем сильнее оказывается влияние этой аберрации.

Сферическую аберрацию (см. п. 50) можно представить следующим образом:

$$\Delta s' = s' - s'_0 = a_1 \sigma^2 + a_2 \sigma^4 + \dots, \quad (289)$$

где  $a_1$ ,  $a_2$ , ... — некоторые постоянные, не зависящие от величины  $m$ ;  $\sigma$  — входной апертурный угол (текущее значение).

Применим формулу (289) для двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ :

$$\Delta s'_{\lambda_1} = s'_{\lambda_1} - s'_0 \lambda_1; \quad \Delta s'_{\lambda_2} = s'_{\lambda_2} - s'_0 \lambda_2.$$

Сфeroхроматизм может быть вычислен по следующей формуле:

$$\Delta_{\lambda_1 - \lambda_2} = \Delta s'_{\lambda_1} - \Delta s'_{\lambda_2} = (s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2}) - (s'_0 \lambda_1 - s'_0 \lambda_2), \quad (290)$$

где  $(s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2})_0 = \Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2}$  — хроматизм положения. Так как сферическую аберрацию определяют относительно плоскости параксиального изображения для  $\lambda_0$ , то формула (290) будет иметь другой вид:

$$\Delta_{\lambda_1 - \lambda_2} = s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2}.$$

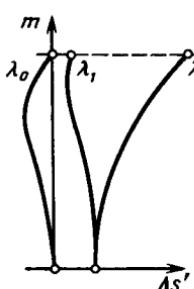


Рис. 132. Сферохроматическая аберрация

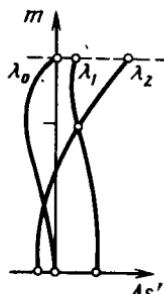


Рис. 133. График сферохроматической аберрации при ее оптимальном исправлении

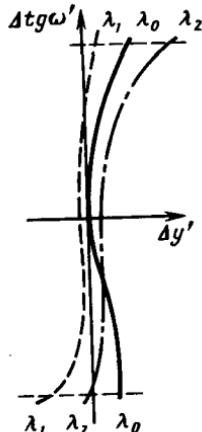


Рис. 134. График внеосевых аберраций для излучения с различными длинами волн

Таким образом, при исправленном сфeroхроматизме  $s'_{\lambda_1} = s'_{\lambda_s}$ , или  $a_{1\lambda_1} = a_{1\lambda_s}$ ;  $a_{2\lambda_1} = a_{2\lambda_s}$ , и т. д. Если ограничиться аберрациями III порядка, то  $S_{1\lambda_1} = S_{1\lambda_s}$ .

Из формулы (290) следует, что для исправления сфeroхроматизма необходимо, чтобы  $s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_s} = \Delta s_{0\lambda_1, \lambda_s}$ . Однако при этом приходится допускать остаточный хроматизм положения. Оптимальным исправлением сфeroхроматизма будет его равенство нулю для зональных лучей, т. е. когда (рис. 133)

$$(s'_{\lambda_1})_z = (s'_{\lambda_s})_z.$$

Изложенное выше позволяет сделать заключение о том, что сфeroхроматическая аберрация относится к аберрациям широкого осевого пучка лучей, рассматриваемого в рабочем участке спектрального диапазона.

По аналогии можно сделать вывод, что в широком наклонном пучке реальных лучей внеосевые аберрации для излучений с различными длинами волн могут оказаться также различными (рис. 134) даже для меридионального пучка лучей. При этом хроматизм увеличения может быть и исправлен ( $y'_{gl\lambda_1} = y'_{gl\lambda_s}$ ), но наличие хроматической аберрации лучей широкого наклонного пучка приведет к ухудшению качества изображения внеосевых точек, что сказывается в появлении нежелательного окрашивания.

#### 58. Устройство глаза

Замечательная способность видеть, т. е. познавать окружающий мир посредством зрения, обеспечивается сложной оптической и физиологической системой — глазом. Эта система преобразует энергию оптического излучения в зрительные ощущения.

Внешне наш орган зрения представляет собой шаровидное тело — яблоко, почти полностью покрытое непрозрачной оболочкой — склерой 1 (рис. 135). В передней части оболочки более выпукла и прозрачна. Эта часть называется *роговицей* 10.

*Радужная оболочка* 7 является диафрагмой. Через отверстие в радужной оболочке — *зрачок* — свет проникает в глаз. Хрусталик 8 представляет собой двояковыпуклую эластичную линзу, на которую действуют мышцы 11 цилиарного тела, изменяющие кривизну поверхностей этой линзы. Хрусталик разделяет внутреннюю полость глаза на две камеры: *переднюю* 9 (между роговицей и хрусталиком), заполненную водянистой влагой, и *заднюю* 12, заполненную стекловидным телом.

Внутренняя поверхность задней камеры покрыта *сетчаткой* (ретиной) 6. Между сетчаткой и склерой находится тонкая *сосудистая оболочка* 2, представляющая собой сеть кровеносных сосудов. Сетчатка является разветвлением зрительного нерва 5, место входа которого называется *слепым пятном* 4. В сетчатке расположены светочувствительные элементы — *палочки* и *колбочки* (рецепторы), являющиеся окончанием зрительного нерва. Первые имеют форму цилиндра диаметром около 2 мкм, вторые — форму груши с наибольшим диаметром 4,5 ... 6,5 мкм.

В пределах слепого пятна светочувствительные элементы отсутствуют. Несколько выше этого пятна расположено *желтое пятно* 3, ограниченное овалом с осями примерно 1 мм по горизонтали и 0,8 мм по вертикали ( $6^\circ$  поля зрения). В средней части желтого пятна находится *центральная ямка*, светочувствительный слой которой состоит только из колбочек, причем каждая из них имеет собственное нервное волокно. Диаметр центральной ямки приблизительно соответствует  $2.5^\circ$  поля зрения. Центральная ямка — это участок наиболее ясного видения. Линия 13, проходящая через центр желтого пятна и заднюю узловую точку глаза, называется *зрительной осью*. Она отклонена от оптической оси 14 глаза на угол около  $5^\circ$ .

С удалением от центральной ямки число колбочек уменьшается, число палочек увеличивается. Число периферийных колбочек, связанных с одним нервным волокном, по мере удаления от желтого пятна увеличивается. Число колбочек на сетчатке примерно равно 7 млн., палочек же значительно больше (75 млн. и более).

Диаметр зрачка глаза у различных лиц составляет 1,5 ... 8 мм и в тех же пределах может изменяться в зависимости от условий освещения: при большем освещении зрачок уменьшается, и наоборот.

Глазное яблоко с помощью мышц может вращаться в пределах углов до  $45 \dots 50^\circ$ , выполняя сканирование предмета.

Расстояние между центрами зрачков глаз — глазной базис — у взрослого человека составляет 58—72 мм. Среднее значение глазного базиса 65 мм. При наблюдении близко расположенных предметов глаза поворачиваются так, что их зрительные оси составляют некоторый угол — угол конвергенции, — имеющий наибольшее значение  $32^\circ$ .

### 59. Основные характеристики глаза

Оптическая система глаза образует на сетчатке действительные изображения объекта наблюдения, которые воспринимаются светочувствительными элементами (колбочками и палочками). Физиологическая система восприятия светового раздражения элементов сетчатки и накопленный опыт зрения передают действительное и перевернутое изображение на сам объект наблюдения.

Оптическую систему глаза можно представить как комбинацию из двух линз: роговицы и хрусталика, разделенных полостью передней камеры, заполненной водянистой средой (влагой). Передняя поверхность роговицы граничит с воздухом, между хрусталиком и сетчаткой находится стекловидное тело.

Параметры глаза как оптической системы, являющиеся результатом статистических исследований, приведены ниже.

#### Постоянные параметры

Показатели преломления:

роговицы	1,376
водянистой среды и стекловидного тела	1,336
хрусталика	1,386

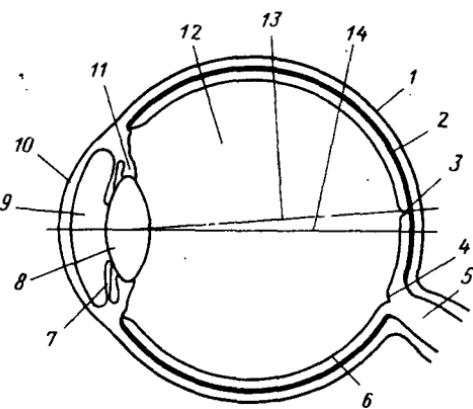


Рис. 135. Строение глаза

Расстояние, мм, от вершины роговицы до:		
задней поверхности роговицы . . . . .	0,5	
задней поверхности хрусталика . . . . .	7,2	
Радиусы поверхности роговицы, мм:		
передней . . . . .	7,7	
задней . . . . .	6,8	

#### Параметры, зависящие от состояния глаза

	В покое	При наибольшем напряжении
Расстояние, мм, от вершины роговицы до:		
передней поверхности хрусталика . . . . .	3,6	3,2
передней главной точки . . . . .	1,348	1,772
задней главной точки . . . . .	1,602	2,086
передней узловой точки . . . . .	7,078	6,533
задней узловой точки . . . . .	7,332	6,847
переднего фокуса . . . . .	-15,707	-12,397
заднего фокуса . . . . .	24,387	21,016
входного зрачка . . . . .	3,047	2,668
выходного зрачка . . . . .	3,667	3,212
Радиусы поверхности хрусталика, мм:		
передней . . . . .	10	5,33
задней . . . . .	-6	-5,33
Фокусное расстояние, мм:		
переднее . . . . .	-17,055	-14,169
заднее . . . . .	22,785	18,930
Оптическая сила глаза, дптр	58,64	70,57
Увеличение в зрачках . . . . .	0,909	0,941

Округленные значения некоторых параметров глаза даны на рис. 136. Глаз с такими параметрами называется *схематическим*.

Из приведенных данных следует, что заднее фокусное расстояние глаза, определяющее его оптическую силу, может изменяться примерно на 20%. Эта способность глаза, называемая *аккомодацией*, обеспечивается действием мышц цилиарного тела, изменяющих кривизну поверхностей хрусталика. Благодаря аккомодации изображения разноудаленных предметов приводятся на поверхность сетчатки.

При аккомодации глаза на бесконечность его заднее фокусное расстояние наибольшее (22,785 мм) и задний фокус совпадает с сетчаткой. Этот случай соответствует спокойному состоянию глаза, т. е. отсутствию напряжения аккомодационных мышц.

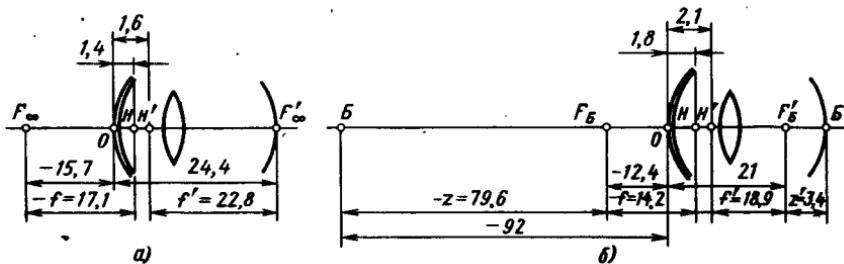


Рис. 136. Оптическая система глаза:

— аккомодированного на бесконечность; б — при наибольшей аккомодации

(рис. 136, а). Точка предмета, которую видит глаз при отсутствии напряжения аккомодации, называется *далней точкой зрения*.

При наибольшем напряжении аккомодационных мышц заднее фокусное расстояние глаза уменьшается до 18,93 мм, что соответствует получению на сетчатке изображения точки *Б* оптической оси, находящейся на расстоянии 92 мм от вершины первой поверхности роговицы (рис. 136, б). Эта точка называется *ближней точкой ясного зрения*<sup>1</sup>.

Расстояние между ближней и задней точками зрения, выраженное в диоптриях, называют *силой, или объемом, аккомодации*. Для рассматриваемого схематического глаза объем аккомодации равен приблизительно 11 дптр \*.

Объем аккомодации меняется с возрастом человека. При старении расстояние до ближней точки ясного зрения увеличивается, например, в возрасте 50 лет ближняя точка ясного зрения находится на расстоянии 400 мм, следовательно, объем аккомодации равен 2,5 дптр.

Для нормального глаза при хорошем освещении (~50 лк) наиболее удобным расстоянием для чтения, работы с мелкими предметами и т. п. является расстояние 250 мм, которое называется *расстоянием наилучшего зрения*.

Глаз имеет большой угол обзора, достигающий 125° по вертикали и 150° по горизонтали, однако лишь небольшая его часть обеспечивает резкое изображение. Эта часть определяется областью желтого пятна (6 ... 8°). Периферийная часть поля зрения используется для ориентации. Благодаря большой подвижности глаза изображения наблюдаемых предметов быстро переводятся на область желтого пятна. В течение одной минуты глаз может отметить до 120 точек наблюдения, причем для фиксации каждой из них требуется время ~0,2 ... 0,3 с.

Если глаз рассматривать как идеальную оптическую систему, предел разрешения которой

$$\psi = 140''/D, \quad (291)$$

где  $D$  — диаметр зрачка глаза, мм, то при  $D = 1,5 \dots 2,5$  мм предел разрешения  $\psi \approx 60'' = 1'$ .

Это же значение углового разрешения глаза получим, рассматривая размеры чувствительных элементов в пределах центральной ямки (диаметры колбочек ~5 мкм, заднее фокусное расстояние глаза ~20 мм).

<sup>1</sup> По Гульстранду, ближняя точка ясного зрения схематического глаза находится на расстоянии 102,3 мм от вершины роговицы, что, очевидно, является результатом статистических исследований. Вычисления же дают значение 92 мм.

\* По некоторым данным (Э. С. Аветисов, Ю. З. Розенблум. Вопросы офтальмологии в кибернетическом освещении. М.: Медицина, 1973), аккомодация за счет изменения радиусов кривизны поверхностей хрусталика достигает 6 дптр с одновременным удалением сетчатки на расстояние, соответствующее 3 дптр.

Изложенное позволяет заключить, что угол разрешения глаза составляет примерно 1'.

В разных условиях наблюдения значение разрешающей способности глаза может меняться. Так, при наблюдении изображений на экране  $\psi = 2 \dots 3'$ , при наблюдении в обычные оптические приборы  $\psi = 1'$ , в высококачественные приборы  $\psi = 30''$ , а в дальномеры  $\psi = 10''$ . Высокая разрешающая способность в последних случаях объясняется тем, что глаз обладает большой чувствительностью в отношении деформации линий, например, их поперечного сдвига. Эта повышенная чувствительность в отношении линий связана с мозаичным расположением чувствительных элементов сетчатки (колбочек) и непрерывными малыми движениями глаза, приводящими смещенные части линии на разные колбочки.

В соответствии с формулой (291) разрешающая способность глаза должна повышаться с увеличением диаметра зрачка  $D$ . Однако это справедливо для  $D \leq 3 \dots 4$  мм. Дальнейшее увеличение диаметра зрачка не приводит к повышению разрешающей способности, так как она определяется диаметром колбочек. Кроме того, с ростом  $D$  увеличиваются aberrации оптической системы глаза и разрешающая способность глаза уменьшается.

Разрешающая способность глаза достигает предельного значения при освещенности 50 лк и излучении с длиной волны  $\lambda = 0,55$  мкм.

Глаз человека реагирует на очень большой перепад яркостей: от  $10^{-7}$  до  $10^5$  кд/м<sup>2</sup>. Такая способность органа зрения приспособливается к различной интенсивности светового воздействия, которая выражается в изменении световой чувствительности, называется *зрительной адаптацией*.

При яркости фона  $L_\Phi = 10^{-5}$  кд/м<sup>2</sup> диаметр зрачка  $D = 7$  мм, при  $L_\Phi = 0,1$  кд/м<sup>2</sup>  $D = 5,7$  мм, при  $L_\Phi = 10$  кд/м<sup>2</sup> и при  $L_\Phi = 10^4$  кд/м<sup>2</sup>  $D = 2,3$  мм.

При переходе из темного помещения в светлое вначале глаза ослепляются и лишь через некоторое время (20 ... 30 мин) обретают световую чувствительность. Этот процесс называется *световой адаптацией*. При переходе из светлого помещения в темное глаза также вначале ничего не видят. Лишь через несколько минут они приобретают достаточную чувствительность. Такой процесс называется *темновой адаптацией*. Для полной темновой адаптации необходимо время около 1 ч.

Адаптация обеспечивается, во-первых, тем, что при малых яркостях наблюдаемых предметов (до  $10^{-8}$  кд/м<sup>2</sup>) световое раздражение действует только на палочки, обладающие высокой чувствительностью, но не различающие цвета — ночное зрение, при повышении яркости в действие вместе с палочками вступают колбочки, различающие цвета, — *сумеречное зрение*, при дальнейшем повышении яркости (свыше 1 кд/м<sup>2</sup>) действуют только колбочки — *дневное зрение*. Во-вторых, адаптация обеспечивается изменением

диаметра зрачка: при увеличении диаметра зрачка от 2 до 8 мм световой поток, поступающий в глаз, возрастает в 16 раз.

Кроме того, регуляция светового раздражения обеспечивается изменением концентрации зрительного пурпурна (светочувствительного вещества) рецепторов и перемещением темного пигмента в слоях сетчатки, защищающего рецепторы от избыточного светового раздражения.

Наименьшая яркость, вызывающая зрительное ощущение в данных условиях наблюдения, называется пороговой яркостью глаза, а величина, ей обратная, — световой чувствительностью. Последняя характеризуется наименьшим количеством световой энергии, вызывающей световое раздражение. При диаметре зрачка около 8 мм световой поток  $2 \cdot 10^{-14}$  лм уже способен вызвать световое раздражение палочек.

Спектральное распределение чувствительности глаза зависит от вида адаптации (световой или темновой). Это распределение может характеризоваться относительной световой эффективностью  $V = f(\lambda)$  (см. п. 39), график изменения которой для глаза, адаптированного к свету, показан на рис. 137. При малых яркостях, когда световое раздражение действует только на палочки, максимум световой чувствительности смещается в сторону более коротких волн [ $V(\lambda) = 1$  соответствует  $\lambda = 0,51$  мкм]. Это смещение относительной видности называется эффектом Пуркинье.

После прекращения светового воздействия видимые зрительные образы не исчезают. Они сохраняются в течение 0,05 ... 0,2 с в зависимости от яркости и спектрального состава излучения, а также от адаптации глаза.

При восприятии периодических световых раздражений имеет место критическая частота, при достижении которой наблюдаемое поле будет иметь постоянную яркость. Эта частота в основном зависит от освещенности фона наблюдаемого объекта. При освещенности до 0,1 лк критическая частота равна 10 Гц, при 10 лк — 30 Гц и при 100 лк — 40 Гц.

Наименьший контраст, воспринимаемый глазом, называется пороговым. Он представляет собой отношение минимальной разности  $\Delta L$  яркостей предмета и фона к яркости фона  $L_\Phi$ . Так как контрастная чувствительность глаза  $S_c = L_\Phi / \Delta L$ , то она, очевидно, растет при увеличении яркости фона, достигая максимального значения, равного  $\sim 60$ , при  $L = 130 \dots 6400$  кд/м<sup>2</sup>.

Зрение одним глазом не обеспечивает всей полноты информации об объекте наблюдения. В оценке расстояний до близких

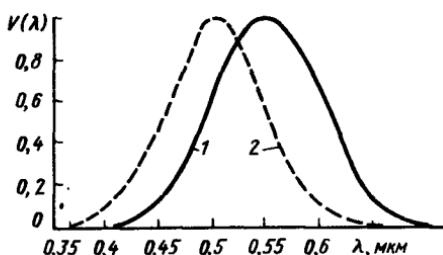


Рис. 137. Относительная световая эффективность:

1 — дневное зрение; 2 — сумеречное зрение

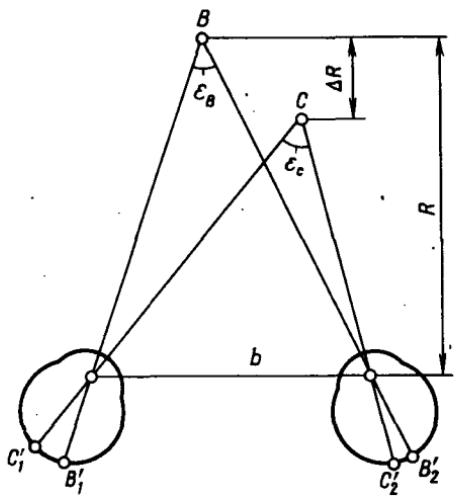


Рис. 138. Схема стереоскопического зрения

чающегося в том, что изображенияенных участках сетчатки — соответственных точек. Как только изображения смещаются с соответственных точек, возникает эффект двоения. Большая подвижность глаз расширяет область пространства предметов, изображения которых сливаются в единый образ.

Наблюдение предметов двумя глазами дает также представление о глубине пространства, т. е. делает возможным трехмерное восприятие пространства, называемое *стереоскопическим зрением*, которое за счет сравнения изображений в обоих глазах позволяет судить об относительной удаленности объектов наблюдения.

На рис. 138 показана схема, иллюстрирующая возникновение стереоскопического эффекта. Углы  $\varepsilon_B$  и  $\varepsilon_C$ , под которыми из точек  $B$  и  $C$  видны центры зрачков обоих глаз, называются *параллактическими*. Разность  $\Delta\varepsilon$  этих углов является стереоскопическим параллаксом и называется *бинокулярным параллаксом*.

При достаточно большом по сравнению с глазным базисом  $b$  удалении  $R$ , наблюдаемой точки можно считать, что угол  $\Delta\varepsilon = b/R$ , откуда

$$\Delta\varepsilon = b \Delta R/R^2.$$

Опытный наблюдатель отмечает различие между изображениями точек в левом и правом глазу ( $C_1B'_1 = C_2B'_2$ ), пропорциональное стереоскопическому параллаксу  $\eta \ll 10''$ , который определяется как *предел стереоскопического восприятия*.

предметов (до 5 м) участвуют мышечный аппарат аккомодации и, кроме того, движения головы и глаза. Большие расстояния оцениваются по размерам их изображений на сетчатке. В оценке и тех и других расстояний получаются большие субъективные ошибки.

При наблюдении двумя глазами двух изображения одного и того же объекта соединяются в единый зрительный образ (отсутствует двоение изображения). Восприятие объекта в виде единого образа обеспечивается за счет конвергенции при выполнении условия, заключающегося на определен-

Следовательно, наименьшая разноудаленность точек, оцениваемая при стереоскопическом зрении ( $\Delta e_{\min} = \eta$ ),

$$\Delta R_{\min} = (R^2/b) \Delta e_{\min},$$

где  $b = 65$  мм;  $\eta = 10'' = 4,9 \cdot 10^{-5}$  рад.

Глаз перестает фиксировать разноудаленность точек при расстоянии до ближайшей из них  $R_{\max} = b/\eta = 1320$  м. Это расстояние называется *радиусом стереоскопического зрения*.

## 60. Недостатки глаза и их коррекция

У нормального глаза, аккомодированного на бесконечность, задний фокус совпадает с сетчаткой. Такой глаз называется *эмметропическим*.

В тех случаях, когда изображения удаленных предметов не совпадают с сетчаткой, глаз будет *аметропическим*.

В аметропии различают два случая: первый, когда задний фокус глаза расположен перед сетчаткой (рис. 139, а), — *близорукость, или миопия*, и второй, когда задний фокус расположен позади сетчатки (рис. 139, в), — *дальнозоркость, или гиперметропия*.

Кроме близорукости и дальнозоркости часто встречающимся недостатком глаза является его *астигматизм*, заключающийся в том, что изображения взаимно перпендикулярных прямых линий не получаются одинаково резкими вследствие того, что в разных направлениях оптическая сила глаза неодинакова.

Для уменьшения оптической силы к близорукому глазу приставляют отрицательную линзу (рис. 139, б), оптическая сила

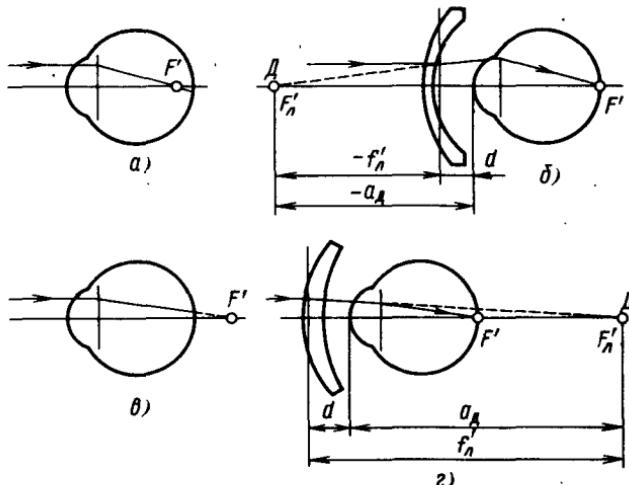


Рис. 139. Недостатки глаза и их коррекция

(рефракция) которой приводит задний фокус  $F'$  на сетчатку. Для этого задний фокус  $F'_л$  линзы помещают в дальней точке ясного зрения  $D$  близорукого глаза. Расстояние от линзы до вершины роговицы обозначим  $d$ . Заднее фокусное расстояние линзы

$$f_a = a_D + d. \quad (292)$$

Аметропия (близорукость и дальнозоркость) выражается в диоптриях как величина, обратная расстоянию  $a_D$ :

$$A_D = 1000/a_D \quad (293)$$

(для дальнозоркого глаза дальняя точка ясного зрения лежит за сетчаткой,  $a_D$  положительно).

Переходя в формуле (292) к рефракции в диоптриях и используя (293), получим, что

$$D = \frac{1000}{f'_л} = \frac{1000}{1000/A_D + d} = \frac{A_D}{1 + (A_D/1000)d}. \quad (294)$$

Таким же путем вычисляют рефракцию положительной линзы, корrigирующей дальнозоркость (рис. 139, 2).

Из формулы (294) следует, что рефракция  $D$  корrigирующей линзы не равна аметропии  $A$  глаза, это учитывают при назначении очков. При использовании контактных очковых линз  $d \approx 0$ , следовательно,  $D = A_D$ .

Для коррекции астигматического глаза линза должна иметь разную рефракцию во взаимно перпендикулярных меридиональных сечениях, т. е. она должна быть ограничена цилиндрическими или торическими поверхностями.

Помутнение хрусталика — один из недостатков глаза. Помутневший хрусталик часто требуется оперативно удалить. Глаз, у которого удален хрусталик, называется *афакическим*. Естественно, оптическая сила афакического глаза резко падает, и для ее компенсации применяют очковые линзы для дали +(10 ... 11) дптр, а для работы вблизи +(13 ... 14) дптр.

## 61. Назначение и виды осветительных систем

Особый класс оптических систем составляют осветительные системы, предназначенные для освещения какого-либо предмета направленными пучками лучей. Оптические системы для освещения больших площадей, в том числе маячная оптика, относятся к области светотехники, и их не рассматривают в теории оптических систем.

С помощью оптической осветительной системы решают задачи наиболее полного использования светового потока, попавшего в систему, и создания равномерной освещенности предмета.

При освещении предметов конечных размеров возможны следующие три схемы:

освещаемый предмет  $y$  находится в бесконечности, источник света 1 расположен в переднем фокусе оптической системы 2, которую в этом случае называют *коллиматором*, или *прожектором* (рис. 140, а);

оптическая система 2 проецирует источник света 1 непосредственно на освещаемый предмет  $y$ ; в этом случае оптическая система называется *конденсором* (рис. 140, б);

освещаемый предмет располагается в ходе лучей, проходящих через конденсор 2, который проецирует источник света 1 во входной зрачок диаметром  $D$  последующей оптической системы (рис. 140, в); предмет  $y$  обычно располагают вблизи конденсора, так как в этом случае диаметр конденсора будет наименьшим.

Выбор одной из двух последних схем определяется в зависимости от распределения яркости на излучающей поверхности источника света. Если его яркость равномерна и нет опасе-

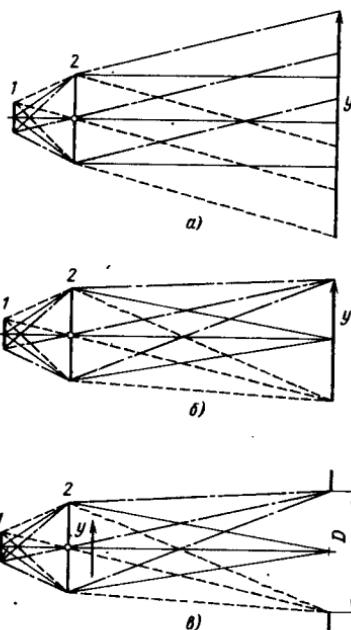


Рис. 140. Схема освещения предмета  $y$  оптической системой с помощью источника света

ний, связанных с нагревом предмета, например диапозитива, то применяют оптическую систему, изображающую световое тело источника света в плоскости освещаемого предмета. В этом случае каждой освещаемой точке предмета будет соответствовать сопряженная с ней точка излучающей поверхности. При неравномерной яркости излучателя рекомендуется применять оптическую систему, создающую его изображение во входном зрачке последующей системы, так как в этом случае каждая точка предмета освещается лучами, исходящими из всех точек излучающей поверхности.

Осветительные системы могут быть линзовыми, зеркальными или зеркально-линзовыми.

## 62. Оптическая схема прожектора дальнего действия

*Прожектором* называется оптическая система, концентрирующая часть светового потока источника света в узкий пучок как для освещения удаленных предметов, так и для передачи сигналов на большие расстояния.

В зависимости от диаметра выходного зрачка  $D'$  прожекторы делят на приборы дальнего действия с  $D' = 800 \dots 2100$  мм, ближнего действия с  $D' = 500 \dots 650$  мм, светосигнальные с  $D' = 105 \dots 250$  мм и коллиматоры, отличающиеся тем, что освещаемый предмет располагается вблизи прибора.

Основными оптическими характеристиками прожектора являются сила света, коэффициент усиления, дистанция оформления пучка, угол рассеяния и угол охвата.

Освещенность изображения определяют по формуле (218):

$$E' = \tau \pi L' \sin^2 \sigma_A',$$

где  $\tau = \tau_{o.c} \tau_{\text{атм}}$ ;  $\tau_{o.c}$  — коэффициент пропускания оптической системы;  $\tau_{\text{атм}}$  — коэффициент пропускания атмосферы или другой среды на пути хода лучей после действия прожектора;  $L' = (n'/n)^2 L$  — яркость изображения, определяемая по формуле (205);  $L$  — яркость источника;  $n$  и  $n'$  — показатели преломления среды пространства, где помещен источник, и среды пространства изображений соответственно. Обычно  $n = n' = 1$ .

Для определения значения  $\sigma_A'$  обратимся к рис. 141. Источник света с прямоугольной излучающей площадкой размером  $c \times b$  помещен в передней фокальной плоскости оптической системы, представленной в виде бесконечно тонкой линзы. Освещаемый предмет находится на большом расстоянии  $p$  от оптической системы. Поэтому  $\sin \sigma_A' \approx D/(2p)$ , где  $D$  — диаметр входного зрачка оптической системы, который во многих случаях можно принять равным диаметру  $D'$  выходного зрачка.

Таким образом,

$$E' = \tau \pi (n'/n)^2 L D^2 / (4p^2). \quad (295)$$

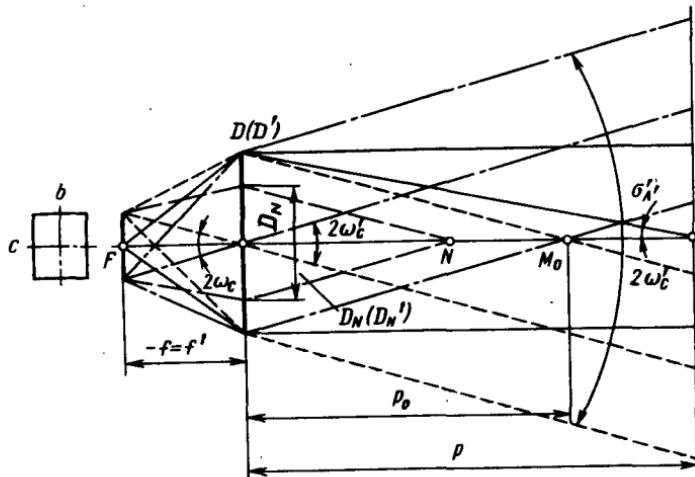


Рис. 141. Ход лучей в прожекторе (коллиматоре)

Сравним полученную формулу с равенством (168) при  $\varepsilon = 0$ :  $E' = I_{\text{пр}}/p^2$ , где  $I_{\text{пр}}$  — сила света прожектора.

В результате сравнения получим, что

$$I_{\text{пр}} = \tau \pi (n'/n)^2 L D^2 / 4 \quad (296)$$

или при  $n = n' = 1$  сила света  $I_{\text{пр}} = \tau L Q'_{\text{сп}}$ , где  $Q'_{\text{сп}}$  — площадь выходного зрачка (входного зрачка при  $D = D'$ ).

Таким образом, сила света прожектора растет пропорционально увеличению площади выходного (входного) зрачка при одной и той же яркости источника света.

Формулы (295), (296) справедливы при удалении освещаемого предмета от прожектора на расстояние  $p \geq p_0$ . Расстояние  $p_0$  определяет *дистанцию оформления пучка* (точка  $M_0$  — первая по ходу лучей, в образовании которой участвуют лучи, идущие в край входного зрачка диаметром  $D$ ). Для точки  $N$  действующий диаметр входного (выходного) зрачка уменьшается до значений  $D_N$  ( $D'_N$ ).

Для прожектора (коллиматора)  $p_0 \approx Df'/c$ .

*Коэффициентом усиления прожектора* называют отношение силы света прожектора к силе света источника по направлению нормали:

$$k_{\text{пр}} = I_{\text{пр}}/I_{\text{ист}} = \tau L Q_{\text{сп}}/(L Q_{\text{ист}}) = \tau (D/d)^2,$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка оптической системы ( $D = D'$ );  $d$  — диаметр источника.

Коэффициент усиления прожектора достигает значения  $k_{\text{пр max}} = 10\,000$ .

Угол рассеяния прожектора  $2\omega'$  зависит как от размеров  $c$  и  $b$  светового тела источника света (рис. 141), так и от сферической aberrации оптической системы.

Из рис. 141 следует, что угол рассеяния в меридиональной плоскости, совпадающей с плоскостью рисунка,  $2\omega_c' = 2\omega_c$  можно определить по формуле

$$\operatorname{tg} \omega_c' = c/(2f'), \quad (297)$$

а в другой меридиональной плоскости, перпендикулярной к плоскости рисунка, — по формуле

$$\operatorname{tg} \omega_b' = b/(2f'). \quad (298)$$

Так как обычно фокусное расстояние  $f'$  значительно превышает  $c$  и  $b$ , то

$$2\omega_c' = c/f' \quad \text{и} \quad 2\omega_b' = b/f'. \quad (299)$$

При использовании точечного излучателя угол рассеяния появляется за счет дифракции:  $2\omega' \approx \lambda/D$ , где  $\lambda$  — длина волны света;  $D$  — диаметр входного зрачка оптической системы прожектора, равный диаметру  $D'$  выходного зрачка (система принята тонкой).

Для  $\lambda = 6 \cdot 10^{-4}$  мм

$$2\omega' \approx (6 \cdot 10^{-4}/D)_{\text{рад}} \approx 120''/D. \quad (300)$$

Так как оптическая система прожектора (коллиматора) обычно имеет сферическую aberrацию, то действительный угол рассеяния будет больше, чем вычисленный по приведенным выше формулам.

Диаметр освещаемой поверхности

$$2y' = D + 2\omega' p,$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка, принятый равным диаметру выходного зрачка.

Отметим важный момент, связанный с выбором фокусного расстояния объектива коллиматора. Из формул (297)–(299) следует, что, чем больше фокусное расстояние  $f'$ , тем меньше угол рассеяния, определяемый конечными размерами  $c$  и  $b$  источника излучения. Фокусное расстояние объектива определяют при заданном допустимом угле рассеяния и известных размерах излучающей площадки, учитывая влияние сферической aberrации и явление дифракции.

Углом охвата  $2\sigma_A$  называется двойной апертурный угол в пространстве предметов, характеризующий полноту использования светового потока источника света (рис. 142).

Оптические системы прожектора могут быть зеркальными, зеркально-линзовыми и линзовыми.

Зеркальная система представляет собой сферическое или параболоидное зеркало с наружным отражающим покрытием. На рис. 142 показано сферическое зеркало радиусом  $r$ ;  $D$  — диаметр входного (выходного) зрачка. В параксиальной области от точечного излучателя, помещенного в фокусе  $F$  зеркала, выходит пучок лучей, параллельных оптической оси. С увеличением вы-

соты падения лучей возрастает выходной апертурный угол  $\sigma'_A = \Delta\sigma'$ , т. е. отраженные лучи будут пересекаться с оптической осью на конечном расстоянии от зеркала, которое уменьшается с увеличением входного апертурного угла  $\sigma_A$ . Это изменение выходного апертурного угла является угловой сферической aberrацией зеркала, нарушающей равномерность освещенности объекта.

По теореме синусов из рис. 142 следует, что  $r/(2 \sin \varepsilon) = r/(\sin \sigma_A)$ , т. е.  $\sin \varepsilon = \sin \sigma_A / 2$ .

Угловая сферическая aberrация зеркала  $\Delta\sigma' = \sigma - 2\varepsilon$ . Ее значение ограничивает относительное отверстие сферического зеркала.

Для параболоидного зеркала с точечным источником излучения, помещенным в фокусе зеркала, расходимость пучка лучей зависит только от дифракции, оцениваемой по формуле (300).

Зеркально-линзовую систему прожектора в простейшем виде можно представить как систему с одной преломляющей поверхностью, используемой дважды, и с одной отражающей поверхностью.

Примером такой оптической системы прожектора со сферическими поверхностями при наименьших значениях угловой сферической aberrации и больших углах охвата является зеркало Манжена (рис. 143) с  $r_1 = f$  и  $r_2 = 1,5f$  при  $n = 1,5$ .

На рис. 144 показаны оптические системы прожекторов, состоящих из вогнутых эллипсоидов, в первом фокусе  $F_1$  которых

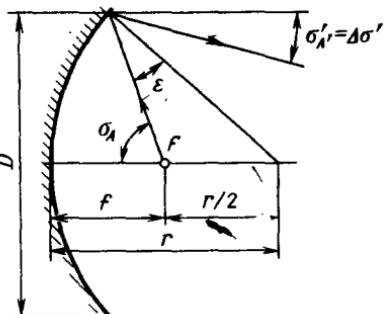


Рис. 142. Сферическое зеркало

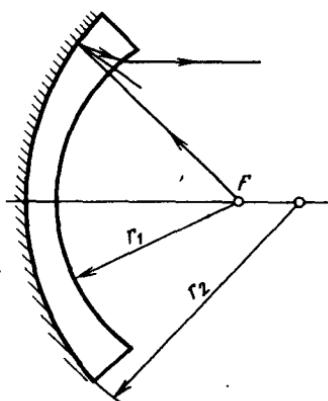


Рис. 143. Зеркало Манжена

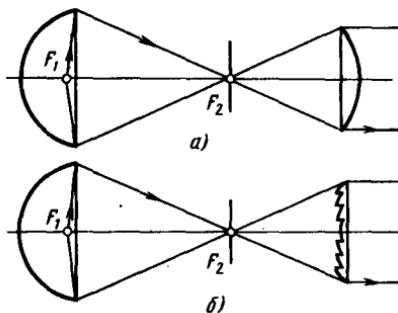


Рис. 144. Оптические системы прожекторов

помещен точечный источник света; диафрагм, находящихся во второй фокальной плоскости эллипсоидов; линзы с минимальной сферической aberrацией (рис. 144, а) или линзы Френеля (рис. 144, б). Передние фокусы линз совмещены со вторыми фокусами  $F_2$  эллипсоидов.

### 63. Зеркальные осветительные системы

Рассмотрим зеркальные осветительные системы, предназначенные для освещения предметов, находящихся на конечном расстоянии от этих систем, в целях наблюдения этих предметов или получения их изображений с помощью оптических приборов.

Эти системы, называемые также катоптрическими, имеют следующие отличительные особенности: отсутствие хроматических aberrаций, большой угол охвата (до  $180^\circ$  и более), малая масса по сравнению с линзовыми системами при равных относительных отверстиях, большой коэффициент пропускания. Во многих случаях перечисленные особенности являются определяющими при выборе вида осветительной системы.

Простейшая зеркальная осветительная система — это вогнутое сферическое зеркало. Однако она имеет ограниченное применение из-за большой сферической aberrации, больших потерь светового потока и неравномерности освещенности. Сферические зеркала имеют угол охвата до  $110^\circ$  и линейное увеличение  $|\beta| < 5$ . Сферическое зеркало часто применяют как концентрический отражатель, в котором источник света помещается в центр кривизны для более полного использования светового потока.

Эллипсоидное зеркало показано на рис. 145, а. В фокусе  $F_1$  зеркала находится точечное тело накаливания электролампы, изображение которого получается в фокусе  $F_2$ , совмещенном с центром  $P$  входного зрачка последующего объектива. Предмет  $y$ , например диапозитив или негатив, помещают вблизи зер-

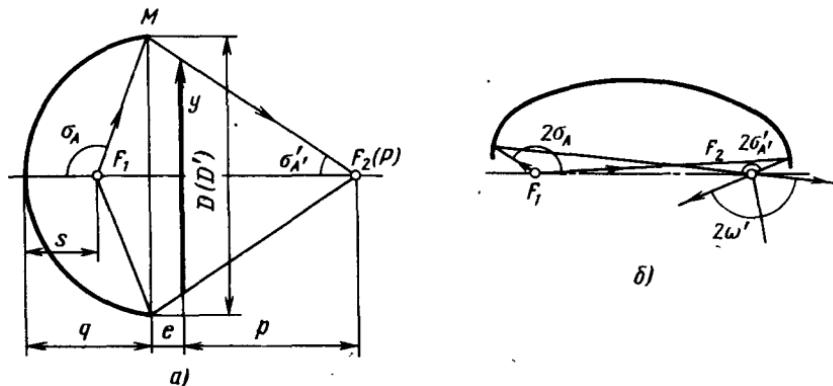


Рис. 145. Эллипсоидные зеркала

кала на расстоянии  $e$ . Наибольший размер предмета  $y_{\max} = D'$ , т. е. равен диаметру выходного зрачка зеркала.

Угол сходимости  $2\sigma'_A$  (удвоенный выходной апертурный угол зеркала) должен быть равен угловому полю  $2\omega$  объектива или несколько больше его. Расстояние  $s$  от вершины эллипсоида до фокуса  $F_1$  выбирают так, чтобы можно было разместить электролампу с патроном. Положение предмета  $y$  относительно входного зрачка объектива, определяемое расстоянием  $p$ , находят, например, по требуемому увеличению выбранного объектива.

Из рис. 145,  $a$  следует, что

$$\operatorname{tg} \sigma'_A = y/(2p). \quad (301)$$

Удвоенный выходной апертурный угол зеркала  $2\sigma'_A$ , полученный по формуле (301), как было указано, должен быть больше углового поля объектива.

При назначенному расстоянию  $e$  между срезом зеркала и освещаемым предметом световой диаметр зеркала (диаметр выходного зрачка)

$$D' \approx D = 2(e + p) \operatorname{tg} \sigma'_A \geq 2(e + p) \operatorname{tg} \omega. \quad (302)$$

Найдем полуоси  $a$  и  $b$  эллипсоида, стрелку зеркала  $q$  и угол охвата  $2\sigma_A$ .

Расстояние между фокусами  $F_1$  и  $F_2$  эллипсоида

$$F_1 F_2 = 2\sqrt{a^2 - b^2}. \quad (303)$$

Удаление фокуса  $F_1$  от вершины эллипсоида

$$s = a - \sqrt{a^2 - b^2}. \quad (304)$$

Возьмем на эллипсе (в меридиональном сечении эллипсоида) точку  $M$  так, чтобы она лежала на краю выходного зрачка. Для этой точки, как и для другой точки эллипса,

$$F_1 M + M F_2 = 2a. \quad (305)$$

Из формул (303)–(305), используя тригонометрические соотношения в соответствии с рис. 145,  $a$ , получим следующие зависимости для определения полуосей эллипса:

$$a = \frac{s(s + e + p)}{2s + e - p - D/(2 \sin \sigma'_A)}; \quad (306)$$

$$b = \sqrt{2as - s^2}. \quad (307)$$

Стрелка зеркала

$$q = 2a - s - e + p. \quad (308)$$

Угол охвата  $2\sigma_A$  определяют по формуле

$$\operatorname{tg} \sigma_A = -D/[2(q - s)]. \quad (309)$$

**Пример.** Даю угловое поле используемого объектива  $2\omega = 55^\circ$ ,  $p = 108,9$  мм,  $y = 113$  мм (диагональ диапозитива  $6 \times 6$  см),  $s = 40$  мм,  $e = 50$  мм.

Вычисления по формулам (301), (302), (306)–(309) дают следующие результаты:  $2\sigma_A' = 55^\circ 10'$ ,  $D = 165$  мм,  $a = 132$  мм,  $b = 107,8$  мм,  $q = 65,7$  мм,  $2\sigma_A = 207^\circ$ .

Угол охвата  $2\sigma_A$  эллипсоидных зеркал часто превышает  $180^\circ$ , что позволяет наиболее полно использовать световой поток от излучателя.

Эллипсоидный отражатель проецирует световое тело излучателя во входной зрачок объектива, заполняя изображением всю площадь зрачка. Обычно диаметр входного зрачка последующей системы должен быть больше диаметра окружности, вписанной в световую площадку излучателя. Для выполнения этого условия линейное увеличение зеркальной системы (рис. 145, а)  $\beta = -(q + e - p)/s$ . Одновременно должно быть выполнено условие  $\beta = -D_{o.c}/D_c$ , где  $D_{o.c}$  — диаметр входного зрачка последующей оптической системы;  $D_c$  — диаметр светового тела излучателя.

На рис. 145, б показано эллипсоидное зеркало, имеющее не только большой угол охвата  $2\sigma_A$ , но и большой угол сходимости  $2\sigma_A'$ , являющийся также важной характеристикой осветительных систем (для обеспечения условия  $2\sigma_A' > 2\omega$ , где  $2\omega$  — угловое поле последующей оптической системы, например широкоугольного проекционного объектива).

В кинопроекторах широко применяют сфероэллипсоидные конденсоры (рис. 146), представляющие собой стеклянные детали с преломляющей сферической поверхностью и эллипсоидной отражающей поверхностью. Угол охвата этих систем достигает  $140^\circ$ , а увеличение  $\beta = -(6 \dots 8)$ .

Преимуществом сферических зеркал является их простота, но присущая им сферическая aberrация уже в осевом пучке часто ограничивает их применение. Эллипсоидные и параболоидные зеркала свободны от aberrаций осевого пучка лучей, но aberrации наклонных пучков лучей в этих зеркалах превышают aberrации сферических зеркал, кроме того, изготовить их пока еще значительно труднее, чем сферические зеркала.

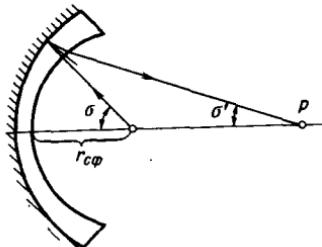


Рис. 146. Сфероэллипсоидный конденсор

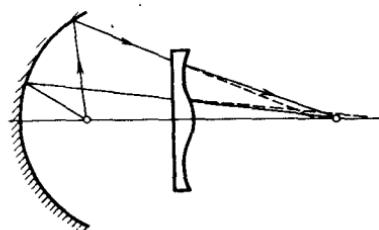


Рис. 147. Сферическое зеркало с коррекционной пластиной

Для устранения сферической аберрации сферического зеркала на пути отраженных лучей устанавливают коррекционную пластину, например, типа пластины Шмидта (рис. 147).

Многие недостатки зеркальных осветительных систем могут быть устранены в линзовых системах, несмотря на наличие в них хроматических аберраций. Поэтому линзовые осветительные системы, называемые линзовыми конденсорами, находят широкое применение в различных оптических приборах.

#### 64. Линзовые конденсоры

Конденсором принято называть оптическую систему, создающую действительное изображение источника света на конечном расстоянии от нее. Если линзовая система создает изображение источника света в бесконечности, то она, как уже было сказано, называется коллиматором. Число линз конденсора (его сложность) определяется суммой углов охвата  $2\sigma_A$  и сходимости  $2\sigma'_A$ .

Оптическими характеристиками конденсора являются: фокусное расстояние  $f'$ ; линейное увеличение  $\beta$ ; относительное отверстие  $1 : K$ ; угол охвата  $2\sigma_A$  и угол сходимости  $2\sigma'_A$ .

Между входным апертурным углом  $\sigma_A$  (половина угла охвата) и диафрагменным числом  $K$  имеет место зависимость, которую можно выявить из рассмотрения рис. 148.

В самом деле,

$$\operatorname{tg} \sigma_A = D/(2a) = D\beta/(2a\beta) = D\beta/(2a'),$$

но по формуле (41)  $a' = (1 - \beta)f'$ . Таким образом,

$$\operatorname{tg} \sigma_A = D\beta/[2(1 - \beta)f'] = \beta/[2(1 - \beta)K].$$

Однолинзовый конденсор. Одну простую линзу можно использовать как конденсор, если сумма его углов охвата и сходимости не превышает  $45^\circ$ . Форма линзы зависит от линейного увеличения. Если источник света удален от конденсора на расстояние, превышающее в 20 раз его фокусное расстояние (или изображение источника света удалено от конденсора на расстояние, превышающее в 20 раз его фокусное расстояние), то в качестве конденсора применяют плосковыпуклую линзу, сферическая поверхность которой обращена в сторону удаленного источника света (или его изображения).

Если конденсор должен проецировать световое тело источника света в масштабе  $1 : 1$  ( $\beta = -1$ ), то целесообразно применять двояковыпуклую линзу с равными радиусами. Если однолинзовый конденсор используют при других увеличениях, то его форму

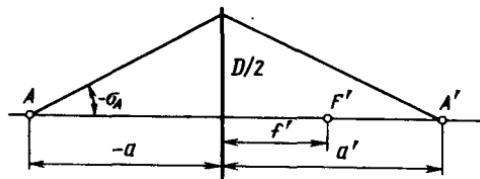


Рис. 148. Схема для вывода зависимости между углом  $\sigma_A$  и диафрагменим числом

определяют из условия получения наименьшей сферической aberrации.

Двухлинзовый конденсор используют, если сумма углов охвата и сходимости не превышает  $60^\circ$ .

Так как выпукло-плоская линза имеет наименьшую сферическую aberrацию при бесконечном (достаточно большом) удалении от изображения, то, очевидно, оптимальной будет форма двухлинзового конденсора, показанного на рис. 149. Для этой системы, если сферические поверхности линз 1 и 2 соприкасаются, оптическая сила  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ , а при одинаковых линзах  $\Phi = 2\Phi_1$ .

Такие конденсоры используют при  $\beta = -1$  (допускается  $\beta = -3$ ). Однако если  $|\beta| \neq 1$ , то принимают  $f_2/f_1 = |\beta|$ .

Трехлинзовые конденсоры позволяют получить сумму углов охвата и сходимости до  $100^\circ$ . При еще больших значениях этой суммы приходится применять конденсоры, имеющие четыре, пять и шесть линз, а их расчет вести с учетом вносимой ими сферической aberrации. Заметим, что и в случае использования двухлинзовых конденсоров с линейным увеличением  $|\beta| > 3$  или  $|\beta| < 1/3$  форму их линз также находят из условия минимальных сферических aberrаций [6,35].

Уменьшение числа линз при повышенных углах охвата и сходимости может быть обеспечено введением несферических поверхностей. Например, в конденсоре многокамерного проектора (мультиплекса) используют две выпукло-плоские линзы с выпуклыми эллипсоидными поверхностями, обеспечивающие при  $\beta = -1$  угол охвата и угол сходимости по  $122^\circ$  каждый.

Большой угол охвата при практическом отсутствующем (в случае точечного источника света) сферической aberrации при любом

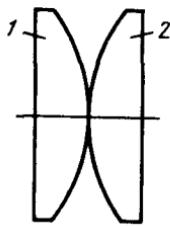


Рис. 149. Двухлинзовый конденсор

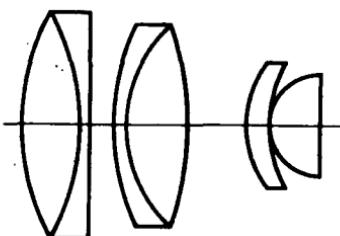


Рис. 150. Ахроматический конденсор

заданном линейном увеличении имеют линзы Френеля (см. п. 32). Для увеличения степени использования светового потока от источника излучения применяют, как и в прожекторах (см. рис. 144), добавочное контрзеркало.

В конденсорах микроскопов с большим углом сходимости необходима еще и ахроматизация, что усложняет систему (рис. 150).

Иногда в осветительную систему микроскопа вводят так называемый коллектор, назначением которого является передача изображения источника света в плоскость апертурной диафрагмы конденсора, что позволяет удалить источник света от конденсора и тем самым исключить тепловое воздействие на объект наблюдения. К коллектору предъявляют такие же требования, как и к конденсору. По существу, осветительная система, состоящая из коллектора и конденсора, является каскадной схемой.

## Глава XIII

### ЛУПА И МИКРОСКОП

#### 65. Лупы и ее характеристики

*Лупой* называется оптическая система, состоящая из линзы или системы из нескольких линз, предназначенная для наблюдения предметов, расположенных на конечном расстоянии.

Основными характеристиками лупы являются видимое увеличение  $\bar{\Gamma}$ , линейное поле  $2y$  в пространстве предметов и диаметр выходного зрачка  $D'$ .

Если рассматриваемый предмет расположен в передней фокальной плоскости лупы, то от любой точки предмета в глаз наблюдателя поступают пучки параллельных лучей. В этом случае наблюдатель рассматривает предмет без аккомодации.

*Видимым увеличением* лупы называется отношение тангенса угла, под которым виден предмет через лупу, к тангенсу угла, под которым наблюдается предмет невооруженным глазом. Из рис. 151, а следует, что при расположении предмета в передней фокальной плоскости лупы его угловая величина составляет  $\operatorname{tg} \omega' = y/f'$ , а при наблюдении невооруженным глазом (рис. 151, б) с расстояния наилучшего видения (250 мм) угловая величина предмета будет равна:

$$\operatorname{tg} \omega = y/250. \quad (310)$$

Следовательно, видимое увеличение лупы при отсутствии аккомодации глаза

$$\bar{\Gamma} = \operatorname{tg} \omega'/\operatorname{tg} \omega = 250/f'. \quad (311)$$

В общем случае рассматриваемый через лупу предмет может располагаться на некотором расстоянии  $z$  от передней фокальной плоскости (для нормального глаза  $z \geq 0$ ). Получаемое после лупы изображение предмета  $y'$  рассматривается глазом, аккомодированным на конечное расстояние  $p'$  (рис. 152). Угловая величина изображения будет

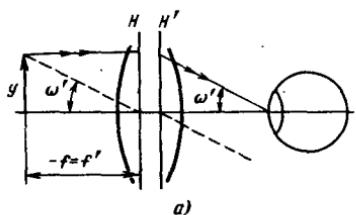
$$\operatorname{tg} \omega' = -y'/p'. \quad (312)$$

Из рис. 152 с учетом формул идеальной оптической системы получим

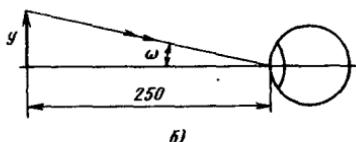
$$p' = z' - z_p'; \quad y' = -yz'/f'.$$

Согласно (312)

$$\operatorname{tg} \omega' = y [1 + z_p'/(z' - z_p')]/f'. \quad (313)$$



a)



б)

Рис. 151. Схема для вывода формулы видимого увеличения лупы при отсутствии аккомодации

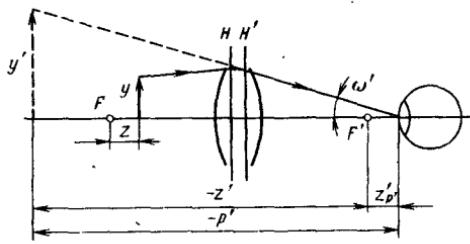


Рис. 152. Схема для вывода формулы видимого увеличения лупы при аккомодации

Следовательно, в соответствии с (310) и (313) видимое увеличение лупы при аккомодации глаза определяется формулой

$$\bar{\Gamma}_{ak} = 250 \left[ 1 + z'p' / (z' - z'p') \right] / f'. \quad (314)$$

При  $z' = \infty$  ( $z = 0$ ) получаем формулу (311).

Из (314) следует, что при расположении глаза в задней фокальной плоскости лупы ( $z'p' = 0$ )  $\bar{\Gamma}_{ak} = \bar{\Gamma}$ .

Вопрос об ограничении световых пучков и об апертурных и полевых характеристиках лупы следует рассматривать в системе лупа—глаз. Глаз считается неподвижным и аккомодированным на бесконечность. На рис. 153 представлена лупа в виде простой тонкой линзы диаметром  $D_{ll}$ . Зрачок глаза наблюдателя диаметром  $D_{rgl}$  расположен на расстоянии  $s'p'$  от лупы. Обычно  $D_{ll} > > D_{rgl}$ , поэтому выходным зрачком системы лупа—глаз является зрачок глаза ( $D' = D_{rgl}$ ).

В большинстве случаев в передней фокальной плоскости лупы нет полевой диафрагмы и поле лупы резко не ограничивается.

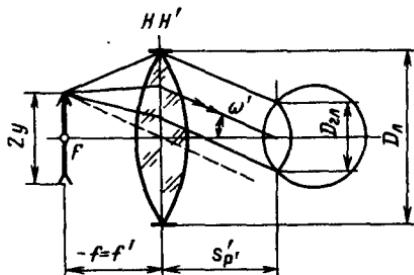


Рис. 153. Схема для определения линейного поля лупы

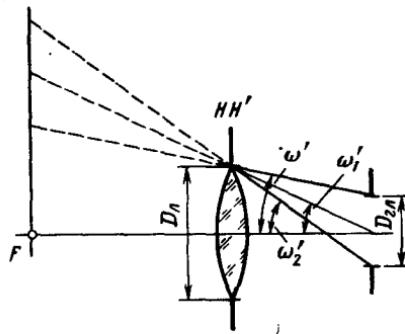


Рис. 154. Угловое поле лупы при различном виньетировании

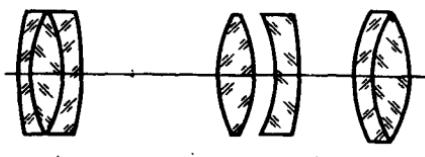


Рис. 155. Виды лупы

и верхний край выходного зрачка

Оправа лупы является виньетирующей диафрагмой и выходным окном. Угловое поле  $2\omega'$  лупы в пространстве изображений при отсутствии виньетирования определяется лучом, идущим через верхний край выходного окна и верхний край выходного зрачка (рис. 153):

$$\operatorname{tg} \omega' = (D_a - D_{rl})/(2s'_{P'}),$$

а соответствующее ему линейное поле в пространстве предметов будет равно:

$$2y = 2f' \operatorname{tg} \omega' = f' (D_a - D_{rl})/s'_{P'}.$$

Из последней формулы следует, что при данных фокусном расстоянии и диаметре лупы для увеличения линейного поля лупы глаз следует располагать как можно ближе к лупе.

За пределами круга диаметром  $2y$  (рис. 153) имеет место виньетирование наклонных пучков лучей. Угловое поле  $2\omega_1'$  (рис. 154), соответствующее 50%-ному виньетированию, составляет

$$\operatorname{tg} \omega_1' = D_a/(2s'_{P'}),$$

а полному виньетированию

$$\operatorname{tg} \omega_2' = (D_a + D_{rl})/(2s'_{P'}).$$

Характеристики лупы зависят от конструкции ее оптической схемы. При видимых увеличениях до  $5 \dots 7\times$  лупа выполняется в виде одиночной линзы. Диаметр линейного поля  $2y$  с удовлетворительным качеством изображения для одиночной линзы не превышает  $0,2f'$ .

В качестве лупы можно использовать две одиночные линзы, расположенные почти вплотную друг к другу. Наблюдение осуществляется либо через одну из линз, либо через обе сразу. Такая лупа имеет три сменных увеличения:  $\bar{\Gamma}_1$ ,  $\bar{\Gamma}_2$  и  $\bar{\Gamma}_3 = \bar{\Gamma}_1 + \bar{\Gamma}_2$ , где  $\bar{\Gamma}_1$  и  $\bar{\Gamma}_2$  — видимое увеличение первой и второй отдельной линзы.

Повышение характеристик лупы возможно за счет усложнения ее оптической схемы, что создает более широкие возможности для лучшего исправления aberrаций. Апланатическая лупа Штейнгеля (рис. 155, а) состоит из двояковыпуклой кроновой линзы и двух отрицательных флинтовых менисков. Такая лупа может иметь увеличение  $6 \dots 15\times$  и угловое поле до  $20^\circ$ . Наиболее совершенными лупами с большим увеличением ( $10 \dots 40\times$ ) являются четырехлинзовье астигматические лупы (рис. 155, б), в которых достигается высокая степень коррекции как осевых, так и иаклонных пучков лучей.

## 66. Оптическая схема микроскопа и его основные характеристики

Микроскоп, как и лупа, предназначен для наблюдения за близко расположеннымными предметами. Оптическая схема микроскопа состоит из двух частей: объектива и окуляра (рис. 156). Основными характеристиками микроскопа являются: видимое увеличение  $\bar{\Gamma}$ , линейное поле в пространстве предметов  $2y$ , диаметр выходного зрачка  $D'$ .

Объектив микроскопа создает действительное, увеличенное и обратное изображения. Действие микрообъектива характеризуют его линейным увеличением  $\beta_{ob} = -\Delta/f'_{ob}$ , где  $\Delta$  — оптический интервал, или оптическая длина тубуса;  $f'_{ob}$  — фокусное расстояние микрообъектива.

Изображение, создаваемое объективом микроскопа, получается в передней фокальной плоскости окуляра. Это изображение рассматривается через окуляр, который действует как лупа с видимым увеличением

$$\bar{\Gamma}_{ok} = 250/f'_{ok}. \quad (315)$$

Таким образом, видимое увеличение всего микроскопа

$$\bar{\Gamma} = \beta_{ob}\bar{\Gamma}_{ok}. \quad (316)$$

По отношению ко всему микроскопу рассматриваемый предмет расположен в передней фокальной плоскости, и видимое увеличение микроскопа можно определить так же, как и у лупы:

$$\bar{\Gamma} = 250/f'_m, \quad (317)$$

где  $f'_m$  — заднее фокусное расстояние микроскопа.

Линейное поле микроскопа ограничивается полевой диафрагмой  $PD$ , расположенной в передней фокальной плоскости окуляра.

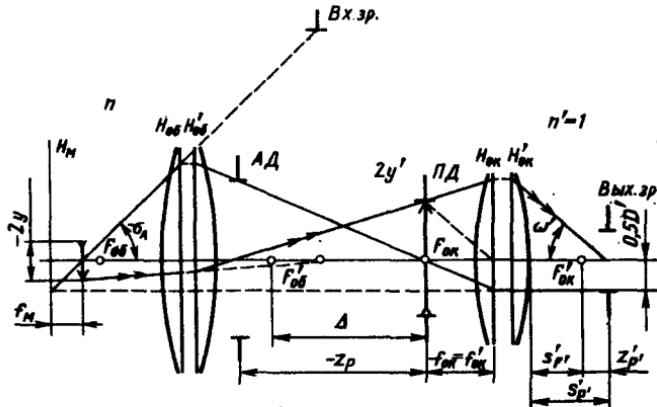


Рис. 156. Оптическая схема микроскопа

ляра. Диаметр этой диафрагмы  $D_{\text{ПД}}$  зависит от углового поля  $2\omega'$  окуляра, в пределах которого получается изображение достаточно хорошего качества. Из рис. 156 следует, что

$$D_{\text{ПД}} = 2y' = 2f'_{\text{ок}} \operatorname{tg} \omega'.$$

Учитывая (315), получим:

$$D_{\text{ПД}} = 500 \operatorname{tg} \omega' / \bar{\Gamma}_{\text{ок}}. \quad (318)$$

При данных диаметре полевой диафрагмы и линейном увеличении микрообъектива линейное поле микроскопа в пространстве предметов будет равно:

$$2y = D_{\text{ПД}} / \beta_{\text{об}}. \quad (319)$$

Таким образом, согласно (318) и (319) окончательно получим:

$$2y = 500 \operatorname{tg} \omega' / (\beta_{\text{об}} \bar{\Gamma}_{\text{ок}}).$$

Или, принимая во внимание видимое увеличение микроскопа, определяемое по (316), находим:

$$2y = 500 \operatorname{tg} \omega' / \bar{\Gamma}.$$

Согласно последней формуле при данном угловом поле  $2\omega'$  окуляра линейное поле  $2y$  микроскопа в пространстве предметов тем меньше, чем больше его видимое увеличение  $\bar{\Gamma}$ .

Выходным зрачком микроскопа может быть изображение через окуляр оправы последней линзы микрообъектива, являющейся апертурной диафрагмой, либо апертурной диафрагмы, располагаемой между микрообъективом и его задним фокусом (рис. 156). Иногда апертурная диафрагма помещается в задней фокальной плоскости микрообъектива, и тогда входной зрачок микроскопа находится в бесконечности. В этом случае в микроскопе имеет место телесцентрический ход главного луча в пространстве предметов, что рационально для многих измерительных микроскопов.

Из рис. 156 следует, что

$$0,5D' = -f_m \operatorname{tg} \sigma_A, \quad (320)$$

где  $\sigma_A$  — апертурный угол микроскопа в пространстве предметов.

Если рассматриваемый предмет расположен в среде с показателем преломления  $n > 1$  (иммерсионная жидкость), то согласно (34) переднее фокусное расстояние микроскопа будет  $f_m = -f'_m n$ . Тогда с учетом (320) диаметр выходного зрачка микроскопа

$$D' = 2nf'_m \operatorname{tg} \sigma_A. \quad (321)$$

Так как при аберрационном расчете микрообъектива обеспечивается его апланатическая коррекция, то по условию синусов вместо (321) следует иметь в виду

$$D' = 2f'_m n \sin \sigma_A, \quad (322)$$

где  $n \sin \sigma_A = A$  — числовая апертура микроскопа.

Принимая во внимание (317) и (322), окончательно получим:

$$D' = 500A/\bar{r}. \quad (323)$$

Из рис. 156 находим удаление выходного зрачка  $s'_p$  от последней поверхности окуляра:

$$s'_p = s_p + z'_p,$$

где  $s'_p$  — задний фокальный отрезок окуляра, длина которого зависит от конструкции оптической схемы окуляра; отрезок  $z'_p$  определяется по формуле Ньютона

$$z'_p = -f_{\text{ок}}^2/z_p.$$

При наблюдении в микроскоп зрачок глаза нужно совмещать с выходным зрачком микроскопа. Следует также иметь в виду, что выходной зрачок микроскопа в большинстве случаев меньше диаметра зрачка глаза.

## 67. Разрешающая способность микроскопа

Разрешающая способность микроскопа характеризуется величиной, обратной линейному пределу разрешения. Согласно дифракционной теории Аббе линейный предел разрешения микроскопа, т. е. минимальное расстояние между точками предмета, которые изображаются как раздельные, определяется по формуле

$$\delta = \lambda/(2A), \quad (324)$$

где  $\delta$  — линейный предел разрешения;  $\lambda$  — длина волны света, в котором проводится наблюдение;  $A$  — числовая апертура, или просто апертура, микроскопа (микрообъектива).

Из формулы (324) следует, что для повышения разрешающей способности микроскопа нужно уменьшать длину волны света и увеличивать числовую апертуру микроскопа. Первая возможность реализуется путем фотографирования исследуемых предметов в ультрафиолетовом излучении.

Апертура микроскопа определяется по формуле  $A = n \sin \sigma_A$ , где  $\sin \sigma_A < 1$ . Значение апертурного угла современных высококачественных микрообъективов доведено практически до предела.

Другая возможность увеличения апертуры — применение иммерсионной жидкости, помещаемой между рассматриваемым предметом и микрообъективом. В качестве такой жидкости используют воду ( $n \approx 1,33$ ), кедровое масло ( $n \approx 1,52$ ), монобромнафталин ( $n \approx 1,7$ ) и др.

Чтобы глаз наблюдателя мог полностью использовать разрешающую способность микроскопа, определяемую по формуле (324), необходимо иметь соответствующее видимое увеличение. Если две точки передней фокальной плоскости оптической системы расположены друг от друга на линейном расстоянии  $\delta$  (рис. 157), то

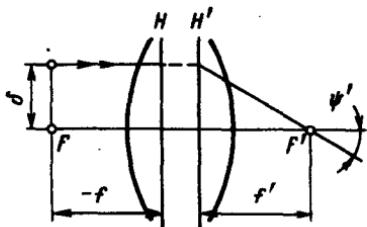


Рис. 157. Схема для определения полезного увеличения микроскопа

Из формул (325), (324) и (317) следует, что видимое увеличение микроскопа

$$\bar{\Gamma} \geq (500A/\lambda) \Psi_{\text{гл}}. \quad (326)$$

По последней формуле можно определить минимальное видимое увеличение, при котором глаз наблюдателя будет полностью использовать разрешающую способность микроскопа. Это увеличение называется полезным. При использовании формулы (326) следует иметь в виду, что во многих случаях диаметр выходного зрачка микроскопа составляет 1 ... 0,5 мм. Это приводит к увеличению углового предела разрешения глаза до 2' ... 4'. Если взять среднюю длину волны в видимой области спектра  $\lambda = 0,55 \cdot 10^{-3}$  мм, то при угловом пределе разрешения глаза  $\Psi_{\text{гл}} = 0,0006 \dots 0,0012$  согласно (326) для полезного увеличения микроскопа получим:

$$500A < \bar{\Gamma}_n < 1000A.$$

Микроскоп с видимым увеличением меньше 500A не позволяет различать глазом все тонкости структуры предмета, которые изображаются как раздельные микрообъективом данной апертуры A. Однако использование микроскопов с видимым увеличением больше 1000A нецелесообразно, так как нельзя выявить более мелкую структуру предмета по сравнению с той, которая отличается при полезном увеличении.

## 68. Глубина изображаемого пространства для микроскопа

При наблюдении через микроскоп рассматриваемый предмет помещают в его передней фокальной плоскости. Однако достаточно резкие изображения будут получаться и для точек предмета, находящихся перед фокальной плоскостью и за ней. Эта часть пространства предметов, расположенная вдоль оптической оси, которая достаточно резко изображается оптической системой, называется глубиной изображаемого пространства. Для случая микроскопа она складывается из трех глубин: аккомодационной, геометрической и дифракционной (волновой).

угловое расстояние между этими точками в пространстве изображений  $\psi' = \delta'/f'$ .

Глаз наблюдателя будет воспринимать эти точки как раздельные, если угловое расстояние между ними будет не меньше углового предела разрешения глаза  $\Psi_{\text{гл}}$ , т. е.

$$\psi' = \delta'/f' \geq \Psi_{\text{гл}}. \quad (325)$$

**Аккомодационная глубина.** В процессе наблюдения объемного предмета глаз аккомодирует на различно удаленные точки. Благодаря субъективному восприятию результатов этого процесса у наблюдателя создается впечатление, что все просматриваемое по глубине пространство видно одновременно резким. Аналогичным будет процесс восприятия по глубине пространства изображений при наблюдении через оптическую систему.

Если глаз аккомодирует в пределах расстояния от 250 мм до бесконечности, то при наблюдении через микроскоп он будет видеть резкими изображениями точек предметной плоскости, которая может располагаться в пространстве от передней фокальной плоскости до плоскости, удаленной от переднего фокуса на некоторое положительное расстояние  $z$ . Если выходной зрачок микроскопа расположен вблизи его заднего фокуса, то это расстояние  $z$ , определяющее аккомодационную глубину изображаемого пространства, находят по формуле Ньютона (35)  $T_{\text{ак}} = z = f'_m / 250$  или с учетом (317)

$$T_{\text{ак}} = 250/\bar{\Gamma}^2. \quad (327)$$

**Геометрическая глубина.** Если предмет расположен в передней фокальной плоскости микроскопа, то от любой точки предмета в глаз наблюдателя поступают пучки параллельных лучей. В этом случае на сетчатке глаза получается резкое изображение точек предметной плоскости без аккомодации. Для точек предметной плоскости  $A_1$ , расположенной за передним фокусом, и плоскости  $A_2$ , расположенной перед ним (рис. 158), в глаз будут поступать соответственно расходящиеся и сходящиеся пучки лучей, а на сетчатке вместо резкого изображения точки получается пятно размытия. Если диаметр этого пятна не будет больше некоторого предельного значения, связанного с угловым пределом разрешения глаза, то пятно размытия наблюдателем будет восприниматься как резкое изображение.

Пусть точка  $A_1$  расположена на расстоянии  $z_1$  от переднего фокуса. Тогда согласно формуле Ньютона ее изображение  $A'_1$  после микроскопа получится на расстоянии

$$z'_1 = -f'_m / z_1. \quad (328)$$

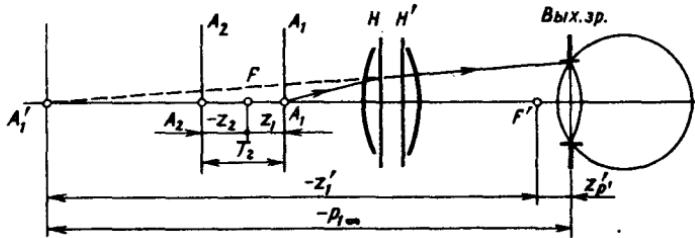


Рис. 158. Схема для определения глубины изображаемого пространства микроскопа

Если по отношению к глазу точка  $A'$  будет находиться не ближе расстояния  $p_{1\infty}$  (начало бесконечности), то это изображение будет казаться резким. При расстоянии между задним фокусом и глазом, равном  $z'p'$ , из рис. 158 получим  $p_{1\infty} = z'_1 - z'p'$ . Так как обычно  $|z'_1| \gg z'p'$ , то  $p_{1\infty} = z'_1$  и согласно (328)

$$z'_1 = -f_u^2 / p_{1\infty}. \quad (329)$$

Расстояние  $p_{1\infty}$  зависит от углового предела разрешения глаза и может определяться по одной из формул:

$$p_{1\infty} = -D_{\text{гл}}/\Psi_{\text{гл}},$$

если диаметр зрачка глаза меньше диаметра выходного зрачка микроскопа, или

$$p_{1\infty} = -D'/\Psi_{\text{гл}}, \quad (330)$$

если диаметр выходного зрачка микроскопа меньше диаметра зрачка глаза.

Полагая, что в микроскопе диаметр выходного зрачка меньше диаметра зрачка глаза, из (329) с учетом (317), (323) и (330) окончательно получаем:

$$z'_1 = 125\Psi_{\text{гл}}/(\bar{\Gamma}A).$$

Аналогичная зависимость со знаком «минус» получается для расстояния  $z_2$ . Так как геометрическая глубина изображаемого пространства  $T_r = (z_1 - z_2)$  (см. рис. 158), то

$$T_r = 250\Psi_{\text{гл}}/(\bar{\Gamma}A). \quad (331)$$

**Дифракционная глубина.** Наличие дифракционных явлений в микроскопе увеличивает глубину изображаемого пространства на величину

$$T_d = n\lambda/(2A^2), \quad (332)$$

где  $n$  — показатель преломления иммерсии.

Таким образом, полная глубина изображаемого пространства при наблюдении в микроскоп является суммой трех глубин и согласно (327), (331) и (332) будет равна:

$$T = T_a + T_r + T_d = 250/\bar{\Gamma}^2 + 250\Psi_{\text{гл}}/(\bar{\Gamma}A) + n\lambda/(2A^2). \quad (333)$$

Из формулы (333) следует, что аккомодационная глубина зависит только от видимого увеличения микроскопа, геометрическая — от видимого увеличения и апертуры, а дифракционная — только от апертуры. Следует также иметь в виду, что в микроскопах, в которых применяется окуляр с сеткой,  $T_a = 0$ , так как глаз аккомодирован на изображение сетки.

## 69. Объективы и окуляры микроскопа

Большое разнообразие научно-технических задач, решаемых с помощью микроскопии, вызывает необходимость применения микроскопов с широким диапазоном их характеристик. Это достигается за счет использования различных сочетаний объективов и окуляров.

Существующие конструкции различных микрообъективов можно классифицировать по следующим признакам:

с состоянию коррекции остаточных aberrаций (ахроматы, апохроматы, планахроматы и т. д.);

свойствам иммерсии (безиммерсионные и иммерсионные);

особенностям оптических схем (линзовые, зеркальные, зеркально-линзовые);

длине тубуса микроскопа.

*Механической длиной тубуса*, представляющего собой трубу, называется расстояние от нижнего среза 2 тубуса, куда ввинчивается микрообъектив, до верхнего среза 1, куда вставляется окуляр (рис. 159). В большинстве микроскопов, применяемых для наблюдения в проходящем свете, механическая длина тубуса составляет 160 мм, а для наблюдения в отраженном свете — 190 мм.

В микрообъективах с механической длиной тубуса 160 мм расстояние от предметной плоскости 4 до нижнего среза тубуса 33 мм в микроскопах старых моделей и 45 мм в микроскопах современных моделей. Расстояние от плоскости изображения 2 после микрообъектива, совпадающей с передней фокальной плоскостью окуляра, до верхнего среза 13 мм. Следовательно, расстояние от плоскости предмета до плоскости изображения после микрообъектива составляет 180 мм в микроскопах старых моделей и 192 мм в микроскопах современных моделей. При постоянной длине тубуса микроскопа обеспечивается замена объективов и окуляров микроскопа, входящих в данный комплект, так, чтобы для любого объектива создаваемое им изображение совпадало с передней фокальной плоскостью любого окуляра комплекта.

Основными характеристиками объективов микроскопа являются линейное увеличение и числовая апертура, значения которых гравируются на оправе микрообъектива. Объективы современных микроскопов имеют увеличение 1 ... 120 $\times$  и числовую апертуру 0,01 ... 1,4.

Конструкция оптической схемы микрообъектива тем сложнее, чем выше его апертура и увеличение и чем совершеннее коррекция остаточных aberrаций. Объективы-ахроматы с увеличением 5 ... 10 $\times$  и апертурой до 0,2 состоят из двух двухлинзовых склеенных компонентов. При повышении апертуры до 0,3 необходимо добавлять фронтальную плосковыпуклую линзу. Иммерсионный объектив-ахромат с увеличением 90 $\times$  и апертурой 1,25 (обозна-

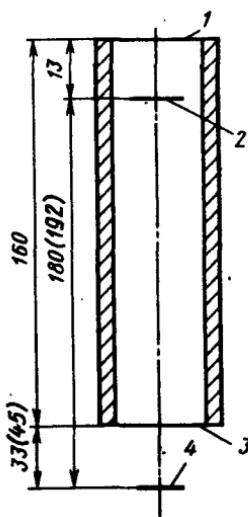


Рис. 159. Тубус микроскопа

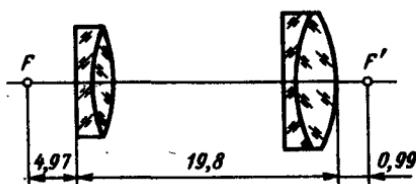


Рис. 160. Объектив микроскопа

чается  $90 \times 1,25$ ) состоит из четырех компонентов: фронтальной плосковыпуклой линзы, положительного мениска и двух двухлинзовых склеенных компонентов. В объективах-апохроматах для лучшего исправления хроматических aberrаций применяются кристаллы (флюорит и квасцы). Отличительной особенностью объективов с исправленной кривизной изображения (планахроматы и планапохроматы) является использование отрицательного компонента или менисковой линзы значительной толщины.

В качестве примера на рис. 160 приведены оптическая схема и конструктивные параметры ахроматического микрообъектива ( $10 \times 0,30$ ).

Как следует из формулы (324), для повышения разрешающей способности микроскопа необходимо уменьшать длину волны излучения, в котором проводится исследование объектов. Однако оптические стекла обладают сильным поглощением в ультрафиолетовой области спектра и практически не пригодны для создания объективов в диапазоне длин волн  $\lambda < 350$  нм. Такую задачу можно решить с помощью кварцевой оптики. При этом предусматривается использование объектива для определенной длины волны. Рассматриваемые объективы-монохроматы не требуют ахроматизации, а высокая степень коррекции сферической aberrации достигается применением апланатических менисков и линз, рассчитанных на минимум сферической aberrации. Объективы-монохроматы имеют увеличение до  $90 \dots 100 \times$  и апертуру до 1,30 при глицериновой иммерсии, что позволяет при фотографировании на длине волны  $\lambda = 0,276$  мкм различать детали размером до 0,1 мкм.

За последние годы намного возросло значение зеркальных и зеркально-линзовых микрообъективов, используемых для ин-

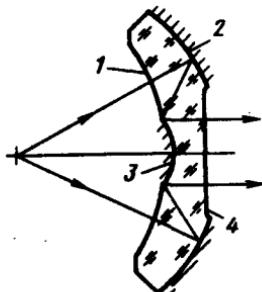


Рис. 161. Зеркально-линзовый объектив Максутова.

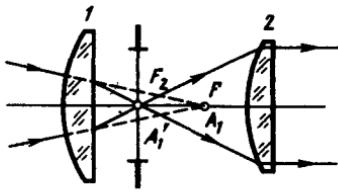


Рис. 162. Окуляр Гюйгенса

фракрасной техники, высокотемпературной металлографии, в ультрафиолетовой микроскопии и в целом ряде других отраслей науки и техники. Одним из достоинств этих объективов является возможность их использования в широком спектральном интервале (от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра) без перефокусировки микроскопа. Зеркально-линзовые объективы могут иметь увеличение до  $125\times$  и апертуру до 1,1 (глицериновая иммерсия).

На рис. 161 приведена схема одного из вариантов микрообъектива Максутова с увеличением  $60\times$  и апертурой 0,85. В этом объективе предмет располагается в центре кривизны поверхности 1. Параметры поверхностей 2 и 3, близких к концентрическим, рассчитаны так, что после отражения от этих поверхностей лучи проходят поверхность 4, не испытывая преломления. Такой объектив практически ахроматичен и используется без перефокусировки для наблюдения и фотографирования в интервале длин волн 200 ... 600 нм.

Помимо рассмотренных выше объективов имеются объективы для интерференционных и поляризационных микроскопов, эпифобъективы для работы в отраженном свете и целый ряд других. Подробные сведения о микрообъективах различных видов приведены в [20].

В микроскопах применяются окуляры типа окуляров Гюйгенса и Кельнера, компенсационные, симметричные и ортоскопические, а также отрицательные окуляры (гомалы). Видимое увеличение окуляров составляет  $4 \dots 30\times$ , угловое поле  $40 \dots 70^\circ$ , что соответствует линейному полю 24 ... 16 мм.

Оптическая схема окуляра Гюйгенса состоит из двух плоско-выпуклых линз, обращенных выпуклыми поверхностями к микрообъективу (рис. 162.). Особенностью этого окуляра является то, что его передняя фокальная плоскость находится между линзами. Действительное изображение предметной точки, создаваемое объективом, получается в переднем фокусе  $F$  окуляра и является мнимой предметной точкой  $A$ , для коллективной линзы 1. Линза 1

создает действительное изображение  $A'_1$  в переднем фокусе  $F_2$ , глазной линзы 2, которая изображает точку  $A'_1$  в бесконечности. В передней фокальной плоскости глазной линзы находится полевая диафрагма окуляра.

Окуляр Гюйгенса имеет видимое увеличение  $4 \dots 15\times$  при угловом поле  $\sim 30 \dots 40^\circ$ .

Ортоскопические окуляры применяются совместно с объективами-ахроматами средних апертур при значительных ( $15 \dots 30\times$ ) окулярных увеличениях и угловых полях до  $50^\circ$ . В этих окулярах хорошо исправлены хроматизм увеличения, астигматизм и дисторсия.

Компенсационные окуляры используются в сочетании с объективами-апохроматами, планообъективами и объективами-апохроматами больших увеличений. Эти окуляры компенсируют хроматизм увеличения применяемых с ними объективов. По своей оптической схеме компенсационные окуляры являются усложненными окулярами Гюйгенса или аналогичны ортоскопическим.

Гомалами называются отрицательные оптические системы, применяемые в микроскопах вместо окуляров для проецирования увеличенного изображения на фотографический слой. Аберрационный расчет гомалов выполняется так, чтобы скомпенсировать кривизну поверхности изображения и хроматизм увеличения микробъектива.

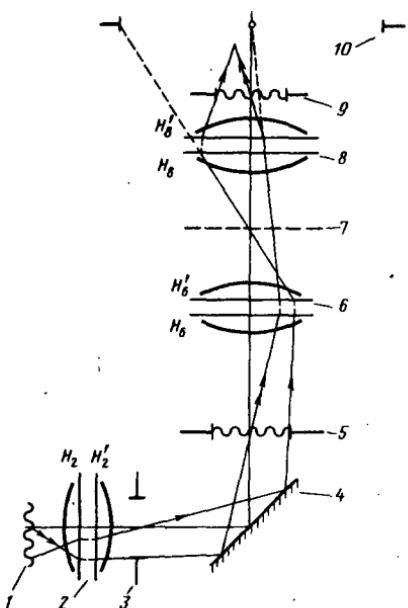


Рис. 163. Осветительная система Келлера для наблюдения в проходящем свете

## 70. Осветительные системы микроскопов

Как правило, объекты, исследуемые с помощью микроскопа, не являются самосветящимися, и для работы с ними требуется освещение посторонним источником света. Осветительная система должна обеспечивать получение контрастных и равномерно освещенных изображений. При оценке разрешающей способности микроскопа необходимо учитывать числовую апертуру осветительной системы конденсора. В этом случае формула (324) принимает вид  $\delta = \lambda / (A_{об} + A_{к})$ , где  $A_{об}$  — апертура объектива;  $A_{к}$  — апертура

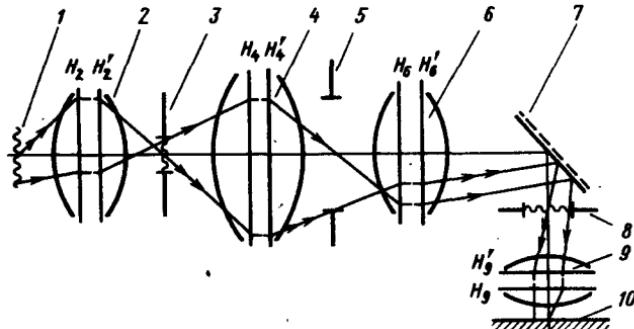


Рис. 164. Осветительная система Келера для наблюдения в отраженном свете тела конденсора. При оптимальном согласовании апертур  $A_{об} = A_к$ .

С помощью микроскопа можно исследовать прозрачные и непрозрачные объекты, поэтому используются осветительные системы как для проходящего, так и для отраженного света.

В микроскопии для освещения объектов пользуются методом светлого и темного полей.

Освещение предмета по методу светлого поля осуществляется лучами, которые, выйдя из осветительной системы и пройдя через прозрачный объект или отразившись от непрозрачного объекта, поступают в объектив. При этом фон, на котором наблюдается предмет, будет светлым.

При использовании метода темного поля предмет освещается лучами, диффузно отраженными от него. При отсутствии предмета лучи, идущие от осветительной системы, в объектив не поступают.

Наиболее распространенной осветительной системой в микроскопах является система Келера (рис. 163). Источник света 1 при помощи коллектора 2 проецируется в плоскость ирисовой апертурной диафрагмы 5 конденсора 6. Этот конденсор проецирует диафрагму 5 в плоскость входного зрачка 10 микрообъектива 8. После микрообъектива изображение источника получается в плоскости апертурной диафрагмы 9 микроскопа.

В непосредственной близости от коллектора расположена ирисовая полевая диафрагма 3, которая при помощи конденсора проецируется в предметную плоскость 7 микроскопа. Плоское зеркало 4 служит для изменения направления оптической оси. Если изменить диаметр диафрагмы 3, то изменится диаметр площадки в предметной плоскости 7, освещаемой осветителем, но сохранится апертура конденсора. Если изменить диаметр диафрагмы 5, то изменится

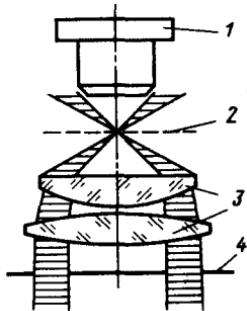


Рис. 165. Конденсор темного поля

только апертура конденсора. Указанные свойства осветительной системы делают ее универсальной и позволяют применять с микроскопами различных апертур.

Схема освещения непрозрачного предмета по способу Келера показана на рис. 164. Эта осветительная система называется опак-иллюминатором. Источник света 1 при помощи коллектора 2 проецируется в плоскость ирисовой апертурной диафрагмы 3. Конденсоры 4 и 6 проецируют эту диафрагму в плоскость апертурной диафрагмы 8 микрообъектива 9. Отверстие коллектора 2 проецируется конденсором 4 в плоскость ирисовой полевой диафрагмы 5, а затем конденсором 6 и микрообъективом 9 — в предметную плоскость микроскопа. После отражения от исследуемого непрозрачного объекта 10 лучи света проходят через микрообъектив 9, полупрозрачную пластину 7 и попадают в окуляр. Вместо полупрозрачной пластины 7 можно использовать прямоугольную отражательную призму, которая заполняет половину апертуры микрообъектива.

Для освещения объектов по методу темного поля необходимо использовать конденсор, числовая апертура которого больше, чем апертура микрообъектива ( $A_k > A_{об}$ ). Наблюдение по методу темного поля можно осуществить при одностороннем или круговом освещении. На рис. 165 приведена схема конденсора темного поля. В конденсоре используется кольцевая диафрагма 4 такого размера, чтобы средний диск диафрагмы перекрывал световой пучок, соответствующий апертуре микрообъектива. Если в предметной плоскости 2 отсутствует объект, то наблюдатель видит в окуляр микроскопа темное поле, так как лучи, вышедшие из конденсора 3, не попадают в микрообъектив 1. При наличии в предметной плоскости объекта его мелкие детали диффузно рассеивают свет и кажутся светлыми на темном поле.

## Глава XIV

### ТЕЛЕСКОПИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

---

#### 71. Схема телескопической системы и ее основные характеристики

Существует большая группа оптических приборов, позволяющих человеку рассматривать удаленные предметы. К числу рассматриваемых приборов относятся бинокли, зрительные трубы, астрономические наблюдательные телескопы, стереотрубы, перископы, дальномеры, прицелы, геодезические приборы (теодолиты, нивелиры и т. п.). Оптические системы таких приборов называют телескопическими системами (от греч. *tele* — вдаль, далеко + + греч. *scopeo* — смотрю). Эти системы обладают тем основным свойством, что пучок параллельных лучей, поступающий в их входной зрачок, выходит через выходной зрачок пучком параллельных лучей.

Входящие пучки лучей считаются параллельными, так как входные зрачки телескопических систем несизмеримо меньше расстояний, на которых находятся наблюдаемые предметы. От осевых предметных точек приходят пучки, лучи, которых параллельны оптической оси системы, а от внеосевых предметных точек — пучки, лучи которых одинаково наклонены к оси на угол  $\omega$ . Чем дальше от оси находится предметная внеосевая точка, тем больше угол  $\omega$  наклона приходящего пучка лучей. Чтобы глаз наблюдателя мог рассматривать без напряжений изображение, образованное телескопической системой, выходящие из оптической системы пучки лучей должны быть также параллельными. Выходящие из телескопической системы пучки лучей от внеосевых точек будут наклонены к оси на угол  $\omega'$ . Таким образом, у телескопической системы фокусы расположены в бесконечности, фокусные расстояния равны бесконечности, а оптическая сила равна нулю. Поэтому телескопические системы называют афокальными.

Схема телескопической системы состоит, как минимум, из двух компонентов, каждый из которых может быть оптической поверхностью (рис. 166) (см. также рис. 44) или представлять собой сложную комбинацию оптических деталей (рис. 167). Первый компонент, обращенный к рассматриваемым объектам, называется *объективом*, а второй, обращенный к глазу наблюдателя, — *окуляром*.

Объектив и окуляр телескопической системы соединяются таким образом, чтобы задний фокус  $F'_1$  объектива совпадал с передним фокусом  $F_2$  окуляра, что непосредственно следует из фор-

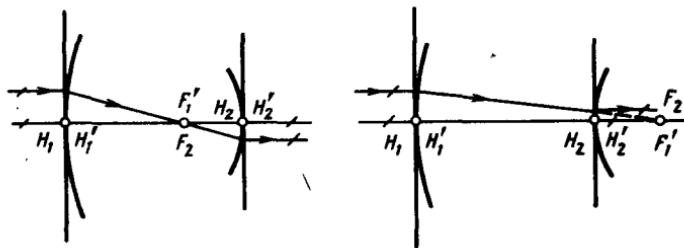


Рис. 166. Наипростейшие схемы телескопической системы

мулы двухкомпонентной системы, находящейся в однородной среде и имеющей оптическую силу, равную нулю, т. е.

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d = 0,$$

откуда следует, что расстояние  $d$  между главными плоскостями объектива и окуляра равно сумме их фокусных расстояний,  $d = f'_1 + f'_2$ .

Объектив телескопической системы образует действительное перевернутое изображение предмета в своей задней фокальной плоскости и поэтому является положительным компонентом, а окуляр, подобно лупе, позволяет рассматривать это изображение в увеличенном виде. Окуляр может быть как положительным, так и отрицательным. Телескопическую систему, состоящую из положительных объектива и окуляра, называют зрительной трубой Кеплера (рис. 168), а состоящую из положительного объектива и отрицательного окуляра — зрительной трубой Галилея, отдавая дань именам их создателей.

Основными оптическими характеристиками телескопической системы являются видимое увеличение  $\Gamma_t$ , угловое поле  $2\omega$  и диаметр выходного зрачка  $D'$ . Важными характеристиками служат угловой предел разрешения  $\psi$ , определяющий разрешающую способность, длина системы по оптической оси  $L$ , положение входного  $s_p$  и выходного  $s'_p$  зрачков.

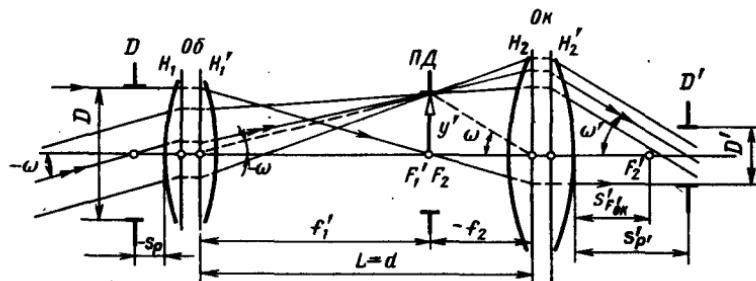


Рис. 167. Схема телескопической системы

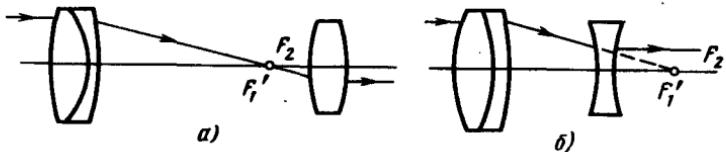


Рис. 168. Схемы зрительной трубы:

*a* — Кеплера; *b* — Галилея

Видимое увеличение  $\Gamma_t$  телескопической системы равно ее угловому увеличению  $\gamma_t$ :

$$\Gamma_t = \operatorname{tg} \omega' / \operatorname{tg} \omega = \gamma_t. \quad (334)$$

Из рис. 167 следует

$$\Gamma_t = -f_1/f_2 \quad (335)$$

и

$$\Gamma_t = D/D'. \quad (336)$$

Знак видимого увеличения говорит об образовании телескопической системой прямого ( $\Gamma_t > 0$ ) или перевернутого ( $\Gamma_t < 0$ ) изображения. В формуле (336) необходимо учитывать этот знак.

В идеальной телескопической системе луч, параллельный оптической оси и входящий в систему на высоте, например  $D/2$ , всегда будет выходить параллельно оси на высоте  $D'/2$ . Естественно, что для телескопической системы сохраняются известные соотношения между увеличениями. Но так как  $\gamma_t = \Gamma_t$ , то

$$\beta = n/(n' \Gamma_t); \quad \alpha = n/(n' \Gamma_t^2). \quad (337)$$

В телескопической системе линейное  $\beta$  и продольное  $\alpha$  увеличения постоянны, однако перспектива при наблюдении в нее искажается. По размеру изображения предметы кажутся увеличенными в  $\Gamma_t$  раз, так как они наблюдаются под углом  $\omega'$ , который больше  $\omega$  примерно в  $\Gamma_t$  раз. А вдоль оптической оси происходит „сжатие“ пространства изображений, так как расстояния вдоль оси обратно пропорциональны квадрату видимого увеличения. Поэтому все предметы кажутся приближенными к наблюдателю, а само пространство изображений — сжатым в направлении линии наблюдения.

Угловое поле  $2\omega$  телескопической системы зависит от углового поля  $2\omega'$  окуляра и видимого увеличения:  $\operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} \omega' / \Gamma_t$ .

Угловое поле окуляра меняется в сравнительно небольших пределах  $50 \dots 70^\circ$  (сейчас имеются окуляры с  $2\omega' = 100^\circ$ ). Видимое увеличение большинства телескопических систем не превышает  $10 \dots 30\times$ , поэтому угловое поле телескопических систем (оно же — угловое поле объектива) не превышает  $10^\circ$ . Угловое поле ограничивается размерами полевой диафрагмы  $D_{\text{ПД}}$ , устанавливаемой в плоскости промежуточного изображения:

$$\operatorname{tg} \omega = -D_{\text{ПД}} / (2f_1), \quad (338)$$

где  $D_{\text{ПД}} = 2f_2 \operatorname{tg} \omega'$ .

Диаметр выходного зрачка телескопической системы определяет количество световой энергии, выходящей из прибора, т. е. является основным параметром оценки его светосилы  $H = E/L$ . На основании формулы (225) светосила совместно с глазом ( $D' \leq D_{\text{gl}}$ )

$$H = gD'^2,$$

где  $g = (n'/n)^2 \tau \pi / (4f_{\text{gl}}^2)$ ,

или

$$H = g (D/\Gamma_t)^2.$$

Если диаметр зрачка глаза меньше диаметра выходного зрачка телескопической системы, то  $H = gD_{\text{gl}}^2$ . В этом случае субъективная яркость наблюдаемых изображений предметов конечных размеров будет отличаться от субъективной яркости изображений в неооруженном глазу на коэффициент потерь света в приборе. Если диаметр зрачка глаза больше диаметра выходного зрачка телескопической системы, то субъективная яркость изображения в вооруженном глазу будет меньше в сравнении с таковой в неооруженном глазу. Поэтому при наблюдении зрачок глаза совмещается с выходным зрачком системы и между ними желательно иметь полное совпадение не только по положению, но и по диаметру.

Видимое увеличение телескопической системы, при котором диаметр выходного зрачка равен диаметру зрачка глаза наблюдателя, называется *нормальным увеличением*  $\Gamma_{\text{т.н.}}$ . Такое увеличение обычно имеют зрительные трубы, предназначенные для использования при плохих условиях освещения предметов.

Выходным зрачком телескопической системы является изображение входного зрачка. Выходной зрачок характеризуется не только диаметром, но и расстоянием от последней поверхности — удалением выходного зрачка  $s'_p$ . Выходным зрачком часто служит оправа самого объектива, которая является апертурной дифрактной. Телескопические системы, предназначенные для наблюдения в дневное время, должны иметь выходные зрачки 2 ... 5 мм, а в сумеречное время — 5 ... 7 мм.

## 72. Разрешающая способность телескопической системы.

Разрешающей способностью телескопической системы называется способность системы раздельно изображать две точки. Разрешающую способность телескопических систем оценивают для пространства предметов по угловому пределу разрешения  $\phi$ , который определяется наименьшим углом между разрешаемыми точками (или линиями) на предмете, образованном лучами, проведенными из центра входного зрачка в эти точки. Разрешающая способность телескопической системы зависит от разрешающей

способности объектива. Если aberrации объектива исправлены или весьма малы, то предел разрешения определяется дифракцией.

Угловой предел разрешения в этом случае рассчитывают по формуле (291)

$$\psi = 140''/D,$$

а для объективов астрономических и геодезических приборов — по формуле

$$\psi = 120''/D. \quad (339)$$

Для объективов, действующих в инфракрасном диапазоне при средней длине волны в 1,1 мкм, угловой предел разрешения, определяемый по формуле  $\psi = 1,22\lambda/D$ , будет  $\psi_{1,1} = 280''/D$ .

Таким образом, угловой предел разрешения объектива телескопической системы зависит от диаметра входного зрачка. Например, для шестиметрового зеркала БТА, установленного на Зеленчукской обсерватории, теоретический угловой предел разрешения в видимой области равен 0,02".

Разрешающая способность телескопической системы при наблюдении глазом будет ограничиваться разрешающей способностью глаза, которая, как известно, определяется угловым пределом разрешения нормального глаза (см. гл. XI)  $\psi_{\text{гл}} = 60''$ .

Между угловыми пределами разрешения телескопической системы в пространстве предметов  $\psi$  и в пространстве изображений  $\psi'$  существует следующая связь:  $\psi' = \psi \Gamma_t$ . Чтобы глаз мог полностью использовать разрешающую способность объектива телескопической системы, ее видимое увеличение, называемое в этом случае полезным, должно быть равно:

$$\Gamma_{t,n} = 60''/\psi. \quad (340)$$

Сравнивая формулы (339) и (340), получаем

$$\Gamma_{t,n} = 0,5D, \quad (341)$$

откуда следует, что при повышении видимого увеличения больше полезного при постоянном диаметре входного зрачка  $D$  разрешающая способность телескопической системы не растет.

Формула (339) позволяет определить диаметр зрачка глаза, соответствующий наилучшему разрешению:  $D_{\text{гл}} = 2,0 \dots 2,3$  мм. Формула (341) не является универсальной, так как, с одной стороны, имеются наблюдатели с повышенной остротой зрения и угловым пределом разрешения  $\sim 30''$ , а с другой стороны, астрономические и геодезические приборы имеют выходной зрачок  $\sim 1$  мм. В этом случае угловой предел разрешения глаза снижается до 90''. Таким образом, полезное увеличение может иметь значение в следующих пределах:

$$0,2D \leq \Gamma_{t,n} \leq 0,75D.$$

### 73. Основные сведения об объективах и окулярах телескопических систем

Основными характеристиками объективов телескопических систем являются фокусное расстояние  $f'$ , относительное отверстие  $D/f'$  и угловое поле  $2\omega$ .

Как отмечено в п. 71, угловые поля объективов большинства телескопических и особенно визуальных систем ограничиваются значениями  $6 \dots 10^\circ$ . При таких угловых полях aberrации узких наклонных пучков лучей (астигматизм, кривизну, дисторсию) можно не исправлять. Хорошее качество изображения достигается при исправлении хроматизма, сферической aberrации и комы, что позволяет применять объективы достаточно простой конструкции.

Наиболее распространенным и простым объективом телескопической системы является двухлинзовый, в котором одна из линз положительная, а вторая — отрицательная, причем линзы могут быть как склеенные, так и несклеенные.

Двухлинзовые склеенные объективы (рис. 169) применяются в двух комбинациях: «крон впереди», когда к предметам обращена положительная линза 1, изготовленная из крона, или «флинт впереди», когда к предметам обращена отрицательная линза 2 из флинта. Кроновые стекла более устойчивы к атмосферным и механическим воздействиям. При угловых полях  $2\omega = 1 \dots 2^\circ$  и относительных отверстиях  $\sim 1 : 10$  двухлинзовые склеенные объективы обеспечивают высокое качество изображения и применяются в астрономических приборах и в приборах для проверки качества других оптических систем.

Практика показывает, что двухлинзовые склеенные объективы дают хорошее качество изображения (продольная сферическая aberrация не более  $0,1 \dots 0,2\%$  фокусного расстояния) при относительных отверстиях, не превышающих  $1 : 4$ , и угловых полях  $2\omega \leqslant 6^\circ$ , причем фокусное расстояние в зависимости от относительного отверстия не должно превышать следующих значений:

$1 : K$	.....	$1 : 4$	$1 : 5$	$1 : 6$	$1 : 8$	$1 : 12$
$f'$ , мм	.....	150	300	500	1000	1000

Если в зрительной трубе aberrации окуляра или других компонентов частично компенсируют aberrации объектива, то характеристики объектива могут быть увеличены по относительному отверстию до  $1 : 2$  и по угловому полю до  $8 \dots 11^\circ$  при конструкции «крон впереди» и до  $15^\circ$  — при «флинт впереди».

Вторичный спектр двухлинзовых ахроматов составляет примерно  $1/(2000f')$ , поэтому при больших видимых увеличениях ( $\Gamma_t \geqslant 10^x$ ) в длиннофокусных объективах эта aberrация вызывает заметное ухудшение качества изображения и требует применения объективов-апохроматов.

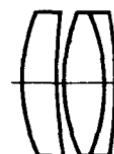
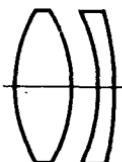
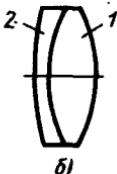
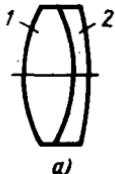


Рис. 169. Типы двухлинзовых склеенных объективов:

*a* — крон впереди; *b* — флинт впереди

Рис. 170. Двухлинзовый несклеенный объектив

Рис. 171. Трехлинзовый объектив

Входной зрачок объектива часто совмещен с оправой или вынесен вперед на расстояние до  $0,7f'$ . Так как глаз наблюдателя не замечает падения освещенности изображения на 50%, то ширину наклонного пучка в визуальных телескопических системах можно уменьшить до  $2m_1 \approx 0,5D$ . При этом уменьшаются размеры последующих компонентов.

Если диаметры двухлинзовых объективов превышают 60 ... 70 мм, то линзы не склеивают.

Двухлинзовый несклеенный объектив (рис. 170) за счет изменения расстояния между линзами имеет несколько большие возможности по сравнению с возможностями склеенных объективов по улучшению качества изображения и получению заданного значения фокусного расстояния. Следует помнить, что в несклеенном объективе больше потери на отражение, выше вероятность появления паразитных бликов и при их сборке и центрировке возникают значительные трудности.

Трехлинзовый объектив, состоящий из отдельной линзы и склеенной пары (рис. 171), широко применяется в геодезических инструментах и позволяет благодаря уменьшению вторичного спектра повысить значение относительного отверстия до 1 : 2.

Если зрительная труба имеет небольшое увеличение, то угловое поле может быть значительно увеличено и объектив будет уже широкоугольным. Иногда в качестве такого объектива применяют окуляры с большим фокусным расстоянием. Входной зрачок у таких объективов всегда вынесен вперед.

Дальнейшее увеличение поля и относительного отверстия достигается за счет увеличения числа линз, а также путем введения несферических поверхностей и использования стекол новых марок.

Возможность исключения хроматических aberrаций при одновременном уменьшении габаритных размеров и массы системы обеспечивается применением зеркальных и веркально-линзовых объективов.

Основными характеристиками окуляра являются фокусное расстояние  $f'$ , с которым связано видимое увеличение окуляра  $\bar{G} = 250/f'$ , угловое поле  $2\omega'$  в пространстве изображений и

диаметр  $D'$  выходного зрачка. Положение выходного зрачка окуляра косвенно связано с задним фокальным отрезком  $s_p'$ , и определяется расстоянием  $s_p' = s_p + z_p'$ , а положение плоскости полевой диафрагмы — с передним фокальным отрезком  $s_p$ , значение которого определяет возможность размещения сетки и перемещения окуляра при его фокусировке для аметропического глаза.

Угловое поле  $2\omega'$  окуляров в  $\Gamma_t$  раз больше угловых полей объективов, поэтому при исправлении аберраций окуляров основное внимание обращают на полевые aberrации. Аберрации окуляра рассчитывают в обратном ходе из бесконечности, т. е. со стороны глаза, и оценивают в передней фокальной плоскости. Фокусное расстояние окуляров обычно кратно 5 и может иметь значение в диапазоне 5 ... 80 мм. При  $f' < 5$  мм отрезок  $s_p'$ , определяющий положение выходного зрачка, с которым должен быть совмещен зрачок глаза наблюдателя, будет слишком мал и не позволит выполнить условие совмещения. При значительном увеличении  $f'$  возрастают диаметры линз окуляра, что влечет за собой увеличение габаритных размеров прибора. Наибольшее распространение имеют окуляры с фокусным расстоянием 20 ... 30 мм.

Простейшим окуляром может служить одиночная линза. Вместе с ней применяется коллективная линза, которую считают входящей в систему окуляра. Так появились двухкомпонентные окуляры. Коллективная линза в этих случаях несколько смешена в сторону от передней фокальной плоскости окуляра, во-первых, для того, чтобы разместить сетку, и, во-вторых, для того, чтобы устраниТЬ влияние дефектов, например пузырьков в массе стекла и царапин, на рассматриваемое изображение.

В принципе и микроскопы, и телескопические системы могут иметь одинаковые окуляры.

Схемы наиболее распространенных окуляров показаны на рис. 172.

*Окуляр Рамсдена* (рис. 172, а) состоит из двух обычно одинаковых плосковыпуклых линз, обращенных выпуклостями друг к другу. Угловое поле  $2\omega'$  изменяется от 30 до 40°. Фокальные отрезки  $-s_p = s_p' \approx 0,3f'$ ; общая длина  $\Sigma d \approx f'$ . Качество изображения невысокое, так как простая конструкция окуляра не позволяет полностью исправить хроматические и монохроматические aberrации. Применяется главным образом в приборах с малыми выходными зрачками, например в геодезических и астрономических приборах.

*Окуляр Кельнера* (рис. 172, б) состоит из одиночной коллективной линзы и двухлинзового глазного компонента. Угловое поле окуляра 40 ... 50°. Фокальные отрезки  $s_p \approx -0,3f'$  и  $s_p' \approx 0,4f'$ . Общая длина окуляра  $\Sigma d \approx 1,25f'$ . Качество изображения лучше, чем качество изображения окуляра Рамсдена. Окуляр Кельнера — это наиболее распространенный тип окуляра.

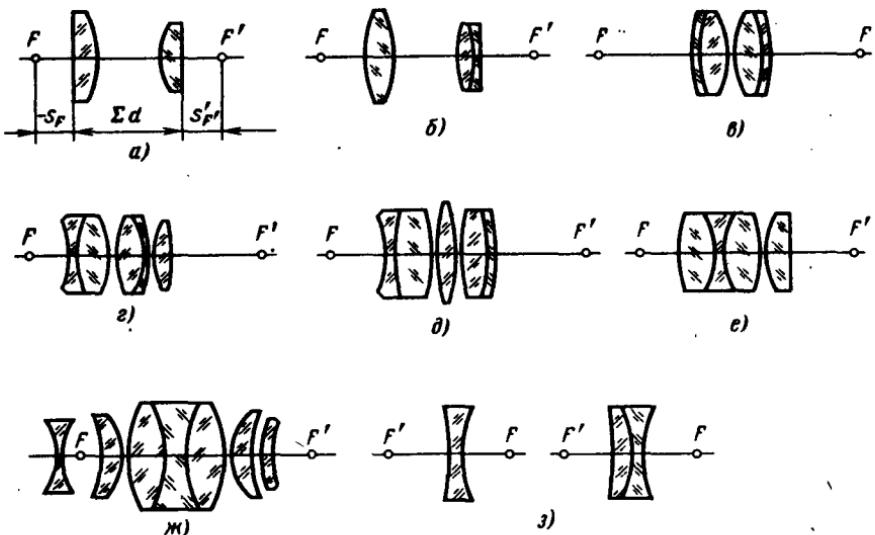


Рис. 172. Окуляры:

а — Рамсдена; б — Кельвера; в — симметричный; г — с удаленным зрачком; д — Эрфле; е — ортоскопический; ж — широкоугольный; з — отрицательный

**Симметричный окуляр** (рис. 172, в) имеет две пары склеенных линз, обращенных флинтами наружу, обеспечивающих хорошую коррекцию aberrаций при малом воздушном промежутке. Угловое поле  $2\omega' = 40 \dots 50^\circ$ . Фокальные отрезки и суммарная толщина примерно одинаковы;  $-s_F \approx s_{F'} \approx \Sigma d \approx 0,75f'$ , что позволяет иметь большее удаление выходного зрачка, чем в окуляре Кельнера.

У окуляра с удаленным зрачком (рис. 172, г) расстояние от последней поверхности до выходного зрачка  $s_{F'} \approx f'$ , что определяется наличием первой отрицательной линзы. Угловое поле окуляра  $2\omega' = 50^\circ$ , фокальные отрезки  $-s_F = 0,3f'$ ;  $s_{F'} \approx f'$ ,  $\Sigma d \approx 1,4f'$ . Исправление aberrаций достаточно хорошее.

Окуляр Эрфле (рис. 172, д) состоит из пяти линз и имеет угловое поле  $2\omega' \approx 65 \dots 70^\circ$ . Общая длина  $\Sigma d \approx 1,6f'$ , фокальные отрезки:  $-s_F \approx 0,35f'$ ;  $s_{F'} \approx 0,7f'$ .

Ортоскопический окуляр (рис. 172, е) имеет меньшую по сравнению с другими окулярами дисторсию (до 4%, а в других окулярах до 10%), поэтому находит применение в телескопических системах с сеткой по всему полю, угловой размер которого  $2\omega' = 40^\circ$ . Общая длина  $\Sigma d \approx 0,75f'$ , фокальные отрезки:  $-s_F \approx 0,6f'$ ;  $s_{F'} \approx 0,75f'$ , что позволяет иметь большое удаление  $s_{F'}$  выходного зрачка. Первый компонент состоит из трех склеенных линз, что вызывает трудности при его изготовлении.

Широкоугольный окуляр (рис. 172, ж) имеет угловое поле  $2\omega'$  до  $90^\circ$  и состоит из семи линз. Дополнительный отрицательный

коллектив, устанавливаемый до полевой диафрагмы, позволяет исправить кривизну изображения. Задний фокальный отрезок  $s_f' \approx 0,45f'$ , передний —  $s_p \approx 0,4f'$ . Общая длина  $\Sigma d \approx 2,5f'$ .

**Отрицательный окуляр** (рис. 172, з) состоит из одной или двух сменных линз и применяется в зрительных трубах Галилея. Угловое поле  $2\omega' < 20^\circ$ . Удаление выходного зрачка определяется положением зрачка глаза наблюдателя.

#### 74. Фокусировка окуляра телескопической системы

В гл. XI говорилось о таких недостатках (аметропии) глаза, как близорукость и дальнозоркость, и о необходимости иметь в наблюдательных приборах устройство, которое позволяет получать на выходе системы пучки лучей различной структуры: для нормального (эмметрического) глаза — параллельно; для близорукого (миопического) глаза — расходящиеся; для дальнозоркого (гиперметропического) глаза — сходящиеся.

Исправление указанных недостатков зрения может быть достигнуто перемещением окуляра вдоль оптической оси, причем при смещении окуляра к объективу выходящие пучки лучей будут расходящимися, а при смещении от объектива — сходящимися.

Пусть в телескопическую систему, состоящую из положительных объектива и окуляра, приходит пучок лучей от бесконечно удаленной осевой точки  $A$  (рис. 173). Пусть глаз наблюдателя близорукий, тогда вышедший параллельный пучок лучей собирается в фокусе  $F_{\text{гл}}'$  глаза, который при близорукости находится перед сетчаткой. На рис. 173, а показано положение окуляра

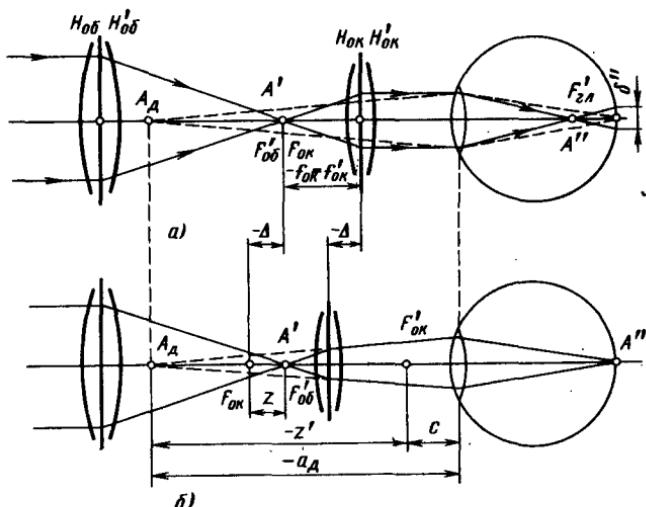


Рис. 173. Фокусировка окуляра

для нормального глаза. На сетчатке глаза вместо точки получится пятно  $\delta''$ , и изображение точки будет размытым. Чтобы резкое изображение  $A''$  точки совпало с сетчаткой, в близорукий глаз должен прийти расходящийся из точки  $A_d$  пучок, для чего окуляр необходимо передвинуть к объективу (влево) на расстояние  $-\Delta$  (рис. 173, б). При этом передний фокус окуляра сместится относительно заднего фокуса объектива также влево и образованное объективом изображение точки  $A'$  будет смещено относительно переднего фокуса окуляра на отрезок  $z = -\Delta$ . Точка  $A_d$  находится от заднего фокуса окуляра на расстоянии  $z'$ , а от глаза — на расстоянии  $-a_d$ . Обозначим через  $c$  расстояние от заднего фокуса окуляра до глаза, тогда  $z' = a_d + c$ . Расстояния  $z$  и  $z'$  связаны формулой Ньютона:  $zz' = -f_{ok}^2$ .

Учитывая приведенные формулы, получаем  $\Delta = f_{ok}^2 / (a_d + c)$ . Выражая расстояние  $a_d$  в диоптрийной мере  $\bar{A}_d = 1000/a_d$ , находим:

$$\Delta = f_{ok}^2 / (1000/\bar{A}_d + c).$$

Так как для положительных окуляров  $|c| \ll |a_d|$ , то можно пользоваться формулой

$$\Delta = (f_{ok}^2 / 1000) \bar{A}_d.$$

Вычисляя  $\Delta$  для отрицательных окуляров, величиной  $c$  пренебречь не следует, так как она соизмерима с  $a_d$ . При конструировании наблюдательных приборов аметропию глаза обычно учитывают в диапазоне  $-5 \dots +5$  дптр. Например, для окуляра с фокусным расстоянием  $f_{ok} = 25$  мм при аметропии  $\bar{A}_d = \pm 5$  дптр перемещение  $\Delta = \pm 3,125$  мм.

## 75. Применение коллектива в зрительной трубе

Коллективной линзой, или коллективом, называется линза, устанавливаемая в плоскости изображения или вблизи нее для изменения хода наклонного пучка лучей. Поэтому иногда ее называют также полевой линзой.

Коллективная линза позволяет либо изменить положение выходного зрачка системы, либо уменьшить диаметры последующих компонентов оптической системы зрительной трубы. Коллективы могут быть положительными и отрицательными. Действие положительного коллектива проявляется в том, что он отклоняет к оптической оси наклонные пучки лучей, действие отрицательного коллектива обратное.

Принцип действия положительного коллектива в схеме зрительной трубы иллюстрирует рис. 174. При отсутствии коллектива диаметр окуляра определялся бы ходом луча  $B'M_1$ . И если луч, обозначенный двумя стрелками, — главный, то выходной зрачок системы находился бы от окуляра на расстоянии  $s'_{P'_0}$ . Коллектив наклонил пучок лучей к оси так, что диаметр окуляра

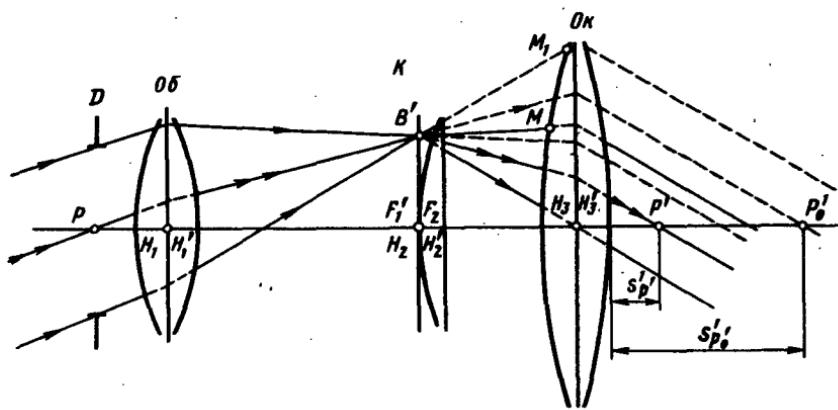


Рис. 174. Действие положительного коллектива

стал определяться лучом  $B'M$  и стал меньше, а положение выходного зрачка определяется удалением  $s'_p$ .

Коллективная линза, установленная в задней фокальной плоскости предшествующего компонента (например, объектива) или в передней фокальной плоскости последующего, не изменяет их фокусных расстояний и не влияет на ход осевого пучка лучей.

Определим оптическую силу коллектива 2, помещенного в совмещенных фокальных плоскостях объектива 1 и окуляра 3 зрительной трубы (рис. 175), для которых известны фокусное расстояние объектива  $f'_1$  и удаление входного зрачка  $a_{p_1}$ , фокусное расстояние окуляра  $f'_3$  и удаление выходного зрачка  $a'_{p'_3}$ .

Оптическая сила  $\Phi_2$  коллектива однозначно определяется, если известны отрезки  $a_2$  и  $a'_2$ , по формуле

$$\Phi_2 = 1/a'_2 - 1/a_2, \quad (342)$$

где

$$a_2 = a'_1 - f'_1 = a'_1 - 1/\Phi_1 \quad (343)$$

и

$$a'_2 = a_3 + f'_3 = a_3 + 1/\Phi_3. \quad (344)$$

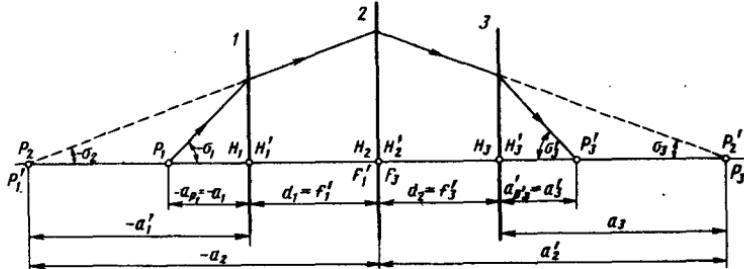


Рис. 175. Схема для определения оптической силы коллектива

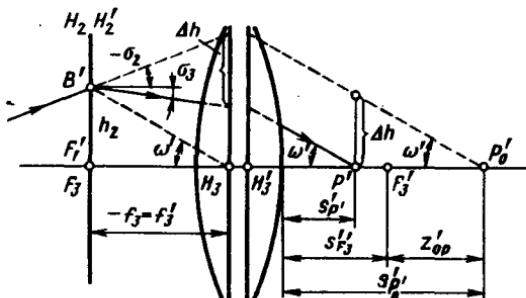


Рис. 176. Влияние коллектива на положение выходного зрачка

В свою очередь,  $a'_1$  и  $a_3$  связаны соответственно с  $a_1 = a_{P_s}$  и  $a'_3 = a'_{P_s}$ :

$$a'_1 = a_P / (1 + a_P \Phi_1); \quad a_3 = a'_{P_s} / (1 - a'_{P_s} \Phi_3). \quad (345)$$

Подставляя последовательно формулы (345) сначала в (343) и (344), а затем в (342), получаем:

$$\Phi_2 = \Phi_1 (1 + a_P \Phi_1) + \Phi_3 (1 - a'_{P_s} \Phi_3).$$

Коллективная линза влияет на качество изображения внеосевых точек и на распределение освещенности по полю изображения.

Установим связь между положениями выходного зрачка в зрительной трубе (рис. 176) без коллектива ( $s'_{P_0}$ ) и с коллективом  $s'_{P'}$ . Ход главного луча в системе без коллектива показан штриховой линией.

Из рассмотрения рис. 176, где  $H_2$ ,  $H'_2$  — главные плоскости установленного коллектива с фокусным расстоянием  $f'_2$ , следует, что

$$s'_{P'} = s'_{P_0} - \Delta h / \tan \omega', \quad (346)$$

где  $\Delta h$  — изменение высоты главного луча в главных плоскостях окуляра, вызванное коллективом;  $\omega'$  — половина углового поля в пространстве изображений;  $\tan \omega' = h_2/f'_3$ , где  $h_2$  — высота главного луча в главных плоскостях коллектива. На основании формулы (52) находим  $h_2 = (\tan \sigma_3 - \tan \sigma_2) / \Phi_2$ .

Кроме того, из рис. 176 следует, что  $\Delta h = f'_3 (\tan \sigma_3 - \tan \sigma_2)$ .

Подставляя в формулу (346) отношение  $\Delta h / \tan \omega'$ , получаем:

$$s'_{P'} = s'_{P_0} - f'_3 / f'_2,$$

где  $s'_{P_0} = s'_{F_0} + z'_{0P}$ ;  $z'_{0P}$  — отрезок, определяющий положение выходного зрачка относительно заднего фокуса  $F'_3$  окуляра в системе без коллектива, которое в соответствии с формулой продольного увеличения равно:  $z'_{0P} = z_{0P} / \Gamma_s^2$  ( $z_{0P} = a_P + f'_1$ ). Окончательно находим:

$$s'_{P'} = s'_{F_0} + (a_P + f'_1) / \Gamma_s^2 - f'_3 / f'_2. \quad (347)$$

При заданных положениях выходного и входного зрачков, выбранных фокусных расстояниях объектива и окуляра зрительной трубы по формуле (347) можно определить необходимое фокусное расстояние коллектива.

## 76. Расчет зрительной трубы Кеплера

Габаритный расчет оптической схемы зрительной трубы выполняют после обоснованного выбора схемы (типа) системы. В результате выполнения габаритного расчета должны быть определены все продольные и поперечные размеры отдельных компонентов оптической схемы и их характеристики. Из технического задания на проектирование зрительной трубы находят ее основные характеристики (видимое увеличение  $\Gamma_t$ , угловое поле  $2\omega$ , диаметр выходного зрачка  $D'$ ), также должны быть известны такие величины, как длина системы  $L$ , угловой предел разрешения  $\psi$ , положение выходного  $s_p'$  или входного  $a_p$  зрачков, коэффициент виньетирования  $k_\omega$ .

На первом этапе расчета будем полагать объектив и окуляр тонкими. Вычислим фокусные расстояния объектива и окуляра.

1. Совместное решение уравнений (335) и  $L = f_1 + f_2$  дает

$$f_1 = \Gamma_t L / (\Gamma_t - 1); \quad f_2 = L / (1 - \Gamma_t).$$

2. Зная диаметр выходного зрачка и видимое увеличение  $\Gamma_t$ , определим диаметр входного зрачка зрительной трубы, который также будет входным зрачком объектива. По формуле (336) имеем  $D = D' \Gamma_t$ .

Таким образом, основные характеристики объектива  $f_1$ ;  $D/f_1$ ;  $2\omega$  найдены.

3. Как известно (см. п. 73), окуляры телескопических систем представляют собой достаточно сложные оптические системы. В настоящее время существуют обширные каталоги на окуляры, поэтому на практике оказывается целесообразнее окуляр выбирать, а не рассчитывать.

При выборе окуляр должен иметь требуемое (или заданное) фокусное расстояние, угловое поле. Очень важным при выборе окуляра является вопрос о согласовании удаления выходного зрачка зрительной трубы. Это обусловлено тем, что при расчете окуляра в обратном ходе лучей наклонные пучки проходят через входной зрачок окуляра, удаленный на вполне определенное расстояние  $s_{p\text{ок}}$ , для которого вычислены и aberrации этого пучка, а объектив рассчитывают (или выбирают) таким образом, чтобы компенсировать aberrации окуляра. Необходимым условием успешной компенсации является согласование положения зрачков, т. е. надо, чтобы  $s_p' = s_{p\text{ок}}$ , а это значит, что выходной зрачок зрительной трубы должен быть удален на определенное, а не произвольное расстояние.

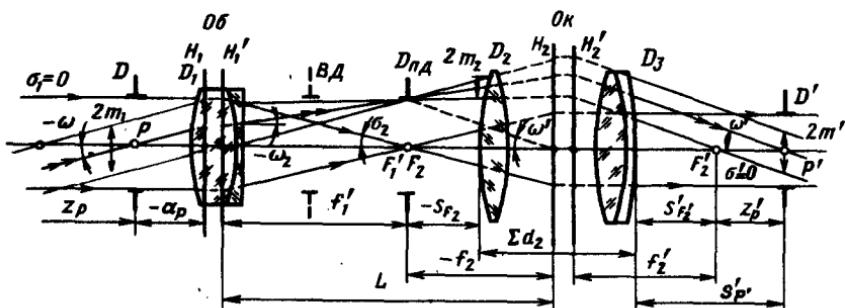


Рис. 177. Расчетная схема зрительной трубы Кеплера

Из рис. 177 следует, что точки  $P$  и  $P'$ ,  $F_1$  и  $F_2'$  являются оптически сопряженными, поэтому величины  $z_P$  и  $z'_P$  можно связать продольным увеличением  $\alpha$ , которое в соответствии с формулой (337) обратно пропорционально квадрату видимого увеличения:

$$z_P = z'_P \Gamma_t^2. \quad (348)$$

Из условия согласования окуляра и объектива известны величины  $s'_P$  и  $s'_{F'_\text{ок}}$ , следовательно,

$$z'_P = s'_P - s'_{F'_\text{ок}}. \quad (349)$$

Используя формулы (348), (349) и равенство  $a_P = z_P - f_1$ , получаем:

$$a_P = (s'_P - s'_{F'_\text{ок}}) \Gamma_t^2 - f_1. \quad (350)$$

Зрительная труба может иметь сферическую aberrацию главного луча, так называемую сферическую aberrацию в зрачках  $\Delta z'_P$ . С учетом этой aberrации формула (350) примет вид:

$$a_P = (s'_P - s'_{F'_\text{ок}} - \Delta z'_P) \Gamma_t^2 - f_1.$$

4. Вычислим угловое поле окуляра, которое равно угловому полю зрительной трубы в пространстве изображений. Из формулы (334) найдем  $\tan \omega' = \Gamma_t \tan \omega$ .

Таким образом, известны основные характеристики окуляра  $f_2$  и  $2\omega'$ , которые позволяют выбрать (если не задан) тип окуляра, и такие величины, как  $s'_{F'_\text{ок}}$ ,  $\Sigma d$ ,  $D_{2\text{k}}$ ,  $D_{3\text{k}}$ , где  $D_{2\text{k}}$ ,  $D_{3\text{k}}$  — диаметры коллективной и глазной линз, допустимые каталогом.

5. Диаметр полевой диафрагмы обеспечивает заданное значение углового поля. В соответствии с формулой (338)  $D_{\text{пд}} = -2f_1 \tan \omega$ .

6. Диаметр  $D_1$  объектива можно определить ходом либо осевого, либо наклонного крайнего луча, т. е.

$$D_1 = 2m_1 + 2a_P \tan \omega, \quad (351)$$

и если  $D_1 < D$ , то диаметр объектива следует принять равным диаметру входного зрачка:  $D_1 = D$ .

Поперечный меридиональный размер  $2m_1$  наклонного пучка лучей связан, как известно, с диаметром входного зрачка, коэффициентом виньетирования:  $k_w = 2m_1/D$ , откуда  $2m_1 = k_w D$ . Заданное виньетирование обеспечивается тем, что диаметр  $D_1$  или  $D_2$  окуляра вычисляют на основе величин  $2m_1$  или  $2m'$ , отмеченных на рис. 177. В этом случае обеспечивается «срезание» одной части наклонного пучка. Для «срезания» второй части (в данном случае верхней во входном зрачке) устанавливают виньетирующую диафрагму, например, между полевой диафрагмой и объективом (на рис. 177 показана штриховой линией и обозначена  $BD$ ).

7. Диаметр  $D_2$  коллективной линзы окуляра определяется ходом наклонного пучка лучей. Из рассмотрения хода главного и нижнего (на входе) лучей последовательно до объектива, между объективом и полевой диафрагмой и между полевой диафрагмой и окуляром можно написать:

$$D_2 = 2a_P \operatorname{tg} \omega - 2(f_1 - s_{F_1}) \operatorname{tg} \omega_2 + 2m_2, \quad (352)$$

где  $\omega_2$  — угол главного луча с осью за объективом;  $\operatorname{tg} \omega_2 = (f_1 + a_P) \operatorname{tg} \omega / f_1$ ;  $m_2$  — расстояние между точкой пересечения главного и верхнего лучей на коллективной линзе окуляра,  $m_2 = -m_1 s_{F_1} / f_1$ .

8. Диаметр  $D_3$  глазной линзы окуляра находят путем расчета хода верхнего луча через выходной зрачок:

$$D_3 = 2s_{P'} \operatorname{tg} \omega' + 2m', \quad (353)$$

где  $2m' = k_w D'$  или  $m' = m_1 / \Gamma_T$ .

После вычисления диаметров  $D_2$  и  $D_3$  их значения следует сопоставить с значениями  $D_{\text{зк}}$  и  $D_{\text{зк}'}$ , приведенными в каталоге.

В результате выполненных расчетов будут определены так называемые световые диаметры оптических элементов. Полные диаметры должны быть больше световых, что зависит от способа крепления и диаметра.

Зрительная труба применяется главным образом в геодезических и астрономических инструментах, а также в призменных наблюдательных приборах, где прямое изображение получают с помощью призм.

Для измерений или наведения зрительную трубу снабжают визирной сеткой, которая наносится на плоскопараллельную пластину, устанавливаемую в совмещенных фокальных плоскостях объектива и окуляра. Цена деления  $\Delta y$  сетки зависит от необходимой угловой величины  $\Delta\omega$  деления и фокусного расстояния объектива:

$$\Delta y = f_1 \operatorname{tg} (\Delta\omega).$$

## 77. Схема зрительной трубы Галилея и ее расчет

В п. 71 отмечалось, что зрительная труба Галилея состоит (рис. 178) из положительного объектива и отрицательного окуляра и поэтому дает прямое изображение наблюдаемых предметов. Промежуточное изображение, получающееся в совмещенных фокальных плоскостях, в отличие от изображения в трубе Кеплера, будет мнимым, поэтому визирная сетка отсутствует.

Рассмотрим формулу (350) применительно к трубе Галилея. Для тонкого окуляра можно считать, что  $s'_{P'} = f_2$ , тогда  $a_P = (a'_P - f_2) \Gamma_t^2 - f_1$ . Эта формула легко преобразуется к следующему виду:

$$a_P = a'_P \cdot \Gamma_t^2 + f_1 (\Gamma_t - 1) \quad \text{или} \quad a_P = \Gamma_t (a'_P \cdot \Gamma_t + L). \quad (354)$$

Как видим, удаление входного зрачка в трубе Галилея положительное, т. е. входной зрачок мнимый и находится он далеко справа за глазом наблюдателя.

Положение и размеры апертурной диафрагмы и выходного зрачка в трубе Галилея определяет зрачок глаза наблюдателя. Поле в трубе Галилея ограничивается не полевой диафрагмой (она формально отсутствует), а виньетирующими диафрагмами, роль которой выполняет оправа объектива. В качестве объектива чаще всего используют двухлинзовую конструкцию, которая допускает иметь относительное отверстие  $\sim 1 : 3$  и угловое поле не более  $6 \dots 8^\circ$ . Однако для обеспечения таких угловых полей при значительном удалении входного зрачка объективы должны иметь большие диаметры. В качестве окуляра обычно применяют одиночную отрицательную линзу или двухлинзовый отрицательный компонент, которые обеспечивают угловое поле не более  $30 \dots 40^\circ$  при условии компенсации полевых aberrаций объекти-

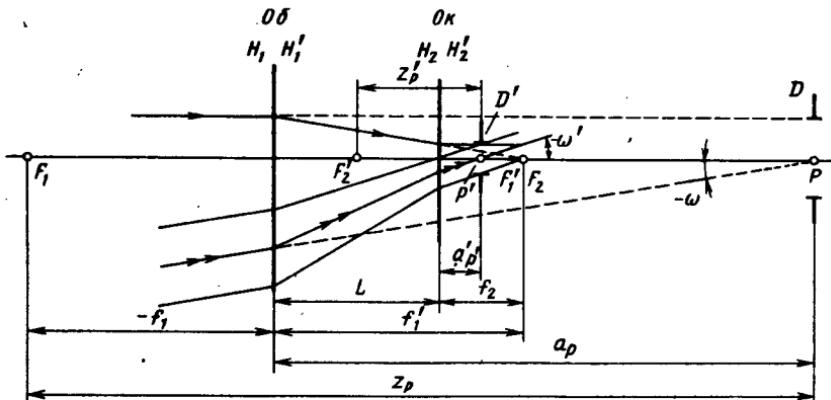


Рис. 178. Расчетная схема зрительной трубы Галилея

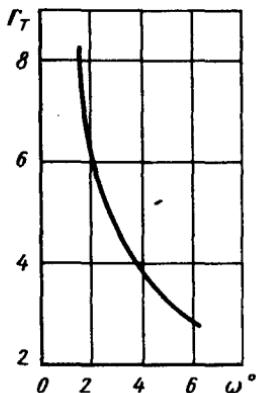


Рис. 179. Зависимость углового поля от видимого увеличения в зрительных трубах Галилея

вом. Таким образом, в трубе Галилея трудно получить большое увеличение (обычно оно не превышает 6 ... 8X, чаще 2,5 ... 4X). Зависимость угла  $\omega$  от увеличения для труб Галилея показана на рис. 179.

Таким образом, отметим достоинства зрительной трубы Галилея: прямое изображение; простота конструкции; длина трубы короче на два фокусных расстояния окуляра по сравнению с длинной подобной трубы Кеплера.

Однако нельзя забывать и недостатки: небольшие поля и увеличение; отсутствие действительного изображения и, следовательно, невозможность визирования и измерений.

Расчет зрительной трубы Галилея выполним по формулам, полученным для расчета трубы Кеплера.

**Пример.** Рассчитать трубу Галилея с видимым увеличением  $\Gamma_t = 3X$ , угловым полем  $2\omega = 4^\circ$ , зрачком  $D' = 4$  мм,  $a'_p = 12$  мм,  $L = 40$  мм.

#### 1. Фокусные расстояния объектива и окуляра:

$$f'_1 = \frac{3 \cdot 40}{2} = 60 \text{ мм}; \quad f'_2 = \frac{40}{-2} = -20 \text{ мм}.$$

#### 2. Диаметр входного зрачка $D = D'\Gamma_t = 12$ мм.

Таким образом, объектив имеет  $f'_1 = 60$  мм,  $1 : f'_1 / D = 1 : 5$ ,  $2\omega = 4^\circ$ .

#### 3. По формуле (354) $a_p = 228$ мм.

#### 4. Угловое поле окуляра ( $2\omega = 4^\circ$ ) $\operatorname{tg} \omega' = \Gamma_t \operatorname{tg} \omega = 0,105$ , $2\omega' = 12^\circ$ .

5. Из рис. 178 следует, что диаметр объектива  $D_{ob} = 2a_p \operatorname{tg} \omega = 15,96$  мм. Примем  $D_{ob} = 16$  мм.

При найденном диаметре объектива  $D_{ob} = 16$  мм и угловом поле  $2\omega = 4^\circ$  коэффициент виньетирования  $k_\omega = 0,5$ . Если виньетирование недопустимо, т. е.  $k_\omega = 1$ , то диаметр объектива должен быть увеличен на диаметр входного зрачка, т. е.  $D_{ob}, k_\omega=1 = 28$  мм.

6. Диаметр окуляра определим как диаметр глазной линзы окуляра по формуле (353):  $D_{ok} = 2m' + 2a'_p \operatorname{tg} \omega'$ . Для  $k_\omega = 0,5$   $2m' = 2$  мм, для  $k_\omega = 1$   $2m' = 4$  мм, тогда  $D_{ok}, k_\omega=0,5 = 4,52$  мм;  $D_{ok}, k_\omega=1 = 4 + 2 \cdot 12 \cdot 0,105 = 6,52$  мм.

### 78. Расчет призменного монокуляра

**Призменным монокуляром** называется оптический прибор, представляющий собой простую зрительную трубу Кеплера с призмой или системой призм для переворачивания изображения, благодаря чему прибор дает прямое изображение. Кроме того, введение призм в оптическую схему монокуляра позволяет получить заданный угол отклонения (угол между оптическими осями объектива и окуляра), обеспечивающий удобное положение головы наблюдателя и компенсацию вращения изображения. Если

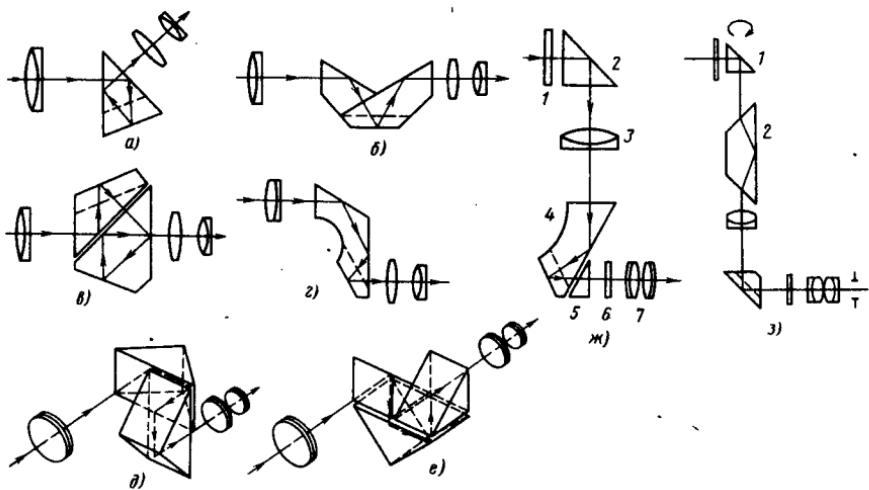


Рис. 180. Схемы призменных моноокуляров

в монокуляре применяется одиночная призма, то для получения прямого изображения в приборе она должна иметь крышу. Схемы некоторых призменных монокуляров приведены на рис. 180.

Монокуляр с призмой Шмидта (рис. 180, а) имеет угловое поле не более  $8^\circ$  и угол отклонения  $45^\circ$  между визирной осью (оптической осью в пространстве предметов) и оптической осью окуляра. Монокуляр с призмой Аббе (рис. 180, б) иногда используют для изготовления призматических биноклей. Призма Пехана (рис. 180, в) позволяет получить компактную вдоль оси систему благодаря большой длине хода луча внутри призмы. Если бинокулярный прибор, состоящий из монокуляров, должен иметь повышенную пластичность и компактность, следует применять призму Лемана (рис. 180, г). На рис. 180, д, е показаны монокуляры с призменными системами Малафеева (соответственно 1-го и 2-го рода). Эти системы известны в некоторых странах, как системы Порро. Особенностью этих систем является то, что оптические оси объектива и окуляра не лежат в одной плоскости.

На рис. 180, ж приведена оптическая схема одного монокуляра стереотрубы: 1 — защитное стекло; 2 — головная призма; 3 — объектив, 4 — башмачная призма с крышкой; 5 — клин; 6 — сетка; 7 — окуляр. Особенностью этой схемы призменной зрительной трубы является перископичность, которая оценивается расстоянием между оптическими осями объектива и окуляра.

Оптическая схема артиллерийской панорамы, обеспечивающей перископичность и возможность кругового обзора при неподвижном окуляре, приведена на рис. 180, з. Головная призма 1 имеет возможность вращаться вокруг вертикальной оси, а для компенсации поворота изображения призма Дове 2 вращается вокруг

этой же оси на угол в 2 раза меньший угла поворота головной призмы.

Габаритный расчет призменного монокуляра подобен габаритному расчету простой трубы. Отличием является определение размеров призм. Для удобства расчета оптическую схему монокуляра разворачивают по горизонтальной оси, заменяют призму эквивалентной плоскопараллельной пластиной, редуцированной к воздуху. Призмы размещаются как в параллельном ходе лучей, например, перед объективом (см. рис. 180, ж), так и в сходящихся пучках лучей за объективом (см. рис. 180, а—е). Для призм, расположенных в сходящихся пучках лучей, учитывается вызываемое ими удлинение хода луча. На значение этого удлинения увеличивается в реальной системе расстояние между поверхностями того пространства, в котором размещаются призмы. Расчет призм состоит в определении диаметра светового пучка лучей, который она должна пропустить, и места расположения призмы между объективом и окуляром. Все остальные размеры отражательных призм даны в нормалях и справочниках для пучка лучей круглого сечения и наибольшим диаметром  $D$ .

Габаритный расчет отражательной призмы, расположенной в параллельном пучке, приведен в п. 29. Рассмотрим габаритный расчет призмы, расположенной за объективом. Для определения размера призмы на рис. 181 показан ход лучей после объектива. Как видно на рис. 181, а, диаметр  $\bar{D}_1$  на входной грани призмы может определяться ходом внеосевого луча 2 или ходом осевого луча 1 ( $\bar{D}_0$  — рис. 181, б), а наибольший световой диаметр  $\bar{D}_2$  выходной грани определяется лучом 2. Расстояние  $b_2$  от последней поверхности  $O_2B_2$  призмы до фокальной плоскости объектива выбирают таким, чтобы размеры призмы были минимальными, а допуск на изготовление крыши у призмы был шире. Оба эти условия выполняются при размещении призмы в непосредственной близости от фокальной плоскости. Однако размещать заднюю грань слишком близко к фокальной плоскости не следует, так

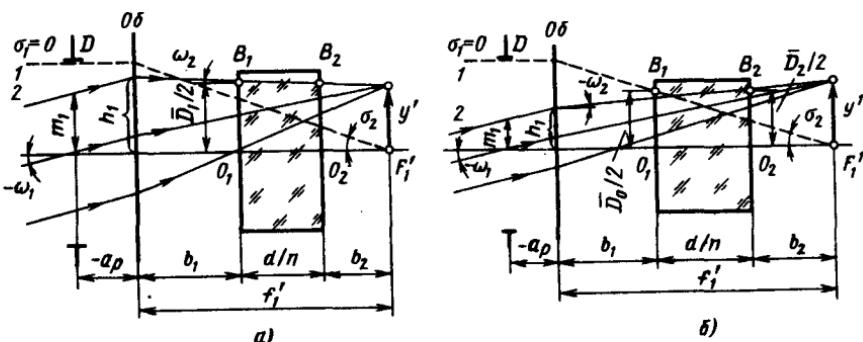


Рис. 181. Призма в сходящемся ходе лучей

как все дефекты стекла (пузыри, камни, мелкие царапины и пыльники) будут резко видны в поле окуляра и будут мешать наблюдению. В то же время удалению призмы от фокальной плоскости пропорционально двоение изображения вследствие погрешностей в изготовлении угла крыши призмы. Поэтому оптимальным положением призмы будет такое, при котором ее последняя поверхность размещается перед фокальной плоскостью окуляра так, что изображение поверхности после окуляра получается вне пределов аккомодации глаза наблюдателя. Этому соответствует разность сходности  $A_d$  за окуляром:  $A_d = 10 \dots 20$  дптр. Величины  $b_2$  и  $A_d$  связаны формулой  $b_2 = f'_1 A_d / 1000$ .

С помощью рис. 181 можно вывести следующие расчетные формулы:

$$\bar{D}_0 = nb_2 D / (nf'_1 - cD);$$

$$\bar{D}_2 = 2y' + 2(b_2/f'_1) [0,5k_\omega D + (f'_1 + a_P) \operatorname{tg} \omega_1];$$

$$\bar{D}_1 = 2n \frac{b_2 [0,5k_\omega D + (f'_1 + a_P) \operatorname{tg} \omega_1] - f'_1 \operatorname{tg} \omega_1}{nf'_1 - 2c [0,5k_\omega D + (f'_1 + a_P) \operatorname{tg} \omega_1]} \quad (355)$$

или

$$\bar{D}_2 = 2(y' + b_2 A / f'_1); \quad (356)$$

$$\bar{D}_1 = 2n (b_2 A - f'_1 \operatorname{tg} \omega_1) / (nf'_1 - 2c A), \quad (357)$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка;  $c = d/\bar{D}_i$  ( $i = 0; 1; 2; \dots$ );  $A = 0,5k_\omega D + (f'_1 + a_P) \operatorname{tg} \omega_1$  ( $A = h_1 - y'$ ).

Отношение  $A/f'_1 = \operatorname{tg} \omega_2$ , и если  $\operatorname{tg} \omega_2 > 0$ , то наибольший размер имеет входная поверхность призмы. Ее размер рассчитывают по формулам (355) или (357). Если  $2y' > D$ , то  $\operatorname{tg} \omega_2$  всегда меньше нуля и наибольший размер имеет выходная поверхность призмы. Этот размер определяют по формуле (356).

К найденному наибольшему световому размеру  $\bar{D}_{\max}$  прибавляют припуск на оправу и находят все остальные размеры призмы. Следует отметить, что диаметр дифрактограммы  $\bar{D}_{\max}$  ограничивает ход верхней части наклонного пучка, а нижняя часть этого пучка ограничивается оправами линз окуляра.

## 79. Расчет зрительной трубы с линзовой обрачивающей системой

Основным достоинством зрительных труб с призменными обрачивающими системами, или призмами, является компактность конструкции. Однако при этом увеличивается масса прибора и возникают трудности технологического порядка, связанные с изготовлением и юстировкой призм. Прямое изображение в зрительной трубе Кеплера можно получить, вводя в ее оптическую схему линзовую обрачивающую систему. В этом случае даже при использовании сложной, например пятинизовой, обо-

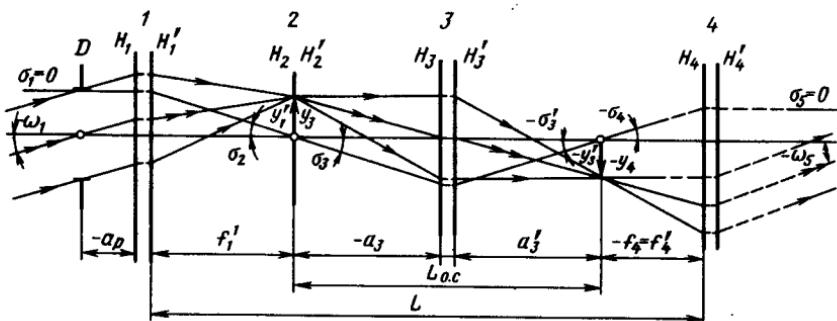


Рис. 182. Схема зрительной трубы с однокомпонентной оборачивающей системой

рачивающей системы удается по сравнению с подобной призменной системой уменьшить массу прибора в целом почти в 2 раза. Зрительную трубу с линзовой оборачивающей системой иногда называют земной зрительной трубой.

Линзовые оборачивающие системы могут быть однокомпонентными, но чаще используются двухкомпонентные системы.

На рис. 182 приведена схема трубы с однокомпонентной оборачивающей системой 3, объективом 1, коллективной линзой 2 и окуляром 4.

Из технических условий на расчет зрительной трубы должны быть известны: видимое увеличение  $\Gamma_t$ ; угловое поле  $2\omega$ ; диаметр выходного  $D'$  или входного  $D$  зрачка; длина системы  $L$ ; удаление  $a_p$  входного или  $a'_p$  выходного зрачка; коэффициент виньетирования  $k_\omega$ ; линейное увеличение оборачивающей системы  $\beta_{o.c}$ ; может быть задано фокусное расстояние окуляра  $f'_4$ .

Если за объектив принять первые три компонента, то видимое увеличение

$$\Gamma_t = -f'_{(1, 2, 3)}/f'_4, \quad (358)$$

где  $f'_{(1, 2, 3)} = h_1/\tan \sigma_4$ ;  $\tan \sigma_4 = \tan \sigma_3/\beta_{o.c}$ ;  $\tan \sigma_3 = \tan \beta_2$  и  $f'_1 = h_1/\tan \sigma_2$ .

Последовательно подставляя в формулу (358) указанные соотношения, получим  $\Gamma_t = -f'_1 \beta_{o.c} / f'_4$ .

Далее расчет выполняется по следующим формулам:  $f'_1 = -\Gamma_t f'_4 / \beta_{o.c}$ ;  $D = D' \Gamma_t$ ;  $D_1 = 2m_1 + 2a_p \tan \omega$ . Причем если окажется, что  $D_1 < D$ , то следует принимать  $D_1 = D$ , чтобы не было срезания лучей в осевом пучке.

После определения основных характеристик объектива ( $f'_1$ ,  $D/f'_1$ ,  $2\omega$ ) его можно выбрать из каталогов или рассчитать. Затем определяют:

$$L_{o.c} = L - (f'_1 + f'_4); \quad a_3 = L_{o.c} / (\beta_{o.c} - 1);$$

$$a'_3 = \beta_{o.c} L_{o.c} / (\beta_{o.c} - 1); \quad f'_3 = -(L_{o.c} - \Delta_{H_3 H'_3}) \beta_{o.c} / (1 - \beta_{o.c})^2;$$

$$D_3 = -D a_3 / f'_1; \quad \tan \omega_3 = -y'_1 / a_3.$$

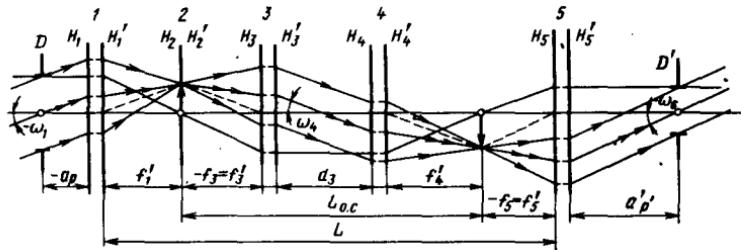


Рис. 183. Схема зрительной трубы с двухкомпонентной линзовой обраачивающей системой:

1 — объектив; 2 — коллектив; 3, 4 — обраачивающая система; 5 — окуляр

Эти величины являются характеристиками обраачивающей системы ( $f'_3$ ;  $D_3/f_3'$ ;  $2\omega_3$ ;  $b_{o.c}$ ). Заметим, что  $D_2 = -2f_1 \operatorname{tg} \omega_1$ , и, так как главный луч коллективом направляется в переднюю главную точку обраачивающей системы,

$$1/f'_2 = (1/f'_1)(1 + a_p/f'_1) + 1/f'_3.$$

Параметры окуляра вычисляют так же, как и параметры трубы Кеплера [см. формулы (352) и (353)]. Обычно линейное увеличение обраачивающей системы  $b_{o.c} = -1$ , тогда для однокомпонентной системы  $L_{o.c} = 4f_3'$ ,  $a_3 = -2f_3'$ , и относительное отверстие обраачивающего компонента оказывается вдвое больше, чем относительное отверстие окуляра. Стремление уменьшить (по абсолютному значению) линейное увеличение приводит к еще большему увеличению относительного отверстия обраачивающей системы, что нежелательно. При возрастании линейного увеличения (по абсолютному значению) резко растут угловое поле  $2\omega_3$  и общая длина системы  $L$ , что также нежелательно.

В зрительных трубах с двухкомпонентной линзовой обраачивающей системой (рис. 183) между ее компонентами лучи идут в виде параллельных пучков, что позволяет изменять расстояние  $d_3$ , а тем самым и длину обраачивающей системы  $L_{o.c} = f_3' + d_3 + f_4'$ .

Первые три компонента 1—3 образуют трубу с увеличением  $\Gamma_{r1}$ , а два последних 4, 5 — трубу с увеличением  $\Gamma_{r2}$ , т. е.

$$\Gamma_r = \Gamma_{r1}\Gamma_{r2} = -(f'_1/f'_3)(-f'_4/f'_5) = -(f'_1/f'_5)\beta_{o.c},$$

где  $\beta_{o.c} = -f'_4/f'_3$ .

Главный луч в таких системах обычно направляют с помощью коллектива по середине расстояния  $d_3$ . С помощью рис. 183 можно найти следующую связь между расстояниями  $d_3$  и  $f_3'$ :

$$d_3 = -(1 - k_{\Phi})D(f'_3/f_1)^2/\operatorname{tg} \omega_1. \quad (359)$$

Полагая, что известными являются те же характеристики, что и для трубы с однокомпонентной обраачивающей системой,

запишем формулы для габаритного расчета трубы с двухкомпонентной обрачивающей системой:

$$1) f'_1 = -\Gamma_7 f'_5 / \beta_0; \quad \text{где } \Gamma_7 = 2a_P \operatorname{tg} \omega_1;$$

$$2) D_1 = 2m_1 + 2a_P \operatorname{tg} \omega_1, \quad \text{где } 2m_1 = k_\omega D;$$

$$3) f'_3 (1 - k_\omega) D / (f'_1 \operatorname{tg} \omega_1) + f'_3 (\beta_0 - 1) + [L - (f'_1 + f'_5)] = 0;$$

$$4) f'_4 = -\beta_0, \quad 5) d_3 \text{ определяем по формуле (359);}$$

$$6) D_2 = -2f'_1 \operatorname{tg} \omega_1; \quad 7) D_3 = Df'_3/f'_1; \quad D_4 = D_3;$$

$$8) 1/f'_2 = (1/f'_1) (1 + a_P/f'_1) + (1/f'_3) [1 - d_3/(2f'_3)];$$

9) диаметр полевой диафрагмы, устанавливаемой в передней фокальной плоскости окуляра,

$$D_{\text{ПД}} = -2f'_5 \operatorname{tg} \omega_6; \quad (360)$$

10) диаметры линз окуляра вычисляют так же, как для трубы Кеплера.

## 80. Основные сведения о зрительных трубах переменного увеличения

Изменение видимого увеличения в зрительных трубах может происходить дискретно и непрерывно. Соответственно различают зрительные трубы дискретного увеличения и панкратические зрительные трубы — трубы с плавно изменяющимся увеличением.

Дискретное изменение увеличения достигается несколькими способами: 1) сменой окуляров, 2) объективов, 3) отдельных частей объектива, 4) обрачивающей системы, 5) переворотом на  $180^\circ$  обрачивающей системы, 6) перемещением объектива обрачивающей системы вдоль оптической оси, 7) введением особых афокальных насадок в параллельный ход лучей внутри телескопической системы.

Наиболее простым и распространенным является первый способ — смена окуляров. Такой способ широко применяют в геодезических и астрономических приборах и достаточно часто в прицелах различного назначения. Например, для теодолитов использовались сменные окуляры с  $f' = 8; 9; 10; 13; 5; 16,7$  и  $20$  мм. Зеркальный телескоп Цейсса с  $f'_{\text{об}} = 1,1$  мм имел сменные окуляры с  $f' = 6; 10; 16$  и  $25$  мм. Зеркально-линзовый телескоп АЗТ-7 имеет шесть сменных окуляров.

При смене окуляров с уменьшением фокусного расстояния соответственно увеличивается их угловое поле и уменьшается диаметр выходного зрачка.

В ряде случаев с ростом видимого увеличения телескопической системы приходится уменьшать поле. При этом размер полевой диафрагмы в передней фокальной плоскости короткофокусного окуляра будет определять поле [см. формулу (360)].

Более редким является второй способ — смена объектива. Его применяют в некоторых перископах и прицепах.

Третий способ удобен при использовании объектива, состоящего из нескольких групп линз, например телес объектива (линзового или зеркального). Сменой передней или задней части (групп линз) достигают изменения фокусного расстояния объектива. Разновидностью этого способа является и введение нового оптического элемента — групп линз или зеркала.

Наличие оборачивающей системы (рис. 184, а) позволяет осуществить четвертый

способ изменения увеличения путем смены как одного из ее объективов, так и обоих. Линейное увеличение оборачивающей системы изменяется в соответствии с формулой  $\beta_{o.c} = -f_4/f_3$ . В этом случае линейное поле изображения  $2y'$  и относительное отверстие последующих оптических узлов остаются неизменными, т. е. неизменным является и диаметр выходного зрачка  $D'$  всей телескопической системы, а поле  $2y'$  предыдущей системы и относительные отверстия объективов, стоящих перед оборачивающей системой переменного увеличения, изменяются. Если линейное увеличение оборачивающей системы по абсолютному значению будет расти, то угловое поле  $2\omega$  будет уменьшаться, а диаметр входного зрачка  $D$  увеличиваться. При этом неизменным остается соотношение  $D_{\min} \operatorname{tg} \omega_{\max} = D_{\max} \operatorname{tg} \omega_{\min}$  или  $\Gamma_{t \min} \operatorname{tg} \omega_{\max} = \Gamma_{t \max} \operatorname{tg} \omega_{\min}$ .

Изменение увеличения может быть достигнуто (пятый способ) и поворотом оборачивающей системы из одного положения (рис. 184, б) в другое на  $180^\circ$  (рис. 184, в). Тогда первый объектив оборачивающей системы станет последним, и наоборот. Если в первом положении линейное увеличение  $\beta_{11} = \beta_1$ , то во втором  $\beta_{11} = 1 : \beta_1$ , т. е. перепад видимого увеличения  $M = -\beta_1^2$ .

Смена объективов оборачивающей системы или ее переворот на  $180^\circ$  усложняет механику прибора и увеличивает размеры прибора в сечении, перпендикулярном к оптической оси. В этом отношении более удобен шестой способ, при котором вдоль оптической оси перемещается объектив оборачивающей системы. Возможен и такой вариант, когда внутренний объектив оборачиваю-

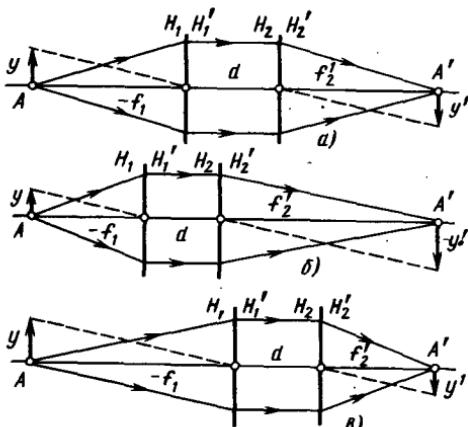


Рис. 184. Сменные оборачивающие системы:

а — при  $\beta = -1$ ; б — при  $\beta < -1$ ; в — при  $\beta > -1$

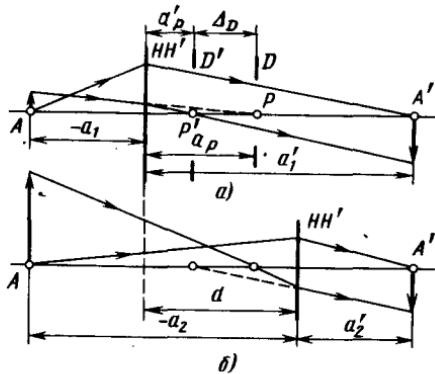


Рис. 185. Перемещение объектива обра-  
щающей системы вдоль оптической  
оси

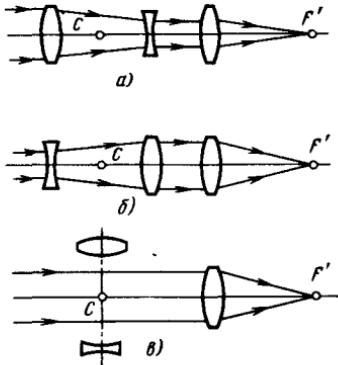


Рис. 186. Схемы изменения увеличения  
путем ввода дополнительных труб Галилея

щей системы перемещается между двумя наружными неподвижными.

Наиболее простым способом изменения увеличения в обра-  
щающей системе является перемещение объектива  $HH'$  вдоль  
оптической оси на расстояние  $d$  (рис. 185). В первом положении  
(рис. 185, а) линейное увеличение  $\beta_1 = a'_1/a_1$ , а во втором  
(рис. 185, б) — увеличение  $\beta_2 = a'_2/a_2$ . Формула отрезков (38)  
позволяет получить уравнение

$$a_1^2 + a_1(2f' - d) - f'd = 0.$$

Учитывая, что  $a_1 - d = a_2$ , для двух пар сопряженных от-  
резков  $a_1, a'_1$  и  $a_2, a'_2$  решением квадратного уравнения определим  
две пары неподвижных сопряженных плоскостей. В одной паре  
разместим плоскости предмета  $A$  и изображения  $A'$ , а в другой —  
плоскости входного и выходного зрачков с центрами  $P$  и  $P'$ .

Если известна длина системы  $L = -a_1 + a'_1$ , то при заданном  
линейном уравнении  $\beta_1$  получим следующее выражение для  
определения фокусного расстояния объектива:

$$f' = -\beta_1 L / (1 - \beta_1)^2.$$

При этом линейное увеличение во втором положении  $\beta_2 = 1/\beta_1$ .

При заданном линейном увеличении  $\beta_1$  (или  $\beta_2$ ) и известном  $f'$   
величины  $a_1$  и  $a'_1$  (или  $a_2$  и  $a'_2$ ) определяют по формуле  $a'_k = (1 - \beta_k) f'$ .

Переменное увеличение можно получить и с помощью отрица-  
тельных объективов, а также с помощью передвижного положи-  
тельного объектива, перемещающегося между двумя другими не-  
подвижными положительными или отрицательными, что подробно  
рассмотрено в работах В. Н. Чуриловского.

В ряде приборов смена увеличения достигается введением в ход параллельных лучей дополнительных телескопических труб системы Галилея. Их устанавливают или перед первым объективом прибора, или внутри прибора, где имеется параллельный ход пучков лучей. Дополнительная труба может занимать три положения (рис. 186) и дает возможность получить три значения видимого увеличения  $\Gamma_t$  прибора ( $\Gamma_{t \max}$ ,  $\Gamma_{t \text{ср}}$  и  $\Gamma_{t \min}$ ). Если видимое увеличение трубы в положении, показанном на рис. 186, а, соответствует  $\Gamma_{t1}$ , а в положении, показанном на рис. 186, б, —  $\Gamma_{t2}$ , то

$$\Gamma_{t \max} = \Gamma_t \Gamma_{t1}; \quad \Gamma_{t \text{ср}} = \Gamma_t; \quad \Gamma_{t \min} = \Gamma_t \Gamma_{t2},$$

где  $\Gamma_t$  — видимое увеличение прибора без дополнительной трубы.

Очевидно, что  $\Gamma_{t2} = 1/\Gamma_{t1}$ .

Центром вращения трубы относительно оси, перпендикулярной к оптической оси, является точка С. Такие вращающиеся или сменные трубы могут применяться не только в телескопических системах, но и в других приборах, где имеется параллельный ход лучей, и в тех же целях, т. е. для увеличения или уменьшения масштаба изображения.

Дополнительную телескопическую трубу применяют совместно со всей телескопической системой или частью ее, для которой положение выходного зрачка определяется положением глаза наблюдателя. Следовательно, выходной зрачок  $D'$  дополнительной трубы всегда должен совпадать с входным зрачком части оптической системы, расположенной за трубой (рис. 187).

Афокальная труба системы Галилея позволяет выполнить условие  $a_{1P} = -a_{2P'}$ , тогда центр вращения С трубы будет расположен посередине между входным  $D$  и выходным  $D'$  зрачками. В этом случае из формулы (354) получим ( $a_P = a_{1P}$  и  $a_{P'} = a_{2P'}$ ):

$$a_{1P} = f_1 (\Gamma_t - 1) / (\Gamma_t^2 + 1),$$

где  $\Gamma_t$  — видимое увеличение дополнительной трубы;  $f_1$  — фокусное расстояние первого компонента трубы.

Например, если  $\Gamma_t = 4$  и  $f_1 = 100$  мм, то  $a_{1P} = 17,6$  мм.

Следовательно, становится известным расстояние между задней главной плоскостью второго компонента трубы и передней главной плоскостью объектива, так как положение входного зрачка телескопической системы до введения дополнительной трубы известно.

Для непрерывного изменения масштаба изображения применяют панкратические объективы, оборачивающую систему и окуляр. Специфической характеристикой панкратических систем является перепад видимых увеличений

$$M = \Gamma_{t \max} / \Gamma_{t \min}. \quad (361)$$

Панкратический объектив должен состоять, по крайней мере, из двух отдельных компонентов. Это позволяет получить различ-

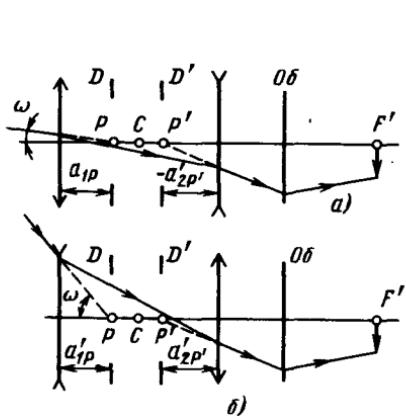


Рис. 187. Положение входного и выходного зрачков в сменных трубах Галилея при различном увеличении:  
а —  $\Gamma = \Gamma_T$ ; б —  $\Gamma = 1/\Gamma_T$

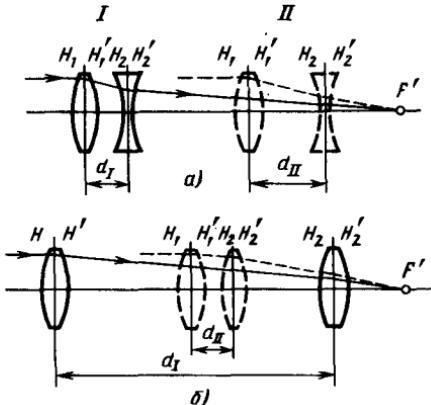


Рис. 188. Панкратические объективы

ные значения его эквивалентного фокусного расстояния путем изменения воздушного промежутка между его компонентами согласно формуле (58):

$$\begin{aligned}\Phi_I &= \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d_I; \\ \Phi_{II} &= \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 d_{II}.\end{aligned}\quad (362)$$

Величины  $\Phi_I$ ,  $\Phi_{II}$ ,  $d_I$  и  $d_{II}$  задаются. Из совместного решения уравнений (362) получают выражение для определения  $\Phi_2$ :

$$\Phi_2^2(d_I - d_{II}) + \Phi_2(d_{II}\Phi_I - d_I\Phi_{II}) + \Phi_{II} - \Phi_I = 0$$

и  $\Phi_1$ :

$$\Phi_1 = (\Phi_I - \Phi_2)/(1 - \Phi_2 d_I). \quad (363)$$

Компоненты перемещаются из положения I в положение II (рис. 188, а). Если фокусные расстояния компонентов противоположны по знаку и одинаковы по абсолютному значению, т. е.  $f_1 = -f_2$ , то

$$f_1 = \sqrt{d_I f_1} \quad \text{или} \quad f_1 = \sqrt{d_{II} f_{II}}.$$

Панкратический объектив может состоять из двух положительных компонентов (рис. 188, б). Например, если фокусные расстояния компонентов одинаковы, т. е.  $f_1 = f_2$ , то из формулы (363) следует:

$$\Phi_1^2 d_I - 2\Phi_1 + \Phi_1 = 0. \quad (364)$$

Например, если необходимо иметь  $f_1 = 100$  мм, а  $d_I$  принимается равным 80 мм, то решение уравнения (364) дает  $f_{1,1} = f_{2,1} = 55,28$  мм или  $f_{1,2} = f_{2,2} = 144,72$  мм.

Другое возможное наименьшее значение  $f'_{11}$  при наименьшем  $d_{11}$  находят из выражения  $f'_{11} = f_1^2/(2f_1 - d_{11})$ . В этом случае для того же примера получим  $f'_{11} = 32,66$  мм при  $d_{11} = 17$  мм и  $f_1 = 55,28$  мм.

Перемещение одного из компонентов объектива вызывает смещение всего объектива, так как изменяется расстояние между вторым компонентом и фокальной плоскостью. Это расстояние определяют по формуле  $a'_2 = f'(1 - d/f'_1)$ .

В соответствии с формулами (335) и (361) для перепада видимых увеличений получаем выражение  $M = f_{\max}/f_{\min}$ .

Панкратический объектив, состоящий из двух положительных компонентов, менее предпочтителен, чем телеобъектив (см. рис. 188, а), так как он позволяет обычно получать перепад менее 2, тогда как телеобъектив может создавать перепад более 2, и в частности  $M = 2 \dots 6$ .

Как правило, в панкратических зрительных трубах применяют панкратическую обрачивающую систему. Такую систему обычно используют в двух вариантах: двухкомпонентный вариообъектив с механической компенсацией и трехкомпонентный вариообъектив с оптической компенсацией (см. гл. XV).

Оптическая схема двухкомпонентной панкратической обрачивающей системы показана на рис. 189. Например, предметной точкой  $A$  может быть задний фокус объектива, а точкой изображения  $A'$  — передний фокус окуляра.

Уравнение длины системы имеет вид:

$$L = -a_1 + d + a'_2 = \text{const}. \quad (365)$$

Панратическая обрачивающая система состоит из двух объективов с фокусными расстояниями  $f_1$  и  $f'_2$ , расположенных друг от друга на изменяющемся расстоянии  $d$ , но при выполнении условия постоянства длины системы. Задаваемыми параметрами служат длина системы  $L$ , минимальное  $\beta_{\min}$  и максимальное  $\beta_{\max}$  линейные увеличения.

Значения фокусных расстояний  $f_1$  и  $f'_2$  задают, а воздушный промежуток  $d$ , удовлетворяющий заданному линейному увеличению  $\beta$ , рассчитывают по формуле

$$d = 0,5L - 0,5\sqrt{L^2 - 4[L(f_1 + f'_2) + (1 - \beta)^2 f_1 f'_2]}. \quad (366)$$

Расстояние  $d$  определяют для двух граничных значений  $\beta_{\min}$  и  $\beta_{\max}$ , чтобы убедиться в том, что при перемещении объективы не сталкиваются друг с другом.

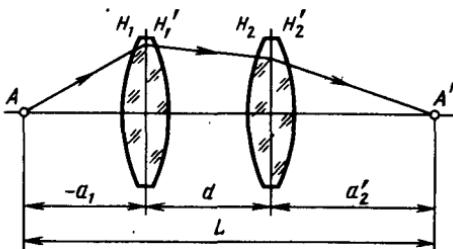


Рис. 189. Двухкомпонентная панкратическая обрачивающая система

Расстояние от передней главной плоскости первого компонента до плоскости предметов

$$a_1 = f'_1 [f'_2 (1 - \beta) + \beta d] / [(f'_1 + f'_2 - d) \beta].$$

Величину  $a_2$  при найденных  $a_1$  и  $d$  находят из уравнения (365).

Методика расчета панкратических обрачивающих систем подробно разработана И. А. Турыгиным [37]. Системы такого вида позволяют получать значительный перепад увеличений, определяемый равенством  $M = \beta_{\max} / \beta_{\min}$ , например до  $M = 20$ , но чаще всего перепад увеличений в этих системах  $M = 4 \dots 8$ .

Конструктивным недостатком панкратической двухкомпонентной обрачивающей системы является перемещение одного из компонентов по криволинейному закону (это усложняет изготовление паза, по которому перемещается штифт, несущий оправу компонента). Технологическим преимуществом будет обладать такая система, компоненты которой перемещаются по линейному закону. Этому условию может удовлетворять четырехкомпонентная система, имеющая два жестко связанных положительных компонента, перемещающихся вдоль оптической оси, между которыми находится неподвижный отрицательный компонент (рис. 190).

Первый объектив (компонент) служит для сокращения общей длины системы и проецирует предметную точку  $A$  в неподвижную точку  $A_2$ , так что панкратической системой служат три следующих объектива, которые проецируют предметную для них точку  $A_2$  в точку изображения  $A'$ .

Второй и четвертый компоненты одновременно перемещаются относительно третьего, и при этом происходит некоторое смещение плоскости изображения на величину  $\delta z$ . При надлежащем выборе фокусных расстояний компонентов и общего перемещения  $z$  это смещение может быть невелико, например в пределах нескольких долей миллиметра при перепаде  $M = 4$ .

Возможна и другая схема панкратической системы, в которой перемещаются два жестко связанных отрицательных компонента относительно расположенного между ними неподвижного положительного.

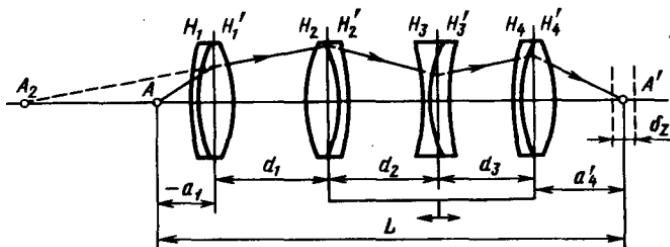


Рис. 190. Четырехкомпонентная панкратическая обрачивающая система с оптической компенсацией

Уравнение длины для расчета таких систем имеет вид:

$$L = -a_1 + d_1 + d_2 + d_3 + a'_4,$$

а для расчета вариочасти —

$$L_v = -a_2 + d_2 + d_3 + a'_4,$$

где  $a_2$  определяют по формуле отрезков при известных  $a_1$  и  $f_1$ , так как  $a_2 = a'_1 - d_1$ .

## 81. Стереоскопические телескопические системы

Использование способности глаз человека к трехмерному восприятию пространства, называемому стереоскопическим зрением, позволило создать особый класс зрительных труб — стереоскопических телескопических систем, наблюдение в которых ведется двумя глазами.

Наличие расстояния между узловыми точками глаз (глазией базис  $b$ ) создает различие в положении изображений одних и тех же точек предмета на сетчатке глаз, что и является главным фактором объемного восприятия пространства. Легко себе представить замену глаз человека двумя объективами, в плоскостях изображения которых создаются образы одного и того же объекта, находящиеся на различных расстояниях ( $y_{1l}$  и  $y_{1p}$ ) от оптических осей (рис. 191).

Разность этих расстояний, называемая линейным параллаксом, для предметных точек  $A_1$  и  $A_2$  соответственно равна:

$$p_1 = y_{1p} - y_{1l}; \quad p_2 = y_{2p} - y_{2l}.$$

Угол  $\varepsilon_{A_1}$  между визирными осями  $A_1A'_{1l}$  и  $A_1A'_{1p}$  и угол  $\varepsilon_{A_2}$  между  $A_2A'_{2l}$  и  $A_2A'_{2p}$  называются параллактическими углами, а расстояния, обозначенные  $R_1$  и  $R_2$ , — дистанциями.

При достаточно больших расстояниях  $R_1$  и  $R_2$ ,  $R_1 \approx R_2 \approx f'$ ,  $p_1 = p_2 = p$ , тогда  $R = f'B/p$ , и если  $p/f' \approx \operatorname{tg} \varepsilon$ , то  $R = B/\operatorname{tg} \varepsilon$ .

Таким образом, дистанцию можно определить измерением или линейного параллакса  $p$ , или параллактического угла  $\varepsilon$ . Эта возможность реализует-

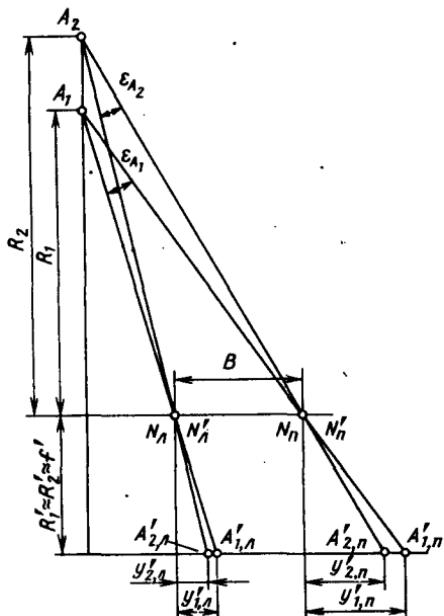


Рис. 191. Схема образования стереоскопического параллакса

ся в стереоскопических телескопических системах, называемых дальномерами.

Стереоскопические приборы обеспечивают наблюдение предметов в трехмерном пространстве. Для этой цели создают левую и правую ветви оптической системы, одинаковые по устройству, обеспечивающие раздельное прохождение пучков лучей от наблюдаемого предмета в левый и правый глаза наблюдателя. Примерами таких систем являются оптические системы биноклей, дальномеров, больших и артиллерийских стереотруб. Оптическая схема стереотрубы показана на рис. 180, ж. Шарнирное соединение труб позволяет изменять расстояние  $B$  между визирными осями, называемое базой стереоскопического прибора. Действительный стереоскопический эффект возникает в том случае, если изображение в каждой из ветвей будет прямым. На рис. 192 показана принципиальная схема стереоскопического прибора. Прямое изображение обеспечивается введением головных пентапризм 2 и прямоугольных с крышкой призм 4. Увеличение базы оптической системы прибора улучшает восприятие глубины в пространстве предметов.

Отношение базы  $B$  прибора к базе  $b$  глаз называют *удельной пластикой*:  $P_0 = B/b$ , которая характеризует усиление эффекта стереоскопического восприятия пространства при наблюдении с помощью прибора по сравнению с наблюдением невооруженными глазами.

Произведение удельной пластики на видимое увеличение называют полной пластикой:  $P = \Gamma_t P_0$ . Полная пластика стереоскопической телескопической системы показывает, во сколько раз действительная дистанция на местности больше кажущейся при наблюдении с помощью прибора.

Ощущать глубину наблюденных предметов можно в пределах радиуса стереоскопического зрения (см. п. 59)  $R_c = B/\Delta e_{\min}$ .

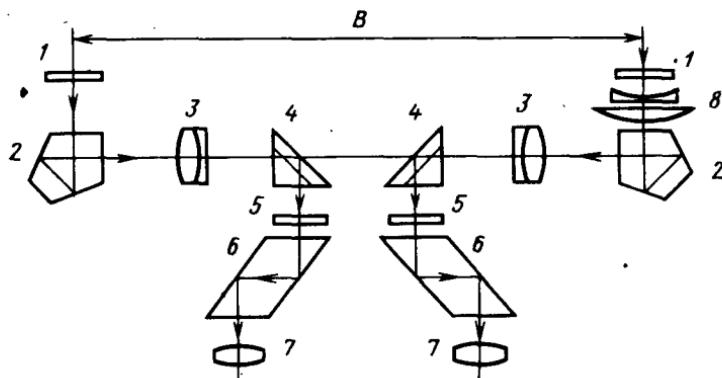


Рис. 192. Схема стереоскопической телескопической системы:

1 - защитное стекло; 2 - пентапризма; 3 - объектив; 4 - прямоугольная призма с крышкой; 5 - сетка; 6 - ромбическая призма; 7 - окуляр; 8 - компенсатор

Учитывая угловой предел стереоскопического зрения  $\eta = \Delta\epsilon_{\min} = \Delta\epsilon_{\max}\Gamma_t$ , получаем

$$R_c = B\Gamma_t/\eta.$$

Например, у восьмикратного призменного бинокля с  $B = 125$  мм  $\Gamma_t = 8\times$  при  $\eta = 4,9 \cdot 10^{-6}$  рад ( $10''$ ) радиус  $R_c = 20,4$  км (для глаз, как известно,  $R_{\max} \approx 1,3$  км).

Телескопические стереоскопические системы применяют в основном в приборах для измерения дистанций — в дальномерах и высотомерах.

Стереоскопические приборы всегда являются бинокулярными, но бинокулярные приборы могут быть и не стереоскопическими. При наблюдении в бинокулярный прибор, показанный на рис. 193, объемное (трехмерное) изображение не образуется. В этом случае о дальности расположения тех или иных объектов судят по таким дополнительным факторам пространственного восприятия, как протяженность предметов, перспектива, загораживание предметов близлежащими, направление падения теней и т. п.

## 82. Зрительная труба с электронно-оптическим преобразователем и ее расчет

Зрительную трубу с электронно-оптическим преобразователем применяют для наблюдения предметов, создающих в зрачке глаза освещенность, близкую к пороговой ( $5 \cdot 10^{-9}$  лк), или излучающих не в видимой, а в рентгеновской, ультрафиолетовой или инфракрасной областях оптического диапазона.

Электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) называется вакуумный фотоэлектронный прибор, предназначенный для преобразования спектрального состава излучения или невидимого глазом изображения, образованного какой-либо оптической системой на фотокатоде ЭОП, сначала внутри преобразователя в промежуточное электронное изображение, а затем на флюоресцирующем экране в видимое. ЭОП используют также для усиления яркости видимого изображения.

Объектив зрительной трубы с ЭОП (рис. 194) образует изображение предмета на фотокатоде преобразователя, а глаз наблюдателя рассматривает преобразованное ЭОП изображение на экране с помощью окуляра, выполняющего роль лупы. Так как в ЭОП легко достигается произвольность оборачивания изображения, то в зрительных трубах нет необходимости применять оптические обворачивающие системы. В таких системах отсутствует оптическое сопряжение лучей, проходящих в пространстве предметов перед объективом, с лучами, проходящими в пространстве

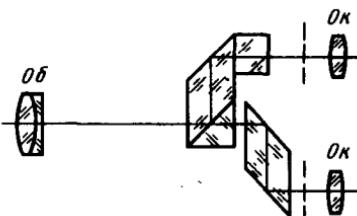


Рис. 193. Оптическая схема бинокулярной насадки

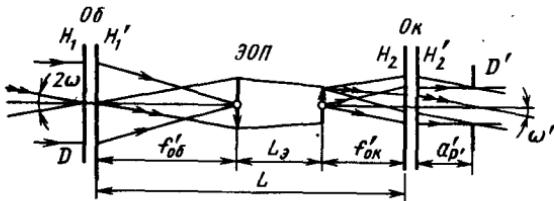


Рис. 194. Схема зрительной трубы с ЭОП

изображений за окуляром, и отсутствует возможность взаимной компенсации aberrаций объектива и окуляра. Поэтому они являются самостоятельными оптическими узлами, требующими тщательной aberrационной коррекции, при которой полностью используется невысокая разрешающая способность (по сравнению с объективом и окуляром) ЭОП.

Зрительную трубу с ЭОП характеризуют следующие параметры: видимое увеличение  $\Gamma_t$ ; угловое поле  $2\omega$ ; диаметр входного зрачка  $D$ ; длина системы  $L$ ; электронно-оптическое (линейное) увеличение ЭОП  $\beta_9 = -D_9/D_{\Phi}$ ; диаметр фотокатода  $D_{\Phi}$ ; диаметр экрана  $D_9$ ; разрешающая способность экрана  $N_9$ ; спектральная характеристика чувствительности фотокатода ( $S_{\lambda, \Phi}$ ;  $s_{\lambda}$ ;  $S_{\lambda m}$ ) или интегральная чувствительность  $S$ ; коэффициент световой эффективности  $K$ , показывающий отношение светового потока  $\Phi_{e\Phi}$ , излучаемого экраном во внешнюю полусферу, к потоку  $\Phi_{e\Phi}$ , попавшему на фотокатод; яркость экрана  $L_{9e}$ , зависящая от энергетической освещенности  $E_{e\Phi}$  фотокатода и коэффициента яркости  $\eta_e$  экрана; расстояние  $L_9$  между фотокатодом и экраном ЭОП.

#### Видимое увеличение трубы с ЭОП

$$\Gamma_t = -f'_ob\beta_9/f'_ok, \quad (366)$$

длина системы

$$L = f'_ob + L_9 + f'_ok. \quad (367)$$

Из совместного решения (366) и (367) получим фокусные расстояния объектива и окуляра:

$$f'_ob = \Gamma_t(L - L_9)/(\Gamma_t - \beta_9);$$

$$f'_ok = \beta_9(L - L_9)/(\beta_9 - \Gamma_t).$$

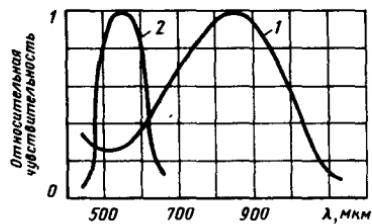


Рис. 195. Спектральные характеристики ЭОП:

1 — фотокатода; 2 — экрана

При заданном угловом поле  $2\omega$  и известном значении  $D_{\phi_k}$  фокусные расстояния объектива и окуляра соответственно равны:

$$f'_{ob} = -D_{\phi_k}/(2 \operatorname{tg} \omega); \quad f'_{ok} = -f'_{ob} \beta_3 / \Gamma_t.$$

Угловое поле  $2\omega'$  в пространстве изображений, определяемое соотношением  $\operatorname{tg} \omega' = \Gamma_t \operatorname{tg} \omega$ , должно быть согласовано с фокусным расстоянием окуляра и диаметром экрана  $D_s$ :

$$\operatorname{tg} \omega' = D_s/(2f'_{ok}).$$

Диаметр входного зрачка объектива определяется с позиций достаточности энергетической освещенности  $E'_e$  изображения при данной энергетической яркости  $L_e$  предмета.

Диаметры объектива и окуляра для телескопической системы находят по формулам (351) и (353).

Качество изображения, получаемого на экране, ниже, чем качество изображения, создаваемого объективом на фотокатоде, и зависит от размера  $\delta_0$  пятна рассеяния электронов на экране.

Диаметры  $\delta_0$  кружков рассеяния на экранах ЭОП соответственно равны:

$$\text{при электростатической фокусировке } \delta_0 = 1,2L_s U_{\max}/E_k;$$

$$\text{при магнитной фокусировке } \delta_0 = 2L_s U_{\max}/U_a.$$

Здесь  $L_s$  — расстояние между фотокатодом и экраном;  $U_{\max}$  — наибольшая начальная энергия электронов;  $E_k$  — напряженность поля у фотокатода;  $U_a$  — анодное напряжение.

Экраны ЭОП отличаются сравнительно малой разрешающей способностью ( $20 \dots 40 \text{ мм}^{-1}$ ), т. е.  $\delta_0 \approx 0,025 \dots 0,05 \text{ мм}$ .

Разрешающая способность ( $\text{мм}^{-1}$ ) на фотокатоде  $N = \beta_s/\delta_0$ , и ее необходимо согласовать с разрешающей способностью объектива:  $N_{ob} \geq N$ .

При выборе или расчете объективов и окуляров зрительных труб с ЭОП область их хроматической коррекции должна соответствовать спектральным характеристикам — соответственно фотокатода и экрана (рис. 195).

## Глава XV

### ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТИВ

---

#### 83. Основные характеристики фотообъектива

Фотографическим объективом называется оптическая система, образующая действительное изображение предметов на светочувствительном слое фото- и кинопленки, поверхности фотокатода, ЭОП или телевизионной передающей трубы и т. д.

В отличие от некоторых других оптических систем в фотообъективе исправляют все aberrации. Объектив — это наиболее важная часть любого фото- или киноаппарата, и от его свойств главным образом зависит качество изображения.

Основными оптическими характеристиками объектива являются фокусное расстояние  $f'$ , относительное отверстие  $D/f'$  и угловое поле  $2\omega$ . Другие важные характеристики объектива — это разрешающая способность, функция передачи модуляции ( $\Phi\text{ПМ}$ ), распределение освещенности по полю изображения, спектральная характеристика пропускания света, интегральный коэффициент пропускания света, светорассеяние и др.

Фокусное расстояние фотообъектива определяет масштаб изображения, длину системы и светосилу.

При съемке удаленных объектов их изображение получается уменьшенным  $y' = -f' \operatorname{tg} \omega$ , где  $\omega$  — угловой размер предмета  $y$ .

При съемке близко расположенных предметов масштаб изображения определяется линейным увеличением  $\beta$ , которое зависит от фокусного расстояния:  $\beta = -f/z$  или при  $n = n'$   $\beta = f'/z$ .

Следовательно, при одинаковом расстоянии  $z$  до предмета его изображение  $y' = y\beta$  будет тем больше, чем больше фокусное расстояние. Вот почему при крупномасштабных съемках требуются длиннофокусные объективы.

За основу разделения объективов по фокусному расстоянию принимается отношение фокусного расстояния к диагонали кадра, которое для нормальных фотообъективов обычно составляет 0,9 ... 1,5. Объективы, у которых это отношение меньше 0,9, называются короткофокусными, а больше 1,5 — длиннофокусными. Фокусное расстояние современных фото- и кинообъективов колеблется от нескольких миллиметров (например, объектив ОКС-7 для съемки на 16-миллиметровую кинопленку имеет  $f' = 7$  мм,  $K = 2,5$ ,  $2\omega' = 87,5^\circ$ ) до метра (например, объектив МТО-1000 имеет  $f' = 1000$ ,  $K = 10$ ,  $2\omega' = 2,5^\circ$ ).

Кроме объективов с постоянным фокусным расстоянием имеются объективы с переменным непрерывно изменяющимся фо-

кусным расстоянием. Такие объективы, называемые также панкратическими, позволяют в определенном диапазоне непрерывно изменять масштаб изображения. Среди панкратических объективов различают трансфокаторы и вариообъективы (см. п. 87).

Относительное отверстие  $D/f'$  объектива определяет освещенность изображения и, следовательно, светосилу. Освещенность  $E'$  изображения осевой точки предмета, имеющего яркость  $L$ , как известно [см. формулу (222)] при  $n' = n$  будет равна:

$$E' = 0,25\tau\pi L (D/f')^2 [\beta_p/(\beta_p - \beta)]^2$$

или

$$E' = (0,25\tau\pi L/K^2) [\beta_p/(\beta_p - \beta)]^2,$$

где  $K = f'/D$  — диафрагменное число.

Если предмет расположен в бесконечности, то  $\beta = 0$  и приведенные выше формулы упрощаются:

$$E' = 0,25\tau\pi L (D/f')^2 = 0,25\tau\pi L/K^2.$$

Светосила  $E'/L$  при постоянном отношении  $\tau\pi/4 = \text{const}$  зависит от квадрата относительного отверстия. Различают (см. п. 43) геометрическую светосилу  $(D/f')^2$  и физическую светосилу  $\tau (D/f')^2$ . Относительное отверстие объектива, определенное с учетом коэффициента пропускания  $\tau$ , называется эффективным. Соответственно эффективное диафрагменное число  $K_e = f'/(D\sqrt{\tau}) = K/\sqrt{\tau}$ .

Для эффективных относительных отверстий приняты числа: 1 : 0,7; 1 : 1; 1 : 1,4; 1 : 2; 1 : 2,8; 1 : 4; 1 : 5,6; 1 : 8; 1 : 11; 1 : 16; 1 : 22; 1 : 32; 1 : 64. За основу построения этого ряда принято условие, чтобы при переходе от одного относительного отверстия к ближайшему освещенность изображения изменялась вдвое, а для этого диафрагменное число должно изменяться в  $\sqrt{2} = 1,41$  раза.

Освещенность изображения  $E'_\omega$  внеосевых точек, имеющих яркость  $L$ , зависит от геометрического виньетирования  $k_\omega$  и углового поля  $2\omega'$  в пространстве изображения [см. формулу (228)]:

$$E'_\omega = k_\omega E' \cos^4 \omega'.$$

Отрицательное влияние косинуса четвертой степени угла поля изображения особенно сказывается в широкоугольных системах. Разработанный проф. М. М. Русиновым метод [31] aberrационного виньетирования позволяет уменьшить степень косинуса угла поля изображения и тем самым выровнять освещенность изображения по полю.

В зависимости от значения диафрагменного числа различают объективы: сверхсветильные ( $K < 1,4$ ); светильные ( $1,4 \leq K < 2,8$ ); нормальные ( $2,8 \leq K < 5,6$ ); несветильные ( $5,6 \leq K$ ).

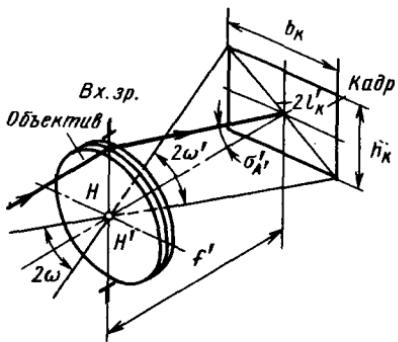


Рис. 196. Схема фотографического объектива. Связь углового поля с размерами кадра

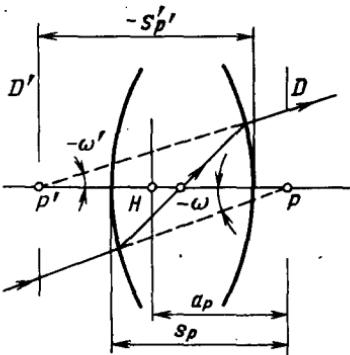


Рис. 197. Связь угловых полей с угловым увеличением

Значение относительного отверстия в объективах изменяют с помощью ирисовой диафрагмы, служащей апертурной диафрагмой.

Угловое поле  $2\omega'$  объектива в пространстве изображений определяет формат снимка. Для фотографических систем преимущественно принят прямоугольный формат изображения, обеспечиваемый кадровым окном. Кадровое окно имеет высоту  $h_k$ , ширину  $b_k$ , диагональ  $2l_k = \sqrt{h_k^2 + b_k^2}$  и является полевой диафрагмой (рис. 196).

При известном фокусном расстоянии угловое поле в пространстве изображений  $2\omega' = 2 \operatorname{arctg} (l_k/f')$ . Угловое поле  $2\omega$  в пространстве предметов связано с угловым полем  $2\omega'$  угловым увеличением в зрачках объектива:

$$\operatorname{tg} \omega = (\operatorname{tg} \omega') / \gamma_P; \quad \gamma_P = n/n' + a_P/f',$$

а при  $n = n'$   $\gamma_P = 1 + a_P/f'$  (рис. 197).

Для объектива, находящегося в однородной среде, при линейном увеличении в зрачках, равном единице, угловое поле объектива в пространстве предметов равно угловому полу в пространстве изображений ( $2\omega = 2\omega'$ ).

Угловые поля в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно равны:

$$\operatorname{tg} \omega_r = b_k/(2f'); \quad \operatorname{tg} \omega_v = h_k/(2f') \text{ и } \operatorname{tg} \omega' = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \omega_v + \operatorname{tg}^2 \omega_r}.$$

В зависимости от углового поля фотообъективы делят на: узкоугольные ( $2\omega' < 40^\circ$ ); нормальные ( $40^\circ \leq 2\omega' < 60^\circ$ ); широкоугольные ( $60^\circ \leq 2\omega' < 100^\circ$ ); сверхширокоугольные ( $100^\circ \leq 2\omega'$ ).

Естественно, что в объективах с различными фокусными расстояниями указанным угловым полям будут соответствовать

Таблица 7

## Форматы фотографических изображений

Формат мм	Диаго- наль	Применение	Формат	Диаго- наль	Применение
			см		
3,55×4,9	6,051	Киносъемка на 8-миллиметровую пленку	6×6	8,48	Репортерская съемка
4×5,36	6,69	Киносъемка на пленку Супер-8	9×12	15	
7,45× ×10,55	12,51	Киносъемка на 16-миллиметровую пленку	13×18	22,2	Техническая фотография
8×11	13,6	В миниатюрных фотокамерах	18×18	25,4	Техническая фотография и аэросъемка
10×14	17,2				
14×21	25,24		18×24	30	Техническая фотография
16×22	27,2	Киносъемка на 35-миллиметровую обычную пленку	30×30	42,4	Аэрофотосъемка
18×24	30	В полуформатных камерах	30×40	50	В полиграфии
24×36	43,27	В малоформатных фотокамерах	50×50	70,07	Аэрофотосъемка
23×52,5	57,3	Киносъемка на 70-миллиметровую широкоформатную кинопленку	50×60	78,1	
			70×80	106,3	В полиграфии

различные форматы изображений. Наиболее распространенные форматы изображений приведены в табл. 7.

Из формул, связывающих основные оптические характеристики объектива, следует, что увеличение относительного отверстия приводит к необходимости уменьшения углового поля, увеличение фокусного расстояния требует ограничения относительного отверстия и углового поля системы (при сохранении остальных высоких оптических качеств).

Проф. Д. С. Волосов [5] исследовал взаимозависимость между оптическими характеристиками лучших фотообъективов и установил, что для больших групп объективов существует определенная инвариантность характеристик, при которой некоторый коэффициент  $C_m$  остается постоянным:

$$C_m = (D \operatorname{tg} \omega / f') \sqrt{f'/100} = (\operatorname{tg} \omega / K) \sqrt{f'/100}.$$

Величина  $C_m$  зависит от фотографической разрешающей способности, степени падения освещенности по полю изображения, сложности оптической схемы и др. Эту величину можно назвать

коэффициентом добротности. У современных анастигматов  $C_m = 0,22 \dots 0,24$ . Разработка объектива сравнительно проста, если  $C_m < 0,20$ .

#### 84. Разрешающая способность и функция передачи модуляции фотографической системы

Разрешающая способность — наиболее распространенный критерий количественной оценки качества изображения, создаваемого оптической системой, показывающий, сколько линий или предметных точек может изобразить раздельно фотографическая система на отрезке длиной 1 мм. Единица разрешающей способности — миллиметр в минус первой степени ( $\text{мм}^{-1}$ ).

В фотографической системе различают визуальную разрешающую способность  $N_0$  объектива, определяемую визуальным путем по изображению штриховой меры, разрешающую способность фотографического слоя  $N_c$  (фотопленки, фотобумаги и т. п.) и фотографическую разрешающую способность  $N_\Phi$  системы объектив—фотослой.

Визуальная разрешающая способность  $N_0$  для идеального фотообъектива при использовании меры абсолютного контраста

$$N_0 = 1/\delta_0,$$

где  $\delta_0 = 1,22\lambda K$  — линейный предел разрешения.

Принимая  $\lambda = \lambda_e = 0,5461$  мкм, получим

$$N_0 = 1500D/f' = 1500/K. \quad (368)$$

Разрешающая способность  $N_0$  реальных объективов отличается от величины, определяемой по формуле (368), и зависит от степени исправления aberrаций, контраста изображения, типа и ориентации штрихов меры и т. п. Например, для современных анастигматов типа «Юпитер» наибольшее приближение дает формула

$$N_0 \text{ (юп)} \approx 560/K.$$

Разрешающая способность фото- и кинопленок различных типов указана ниже [15]:

Фотопленка	$N_c$
Черно-белая негативная (ГОСТ 24876—81):	
фото 32 . . . . .	116
фото 65 . . . . .	92
фото 130 . . . . .	75
фото 250 . . . . .	70
Цветная обращаемая (ТУ 6-17-625—74):	
ЦОД 16 . . . . .	45
ЦОД 32 . . . . .	45

#### Кинопленка

Черно-белая негативная (ТУ 6-17-445—79):

КН-1		135
КН-2		100
КН-3		78
ЦО-6		70

Максимальное значение разрешающей способности фотослоя  $N_c$  зависит от контраста  $k_t$  тест-объекта, условий экспонирования, проявления и т. п. Если разрешающую способность фотослоя при абсолютном контрасте ( $k_t = 1$ ) обозначить  $N_c^{(1)}$ , то при пониженном контрасте ( $k_t < 1$ ) разрешающую способность фотослоя можно определить по следующей приближенной формуле [15]:

$$N_c = N_c^{(1)} \sqrt{k_t}.$$

Фотографическую разрешающую способность  $N_\phi$  обычно связывают с величинами  $N_0$  и  $N_c$  приближенной формулой вида

$$1/N_\phi = 1/N_0 + 1/N_c \quad \text{или} \quad \delta' = \delta_0 + \delta_c,$$

т. е. линейный предел разрешения  $\delta'$  фотографической системы равен сумме линейных пределов разрешения объектива  $\delta_0 = 1/N_0$  и фотослоя  $\delta_c = 1/N_c$ .

В реальных фотообъективах разрешающая способность понижается вследствие аберраций и светорассеяния. Например, для объектива «Юпитер-12» ( $f' = 35$  мм;  $K = 2,8$ ;  $2\omega = 62^\circ$ ) по формуле (368) находим  $N_{0(\text{юп})} = 200$  мм $^{-1}$ . При использовании пленки КН-1 ожидаемая фотографическая разрешающая способность в центре поля  $N_\phi = N_0 N_c / (N_0 + N_c) = 80$  мм $^{-1}$ . В эксперименте получено  $N_\phi = 60$  мм $^{-1}$ .

Связь между фотографической разрешающей способностью и оценкой качества изображения характеризуют данные табл. 8 [5].

Характерным недостатком фотографических объективов является падение разрешающей способности от центра поля к его краю (см. табл. 10). Наилучшее качество изображения дают объективы с равномерным разрешением по всему полю.

Таблица 8

Оценка качества изображения

Оценка	Фотографическая разрешающая способность, мм $^{-1}$		
	в центре поля	по полю	на краю поля
Отличное	$\geq 40$	$> 35$	$> 35$
Хорошее	$\geq 50$	$> 35$	$30 \dots 25$
Среднее	$50 \dots 45$	$35 \dots 30$	$25 \dots 22$
Удовлетворительное	$45 \dots 40$ или $30 \dots 25$		20
Пониженное	—	$25 \dots 20$ или 20	

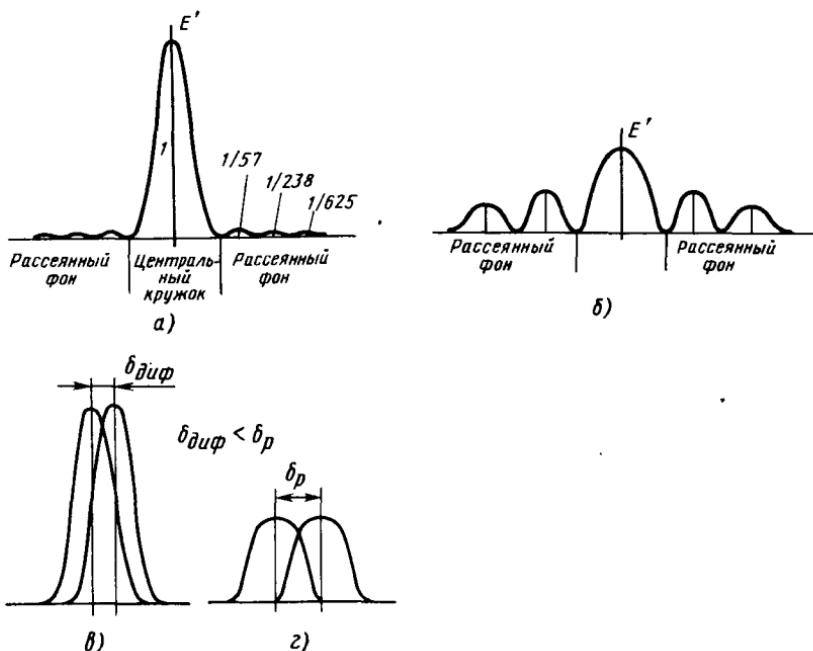


Рис. 198. Распределение освещенности в изображении точки:  
а — дифракционное; б — в реальных фотообъективах; разрешение двух точек; в — при дифракционном распределении; г — в реальных фотообъективах

Как уже отмечалось, реальные фотографические объективы имеют aberrations, наличие которых приводит к тому, что вместо дифракционных осевых точек с Гауссовым распределением освещенности (рис. 198, а) в изображении получаются кружки рассеяния с таким распределением освещенности, что к центру кружка она убывает, а на краях — возрастает (рис. 198, б). В результате этого создается рассеянный фон, который уменьшает контраст и ухудшает качество изображения. Если даже пренебречь действием фона, а учесть лишь степень распределения энергии в кружке, то при обычном допустимом 5...10%-ном провале огибающей в случае, показанном на рис. 198, в, разрешающая способность будет более высокой, а в случае, представленном на рис. 198, г — наоборот: разрешение будет ниже ( $\delta_p > \delta_{\text{диф}}$ , где  $\delta_p$  — реальный диаметр пятна рассеяния;  $\delta_{\text{диф}}$  — размер дифракционного пятна), а резкость выше, так как кривая идет круче. Таким образом, разрешающая способность не дает исчерпывающего представления о качестве изображения, образуемого объективом.

Более полное представление о качестве изображения фотографического объектива (и других оптических систем) можно получить с помощью оптической передаточной функции (ОПФ) и, в частности, одной из ее основных слагающих — функции пере-

дачи модуляции (ФПМ). В основе этого представления лежит понятие о функции рассеяния (ФР).

Различают функцию рассеяния точки (ФРТ), функцию рассеяния линии (ФРЛ). ФР — это такая функция, которая позволяет математически описать распределение освещенности в изображении, образуемом объективом. Элементарная ФР есть производная от функции распределения освещенности  $A'(y, x) = \frac{dE(x)/dx}{dx}$ , т. е.  $E(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A'(y, x) dy$ .

На основе ФР могут быть установлены любые возможные способы оценки качества оптического изображения. Для безаберрационного объектива функция  $A'(y', x')$  рассеяния точки имеет вид  $A'(y', x') = [2J_1(z_1)/z_1]^2$ , где  $J_1(z_1)$  — функция Бесселя I рода, I порядка аргумента  $z_1 = \pi Dl' / (\lambda f')$ , выражающего расстояние  $l' = \sqrt{y'^2 + x'^2}$  от центрального максимума в плоскости изображения в так называемых оптических единицах;  $y', x'$  — текущие координаты;  $D/f'$  — относительное отверстие;  $\lambda$  — длина волны излучения.

Образование изображения некогерентно излучающего одномерного объекта для оптической системы, обладающей свойствами линейности и изопланатизма, без учета геометрического и фотометрического масштабов иллюстрирует рис. 199, где  $L(x)$  характеризует распределение яркости на предмете. Каждому линейному элементу  $B_1 - B_3$  объекта соответствует некоторая функция рассеяния  $A'(\xi)$  объектива, которая является, по сути, математической моделью оптической системы, она отображает действие aberrаций, дифракции и рассеяния света. Иногда ее называют *аппаратной функцией*. Параметр  $\xi$  отсчитывается от точки изображения, в которой определяется освещенность.

Чтобы определить освещенность в точке с координатой  $x$ , необходимо суммировать все элементарные функции рассеяния, которые должны быть предварительно умножены на соответствующие значения функции распределения яркости  $L(x - \xi)$  на предмете:

$$E(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) L(x - \xi) d\xi. \quad (369)$$

Это выражение, представляющее собой свертку функции распределения яркости на предмете с функцией рассеяния, описывает процесс образования изображения объективом, дей-

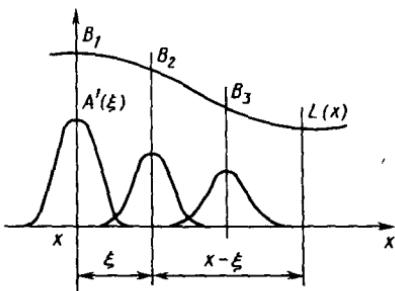


Рис. 199. Процесс свертки функции  $L(x)$  распределения яркости на объективе с функцией рассеяния  $A'(\xi)$

ствующим как фильтр пространственных частот, поэтому к оптической системе применяют математический аппарат, основанный на анализе Фурье.

При рассмотрении разрешающей способности предмет можно представить совокупностью светящихся точек или линий. Но можно рассматривать предмет [14] как совокупность элементарных объектов, яркость в которых распределяется по косинусоидальному (синусоидальному) закону (рис. 200):

$$L(x) = L_{cp} + L_a \cos 2\pi Nx, \quad (370)$$

где  $L_{cp}$  — средняя яркость;  $L_a$  — амплитуда колебания яркости в плоскости предмета вдоль оси  $x$ ;  $N$  — пространственная частота, характеризующая размеры объекта и равная величине, обратной периоду изменения интенсивности.

О качестве изображения объектива можно судить по изображению предмета любой формы, однако для количественной оценки удобнее применить тест-объекты простейшей геометрической формы.

Синусоидальные составляющие отличаются друг от друга амплитудой, пропорциональной распределению яркости, фазой, т. е. ориентацией на плоскости, и пространственной частотой, равной обратной величине периода изменения яркости. Синусоидальная форма сигналов выбрана исходя из того, что при прохождении через объектив таких сигналов их форма не меняется, а изменения амплитуды и фазы зависят от свойств оптических элементов.

Для нахождения распределения освещенности в изображении применим формулу (369) для предмета яркостью  $L(x - \xi)$ :

$$E(x) = L_{cp} \int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) d\xi + L_a \left( \cos 2\pi Nx \int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) \cos 2\pi N \xi d\xi + \right. \\ \left. + \sin 2\pi Nx \int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) \sin 2\pi N \xi d\xi \right).$$

Если обозначить

$$T_c(N) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) \cos 2\pi N \xi d\xi}{\int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) d\xi};$$

$$T_s(N) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) \sin 2\pi N \xi d\xi}{\int_{-\infty}^{\infty} A'(\xi) d\xi}.$$

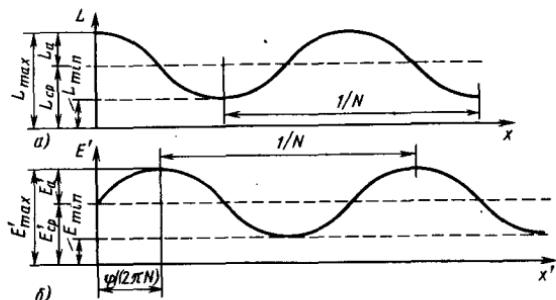


Рис. 200. Распределение яркости в элементарном косинусоидальном объективе и распределение освещенности в его изображении

то получим:  $|T(N)|^2 = [T_e(N)]^2 + [T_s(N)]^2$ ;  $\sin \varphi_N = T_s(N)/|T(N)|$ ;  $\cos \varphi(N) = T_e(N)/|T(N)|$ ;  $\operatorname{tg} \varphi(N) = T_s(N)/T_e(N)$ , и выражение для  $E(x)$  можно записать короче:

$$E(x) = L_{cp} + L_a |T(N)| \cos[2\pi Nx - \varphi(N)]. \quad (371)$$

Таким образом, изображение отличается от предмета амплитудой, которая в  $|T(N)|$  раз меньше, и фазой  $\varphi(N)$ , которая показывает, что для внеосевых точек изображение может не совпадать с его параксиальным положением.

Учитывая геометрический масштаб  $\beta$  (линейное увеличение) и фотометрический масштаб для Ламбертовой поверхности [ $E'_{cp} = (n/n')^2 (\tau/\beta^2) L_{cp}$ ;  $E'_a = (n/n')^2 (\tau/\beta^2) L_a T(N)$ ], для плоскости изображения получим:

$$E'(x') = E'_{cp} + E'_a \cos[2\pi N' x' - \varphi(N')],$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания.

Функцию, оценивающую качество передачи объективом оптических свойств предмета, называют *оптической передаточной функцией* (ОПФ), которая описывается с помощью преобразований Фурье.

Преобразование Фурье функции распределения освещенности  $E'(N_x, N_y)$  в изображении отличается от преобразования Фурье функции распределения яркости  $\tilde{L}(N_x, N_y)$  на предмете оптической передаточной функцией  $\tilde{A}(N_x, N_y)$ :

$$\tilde{E}(N_x, N_y) = \tilde{A}(N_x, N_y) \tilde{L}(N_x, N_y).$$

ОПФ  $\tilde{A}(N)$  для одномерного предмета, являющуюся преобразованием Фурье функции рассеяния (распределение освещенности

в изображении точки), можно также представить в следующем виде [14]:

$$\tilde{A}(N) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x') e^{-i2\pi Nx'} dx' = \int_{-\infty}^{\infty} A(x') \cos 2\pi N x' dx' - \\ - i \int_{-\infty}^{\infty} A(x') \sin 2\pi N x' dx' = T_c(N) - iT_s(N),$$

или  $\tilde{A}(N) = |A(N)| e^{i\Phi(N)} = T(N) e^{i\Phi(N)},$

где  $T(N) = \sqrt{T_c^2(N) + T_s^2(N)}$  — модуль и  $\Phi(N) = \arctg [T_s(N)/T_c(N)]$  — аргумент ОПФ, зависящие от пространственной частоты, которые представляют собой соответственно функцию передачи модуляции (ФПМ) или частотно-контрастную характеристику (ЧКХ) и функцию передачи фазы (ФПФ). Функция передачи модуляции  $T(N)$  определяет зависимость коэффициента  $T_N$  передачи модуляции от пространственной частоты.

Контраст объекта с синусоидальным распределением яркости (рис. 200, a)

$$k = (L_{\max} - L_{\min})/(L_{\max} + L_{\min}), \quad (372)$$

где  $L_{\max} = L_{cp} + L_a$ ;  $L_{\min} = L_{cp} - L_a$ .

Подставив два последних выражения в формулу (372), получим:

$$k = L_a/L_{cp}.$$

Коэффициент  $k$  показывает изменение (модуляцию) амплитудного значения относительно среднего значения яркости, поэтому его можно также назвать коэффициентом модуляции.

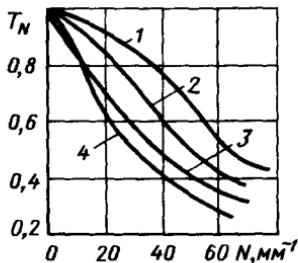


Рис. 201. Функция передачи модуляции некоторых объективов:

1 — «Юпитер-12»; 2 — «Вега-7»; 3 — «Индустр-50»; 4 — «Вега-3»

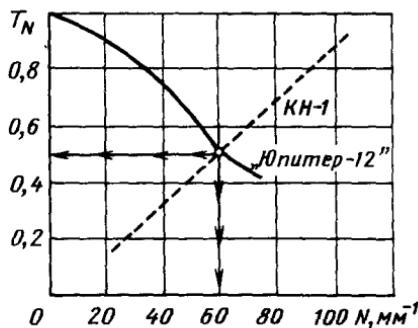


Рис. 202. Графическое определение фотографической разрешающей способности объектива

Контраст изображения объекта (рис. 200, б)

$$k' = (E_{\max} - E_{\min}) / (E_{\max} + E_{\min}),$$

где  $E_{\max} = E_{\text{ср}} + E_a$ ;  $E_{\min} = E_{\text{ср}} - E_a$ . Полагая, что  $E_{\text{ср}} = aL_{\text{ср}}$ ,  $E_a = aT_N L_a$ , получим:

$$k' = L_a T_N / L_{\text{ср}}.$$

Из последних формул для коэффициентов  $k$  и  $k'$  следует, что  $T_N = k'/k$ .

Графики функции передачи модуляции различных объективов приведены на рис. 201. Достоинством ФПМ как характеристики оптических систем, оценивающей качество изображения, является то, что общая ФПМ сложной оптической системы с различными приемниками определяется как произведение ФПМ отдельных ее компонентов и приемников.

По графическому представлению ФПМ фотообъектива и функции порогового контраста (ФПК) фотопленки можно определить фотографическую разрешающую способность. На рис. 202 показана ФПК пленки КН-1 и ФПМ объектива «Юпитер-12». Против точки пересечения этих кривых  $N = 60 \text{ mm}^{-1}$ .

## 85. Глубина изображаемого пространства и глубина резкости

Глубина изображаемого пространства и глубина резкости — оба эти понятия относятся к расстояниям вдоль оптической оси, в пределах которых допускаются независимые перемещения плоскости предметов или плоскости пленки при условии, что качество изображения остается еще удовлетворительным.

Допустимое перемещение плоскости предметов определяет глубину изображаемого пространства. Пусть  $A$  (рис. 203) — предметная плоскость, изображение которой  $A'$  сопряжено с плоскостью пленки,  $p$  — расстояние от входного зрачка  $D$  оптической системы до этой плоскости, которую называют *плоскостью на-*

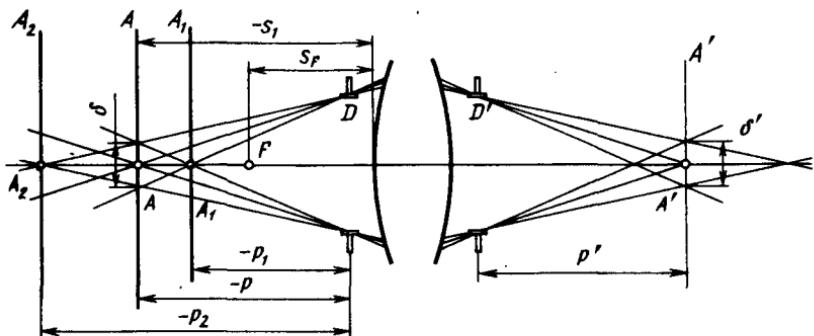


Рис. 203. Глубина изображаемого пространства

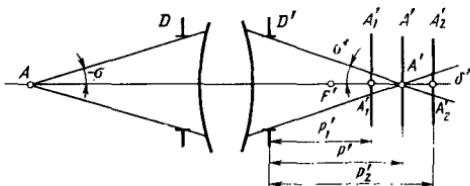


Рис. 204. Глубина резкости

ными также предметные точки, расположенные до и после плоскости наводки. Эти точки изображаются оптической системой в виде кружков, но таких малых размеров, что они воспринимаются как точки.

Ближняя предметная плоскость  $A_1$ , находящаяся на расстоянии  $p_1$ , называется *передним планом*, а задняя, находящаяся на расстоянии  $p_2$ , — *задним планом*. Расстояние между задним и передним планами  $p_1 - p_2$  называется *глубиной изображаемого пространства*. Обычно характеристики фотообъектива и расстояния до основного плана известны, и для определения глубины изображаемого пространства надо вычислить величины  $p_1$  и  $p_2$ .

Пусть  $\delta'$  — допустимый размер (диаметр) изображения пятна вместо точки,  $\delta$  — соответствующий ему размер предметного пятна, воспринимаемого как точка. Диаметр  $\delta'$  определяется условиями наблюдения, т. е. угловым пределом разрешения глаза  $\varphi_{\text{гл}}$  и расстоянием наблюдения  $r_{\text{гл}}$ , а также масштабом, в котором был выполнен снимок. В общем случае, если  $\beta_{\text{ув}}$  — линейное увеличение увеличителя, обеспечивающего заданный масштаб, то

$$\delta' = -r_{\text{гл}}\varphi_{\text{гл}}/\beta_{\text{ув}}.$$

Если рассматривается непосредственно пленка, то  $\beta_{\text{ув}} = -1$ . На практике при расчете глубины изображаемого пространства для  $\delta'$  принимают следующие средние значения при киносъемке на 35-миллиметровую пленку — 0,03 мм; при киносъемке на узкую пленку — 0,015 мм; при фотосъемке — 0,05 мм.

Более точно диаметр  $\delta'$  определяет пятно рассеяния оптической системы, полученное с учетом aberrаций и распределения энергии в этом пятне.

Для нахождения расстояний  $p_1$  и  $p_2$  рассмотрим подобные треугольники, образованные лучами, опирающимися на входной зрачок и проходящими через центр и края пятна диаметром  $\delta$ . Из рис. 203 следует, что  $D/-p_1 = \delta/(p_1 - p)$  и  $D/(-p_2) = \delta/(p - p_2)$ , откуда

$$p_1 = Dp/(D + \delta); \quad p_2 = Dp/(D - \delta). \quad (373)$$

Учитывая, что  $\beta = -\delta'/\delta$ , а также что при  $n = n'$   $\beta = f'/(s_1 - s_F)$ , по формуле (373) получим:

$$p_1 = \frac{p}{1 - \delta'(s_1 - s_F)/(f'D)}; \quad p_2 = \frac{p}{1 + \delta'(s_1 - s_F)/(f'D)} \quad (374)$$

водки, или *основным планом*. Пренебрегая aberrациями, можно утверждать, что плоскость  $A'$  является плоскостью точечных изображений.

В действительности на поверхности пленки кажутся резко изображен-

ными также предметные точки, расположенные до и после плоскости наводки. Эти точки изображаются оптической системой в виде кружков, но таких малых размеров, что они воспринимаются как точки.

Ближняя предметная плоскость  $A_1$ , находящаяся на расстоянии  $p_1$ , называется *передним планом*, а задняя, находящаяся на расстоянии  $p_2$ , — *задним планом*. Расстояние между задним и передним планами  $p_1 - p_2$  называется *глубиной изображаемого пространства*. Обычно характеристики фотообъектива и расстояния до основного плана известны, и для определения глубины изображаемого пространства надо вычислить величины  $p_1$  и  $p_2$ .

Пусть  $\delta'$  — допустимый размер (диаметр) изображения пятна вместо точки,  $\delta$  — соответствующий ему размер предметного пятна, воспринимаемого как точка. Диаметр  $\delta'$  определяется условиями наблюдения, т. е. угловым пределом разрешения глаза  $\varphi_{\text{гл}}$  и расстоянием наблюдения  $r_{\text{гл}}$ , а также масштабом, в котором был выполнен снимок. В общем случае, если  $\beta_{\text{ув}}$  — линейное увеличение увеличителя, обеспечивающего заданный масштаб, то

$$\delta' = -r_{\text{гл}}\varphi_{\text{гл}}/\beta_{\text{ув}}.$$

Если рассматривается непосредственно пленка, то  $\beta_{\text{ув}} = -1$ . На практике при расчете глубины изображаемого пространства для  $\delta'$  принимают следующие средние значения при киносъемке на 35-миллиметровую пленку — 0,03 мм; при киносъемке на узкую пленку — 0,015 мм; при фотосъемке — 0,05 мм.

Более точно диаметр  $\delta'$  определяет пятно рассеяния оптической системы, полученное с учетом aberrаций и распределения энергии в этом пятне.

Для нахождения расстояний  $p_1$  и  $p_2$  рассмотрим подобные треугольники, образованные лучами, опирающимися на входной зрачок и проходящими через центр и края пятна диаметром  $\delta$ . Из рис. 203 следует, что  $D/-p_1 = \delta/(p_1 - p)$  и  $D/(-p_2) = \delta/(p - p_2)$ , откуда

$$p_1 = Dp/(D + \delta); \quad p_2 = Dp/(D - \delta). \quad (373)$$

Учитывая, что  $\beta = -\delta'/\delta$ , а также что при  $n = n'$   $\beta = f'/(s_1 - s_F)$ , по формуле (373) получим:

$$p_1 = \frac{p}{1 - \delta'(s_1 - s_F)/(f'D)}; \quad p_2 = \frac{p}{1 + \delta'(s_1 - s_F)/(f'D)} \quad (374)$$

или

$$p_1 = \frac{p}{1 - \delta' (s_1 - s_F)/(KD^2)}; \quad p_2 = \frac{p}{1 + \delta' (s_1 - s_F)/(KD^2)},$$

или

$$p_1 = \frac{p}{1 - \delta' K (s_1 - s_F)/f'^2}; \quad p_2 = \frac{p}{1 + \delta' K (s_1 - s_F)/f'^2}.$$

Пример. Определить глубину изображаемого пространства при съемке предметов, расположенных на расстоянии  $p = -2$  м, с помощью фотокамеры с фокусным расстоянием  $f' = 50$  мм,  $s_F = -46$  мм,  $s_P = 40$  мм,  $K = 4$  для  $\delta' = 0,05$  мм.

Решение. Как известно,  $s_1 = p_2 + s_P = -2000 + 40 = -1960$  мм;  $s_1 - s_F = -1960 + 46 = -1914$  мм, поэтому  $p_1 = -1735$  мм,  $p_2 = -2365$  мм.

Таким образом, глубина изображаемого пространства 630 мм.

На практике встречаются фото- или кинокамеры с постоянной наводкой на резкость.

Определим глубину изображаемого пространства для фотообъектива, у которого плоскость пленки совпадает с задней фокальной плоскостью. В этом случае основной план расположен в бесконечности ( $p = -\infty$ ), задний план — также в бесконечности, а передний план — на расстоянии [см. (374)]  $p_{1\infty} = -f'/(K\delta')$ . Однако при такой наводке часть «глубины» пропадает, так как и  $p = -\infty$  и  $p_2 = -\infty$ . Для получения максимальной глубины изображаемого пространства примем только  $p_2 = -\infty$ , а основной план расположим на расстоянии  $\bar{p} = p_{1\infty}$ , которое называют *гиперфокальным*. Теперь передний план окажется на расстоянии  $\bar{p}_1 = -f'/(2K\delta')$ . Как видим, передний план по сравнению с первым случаем приблизился вдвое. Расстояние  $\bar{p}_1$  называют «началом бесконечности».

Допустимое перемещение плоскости пленки вдоль оси определяется глубиной резкости (рис. 204). Нерезкость изображения точки характеризуется кружком диаметром  $\delta'$ , который образуется вместо точки при смещениях плоскости  $A'$ , в которой расположена пленка, в положения  $A'_1$  и  $A'_2$ . Глубина резкости равна разности  $p_2' - p_1'$ .

Обозначим  $p_2' - p_1' = \Delta p_{2,1}'$  и по рис. 204 найдем  $\Delta p_{2,1}' = 2(p' - p_1')$ , где  $p' - p_1' = \delta'/(2 \operatorname{tg} \sigma')$ , т. е.  $\Delta p_{2,1}' = \delta'/\operatorname{tg} \sigma'$ .

Так как  $\operatorname{tg} \sigma' = D'/(2p')$ ,  $D' = D\beta_P$ ,  $p' \approx f'$ , то при  $\beta_P = 1$  окончательно получим:

$$\Delta p_{2,1}' = 2\delta'K \quad \text{или} \quad \Delta p_{2,1}' = \pm \delta'K.$$

## 86. Определение выдержки при фотографировании

Время воздействия света на светочувствительный слой фотографического материала называется *выдержкой*  $t$ . От выдержки и созданной на поверхности пленки освещенности  $E'$  зависит количество освещения  $H$ , полученное пленкой и называемое в фотографии *экспозицией*:

$$H = E't. \tag{375}$$

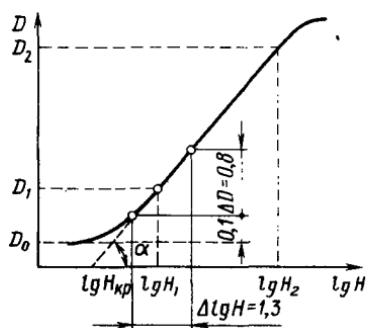


Рис. 205. Характеристическая кривая фотоматериала

Экспозиция обеспечивается в фотоаппаратах установкой диафрагменного числа  $K$  и временем срабатывания затвора (выдержкой). От экспозиции зависит оптическая плотность  $D$  химически обработанного светочувствительного слоя. Экспозиция, в свою очередь, связана со светочувствительностью  $S$  применяемого фотографического материала. В настоящее время в соответствии с требованиями ГОСТ 10691—84 для фотографических черно-белых негативных пленок светочувствительность определяется соотношением (рис. 205)

$$S = 0,8/H_{kp}, \quad (376)$$

где  $S$  в ед. ГОСТ (совпадают с ед. ASA);  $H_{kp} = H_{D_0+0,1}$  — экспозиция, соответствующая оптической плотности обработанного материала, на 0,1 превышающей оптическую плотность вуали;  $D_0$  — оптическая плотность химически обработанного светочувствительного слоя, не подвергавшегося воздействию света. Для многих черно-белых светочувствительных слоев  $D_0 = 0,05 \dots 0,15$ .

Оптическая плотность участков почернения не всегда прямо пропорциональна экспозиции, она описывается некоторой характеристической кривой, прямолинейный участок которой определяет тангенс угла наклона  $\alpha$ , называемый коэффициентом контрастности  $\gamma$  светочувствительного слоя. Из рис. 205 следует, что

$$\gamma = (D_2 - D_1)/(lg H_2 - lg H_1),$$

где  $lg H_2 - lg H_1$  — фотографическая широта.

Область, лежащая левее окончания прямолинейного участка кривой, называется областью недодержек, а правее — областью передержек. Коэффициент контрастности для негативных фотографических пленок общего назначения составляет  $0,8 \dots 1,1$ , для кинонегативных пленок —  $0,65 \dots 0,85$ , для фонограммных —  $2,4$ , для позитивных —  $2 \dots 2,5$ , для пленки «Микрат-200» —  $3$  и для фототехнической репродукционной пленки —  $1,8 \dots 3,6$ . Цветная негативная пленка имеет коэффициент контрастности  $0,65 \dots 0,85$ , обращаемая —  $1,4 \dots 1,9$ , а позитивная —  $2,1 \dots 3,3$ .

Участку предмета с наименьшей яркостью  $L_{min}$  в фотографическом изображении должен соответствовать участок с наименьшей освещенностью и, следовательно, с наименьшей оптической плотностью. Поэтому для правильного отображения светоэнергетических свойств фотографируемого предмета необходимо, чтобы выдержка позволяла для наименее ярких участков предмета по-

лучать оптическую плотность изображения, превышающую оптическую плотность вуали.

Требованиями ГОСТ 10691—84 устанавливается разность плотностей в двух точках характеристической кривой (рис. 205), отстоящих друг от друга на  $\Delta \lg H = 1,3$ ,  $\Delta D = 0,8$ , и это необходимо учитывать при определении выдержки.

Известно, что освещенность изображения  $E'_\omega$  внеосевых точек меньше освещенности изображения  $E'_0$  осевых точек [см. формулу (228)].

Учитывая соотношения (375), (376), формулы для освещенности осевой и внеосевой точек, соотношение  $L \leq L_{\min}$ , а также требования ГОСТ к разности плотностей  $\Delta D = 0,8$ , получим формулу для вычисления выдержки при фотографировании

$$t = [63,85 K^2 / (k_\omega \tau \pi L_{\min} \cos^4 \omega' S)] [(\beta_P - \beta) / \beta_P]^2.$$

**Пример.** Определить выдержку при съемке книжного текста, освещенного с расстояния 450 мм электрической лампой с силой света  $I = 60$  кд под углом падения  $\omega = 30^\circ$ , коэффициент отражения  $\rho = 0,6$ . Фотографирование осуществляется на пленку со светочувствительностью 64 ед. ГОСТ объективом с угловым полем изображения  $2\omega' = 47^\circ$  при диафрагменном числе  $K = 2$ ; линейное увеличение  $\beta = -0,15$ ,  $\beta_P = 1$ , коэффициент пропускания объектива  $\tau = 0,9$ ,  $k_\omega = 1$ .

**Решение 1.** Определим освещенность, созданную на поверхности текста,

$$E = I \cos \omega / r^2 = 257 \text{ лк.}$$

2. Определим яркость освещенной поверхности с коэффициентом отражения  $\rho$ :

$$L = \rho E / \pi = 49 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}.$$

3. Применив зависимость для вычисления выдержки, найдем:

$$t = \frac{63,85 \cdot 4 (1 + 0,15)^2}{1 \cdot 0,9 \cdot \pi \cdot 49 \cdot 0,707 \cdot 64} \approx 1/20 \text{ с.}$$

## 87. Основные типы фотографических объективов

Фотографические объективы можно классифицировать по различным признакам, присущим тем или иным типам. Оптико-конструкторы, разрабатывающие оптические системы фотообъективов, определяют их тип числом включаемых линз, формой и знаком фокусного расстояния линз, последовательностью их взаимного расположения, т. е. на основе оптической схемы. Типы фотообъективов различают также по оптическим характеристикам: фокусному расстоянию  $f'$ , относительному отверстию  $D/f'$  и угловому полу  $2\omega$  или формату кадра (см. п. 83). Фотообъективы можно различать по назначению: для наземной фотографии, аэрофотографические, киносъемочные, телевизионные, инфракрасные и т. п. Наконец, можно в основу разделения фотообъективов положить принцип их геометрического устройства: например, нормальными иногда называют объективы, фокусные расстояния которых больше фокального отрезка и меньше расстояния от первой поверхности до плоскости изображения. Если фокусное рас-

стояние объектива равно расстоянию от первой поверхности до плоскости изображения или больше его, то такой объектив называют телеобъективом, если фокусное расстояние равно заднему фокальному отрезку или меньше его, — реверсивным и т. д.

По степени коррекции aberrаций различают объективы ахроматы, апохроматы, апланаты и анастигматы. Фотографические объективы в основном относятся к анастигматам с ахроматической или даже апохроматической степенью исправления хроматических aberrаций, и поэтому их оптическая схема содержит три линзы и более.

Рассмотрим основные типы объективов в основном по оптическим характеристикам. На рис. 206 приведены оптические схемы рассматриваемых объективов, а в табл. 9 — характеристики как группы объективов, так и отдельных объективов, принадлежащих к этой группе.

Наиболее обширную группу фотообъективов составляют так называемые универсальные — это объективы, оптические харак-

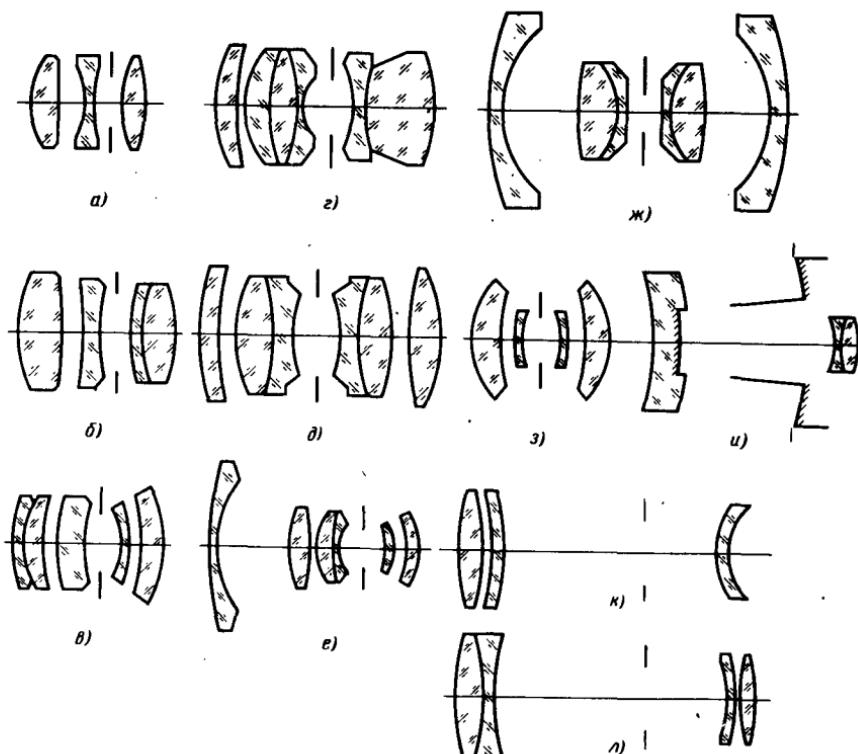


Рис. 206. Оптические схемы фотографических объективов:

*a* — «Триплет Т-43»; *б* — «Индустар-61»; *в* — «Вега-1»; *г* — «Юпитер-8»; *д* — «Гелиос-44»; *е* — «Мир-1»; *ж* — МР-2; *з* — «Орион-15»; *и* — МТО-500; *к* — «Тайр-3»; *н* — «Телемар-22»

Таблица 9

## Основные характеристики фотообъективов

Группа и марка объективов	$f$ , мм	K	2ω°	Фотографическая разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>		Число линз	Число марок стекол
				в центре поля	на краю поля		
Универсальные	«Триплет»	40 ... 135	2,8 ... 6,8	50 ... 60	40 ... 24	28 ... 10	3
	«Триплет Т-43»	40	4	56	37	17	—
	«Индустар»	24 ... 300	2,8 ... 4,5	40 ... 58	50 ... 25	30 ... 12	4
	«Индустар-61»	52		45	46	30	—
	«Вега»	35 ... 100	2,8	39 ... 50	50 ... 30	30 ... 15	—
	«Вега-1»	52		44,5	47	22	5
Светосильные	«Юпитер»	12 ... 180	1,5 ... 2,8	14 ... 45	45 ... 30	24 ... 12	—
	«Юпитер-8»	52		45	39	24	6
	«Юпитер-9»	85	2	29	32	23	7
	«Гелиос»	28—85	1,5 ... 2,8	28 ... 56	50 ... 32	35 ... 16	—
	«Гелиос-44»	58	2	40	46	22	6
	«Гелиос-40»	85	1,5	28	48	34	3
						5	
Широкоугольные	«Юпитер-12»	35	2,8	63	60	23	6
	«Мир»	20 ... 66	2,8 ... 3,5	62 ... 94	55 ... 40	35 ... 14	—
	«Мир-1»	37	2,8	62	55		6
	«Мир-10»	28	3,5	75	40	35	8
	МР-2	20	5,6	95	35	20	6
	«Орион-15»	28	6	75	45	18	4
						5	
						2	
Телескопические	«Тайр»	135 ... 300	2,8 ... 4,5	8 ... 18	45 ... 24	30 ... 18	—
	«Тайр-11»	135	2,8	18	44	24	4
	«Тайр-3»	300	4,5	8	45	38	3
	«МС Апо телескопиктар-К»	300	4,5	8	60	35	6
	МТО-500	500	8	5	38	18	3+2 зеркала
	ТОЗ-500М	500	3,5	5	40	25	2+2 зеркала
						2	
Панкратический объектив	«Рубин-1»	37 ... 80	2,8	60 ... 30	35 ... 30	15 ... 12	14
	«Рубин-2»	45 ... 80	3,5	60 ... 30	50 ... 45	25 ... 22	—
							11

теристики которых имеют средние значения, т. е. относительные отверстия не превышают  $1 : 2,8$ , а угловые поля  $2\omega' < 60^\circ$ .

К этой группе относятся объективы марок «Триплет», «Вега» и «Индустар». Объективы марки «Триплет» являются трехлиновыми объективами (рис. 206, а), и их широко используют в простых любительских фотоаппаратах. Относительное отверстие у большинства объективов этой группы составляет  $1 : 4$ . С появлением лантановых стекол были созданы объективы с относительным отверстием до  $1 : 2,8$ . Существуют несколько теорий расчета «Триплета», например, Г. Г. Слюсарева, Д. В. Волосова и др.

Самым распространенным объективом-анастигматом является «Индустар», более совершенный по исправлению aberrаций, чем «Триплет», и поэтому обеспечивающий лучшее качество изображения. В объективе «Индустар-61» (см. табл. 9 и рис. 206, б) применены лантановые стекла, что позволило получить достаточно хорошее разрешение.

Объективы «Вега» находятся на границе универсальных и светосильных объективов, их относительное отверстие  $1 : 2,8$ , угловые поля до  $50^\circ$ , они обеспечивают достаточно хорошее качество изображения. Объективы этой группы «Вега-1» (рис. 206, в) и «Вега-3» являются пятилиновыми объективами.

Большую группу составляют светосильные фотографические объективы, относительные отверстия которых имеют значение порядка  $1 : 2$ , угловые поля не более  $40 \dots 45^\circ$ . Наиболее типичными представителями этой группы являются объективы «Юпитер» и «Гелиос», в частности «Юпитер-8» (рис. 206, г) и «Гелиос-44» (рис. 206, д). Оба объектива шестилиновые, но в «Юпитере-8» использовано пять различных сортов стекла, а в «Гелиосе-44» только три, при этом в нем точно совпадают визуальная и фотографическая плоскости изображения. К этой же группе светосильных относятся объективы с несколько увеличенным фокусным расстоянием, равным 85 мм («Юпитер-9» и «Гелиос-40»).

К группе широкоугольных относятся объективы марок «Мир», «Орион», «Юпитер-12».

Объективы «Мир-1» (рис. 206, е), «Мир-10», «Юпитер-12» можно причислять к светосильным широкоугольным объективам, причем объективы «Мир» имеют несколько выше разрешение на краю поля. Схема объектива «Мир-10» отличается сравнительно небольшим количеством использованных сортов стекол. У объектива МР-2 (рис. 206, ж), разработанного лауреатом Ленинской и Государственных премий проф. М. М. Русиновым, наибольшее из перечисленных объективов угловое поле. Объектив «Орион-15» (рис. 206, з) отличается простой конструкцией (четыре линзы и всего два сорта стекла).

В последние годы отечественная оптическая промышленность серийно выпускает фотографические объективы новых моделей, значительная часть которых имеет многослойное ахроматическое просветление (условное обозначение — МС), благодаря которому

в многолинзовых оптических системах достигаются существенное повышение коэффициента пропускания и практически полное уничтожение вредного рассеянного света.

К их числу относятся объективы, которые можно разделить на следующие группы.

1. Ряд сменных объективов для малоформатных зеркальных фотоаппаратов (далее в скобках последовательно указаны: фокусное расстояние  $f'$ , мм; угловое поле, °; диафрагменное число  $K$ ; фотографическая разрешающая способность в центре поля  $N_0$ ,  $\text{мм}^{-1}$ , и на краю поля  $N_\omega$ ,  $\text{мм}^{-1}$ ):

объектив для макросъемки «МС Волна-9К» (50; 46; 2,8; 42; 30); особосветосильный объектив «МС Фодис-1К» (135; 18; 1,8; 50; 30);

длиннофокусный апохромат «МС Апо телезенитар-К» (300; 8; 4,5; 60; 35);

зеркально-линзовый объектив МС ЗМ-7К (300; 8; 5,6; 45; 32), имеющий продольные размеры в 2 раза меньшие, чем размеры предыдущего объектива.

2. Объективы переменного фокусного расстояния (далее последовательно в скобках приведены: диапазоны изменений фокусных расстояний, угловых полей и диафрагменных чисел):

«МС Янтарь-14Н» (28 ... 85; 75 ... 29; 2,8 ... 4) с разрешающей способностью,  $\text{мм}^{-1}$ , при

$f'$ , мм . . . . .	28	50	85
$N_0$ . . . . .	50	45	40
$N_\omega$ . . . . .	30	35	28

«МС Янтарь-20Н» (35 ... 200; 63,5 ... 12; 3,5 ... 4,5) с разрешающей способностью,  $\text{мм}^{-1}$ , при

$f'$ , мм . . . . .	35	70	200
$N_0$ . . . . .	55	55	55
$N_\omega$ . . . . .	30	30	30

3. Объективы для среднеформатных зеркальных фотоаппаратов (далее в скобках указано то же, что и для малоформатных объективов):

длиннофокусный компактный «МС Телеар-5Б» (250; 19; 5,6; 55; 40);

сверхширокоугольные светосильные объективы серии «Зодиак-8» (30; 180; 3,5; 52; 15).

Особую группу фотообъективов составляют так называемые телеобъективы. Основным преимуществом телеобъективов перед нормальными объективами является уменьшенная длина  $L$  от первой поверхности до фокальной плоскости. Показатель укорочения длины характеризуется коэффициентом телефотообъектива  $k_t = L/f'$ .

Принцип построения телефотообъектива из бесконечно тонких компонентов иллюстрирует рис. 207.

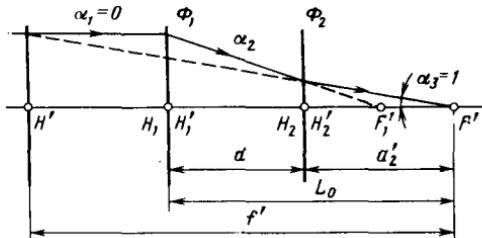


Рис. 207. Схема телеобъектива

Наиболее распространена двухкомпонентная система, в которой первый компонент положительный, а второй — отрицательный. Каждый из бесконечно тонких компонентов в реальном объективе представляет собой группу линз. Поэтому по отношению к реальному объек-

тиву следует применять термин — двухгрупповой телеобъектив. Обычно величина  $L = \sum d + s_f'$  несколько больше  $L_0 = d + a_2'$ . Используя коэффициент  $k_t$  и формулу (68), получим:

$$\Phi_1 = \Phi + (1 - k_t)/d; \quad (377)$$

$$\Phi_2 = (k_t - 1)/[d(k_t - \Phi d)]; \quad (378)$$

$$a_2' = (k_t - \Phi d)/\Phi. \quad (379)$$

После перехода от оптических сил  $\Phi$  к фокусным расстояниям будем иметь:

$$f'_1 = f'd/[d + f'(1 - k_t)]; \quad (380)$$

$$f'_2 = d(f'k_t - d)/[f'(k_t - 1)]; \quad (381)$$

$$a_2' = k_tf' - d. \quad (382)$$

Определим наибольшее значение  $f'_2$ , взяв первую производную от  $f'_2$  по  $d$  в равенстве (381), тогда получим:

$$d = k_tf'/2. \quad (383)$$

После подстановки в выражения (377)–(379) будем иметь:

$$f'_1 = f'k_t/(2 - k_t); \quad (384)$$

$$f'_2 = f'k_t^2/[4(k_t - 1)]; \quad (385)$$

$$a_2' = k_tf'/2. \quad (386)$$

Формулы (383)–(386) являются основными формулами, позволяющими найти оптимальные параметры телеобъектива при условии минимальности оптической силы второй группы линз по абсолютному значению.

Ход лучей, положение входного  $D$  и выходного  $D'$  зрачков, а также апертурной диафрагмы в двухгрупповом (двуихкомпонентном) телеобъективе показаны на рис. 208. В телеобъективах световой диаметр первой группы линз обычно равен световому диаметру объектива, т. е.  $D_1 = D = f'/K$ . Тогда нижний луч наклонного пучка лучей проходит первый компонент на высоте  $D_1/2$ , а главный луч определяет положение  $a_p$  входного зрачка с учетом принятого коэффициента виньетирования  $k_\omega$ :

$$a_p = D(k_\omega - 1)/(2\tan \omega_1).$$

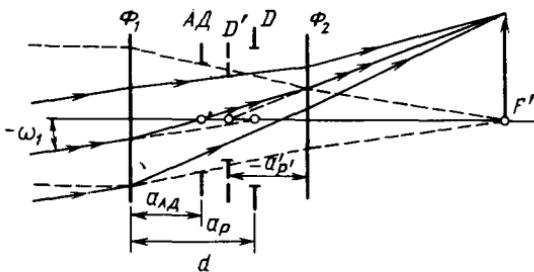


Рис. 208. Положение зрачков и апертурной диафрагмы в телеобъективе

Положение апертурной диафрагмы определяется из формулы отрезков

$$a_{AD} = a_P f_1 / (a_P + f_1).$$

Положение выходного зрачка  $a'_{P'}$  от второго компонента также можно найти по формуле отрезков:

$$a'_{P'} = f_2 (d - a_{AD}) / (d - a_{AD} + f_2).$$

Световой диаметр второго компонента определяется ходом верхнего наклонного луча, высота которого на втором компоненте определяется расчетом луча по формулам углов и высот (78).

Телеобъективы применяются преимущественно при требовании больших фокусных расстояний. Как правило, телеобъективы имеют  $k_t \approx 0,8$ ,  $2\omega \leqslant 30^\circ$  и относительное отверстие до  $1 : 2,8$ .

В большинстве случаев последняя группа линз имеет отрицательное фокусное расстояние, что и позволяет получить меньшее значение  $k_t$ . Иногда последняя группа линз имеет положительную оптическую силу, но тогда  $k_t$  мало отличается от единицы («Юпитер-11» и «Юпитер-16») и мала эффективность укорочения длины.

Применяя последовательно формулы углов и высот (52) и (53) и учитывая вывод формулы оптической силы двух систем (см. п. 21) при  $\alpha_1 = 0$  и  $\alpha_4 = 1$ , получим основные уравнения трехгрупповой системы, составленной из бесконечно тонких компонентов:

$$\Phi = \Phi_1 (1 - \Phi_3 d_2) + (1 - \Phi_1 d_1) (\Phi_2 + \Phi_3 - \Phi_2 \Phi_3 d_2);$$

$$a'_3 = f' [(1 - \Phi_1 d_1) (1 - \Phi_2 d_2) - \Phi_1 d_1].$$

При  $f' = 1$  и  $k_t = L$ , где  $L = d_1 + d_2 + a'_3$ ,

$$\Phi_1 = \frac{1 - \Phi_2 - \Phi_3 + \Phi_2 \Phi_3 d_2}{1 - \Phi_2 d_1 - \Phi_3 d_1 + \Phi_2 \Phi_3 d_1 d_2};$$

$$\Phi_2 = \frac{k_t (1 - \Phi_3 d_1 - \Phi_3 d_2) + \Phi_3 (d_1 + d_2)^2 - 1}{k_t d_1 (1 - \Phi_3 d_2) + d_1^2 (\Phi_3 d_2 - 1) + \Phi_3 d_1 d_2^2}.$$

Трехгрупповая система имеет большое число параметров:  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ ,  $\Phi_3$ ,  $d_1$  и  $d_2$ , поэтому частью их задаются, например  $\Phi_3$ ,  $d_1$  и  $d_2$ .

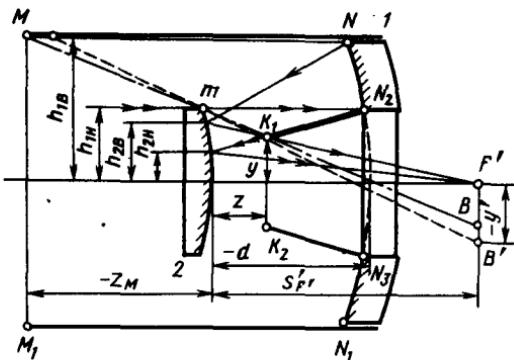


Рис. 209. Двухзеркальная система с блендами

На рис. 206, к, л приведены схемы телеобъективов «Таир-3» и «Телемар-22» с коэффициентами  $k_t$  соответственно равными 0,96 и 0,8.

К телеобъективам также относятся зеркальные и зеркально-линзовые объективы, коэффициент  $k_t$  которых значительно меньше, чем  $k_t$  линзовых объективов. Например, у зеркально-линзового объектива МТО-500 (см. рис. 206, и)  $k_t = 0,32$ .

Зеркальные системы имеют то преимущество перед линзовыми, что свободны от хроматических aberrаций. Наибольшее распространение в качестве телеобъектива благодаря своей компактности получила двухзеркальная система Кассегрена (рис. 209).

Коэффициент телеобъектива двухзеркальной системы определяется выражением  $k_t = s_{f'}^r/f'$ .

Фокусное расстояние зеркальной системы рассчитывают по формуле

$$f' = r_1 r_2 / [2(r_1 - r_2 - 2d_1)],$$

а задний фокальный отрезок —

$$s_{f'}^r = r_2 (r_1 - 2d_1) / [2(r_1 - r_2 - 2d_1)].$$

Конструктивные данные двухзеркальной системы зависят от выбора величин:  $f'$ ,  $s_{f'}^r$  и  $d$ . При  $f' = 1$ ,  $h_1 = 1$ ,  $\alpha_1 = 0$  и  $\alpha_3 = 1$  на основании формулы высот  $h_2 = h_1 - \alpha_2 d$  и с учетом того, что  $h_2 = s_{f'}^r$ , получим:

$$\alpha_2 = (1 - s_{f'}^r) / d.$$

Использование формулы радиуса (79) при  $n_1 = n_3 = 1$  и  $n_2 = -1$  дает

$$r_1 = 2/\alpha_2 \text{ и } r_2 = 2s_{f'}^r / (1 + \alpha_2).$$

При определении относительного отверстия двухзеркальной системы учитывают кольцеобразную форму входного зрачка. Площадь входного зрачка находят по формуле (см. рис. 209)

$$S_D = \pi (h_{1B}^2 - h_{1H}^2).$$

Приравнивая это выражение к площади круглого зрачка, найдем диаметр условного входного зрачка  $D_s = 2\sqrt{h_{1B}^2 - h_{1H}^2}$ , а затем и относительное отверстие  $D_s/f'$ , применяемое для светоэнергетических расчетов. Угловой предел разрешения вычисляют по диаметру осевого пучка  $D = 2h_{1B}$ .

Для предупреждения засветки изображения посторонним («параизитным») светом в двухзеркальных системах применяют бленды цилиндрическую  $NMM_1N_1$  и коническую  $N_2K_1K_2N_3$  (см. рис. 209). Размеры бленда определяются по ходу критического луча  $MmK_1B$  возможной засветки. Лучи, идущие под меньшим углом к оси, чем луч  $MB$ , будут задерживаться малым зеркалом и конической диафрагмой. Лучи, идущие под большим углом, не пропустят цилиндрическая диафрагма.

Разместим центр прямоугольной системы координат в вершине малого зеркала. Тогда точка  $K_1$  будет иметь координаты  $z$  и  $y$ , которые можно вычислить по следующим приближенным формулам:

$$z = \frac{(h_{2B} - h_{2H}) s'_{F'}}{(h_{1H} - h_{2H}) s'_{F'} + h_{2B} d};$$

$$y = \frac{s'_{F'} - z}{s'_{F'}} h_{2B}.$$

Луч  $MmK_1B$  отсекает в плоскости изображения отрезок  $\overline{F'B}$  длиной

$$|\overline{F'B}| = (y - h_{1H}) s'_{F'}/z + h_{1H}.$$

Если изображение  $y'$  меньше по абсолютному значению  $|\overline{F'B}|$ , то цилиндрическая диафрагма не требуется. Если  $|y'| > |\overline{F'B}|$ , то необходима цилиндрическая диафрагма диаметром  $2h_{1B} = D$ , удаленная от вершины малого зеркала на расстояние

$$z_M = s'_{F'} (h_{1B} - h_{1H}) / (y' - h_{1H}).$$

Для получения хорошего качества изображения в двухзеркальной системе используют асферические поверхности [33] или применяют дополнительные линзовые элементы. В последнем случае система становится зеркально-линзовой и может состоять (рис. 210) из переднего линзового компенсатора  $I$ , установленного в параллельном ходе лучей, зеркальных частей  $II$  большого и малого зеркал и заднего линзового компенсатора  $III$ , устанавливаемого в сходящемся пучке лучей.

Передние компенсаторы могут состоять из нескольких линз (одной, двух, трех) со сферическими поверхностями, одной линзы Шмидта с несферической поверхностью или ахроматического мениска Максутова, обращенного к предметам вогнутой стороной. Передние компенсаторы служат для исправления сферической

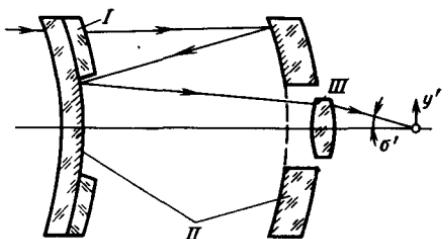


Рис. 210. Схема зеркально-линзового объектива

аберрации двухзеркальной системы и не должны вносить хроматических aberrаций.

Задние компенсаторы применяют для коррекции комы и кривизны поля изображения. В основном — это одно-, двухлинзовые компоненты. Созданием внутренних отражающих поверхностей на большом и малом зеркалах можно получить дополнительные параметры для исправления aberrаций, но при этом усложнится конструкция (см. п. 124).

Широкое распространение получили панкратические фотообъективы, позволяющие в определенном диапазоне непрерывно изменять фокусное расстояние, что приводит к изменению масштаба изображения. Изменение масштаба достигается перемещением отдельных групп линз объектива вдоль оси. Плоскость изображения должна оставаться неподвижной для всего диапазона изменения масштаба изображения. Для этого необходимо, чтобы, по крайней мере, две группы линз одновременно могли перемещаться на разные расстояния.

Панкратические объективы делят на вариообъективы и трансфокаторы.

*Вариообъективом* называется оптическая система, в которой изменение фокусного расстояния достигается действием всех групп линз. *Трансфокатор* — это оптическая система, состоящая из панкратической афокальной насадки и неподвижного объектива в виде последней группы линз. В вариообъективе последняя группа линз может быть как подвижной, так и неподвижной, а в трансфокаторе всегда последняя группа линз неподвижна и перед ней имеется параллельный ход лучей.

Панкратические объективы, в которых компенсация сдвига плоскости изображения обеспечивается за счет перемещения по нелинейному закону даже одного компонента, называются *объективами с механической компенсацией*. Панкратические объективы, в которых сдвиг плоскости изображения компенсируется за счет перемещения некоторых компонентов по линейному закону, называются *объективами с оптической компенсацией* (например, «Рубин-1»).

Основной характеристикой панкратических объективов является перепад  $m$  увеличений, определяемый отношением

$$m = \beta_{\max}/\beta_{\min} \text{ либо } m = f'_{\max}/f'_{\min}.$$

В объективах для любительской фотографии обеспечивают  $m = 2 \dots 4$ , а для любительской кинематографии — преимущественно  $m = 4 \dots 6$ . Современные тенденции развития панкрати-

ческих систем заключаются в стремлении получить перепады увеличений до  $m = 20$  и даже до  $m = 40$ .

Перепад фокусных расстояний трансфокаторов определяется изменением углового увеличения афокальной насадки:  $m = \gamma_{\max}/\gamma_{\min}$ .

Если фокусное расстояние неподвижного объектива трансфокатора равно  $f_p$ , то  $f'_{\max} = f_p \gamma_{\max}$  и  $f'_{\min} = f_p \gamma_{\min}$ .

Простейшим вариообъективом является двухкомпонентная система, которую можно представить состоящей из двух тонких компонентов с фокусными расстояниями  $f'_1$  и  $f'_2$ , расположенных друг от друга на расстоянии  $d$ . Из формулы оптической силы (58) следует:

$$f' = f'_1 f'_2 / (f'_1 + f'_2 - d) \text{ и } a'_{11} = f' (f'_1 - d) / f'_1.$$

Величина  $a'_{11}$  определяет расстояние от второго компонента до плоскости изображения, а  $d$  — расстояние между компонентами, плавное изменение которого позволяет получить непрерывное изменение фокусного расстояния.

Двухкомпонентные системы обеспечивают перепады увеличений до 20 при соответствующем выборе оптических сил компонентов, и поэтому они стали основой для большинства схем панкратических объективов.

Нелинейный закон перемещения какой-либо группы линз требует усложнения оправы объектива, поэтому естественно стремление перемещать группы линз по линейному закону. Одним из таких решений является применение перемещающихся жестко связанных двух компонентов, между которыми располагается неподвижный второй компонент. Обычно после подвижной части применяют еще один неподвижный объектив. Таким образом получается четырехкомпонентный панкратический объектив. Каждый компонент в реальной системе будет представлять собой совокупность линз, выполняющих самостоятельную роль в формировании промежуточных изображений и обеспечивающих образование конечного действительного изображения соответствующего масштаба.

При линейном одновременном перемещении двух жестко связанных компонентов (групп линз) плоскость изображения несколько смещается, поэтому такие объективы являются объективами с оптической компенсацией.

Наиболее распространены две схемы рассматриваемых объективов: два положительных компонента перемещаются относительно отрицательного неподвижного (рис. 211, а) или два отрицательных компонента перемещаются относительно положительного неподвижного (рис. 211, б).

Например, в пятикомпонентном панкратическом объективе «Рубин-1» компоненты I, III, V — неподвижные, а положительные компоненты II и IV жестко связаны и линейно перемещаются

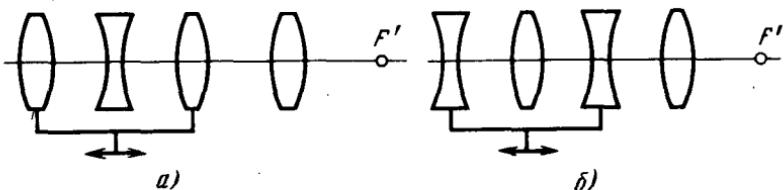


Рис. 211. Четырехкомпонентные вариообъективы

относительно отрицательного компонента III (рис. 212) (в табл. 10 приведены характеристики этого объектива).

В литературе [21] подробно изложены теоретические основы расчета оптических панкратических систем различного назначения и вопросы их проектирования.

Кроме перечисленных выше известны некоторые другие типы фотообъективов: реверсивные, дисторзирующие, концентрические, для подводной съемки [31] и др.

*Реверсивными* (обратными) телеобъективами называют короткофокусные фотообъективы с увеличенным задним фокальным отрезком, позволяющим в пространстве между объективом и плёнкой ввести зеркало для отвода пучков лучей в визирную часть аппарата. Реализовать такой объектив можно, если первую группу линз выбрать отрицательной, а вторую — положительной (рис. 213).

Для фотографии и кинематографии реверсивные объективы конструируют таким образом, чтобы в тонкой системе апертурная диафрагма и выходной зрачок почти совпадали и находились в главной плоскости второго компонента (рис. 213, а), а для цветного телевидения применяются объективы, у которых апертурная диафрагма расположена вблизи переднего фокуса второго объектива (рис. 213, б). При этом получается телесентрический ход главных лучей в пространстве изображений. Такой принцип построения реверсивного телеобъектива оптимален и для цветной фотографии, но его трудно реализовать в объективах с большим относительным отверстием.

Реверсивные телеобъективы характеризуются кроме основных величин  $f'$ ,  $D/f'$  и  $2\omega$  также следующими коэффициентами:

заднего фокального отрезка  $k_{s'} = s_{f'}/f'$ ;

телеобъектива  $k_t = (\sum d + s_{f'})/f_1$ , значение которого  $k_t > 1$  и часто достигает 3 ... 7;

диаметра объектива  $k_{D1} = D_1/f'$ ;

габарита  $k_d = k_{s'}/k_t$ , позволяющим оценить рациональность конструкции. В реальных реверсивных телеобъективах его значение составляет 0,13 ... 0,48. Чем больше коэффициент габарита при данном  $k_{s'}$ , тем труднее обеспечить хорошую aberrационную коррекцию, но зато сам объектив более компактен.

*Дисторзирующие объективы* — это объективы, создающие в изображении заведомо предусмотренную дисторсию. При наличии

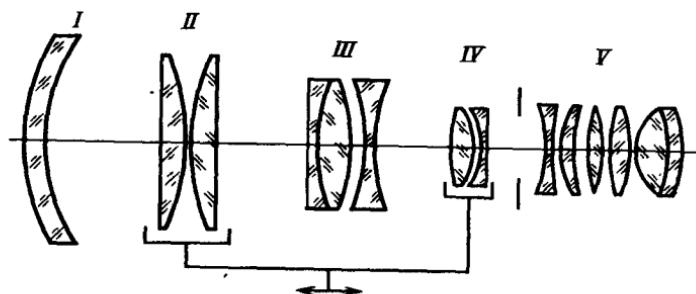


Рис. 212. Схема панорамического объектива «Рубин I»

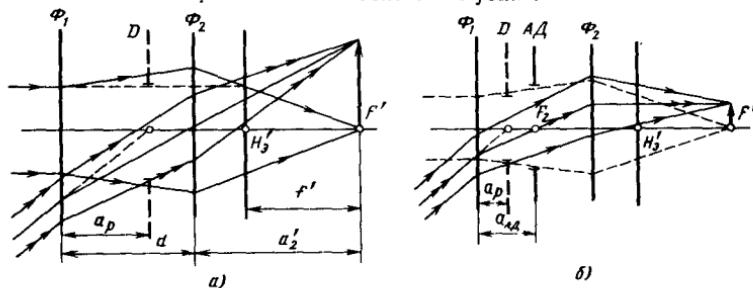


Рис. 213. Геометрические схемы реверсивных телеобъективов

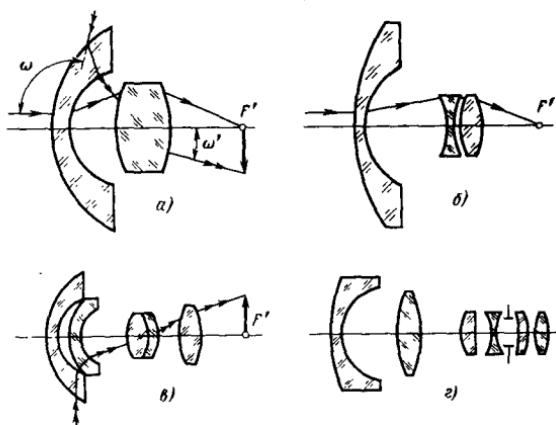


Рис. 214. Оптические схемы дисторзионирующих объективов

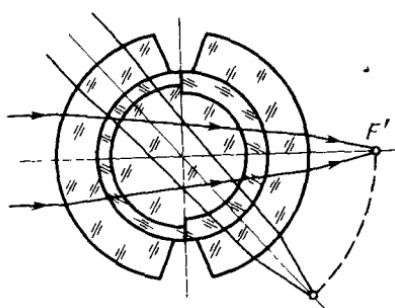


Рис. 215. Концентрический объектив

у объектива значительной отрицательной дисторсии удается практически одновременно фотографировать пространство предметов в угловых полях более  $180^\circ$  (метеорология, космос). Размер изображения следует определять не по формуле  $y' = -f' \operatorname{tg} \omega$ , а, например, по формуле  $y' = -f' \sin \omega$ . В последнем случае при  $-\omega = 90^\circ$  будем иметь  $y' = f'$ , т. е. диагональ изображения будет вдвое больше фокусного расстояния.

Принцип устройства дисторгирующего объектива иллюстрирует рис. 214, а. Впервые реализовать такой объектив удалось Гиллю в 1930 г. (рис. 214, б) с угловым полем  $180^\circ$  и относительным отверстием  $1 : 22$ . Дисторгирующие объективы выполняются по геометрической схеме реверсивных телеобъективов, но в отличие от последних они не являются ортоскопическими. Первая группа состоит из одной или двух линз и создает большую дисторсию (рис. 214, в, г). Вторая группа линз служит для исправления aberrаций в целях получения резкого изображения.

На пути создания особо широкоугольных объективов весьма существенным препятствием является влияние косинуса четвертой степени угла поля изображения. Но в результате отрицательной дисторсии на краях поля изображения здесь происходит как бы сгущение пучков лучей и практически оптическая плотность изображения не уступает таковой в центре поля.

Концентрическим называется объектив, все сферические поверхности которого имеют единый центр кривизны. Такой объектив образует изображение на вогнутой сферической поверхности. Центром входного и выходного зрачков и, следовательно, апертурной диафрагмы, является центр кривизны поверхностей. Главный луч проходит без преломления и обладает свойствами луча, проходящего по оптической оси. Осевой и наклонный пучки также идентичны (рис. 215), поэтому aberrационная коррекция сводится к коррекции сферохроматической aberrации. Кома, астигматизм и дисторсия в концентрическом объективе отсутствуют.

Эти объективы отличаются широкоугольностью ( $2\omega \approx 130^\circ$ ) и значительным относительным отверстием ( $\sim 1 : 2$ ). Впервые такой шаровой объектив был предложен Суттоном в 1859 г.

## Глава XVI

### ОПТИКА ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИСТЕМ

---

#### 88. Оптические характеристики передающих и приемных телевизионных трубок

Телевизионная система (рис. 216) состоит из передающего телевизионного устройства 1, линии связи 2 и приемного телевизионного устройства 3.

Передающее телевизионное устройство, или передающая телевизионная камера, с помощью объектива создает оптическое изображение предмета на фотокатоде передающей телевизионной трубы, преобразует его в электрическое изображение и передает электрические сигналы (видеосигналы), пропорциональные яркости предметных точек, по линии связи в приемник.

Основным принципом передачи изображения в телевидении является принцип поочередности, который состоит в последовательном непрерывном выделении с помощью узкого подвижного электронного луча всех участков передаваемого изображения и последовательном преобразовании яркостей этих участков в электрические сигналы. Такое последовательное выделение участков изображения с помощью движущегося определенным образом электронного луча называется *разверткой телевизионного изображения*.

Развертка может быть построчной и чересстрочной. При построчной развертке электронный луч последовательно обегает строку за строкой слева направо, начиная сверху так, что весь кадр развертывается за  $1/25$  с, а при чересстрочной развертке он обегает вначале все нечетные строки за  $1/50$  с, а затем — все четные также за  $1/50$  с. Последний способ наиболее распространенный. Полная развертка в обоих случаях осуществляется за  $1/25$  с, это время называется *периодом кадровой развертки*.

В приемном телевизионном устройстве принятые по линии связи электрические сигналы преобразуются на экране приемной трубы кинескопа в световые импульсы. Электронный пучок кинескопа под действием синхронизирующего и развертывающего генераторов в точности повторяет движения электронного пучка передающей трубы, а интенсивность пучка кинескопа изменяется пропорционально видеосигналу. Под действием электронного пучка, диаметр поперечного сечения которого равен высоте строки развертки, люминофорный слой кинескопа светится и воспроизводит изображение предмета.

Развертка характеризуется числом строк  $z_n$ , которое в различных странах составляет: в Великобритании 405, в США и

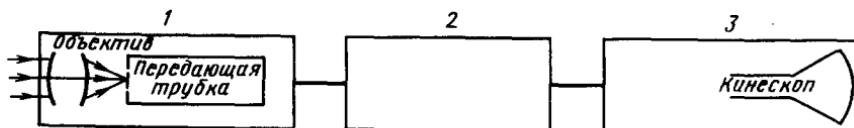


Рис. 216. Принципиальная схема телевидения

Японии 525, по Европейскому стандарту 625, во Франции 819 строк. В эти числа строк, называемые номинальными, входит число активных строк  $z_a$ , в действительности образующих разложение изображения, а также некоторое число строк (около 7,5 ... 8%) для возвратного хода электронного луча. В нашей стране приняты  $z_n = 625$  и  $z_a = 577$ .

Передающая телевизионная трубка является электровакуумным прибором, фотокатод которого совмещается с плоскостью изображения, образованного объективом. В передающих трубках используется или внешний фотоэффект (суперортиконы, супериконоскопы), создаваемый в результате эмиссии электронов под действием светового излучения, или внутренний фотоэффект (видиконы).

Рассмотрим устройство и работу передающей трубы на примере видикона (рис. 217), состоящего из колбы 1, на передний внутренний торец которой наносится фоторезистор 2 через прозрачный слой металла 3, играющий роль сигнальной пластины, соединенной с нагрузкой  $R_n$ , с которой снимается видеосигнал. Толщина фоторезистора составляет 1 ... 2 мкм, а сопротивление в поперечном сечении в темноте — около  $10^8 \text{ Ом}/\text{см}^2$ .

Электронный луч формируется пушкой 6, аноды 4 и 5 осуществляют динамическую фокусировку развертывающего луча. На трубку надеваются также фокусирующая и отклоняющая системы. Если фотокатод не освещен, то его сопротивление в поперечном сечении одинаково во всех точках. Развертывающий электронный луч создает на внутренней поверхности фотопроводника потенциал, близкий к потенциальному катода.

Если на фотокатоде объективом создано изображение предмета, то проводимость освещенных участков слоя не будет одинаковой. В фоторезисторе возникает «рельеф проводимости», соответствующий рельефу яркости передаваемой сцены. Электронный луч при развертке доводит потенциал внутренней поверхности всех участков фотопроводника до потенциала фотокатода. Токи дозаряда, возникающие при развертке, протекая через нагрузочный резистор  $R_n$ , создают напряжение видеосигнала.

Видиконы — это малогабаритные высокочувствительные передающие трубы. Так как в видиконах используется внутренний фотоэффект, то они более инерционны по сравнению с суперортиконаами.

Передающие телевизионные трубы должны быть высокочувствительными, способными правильно воспроизводить световые

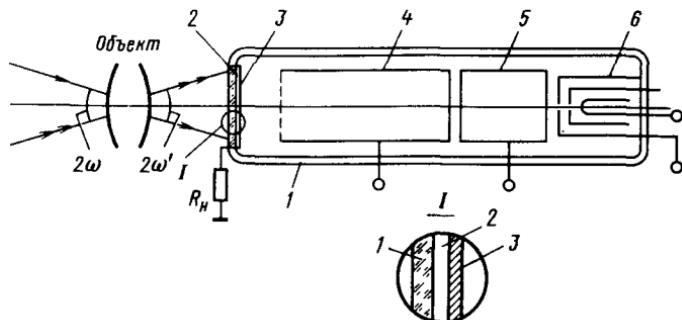


Рис. 217. Схема передающей телевизионной трубки-видикона

градации в широком диапазоне изменения яркостей предметов, обладать хорошей разрешающей способностью и иметь высокое отношение сигнал/шум.

Рассмотрим основные оптические характеристики передающих телевизионных трубок.

1. Чувствительность фотокатода — это зависимость видеосигнала от длины волны падающего излучения. Ее обычно представляют в виде графика изменения относительной спектральной чувствительности  $S_{\lambda\phi}$  в зависимости от длины волны (рис. 218). При оценке спектральной характеристики учитывают длину волны  $\lambda_m$ , для которой светочувствительность имеет наибольшее значение, и граничные длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Спектральные характеристики трубок в основном соответствуют спектральным характеристикам фотокатодов.

2. Световая характеристика показывает зависимость фототока  $i_\phi$  в микроамперах от освещенности фотокатода  $E_\phi$  в люксах (рис. 219). При оценке световой характеристики учитывают: минимальную  $E_{\min}$ , максимальную  $E_{\max}$  освещенность; ширину световой характеристики, т. е. диапазон освещенностей  $E_{\max} - E_{\min}$ , в котором действует трубка; наклон световой характеристики, определяющий скорость изменения значения видеосигнала в зависимости от освещенности и показывающий возможность полу-

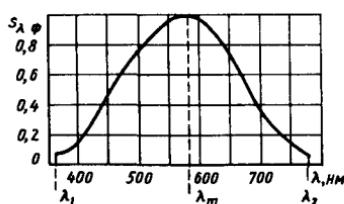


Рис. 218. Спектральная характеристика видикона

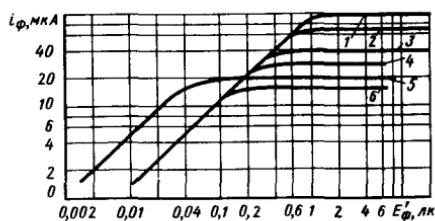


Рис. 219. Световые характеристики суперортиконов:  
1 — ЛИ-216; 2 — ЛИ-215; 3 — ЛИ-201; 4 — ЛИ-213; 5 — ЛИ-218; 6 — ЛИ-17

чения в телевизионном изображении соотношений яркостей, имеющихся на передаваемом объекте.

Минимальная освещенность  $E_{\text{ф} \min}$  на фотокатоде ограничивается его шумами. Для обеспечения на фотокатоде указанной освещенности необходима определенная освещенность  $E_{\text{пр}}$  на передаваемом предмете. Если  $\rho$  — коэффициент отражения деталей предмета,  $\beta$  — линейное увеличение, с которым оптическая система, имеющая относительное отверстие  $D/f'$  и коэффициент пропускания  $\tau$ , изображает предмет, то, пользуясь формулами (224) и (227), можно получить следующее соотношение:

$$E_{\text{пр}} = [4E_{\text{ср}}(1 - \beta^2)] / [\tau\rho(D/f')^2]. \quad (387)$$

Передающие трубки также характеризуются чувствительностью, под которой понимают величину, обратную минимальной освещенности, необходимой для передачи стандартной таблицы с заданной четкостью при определенном размахе видеосигнала и заданном отношении сигнал/шум. Для супериконоскопов — это освещенность, равная 10 ... 30 лк, для суперортиконондов 1 ... 6 лк, для видиконов 5 ... 10 лк.

Например, если объектив с  $K = 2$  и  $\tau = 0,8$  изображает с увеличением  $\beta = -0,014$  на фотокатоде с  $h_{\Phi} = 24$  мм предмет высотой 1,7 м, имеющий средний коэффициент диффузного отражения  $\rho = 0,6$ , то на предмете должна быть создана освещенность (не менее):

1000 лк при использовании в качестве передающей трубы супериконоскопа;

200 лк при использовании суперортикона;

350 лк при использовании видиконов.

Для повышения чувствительности передающих телевизионных трубок между их фотокатодом и фокальной плоскостью объектива помещают усилители яркости. В качестве усилителей яркости используют ЭОП и устройства со вторичной электронной проводимостью (ВЭП).

3. Разрешающая способность телевизионных передающих трубок оценивается удельной разрешающей способностью, равной

$$N_t = z_a/h_{\Phi},$$

где  $h_{\Phi}$  — высота фотокатода.

Разрешающая способность трубок определяется в основном качеством фокусировки развертывающего электронного луча, а также фокусировкой пуч-

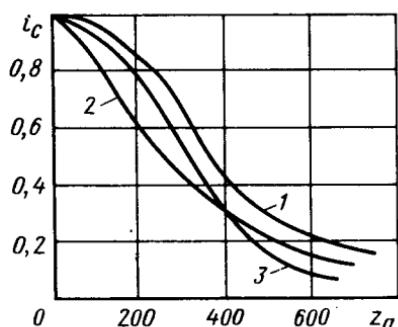


Рис. 220. Апертурная характеристика передающей трубы:

1 — суперортикон; 2 — видикон; 3 — супериконоскоп

ков лучей, переносящих электронное изображение. Разрешающая способность передающих трубок более точно определяется зависимостью  $z_a = f(i_c)$  (рис. 220), которую называют апертурной характеристикой, являющейся своеобразной ФПМ трубы и показывающей, что высокие пространственные частоты передаются меньшими видеосигналами  $i_c$ .

4. Габаритные размеры фотокатода: высота  $h_\Phi$  и ширина  $b_\Phi$  обусловливают угловое поле объектива:

$$\operatorname{tg} \omega' = l'/f' \text{ или } \operatorname{tg} \omega' = l'/a',$$

где  $l' = \sqrt{h^2 + b^2}/2$  — половина диагонали фотокатода.

5. Отношение сигнал/шум. Сила тока, возникающего в передающей трубке, не является строго постоянной. Постоянным остается среднее ее значение, мгновенные же изменения силы тока происходят непрерывно и хаотически. Такие изменения тока называют *флуктуациями*. С уменьшением силы тока его флуктуации становятся заметнее. Ток на выходе передающей трубы можно рассматривать как бы состоящим из двух компонентов — тока сигнала  $i_c$ , пропорционального падающему на фотокатод световому потоку, и тока флуктуационной помехи  $i_{\text{ш}}$ , сила которого хаотически изменяется.

Отношение сигнал/шум  $\Psi = i_c/i_{\text{ш}}$ . Практика показала, что для получения достаточно хорошего изображения значение  $\Psi$  должно быть не менее 20.

Использованием фотопроводящих слоев из различных материалов удалось создать видиконы для рентгеновского излучения (селен и окись свинца), ультрафиолетового излучения с  $\lambda_{\min} = 200$  нм (аморфный селен) и инфракрасного излучения с  $\lambda_{\max} = 2000$  нм (PbS).

Передающие трубы с построчной системой развертки — дисекторы — применяют как трубы мгновенного действия с кратким временем светового импульса (ЛИ-601).

Некоторые оптические характеристики ряда отечественных передающих телевизионных трубок приведены в табл. 10.

Приемные электронно-лучевые трубы, или кинескопы, оснащены люминесцирующими экранами, на которых воспроизводятся телевизионные изображения. Электронный луч на внутренней поверхности стеклянной трубы, покрытой люминесцирующим составом, образует изображение строчного вида, связанное синхронно и синфазно с разверткой изображения в передающей трубке.

Приемные телевизионные трубы разделяют на кинескопы прямого видения телевизоров, кинескопы прямого видения видео-контрольных устройств и видоискателей передающих камер, проекционные кинескопы, кинескопы телевизионных систем с бегущим лучом, кинескопы для электронных фототелеграфных систем и кинескопы для фотографирования изображений с экрана.

Таблица 10

## Оптические характеристики передающих трубок

Характеристика	Суперортконы		Видиконы			Диссектор ЛИ-601
	ЛИ-216	ЛИ-221	ЛИ-407	ЛИ-418	ЛИ-420	
Формат фотокатода $h \times b$ , мм	24 × 32		4,5 × 6	15 × 20	9,5 × × 12,7	24 × 24
Номинальное число строк $z_n$	625		350	625		625
Число активных строк $z_a$	577		320	577		—
Удельная разрешающая способность, $\text{мм}^{-1}$	24		71	39	61	—
Высота строки, мм	0,041		0,014	0,026	0,0165	—
$\lambda$ , нм	570	580	500	575	580	500
$\lambda_1 - \lambda_2$ , нм	375 ... 750	380 ... 750	350 ... 700	400 ... 750	420 ... 780	440 ... 580
$\psi$	40		40	39	40	50
$E_{\min}$ , лк	0,01		5	0,1	—	—
Рабочая освещенность фотокатода, лк	2	1,8	—	5	1,5 ... 10	100

Основными оптическими характеристиками приемных телевизионных трубок являются размер экрана, цвет свечения, спектральная характеристика, яркость изображения, контраст изображения, послесвечение, светоотдача, или световая эффективность, которая определяется отношением светового потока к мощности возбуждающего потока электронов.

Выражают светоотдачу в люменах на ватт (лм/Вт). Ее можно также характеризовать отношением силы света экрана кинескопа к подведенной мощности в кандилах на ватт (кд/Вт).

Цвет свечения и спектральная характеристика зависят от состава люминофора, покрывающего внутреннюю поверхность экрана (табл. 11).

Яркость изображения на экране зависит от напряжения на управляющем электроде кинескопа. Средняя минимальная яркость экрана кинескопа принимается равной  $40 \text{ кд}/\text{м}^2$ . Наибольшая яркость изображения кинескопа (не проекционного) состав-

Таблица 11

## Основные показатели люминофоров

Люминофор	Цвет свечения	Длительность послесвечения, с	Длина волны, соответствующая максимуму излучения, нм	Светодиодная, кд/Вт	Область применения
Смесь сульфидов, активированных серебром	Белый	$2 \cdot 10^{-3}$	455 ... 470	6	Кинескопы
Виллемит	Зеленый	$10^{-3}$	—	2	
Сульфид цинка, активированный серебром	Синий	$2 \cdot 10^{-3}$	—	—	Кинескопы цветного телевидения
Фосфат цинка, активированный марганцем	Красный	$10^{-2}$	—	0,8	
Оксид цинка, активированный цинком	Зелено-ватый	$2,5 \cdot 10^{-6}$	510	0,9	
Геленит	От ультрафиолетового до синего	$10^{-7}$	450	—	Трубки для систем с бегущим лучом

ляет 200 кд/м<sup>2</sup>. В проекционных кинескопах средняя яркость изображения достигает 1000 кд/м<sup>2</sup>.

Контраст изображения, определяемый интервалом яркости, зависит не только от степени яркости наиболее и наименее ярких участков изображения ( $L_{\max}$  и  $L_{\min}$ ), но и от дополнительной яркости  $L_{\Delta}$  паразитной засветки, являющейся функцией нескольких факторов: ореола изображения, отражения от внутренней поверхности колбы, рассеяния света люминофорами экрана или стеклом колбы, влияния постороннего света и т. п. Контраст изображения выражают следующей формулой:

$$k' = (L_{\max} + L_{\Delta}) / (L_{\min} + L_{\Delta}).$$

Наибольший контраст изображения в современных кинескопах составляет 30 ... 40.

Длительность послесвечения определяется временем, необходимым для уменьшения яркости свечения экрана после прекращения возбуждения до 1% первоначальной яркости в момент возбуждения.

Длительность послесвечения делят на пять категорий: очень короткая (менее  $10^{-5}$  с); короткая ( $10^{-5} \dots 10^{-4}$  с); средняя ( $10^{-3} \dots$

Таблица 12

## Оптические характеристики приемных телевизионных трубок

Тип трубок	Размер экрана, мм	Цвет свечения экрана	Яркость экрана, кд/м <sup>2</sup>	Контраст изображения	Длительность после-свечения.	Полное число строк развертки	Область применения
53ЛК2Б 59ЛК3Ц	375×475		110				Проекционное телевидение
6ЛК1Б 10ЛК2Б	34×38 54×72	Белый	4000 3000	35	Средняя		
13ЛК1Б	70×93		32	30			
13ЛК2Б	85×85		35	25			
18ЛК8Ж	90×124	Голубовато-зеленый	300		Очень короткая		Бегущий луч (для черно-белого и цветного телевидения)
18ЛК12Б	100×100		300	35		1000	Фотографирование изображения
23ЛК5Б	160×160	Белый	32	45	Средняя	625	Видеоконтрольные устройства
23ЛК6И	124×170	Зеленый	700	40		1000	Запись телевизионного изображения на кинопленку

$10^{-1}$  с); длительная ( $10^{-1} \dots 16$  с); весьма длительная (более 16 с).

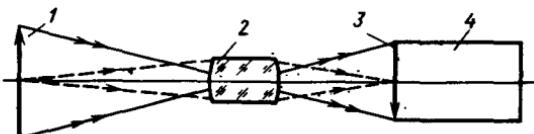
Оптические характеристики некоторых приемных телевизионных трубок (кинескопов) приведены в табл. 12.

### 89. Объективы передающих телевизионных камер и их основные характеристики

Оптическое изображение, которое создает объектив фотографический, микроскопа или зрительной трубы, может быть непосредственно использовано для передачи по телевидению (рис. 221). При этом оптические характеристики передающих трубок и оптических систем необходимо учитывать в их взаимосвязи. Объективы, применяемые в телевидении, в основном подобны фотообъективам, поэтому их основные характеристики — это фокусное расстояние  $f'$ , относительное отверстие  $D/f'$ , угловое

Рис. 221. Схема образования изображения на фотокатоде передающей трубы:

1 — предмет; 2 — объектив; 3 — фотокатод; 4 — передающая трубка



поле  $2\omega$ . Отличие телевизионных объективов состоит в том, что при их расчете учитывается влияние стеклянных пластин (планшайбы передающей трубы, фильтры), расположенных в сходящихся пучках лучей перед фотокатодом. Объектив, специально рассчитанный для телевидения, в названии имеет букву «Т».

Фокусное расстояние объектива определяет его линейное увеличение  $\beta$ . Телевизионный тракт от фотокатода передающей трубы до экрана кинескопа также обладает линейным увеличением  $\beta_{\text{тел}}$ , которое называют масштабом изображения телевизионного тракта,

$$\beta_{\text{тел}} = 1/m_t = h_k/h_\Phi,$$

где  $h_k$  — высота экрана кинескопа;  $h_\Phi$  — высота экрана фотокатода передающей трубы.

Общий масштаб телевизионного изображения  $m$  определяется соотношением

$$1/m = -\beta/m_t.$$

Если на фотокатод передающей трубы проецируется изображение удаленных объектов, то масштаб  $m$  телевизионного изображения приближенно можно определить из равенства

$$1/m = -f'/(am_t),$$

где  $f'$  — фокусное расстояние объектива;  $a$  — расстояние от объектива (точнее от передней главной точки) до предметов.

Относительное отверстие объектива ( $D/f' = 1 : K$ ) выбирают с учетом светочувствительности фотокатода, яркости  $L$  предмета и допустимой освещенности на фотокатоде  $E_\Phi$ :

$$D/f' = 2n_1 \sqrt{E_\Phi / (\pi L)},$$

где  $n_1$  — показатель преломления пространства предметов.

Яркость предмета определяют по формуле

$$L = \rho I \cos \epsilon / (\pi r^2),$$

где  $\rho$  — коэффициент диффузного отражения предмета;  $I$  — сила света источника, освещающего предмет, кд;  $\epsilon$  — угол между оптической осью объектива и направлением луча от источника на предмет;  $r$  — расстояние от источника света до предмета, м.

При образовании на фотокатоде слабоосвещенных изображений необходимо следить за тем, чтобы их освещенность была несколько выше значения  $E_{\min}$ .

Значение ожидаемой освещенности  $E_f$  на фотокатоде в зависимости от освещенности  $E = E_{\text{пр}}$  предметов можно определить по формуле (387).

Линейное поле изображения объектива должно быть равно размеру фотокатода или быть несколько больше его.

В табл. 13 приведены характеристики отечественных телевизионных объективов.

В студийных и репортажных передающих телевизионных камерах находят широкое применение панкратические объективы, например, «Варио-Гоир-1Т» ( $f' = 40 \dots 400$ ;  $D/f' = 1 : 4$ ;  $2\omega = 54 \dots 6^\circ$ ); «Алькор-6» ( $f' = 80 \dots 800$ ;  $D/f' = 1 : 4$  при  $f' = 80 \dots 400$ ,  $D/f' = 1 : 8$  при  $f' = 160 \dots 800$ ;  $2\omega = 28 \dots 3^\circ$ ); «Метеор-7» ( $f' = 25 \dots 100$ ;  $D/f' = 1 : 1,9$ ;  $2\omega = 36 \dots 9^\circ$ ); «Варио-

Таблица 13

Тип объектива	Фокусное расстояние $f'$ , мм	Относительное отверстие	Угловое поле $2\omega$	Коэффициент пропускания	Коэффициент передачи контраста $T_N$ при $N' = 13 \text{ mm}^{-1}$	
					в центре поля	на краю поля
«Мир-10-Т»	27	1 : 3,5	71	0,75		0,55
«Мир-1-Т»	37	1 : 2,8	58	0,85		0,35
«Гелиос-95А-Т»	50	1 : 2	44			0,65
«Эра-4-Т»	85	1 : 1,5	27	0,8	0,80	0,55
«Эра-2-Т»	100	1 : 2	23		0,85	0,53
«Таир-51-Т»	135	1 : 3	17	0,75		0,64
«Таир-45-Т»	180	1 : 2,8	13			0,70
«Таир-48-Т»	210	1 : 3,5	10	0,8		0,70
«Таир-44-Т»	300	1 : 4,5	7,5	0,75	0,80	0,60
«Таир-47-Т»	400	1 : 4,5	6	0,70		0,65
«Таир-46-Т»	500	1 : 5,6	5	0,75		
«Таир-52-Т»	750	1 : 6,3	3	—	0,70	0,60
«Таир-52-Т»	1000	1 : 8	2,20	0,65	0,65	

*Примечание.* Частота  $N' = 13 \text{ mm}^{-1}$  принята из следующих соображений: объектив практически не снижает четкости телевизионного изображения, которое образуется телевизионным каналом, если он обеспечивает коэффициент передачи контраста не менее 0,75 как в центре, так и на краю фотокатода на частотах

$$N' = z_n (1 - q) / (2h_\Phi),$$

где  $q$  — относительное время обратного хода кадровой развертки ( $q \approx 0,07$ ). Для принятых значений  $z_n = 625$  и  $h_\Phi = 24 \text{ mm}$   $N' = 12 \text{ mm}^{-1}$ .

Гоир ЛОМО-201» ( $f' = 10 \dots 100$ ;  $D/f' = 1 : 1,85 \dots 1 : 2,05$ ;  $2\omega = 59,8 \dots 6,6^\circ$ ); ОЦТ  $35 \times 13\text{П}$  ( $f' = 13 \dots 460$ ;  $D/f' = 1 : 1,7$  при  $f' = 13 \dots 150$ ;  $D/f' \leq 1 : 2,6$  при  $f' = 150 \dots 300$ ,  $D/f' \leq 1 : 5,6$  при  $f' = 230 \dots 460$ ).

## 90. Разрешающая способность и ФПМ телевизионной системы

В телевидении разрешающую способность оценивают общим числом черных и белых линий, укладывающихся на высоте кадра и определяющих четкость телевизионного изображения.

Четкость передаваемого телевизионной камерой изображения зависит от резкости изображения, создаваемого объективом на фотокатоде, и числа строк развертки  $z_n$ .

Остаточные aberrации объектива, определяющие размер  $\delta'$  пятен рассеяния, при которых не снижается четкость телевизионного изображения, должны быть такими, чтобы  $\delta' \leq \delta_{\text{стр}} = h_\Phi/z_n$ , где  $\delta_{\text{стр}}$  — высота строки.

Величина  $\delta'$  пятен рассеяния для объективов телевизионных передающих камер может быть определена по следующей формуле:

$$\delta = [2/(\pi N')] \sqrt{2,5(1 - T_N)},$$

где  $N'$  — пространственная частота передаваемого изображения предмета;  $T_N$  — коэффициент передачи контраста (см. п. 84). Например, при  $N' = 13 \text{ мм}^{-1}$  и  $T_N = 0,6 \dots 0,8$  размер пятна рассеяния  $\delta' = 0,05 \dots 0,035 \text{ мм}$ .

При передаче телевизионного изображения влияние контраста возрастает, и поэтому такие характеристики объектива, как фотографическая разрешающая способность  $N_\Phi (\text{мм}^{-1})$  или визуальная разрешающая способность  $N_0 (\text{мм}^{-1})$ , нельзя непосредственно использовать для оценки необходимой разрешающей способности телевизионной системы и можно рассматривать лишь как приближенные критерии. Более точным критерием является ФПМ (см. п. 84), представляющая собой зависимость коэффициента передачи контраста от пространственной частоты.

ФПМ телепередачи  $T(N)$  можно рассматривать как произведение ФПМ объектива  $T_1(N)$ , передающей трубы  $T_2(N)$  и электронной части (видеоусилителя, кинескопа и т. п.) телевизионного канала:

$$T(N) = T_1(N) T_2(N) T_3(N).$$

На рис. 222 показаны ФПМ, называемые в телевидении переходными, для объектива «Таир-44-Т» с  $K/f' = 4,5/300$  (для лучей спектра  $D, G', C$  и  $h$ ) и видикона ЕМ1-9677. ФПМ объектива для красной и синей областей спектра значительно уступают видикону, характеристика которого дана для «белого света» (штриховая линия на рисунке).

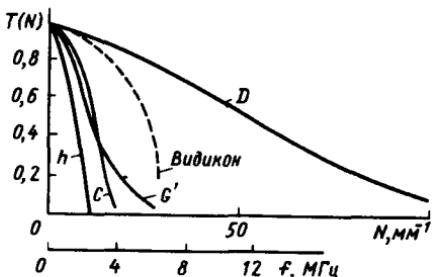


Рис. 222. Функция передачи модуляции объектива «Тайр-44-Т» для различных лу-чей спектра  $C$ ,  $D$ ,  $G'$ ,  $h$  и видикона ЕМ1-9677

Для правильной цветопередачи изображения состояла из яркостей  $L_R$ ,  $L_G$  и  $L_B$ , полученных в разных цветах, в соответствии с выражением

$$L = 0,299L_R + 0,587L_G + 0,114L_B. \quad (388)$$

Поэтому в процессе цветоделения, цветопередачи и цветового синтеза учитывают спектральные характеристики передающих приемных трубок и с помощью светофильтров задают удовлетворяющие формуле (388) уровни светового потока в каждом цвете.

Оптические системы цветного телевидения имеют устройство для получения изображения в трех основных цветах и приема этих изображений на фотокатоды передающих трубок. Для объективов цветного телевидения коррекция хроматических aberrаций выполняется для трех цветов с длинами волн, соответствующими максимумам спектральной чувствительности передающих трубок. Одноцветные изображения (синее, зеленое и красное) передаются по телевизионному тракту в цветной кинескоп (59ЛК3Ц), а также в видеоконтрольные устройства (кинескопы 40ЛК2Ц или 400KB22).

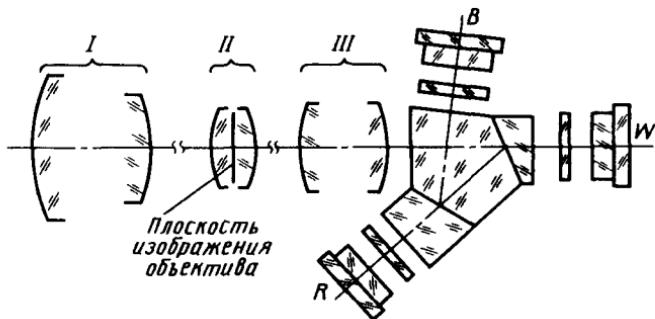


Рис. 223. Оптическая схема камеры КТ-302Р на базе объектива «Фотон» ( $f' = 37 \dots 140$ ;  $D/f' = 1 : 3,5$ )

В черно-белом телевидении каждый элемент изображения передается по одной координате — яркости. В цветном телевидении изображение образуется сложением трех единичных (основных) цветов: красного  $R$ , зелено-го  $G$  и синего  $B$ , причем изображение каждого цвета должно иметь свой уровень яркости в соответствии со спектральной характеристикой глаза.

Оптическая система, применяемая для передачи изображения цветных объектов, должна иметь большой задний фокальный отрезок, чтобы в пространстве между оптической системой и плоскостью изображения разместить дихроичные элементы, расщепляющие световой поток на различные цвета и направляющие его в разные видиконы. Например, эта задача решалась в камере КТ-103 применением четырех объективов переноса — трех одинаковых в цветных каналах для синего *B*, зеленого *G*, красного *R* цветов и одного, расположенного в яркостном канале, а в камере КТ-302Р [19] — с помощью одного объектива переноса *III* (рис. 223), который специально рассчитывается. Коллектив *II* обеспечивает телесцентрический ход главных лучей в пространстве цветodelения. Цветodelительная пентапризма имеет дихроические покрытия на отражающих поверхностях, к которым приклеены клинья. Далее расположены светофильтры и приемники излучения для синего *B*, красного *R* и совмещенного с яркостным зеленого *W* каналов.

В этой репортажной камере применяется киносъемочный панкратический объектив *I* марки «Фотон» ( $f' = 37 \dots 140$ ,  $K = 3,5$ ).

Системы с переносом изображения сложны, имеют большие габаритные размеры и массу, сравнительно невысокое качество изображения.

Типичным представителем телевизионной аппаратуры IV поколения является отечественная студийная камера КТ-138, отличающаяся высокой степенью автоматизации и наличием системы поддержания параметров. К ней специально разработан объектив цветного телевидения ОЦТ 35×13П с 35-кратным изменением фокусного расстояния (от 13 до 460 мм), входящий в оптико-механический комплекс (ОМК-1), который кроме вариообъектива содержит призменный цветodelительный блок и диапроектор.

Вариообъектив (рис. 224) состоит из 29 линз, распределенных по семи компонентам *I*—*VII*, причем компоненты *IV* и *VII* неподвижные, компоненты *I*—*III* образуют первую панкратическую систему с увеличением  $17\times$ , а компоненты *V* и *VI* — вторую; апертурная диафрагма АД расположена перед последней линзой компонента *IV*. Призменный цветodelительный блок показан в виде пластины.

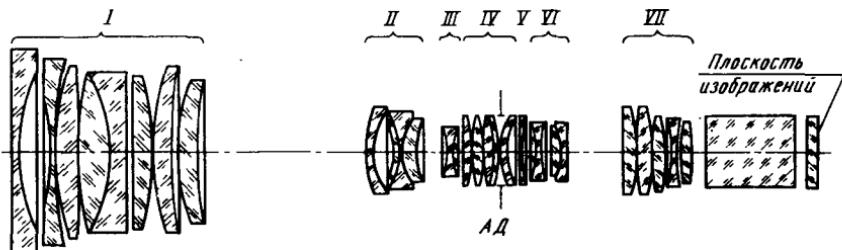


Рис. 224. Оптическая схема вариообъектива ОЦТ 35×13П

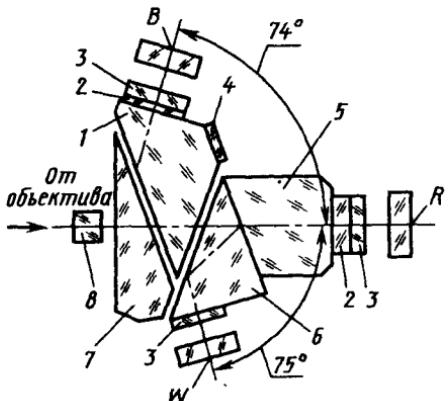


Рис. 225. Оптическая схема цветоделительного блока камеры КТ-178

с совмещаются яркостный канал и канал из прямо прошедших лучей в диапазоне длин волн 0,4 ... 0,51 мкм, образуя канал *W*. Цветоделительное покрытие на границе призмы 5 и 6 отражает свет в диапазоне длин волн 0,47 ... 0,62 мкм, образуя канал *G*. Канал *R* образуется в котором

Для примера и сравнения с КТ-302Р на рис. 225 показана схема призменного цветоделительного блока камеры КТ-178. Блок состоит из призм 1, 7 и склеенных между собой двух призм 5 и 6. Цветоделительное покрытие внутренней поверхности призмы 1 на границе соединения с призмой 6 отражает свет в диапазоне длин волн 0,4 ... 0,51 мкм, образуя канал *B*. Цветоделительное покрытие на границе призм 5 и 6 отражает свет в диапазоне длин волн 0,47 ... 0,62 мкм, образуя канал *G*. Канал *R* образуется в котором

Между призмами 1, 6 и 7 имеются малые воздушные промежутки, обеспечивающие полное внутреннее отражение. На выходе каждого канала расположены корректирующие цветоделение фильтры 2, а в каналах *B* и *R* за ними установлены пластины 3, компенсирующие разность хода. Пластина 4 противоблочная. Коммутирующая призма 8 служит для включения диапроектора.

Схемы и конструкции этих частей ОМК-1, а также других ОМК более подробно рассмотрены в [19].

## 91. Телевизионная система с «бегущим лучом»

Для телевизионной передачи прозрачных (диапозитивов, кинокадров) или непрозрачных плоских оригиналов служит оптическая система телепередатчика с «бегущим лучом».

Развернутая оптическая схема такой системы для проецирования диапозитивов показана на рис. 226. Электронно-лучевая трубка 1 мгновенного свечения ( $1 \cdot 10^{-7}$  с), например кинескоп 18ЛК17Л, на экране образует резко сфокусированное пятно электронного пучка лучей равномерной яркости, создающее последовательное разложение плоскости экрана кинескопа (растр).

Объектив 2 проецирует экран трубы в плоскость передаваемых объектов, расположенных перед конденсором 4, который проецирует выходной зрачок объектива на фотокатод ФЭУ. В плоскости фотокатода ФЭУ образуется интегральное изображение экрана кинескопа. В каждый данный момент времени ток сигнала ФЭУ пропорционален оптической плотности элементарной площадки

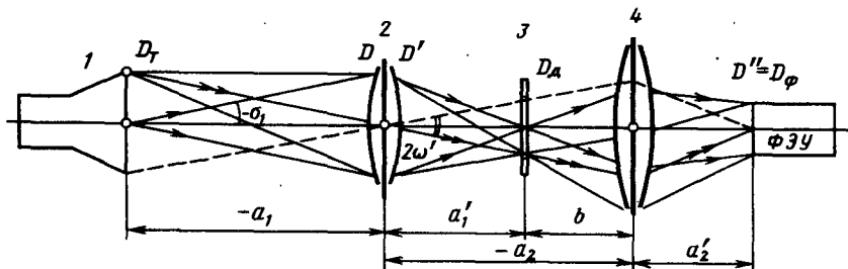


Рис. 226. Оптическая схема телепередатчика с «бегущим лучом»

диапозитива 3, просвечиваемой световым пятном, прошедшим от экрана трубы.

Для глаза наблюдателя, обладающего значительной инерционностью, экран трубы представляется постоянно светящимся, а оптическая система воспринимает только яркость элементарной площадки экрана диаметром, равным диаметру сечения электронного пучка лучей трубы. Диаметр (диагональ) экрана трубы  $D_t$  и диаметр проецируемого оригинала  $D_d$  всегда заранее известны. Также известен диаметр входного зрачка  $D$  объектива и диаметр (диагональ) фотокатода  $D_\phi$ .

Тогда на основании формулы линейного увеличения для объектива  $\beta_1 = -D_d/D_t$ , а для конденсора  $\beta_2 = -D_\phi/(D\beta_P)$ , где  $\beta_P$  — линейное увеличение в зрачках объектива.

Если диагональ экрана трубы составляет 150 мм ( $90 \times 120$  мм<sup>2</sup>), а формат просвечиваемого кадра — 30 мм ( $18 \times 24$  мм<sup>2</sup>), то  $\beta_1 = -0.2$ . Для объектива принимают такое фокусное расстояние, чтобы для устранения влияния падения освещенности на краях изображения по закону  $\cos^4 \omega'$  угловое поле не превышало  $2\omega' = 40^\circ$ . Тогда возможное фокусное расстояние от объектива до кадра определяется выражением  $f_1 = 200$  мм.

Расстояние от объектива до кадра определяется выражением  $a'_1 = (1 - \beta_1) f_1$ , а расстояние от объектива до кинескопа  $a_1 = a'_1/\beta_1$ . Чтобы конденсор имел наименьшие размеры, желательно его приближать к диапозитиву, т. е. устанавливать для  $b$  наименьшие значения (например,  $b = 10 \dots 20$  мм). Так как величина  $-a_2 = a'_1 + b$  известна, то известно и линейное увеличение  $\beta_2$ , тогда фокусное расстояние конденсора

$$f_2 = -\beta_2 (b + a'_1)/(1 - \beta_2).$$

Светоэнергетический расчет оптической системы бегущего луча сводится к определению минимального относительного отверстия объектива  $1 : K$ , позволяющего получить минимальный ток ФЭУ, превышающий уровень шумов.

Известные диаметр  $\delta$  сечения электронного пучка в плоскости экрана и его яркость  $L$  позволяют определить силу света  $I$  сканирующей «точки» по линиям развертки кинескопа:

$$I = \pi \delta^2 L / 4. \quad (389)$$

От такого источника света в объектив будет поступать световой поток  $\Phi$  в пределах телесного угла, определяемого площадью входного зрачка объектива и расстоянием  $a_1$  от экрана до объектива:

$$\Phi = \pi D^2 I / (4a_1^2). \quad (390)$$

Этот световой поток в результате прохождения через оптическую систему и элемент площадки диапозитива ослабляется в соответствии с коэффициентами пропускания света оптической системы  $\tau$  и диапозитива  $\tau_d$ , и на поверхность фотокатода ФЭУ поступает световой поток

$$\Phi' = \tau \tau_d \Phi. \quad (391)$$

Учитывая отношение  $D/(2a_1) = \operatorname{tg} \sigma_1$ , в соответствии с формулой углового увеличения (57) и уравнением (336) получим:

$$\operatorname{tg} \sigma_1 = \beta_1 / [2(1 - \beta_1) K].$$

Из этого выражения и из формул (387)–(389) найдем, что

$$K = \frac{\beta_1 \pi \delta}{4(1 - \beta_1)} \sqrt{\tau \tau_d L / \Phi'}.$$

Известная минимальная интегральная чувствительность свето-приемника  $S_{\min} = i_{\min} / \Phi_{\min}$  позволяет определить зависимость дифрагменного числа  $K$  объектива от силы тока  $i_{\min}$ :

$$K = \frac{\beta_1 \pi \delta}{4(1 - \beta_1)} \sqrt{\tau \tau_d L S_{\min} / i_{\min}}.$$

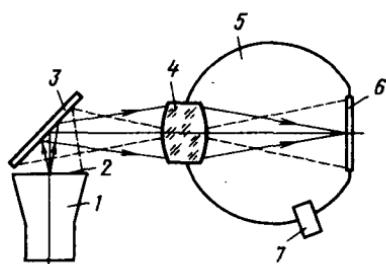
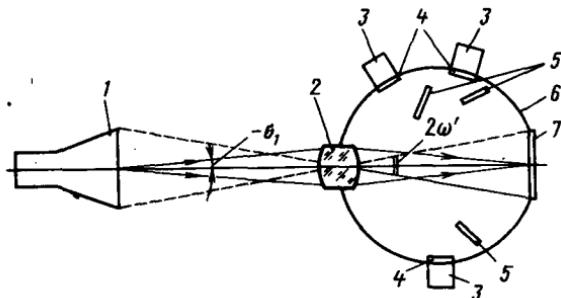


Рис. 227. Оптическая схема телевизионного проектора с бегущим лучом

Рис. 228. Оптическая схема цветного телевизионного проектора:

1 — электронно-лучевая трубка; 2 — объектив; 3 — ФЭУ; 4 — светофильтры; 5 — защитные шторки; 6 — фотометрический шар; 7 — оригинал



Иногда теледиапередатчик имеет зеркала с наружным отражающим слоем в пространстве между экраном и объективом, а также между объективом и светоприемником. В этом случае достигается удобная компоновка прибора, но ухудшается качество изображения из-за дополнительного рассеяния света, вызываемого зеркалами.

При передаче черно-белых непрозрачных оригиналов (рис. 227) экран 2 кинескопа «бегущего луча» 1 с помощью зеркала 3 с наружной отражающей поверхностью и объектива 4 проецируется на поверхность передаваемого объекта 6, расположенного внутри фотометрического шара 5. Интегрируемый этим шаром световой поток, отраженный от различных элементов плоскости объекта, воспринимается светоприемником 7 (ФЭУ). Обычно размер оригинала составляет  $9 \times 12$  см<sup>2</sup>, а линейное увеличение объектива  $\beta = -1$ .

Аналогичная оптическая схема применяется и при передаче цветных непрозрачных оригиналов (рис. 228). В этом случае интегрируемый фотометрическим шаром поток раздельно воспринимается тремя ФЭУ, фотокатоды которых защищены специальными заслонками от света, непосредственно падающего от оригинала, а фильтрация света, падающего на фотокатоды, осуществляется светофильтрами. Наличие усилителей в электронной схеме ФЭУ позволяет выполнять корректировку цветовых сигналов в соответствии с уравнением (388).

## *Г л а в а XVII*

### **ПРОЕКЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ**

---

#### **92. Виды и особенности проекционных систем**

Оптические приборы, предназначенные для получения на экране изображений (проекций) диапозитивов и кинокадров, негативов, чертежей, рисунков, текстов, небольших предметов, называют *проекционными*. Проекционными приборами являются эпидиаскопы и кинопроекторы, фотоувеличители и фотограмметрические проекторы, аппараты для чтения микрофильмов, часовые проекторы, проекционные устройства микроскопов, приборы для создания элементов микроэлектроники и др.

Оптические системы проекционных приборов состоят из двух частей — *осветительной* и *проекционной*.

Осветительные системы общего назначения рассмотрены в гл. XII. Особенности этих систем для проекционных приборов изложены ниже.

В проекционных системах гомоцентрические расходящиеся пучки на входе преобразуются в сходящиеся пучки на выходе. Проекционной оптической системой обычно является *проекционный объектив*.

Проекционная и осветительная оптические системы должны быть согласованы между собой в целях получения требуемой освещенности экрана и ее распределения при заданном масштабе изображения (проекции).

В зависимости от характера проецируемых предметов оптические системы проекционных приборов и получаемые проекции делят на два вида: *эпископические* и *диаскопические*.

*Эпископической проекцией* называется проекция непрозрачного предмета, образованная лучами света, отраженными от предмета (в отраженном свете).

*Диаскопической проекцией* называется проекция, образованная лучами света, проходящими сквозь предмет. К этой проекции относится и кинопроекция.

Оптические системы, обеспечивающие получение проекций обоих видов, называются *эпидиаскопическими*.

Основными характеристиками оптических систем проекционных приборов являются масштаб проекции или линейное увеличение, освещенность изображения и размер проецируемого предмета, а иногда экрана. Эти характеристики определяются: проекционным расстоянием, фокусным расстоянием проекционного объектива, его относительным отверстием, яркостью источника

света, коэффициентом пропускания всей системы, схемой и конструкцией осветительной системы и др.

*Проекционным расстоянием* называют расстояние от объектива до экрана. Оно может быть постоянным в процессе эксплуатации системы, например в стационарных кинопроекторах, и переменным, например в фотоувеличителях.

Отличительными особенностями проекционных объективов являются: обеспечение постоянства контраста и разрешающей способности диапозитива (кинокадра) при проекции в проходящем свете (с учетом масштаба изображения) и соответственно обеспечение удовлетворительного контраста и разрешающей способности при проекции в отраженном свете; малое виньетирование, наличие которого является одной из причин нарушения распределения освещенности на экране по сравнению с освещенностью проецируемого предмета; повышенные требования в отношении дисторсии, особенно если на полученных изображениях выполняются измерения, например в фотограмметрии.

Следует отметить, что аберрационную коррекцию проекционных объективов выполняют для предмета, находящегося на конечном расстоянии от объектива, а именно при масштабе изображения  $1 : 25 \dots 25 : 1$ . При больших удалениях предмета (или изображения) аберрационную коррекцию объектива проводят, считая, что предмет (или изображение) расположен в бесконечности.

Требуемая освещенность экрана зависит от назначения проекционного прибора. На практике значение освещенности задают при отсутствии диапозитивов (для диапроекции) и проецировании на экран диффузионно рассеивающей поверхности (для эпипроекции).

Яркость  $L$  экрана зависит от его освещенности  $E$  и отражательной способности, характеризуемой коэффициентом отражения  $\rho$ . При коммерческой кинопроекции яркость экрана принимают примерно равной  $100 \text{ кд}/\text{м}^2$  (при действующем обтюраторе), для демонстрационных приборов диапроекции  $\sim 50 \text{ кд}/\text{м}^2$ , при эпипроекции — до  $20 \text{ кд}/\text{м}^2$ , для контрольно-измерительных проекtorов  $L = 15 \dots 25 \text{ кд}/\text{м}^2$ .

Коэффициент диффузионного отражения  $\rho = 1$  для идеально белого экрана,  $\rho = 0,89$  для экрана, покрытого слоем углекислого магния,  $\rho = 0,8$  для экрана из технического оксида цинка или для баритового экрана,  $\rho = 0,72$  для матированного экрана из пластмассы.

Рекомендуемые освещенности центральной части экрана при  $\rho = 0,8$  согласно формуле (227) следующие: для коммерческой кинопроекции  $E = 400 \text{ лк}$ , для демонстрации диапозитивов  $E \approx 200 \text{ лк}$ , при эпипроекции  $E \leq 80 \text{ лк}$ , для контрольно-измерительных приборов  $E = 60 \dots 100 \text{ лк}$ .

При удалении от центра освещенность экрана изменяется согласно формуле (228):  $E_\omega = k_\omega E_0 \cos^4 \omega'$ , где  $E_0$  — освещен-

ность в центральной части экрана;  $k_{\omega}$  — коэффициент виньетирования;  $\omega'$  — текущее значение угла между главным лучом и оптической осью проекционного объектива в пространстве изображений.

Для устранения неравномерности в освещенности экрана, обусловленной неодинаковой яркостью поверхности источника света или сферической аберрацией осветительной системы, перед диапозитивом устанавливают матовое стекло (или матируют последнюю поверхность конденсора). Кроме того, пользуются таким способом, как получение изображения источника света во входном зрачке проекционного объектива.

### 93. Эпископическая проекционная система

Схема эпископа показана на рис. 229. Непрозрачный плоский предмет 1 освещается лампами 2. Лучи света, отраженные поверхностью предмета, направляются на зеркало 3 и через объектив 4 — на экран. Использование зеркала обязательно для получения читаемого изображения. Зеркало во избежание двоения изображения должно иметь внешнее отражающее покрытие.

Если поверхность предмета диффузно рассеивающая, то ее яркость [см. формулу (227)]

$$L_{\text{пр}} = \rho_{\text{пр}} E_{\text{пр}} / \pi, \quad (392)$$

где  $\rho_{\text{пр}}$  — коэффициент отражения поверхности предмета;  $E_{\text{пр}}$  — освещенность предмета.

Освещенность предмета

$$E_{\text{пр}} = \sum_{j=1}^{l=m} E_j = \sum_{j=1}^{l=m} I \cos \varepsilon / l^2 = m I \cos \varepsilon / l^2, \quad (393)$$

где  $m$  — число симметрично расположенных одинаковых источников света (ламп);  $I$  — сила света каждой лампы;  $l$  — расстояние от тела накала лампы до центра поверхности предмета;  $\varepsilon$  —

угол между нормалью к поверхности предмета и лучом, проходящим между телом накала и центром поверхности предмета.

Освещенность экрана

$$E' = \tau \pi L_{\text{пр}} \sin^2 \sigma' A', \quad (394)$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания системы, состоящей из зеркала и объектива ( $\tau = \rho_z \tau_{\text{об}}$ );  $\sigma' A'$  — выходной апертурный угол проекционного объектива.

Если проекционное расстояние, приблизительно равное рас-

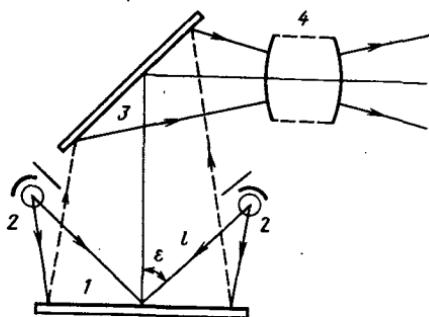


Рис. 229. Схема эпископа

стоянию  $p'$  от выходного зрачка объектива до плоскости экрана, немного больше диаметра  $D'$  выходного зрачка объектива и линейное увеличение в зрачках  $\beta_p \approx 1$ , то

$$\sin \sigma_A \approx D'/(2p') \approx D/(2p), \quad (395)$$

где  $D' \approx D$ ;  $D$  — диаметр входного зрачка. Кроме того,

$$p' \approx a' = f' (1 - \beta_{ob}), \quad (396)$$

где  $a'$  — расстояние от задней главной плоскости проекционного объектива до экрана;  $f'$  — фокусное расстояние проекционного объектива;  $\beta_{ob}$  — линейное увеличение объектива при проецировании предмета на экран.

Из формул (390), (394)–(396) следует, что освещенность экрана

$$E' = (\tau_{\text{пр}} E_{\text{пр}} / 4) (D/f')^2 [1/(1 - \beta_{ob})^2]. \quad (397)$$

По формуле (396) находят фокусное расстояние  $f'$  проекционного объектива, а по формуле (397) — его относительное отверстие  $D/f'$ .

Так как произведение  $\tau_{\text{пр}} E_{\text{пр}}$  относительно невелико, то стремятся, во-первых, увеличение  $\rho_{ob}$  по абсолютному значению брать возможно меньшим и, во-вторых, использовать объектив с большим относительным отверстием.

Угловое поле  $2\omega$  определяется выражением

$$\tan \omega \approx -\beta_{ob} (y/p) \approx -\beta_{ob} y / [f' (1 - \beta_{ob})]. \quad (398)$$

где  $y$  — половина диагонали предмета;  $\beta_{ob} y$  — половина диагонали экрана

Полученные фокусное расстояние, относительное отверстие и угловое поле позволяют подобрать проекционный объектив для эпископа [6, 35]. Эпископические объективы обычно имеют относительные отверстия 1:1,5 ... 1:2,5 и угловое поле  $2\omega \leqslant 45^\circ$ .

По формуле (393) определяют произведение числа ламп  $t$  на силу света  $I$  каждой лампы, а затем при выбранном числе ламп по каталогу подбирают электролампу. Для лучшего использования светового потока лампы рекомендуется применять конденсоры. Коэффициент диффузного отражения  $\rho$  поверхности чертежей, фотографий, книжных материалов и других произведений печати на белом фоне равен 0,6 ... 0,8.

#### 94. Диаскопическая проекционная система

Диаскопическая проекция (проекция в проходящем свете) обеспечивает большую освещенность экрана, чем эпипроекция.

Возможны два варианта действия осветительной части диаскопа: 1) изображение источника света получается в плоскости входного зрачка проекционного объектива; 2) изображение источ-

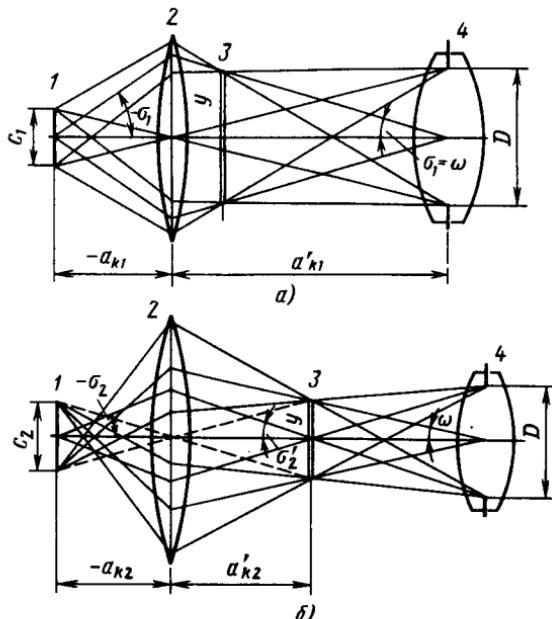


Рис. 230. Оптические системы для диапроекции, в которых источник света изображается конденсором:

*a* — во входном зрачке объектива; *b* — в плоскости диапозитива

ника света получается в плоскости диапозитива, а следовательно, переносится в плоскость экрана, т. е. совмещается с изображением предмета.

Для избежания появления на экране изображения нити накала лампы необходимо использовать сплошной излучатель с равномерной яркостью, что возможно, например, в стационарных кинопроекторах (угольная дуга). Кроме того, если размеры диапозитива (кадрового окна) значительные, то осветительная система должна иметь большое увеличение, что приводит к росту ее размеров.

Второй вариант освещения нельзя использовать, если диапозитив длительное время находится в кадровом окне, из-за сильного нагрева диапозитива. Этот вариант рекомендуется применять при кинопроекции, где используются кадры малого формата при их частой смене.

На рис. 230, *a* источник света 1 изображается конденсором 2 во входном зрачке 4 проекционного объектива, а на рис. 230, *b* — в плоскости диапозитива 3.

При выполнении условия синусов (см. гл. VII и IX) линейное увеличение осветительной системы в первом варианте

$$\beta_{k1} = \sin \sigma_1 / \sin \sigma'_1 = -D/c_1 = a'_{k1}/a_{k1}, \quad (399)$$

где  $\sigma_1$  — входной апертурный угол осветительной системы, равный половине угла охвата  $2\sigma_{\text{окв}}$ ;  $\sigma_1'$  — выходной апертурный угол осветительной системы, равный (или больший) половине углового поля проекционного объектива, т. е.  $\omega$ ;  $D$  — диаметр входного зрачка проекционного объектива;  $c_1$  — размер источника света.

Используя формулу (393), при  $\sin \sigma_1' \approx \tan \omega$  получим:

$$\beta_{k1} = -[(1 - \beta_{ob})/\beta_{ob}] (f'/y) \sin \sigma_1.$$

Угол охвата конденсора для первого варианта, когда изображение источника света получается во входном зрачке проекционного объектива, вычисляют по формуле

$$\sin \sigma_{\text{окв}1} = \sin \sigma_1 = -\beta_{k1} \beta_{ob} y / [f' (1 - \beta_{ob})]. \quad (400)$$

Здесь линейное увеличение  $\beta_{ob}$  проекционного объектива считается заданным, его фокусное расстояние  $f'$  определяют по формуле (396);  $y$  — половина диагонали диапозитива.

Диаметр входного зрачка  $D$  объектива, определяющий  $\beta_{k1}$ , получают светоэнергетическим расчетом (см. п. 95).

При выполнении закона синусов линейное увеличение осветительной системы во втором варианте (рис. 230, б)

$$\beta_{k2} = \sin \sigma_2 / \sin \sigma_2' = -2y/c_2 = a_{k2}'/a_{k2}, \quad (401)$$

где  $\sigma_2$  — апертурный угол осветительной системы в пространстве предметов, равный половине угла охвата, т. е.  $\sigma_{\text{окв}}$ ;  $\sigma_2'$  — апертурный угол осветительной системы в пространстве изображений, равный (или несколько больший) апертурному углу  $\sigma_{ob}$  проекционного объектива в пространстве предметов;  $y$  — половина диагонали диапозитива,  $c_2$  — размер источника света.

Используя формулу (395), выведенную при условии, что линейное увеличение в зрачках объектива  $\beta_P = 1$ , т. е.  $D' = D$ , и формулу (396), получим:

$$\beta_{k2} = -2 [(1 - \beta_{ob})/\beta_{ob}] (f'/D) \sin \sigma_2.$$

Следовательно, угол охвата конденсора в случае, когда изображение источника света получается в плоскости диапозитива, определяют по формуле

$$\sin \sigma_{\text{окв}2} = \sin \sigma_2 = -\beta_{k2} \beta_{ob} / \{[2 (1 - \beta_{ob})] (D/f')\}. \quad (402)$$

Если  $|\beta_{ob}| \gg 1$  (например, в стационарных кинопроекторах), то

$$\sin \sigma_{\text{окв}2} = \sin \sigma_2 = (\beta_{k2}/2) (D/f').$$

Введем в формулы (400) и (402) значения линейных увеличений осветительных систем согласно формулам (399) и (401).

Из формул (400) и (399) получим:

$$\sin \sigma_{\text{окв}1} = \sin \sigma_1 = [\beta_{ob}/(1 - \beta_{ob})] (y/c_1) (D/f').$$

Соответственно

$$\sin \sigma_{\text{окв}, 3} = \sin \sigma_3 = [\beta_{\text{об}} / (1 - \beta_{\text{об}})] (y/c_3) (D/f').$$

Таким образом, для определения угла охвата осветительной системы в любом из двух рассмотренных вариантов используют одну и ту же зависимость.

Перейдем к определению диаметра  $D$  входного зрачка проекционного объектива.

Из формул (394)–(396) следует, что необходимая освещенность экрана

$$E' = [\tau \pi L / 4 (1 - \beta_{\text{об}})^2] (D/f')^2, \quad (403)$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания осветительной и проекционной частей оптической системы проектора;  $L$  — яркость источника света;  $\beta_{\text{об}}$  — линейное увеличение проекционного объектива,  $D/f'$  — относительное отверстие проекционного объектива.

Формулы (396), (398), (403) позволяют рассчитать фокусное расстояние  $f'$ , угловое поле  $2\omega$  и относительное отверстие  $D/f'$ , по которым можно подобрать объектив для диаскопической проекции [6, 35].

Объективы проекторов и фотоувеличителей имеют относительное отверстие  $1 : 4,5 \dots 1 : 9$ , а угловое поле в особых случаях до  $122^\circ$ , например в фотограмметрическом многокамерном проекторе (мультиплексе). Кинопроекционные объективы имеют относительные отверстия  $1 : 1,2 \dots 1 : 2$  и угловое поле до  $16^\circ$ .

Для уменьшения светового диаметра осветительной системы вблизи диапозитива (кадровой рамки) устанавливают коллектор (см. п. 75).

## 95. Габаритный и светоэнергетический расчеты проекционного прибора с зеркальной осветительной системой

Выполним габаритный и светоэнергетический расчеты фотоувеличителя по следующим исходным данным: линейное увеличение изменяется от  $|\beta|_{\min}$  до  $|\beta|_{\max}$ , наибольший формат негатива определяется его диагональю  $2y$  (диаметром), освещенность экрана  $E'$  и наибольшее проекционное расстояние  $p_{\max} \approx \approx a'_{\max}$  заданы.

1. Из формулы (396) определяем фокусное расстояние проекционного объектива:

$$f' = p / (1 - \beta) = p_{\max} / (1 + |\beta|_{\max}). \quad (404)$$

2. Угловое поле  $2\omega$  объектива вычисляем с использованием формулы (398):

$$\operatorname{tg} \omega = |\beta|_{\max} y / [(1 + |\beta|_{\max}) f']. \quad (405)$$

Меньшее, чем  $|\beta|_{\max}$ , значение линейного увеличения уменьшает фактически используемое угловое поле, увеличивает абсолютное значение расстояния  $a$  и уменьшает  $a' \approx p$ , так как  $\beta = -a'/a$ .

3. Задаваясь коэффициентом пропускания  $\tau$  осветительной (зеркальной по условию) проекционной системы ( $\tau = p_a \tau_{ob}$ ) при заданной освещенности  $E'$  экрана и возможной яркости  $L$  электролампы, по формуле (403) находим относительное отверстие объектива:

$$D/f' \geq 2(1 + |\beta|_{\max}) \sqrt{E' / (\tau \pi L)}. \quad (406)$$

4. Значения  $f'$ ,  $2\omega$  и  $D/f'$  необходимы для подбора проекционного объектива. Возможное несовпадение характеристик выбранного объектива с вычисленными иногда допустимо: например, угловое поле  $2\omega$  может быть несколько больше вычисленного. Для выбранного объектива уточняют коэффициент пропускания  $\tau_{ob}$ .

Заметим, что важной эксплуатационной характеристикой фотоувеличителя является экспозиция, зависящая от освещенности экрана, а следовательно, и от относительного отверстия проекционного объектива (кроме других величин).

5. Зеркальный осветитель должен обеспечивать получение изображения источника света в плоскости входного зрачка объектива. Отражающая поверхность осветителя представляет собой поверхность вогнутого эллипсоида, в первом фокусе  $F_1$  которого (рис. 231) помещается тело накаливания электролампы, во втором фокусе  $F_2$ , совмещенном с центром входного зрачка объектива, получается изображение тела накала.

Диаметр  $D_k$  зеркала должен соответствовать угловому полю  $2\omega$  объектива. Расстояние  $g$  от входного зрачка до края зеркала постоянно и определяется выражением

$$g = |a|_{\max} + k = f'(1 + |\beta|_{\min}) / |\beta|_{\max} + k, \quad (407)$$

где  $k$  — расстояние между негативом в его крайнем положении (при  $|\beta|_{\max}$ ) и краем зеркала; это расстояние выбирают по конструктивным соображениям и из условия удобства работы.

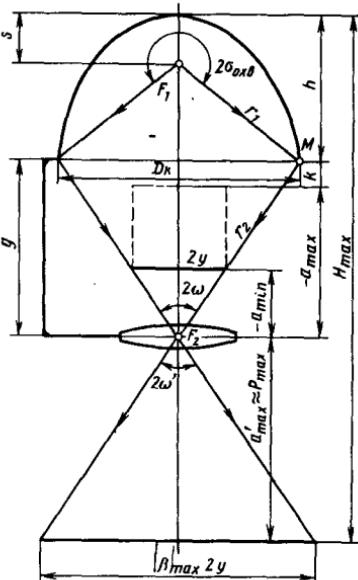


Рис. 231. Расчетная схема фотоувеличителя с зеркальной осветительной системой

Из рис. 231 следует, что диаметр зеркала

$$D_K = 2g \operatorname{tg} \omega. \quad (408)$$

Расстояние между фокусами  $F_1$  и  $F_2$  образующего эллипса

$$F_1 F_2 = 2 \sqrt{a^2 - b^2}, \quad (409)$$

где  $a$  и  $b$  — большая и малая полуоси эллипса.

Расстояние от вершины эллипса до фокуса  $F_1$

$$s = a - \sqrt{a^2 - b^2}. \quad (410)$$

Сумма модулей радиусов векторов, проведенных из фокусов к любой точке эллипса, постоянна:

$$r_1 + r_2 = 2a. \quad (411)$$

Возьмем на эллипсе точку  $M$  так, чтобы она соответствовала диаметру  $D_K$ , определяемому формулой (408). Тогда из треугольника  $F_1 M F_2$  имеем:

$$r_1 \sin \sigma_{\text{окв}} = r_2 \sin \omega. \quad (412)$$

Из формулы (409) следует

$$-r_1 \cos \sigma_{\text{окв}} + r_2 \cos \omega = 2 \sqrt{a^2 - b^2}. \quad (413)$$

Из равенства (412) найдем:

$$r_1 \cos \sigma_{\text{окв}} = \pm \sqrt{r_1^2 - r_2^2 \sin^2 \omega}.$$

Согласно выражению (413)

$$\mp \sqrt{r_1^2 - r_2^2 \sin^2 \omega} = 2 \sqrt{a^2 - b^2} - r_2 \cos \omega.$$

Используя равенства (410) и (411), получим, что большая полуось эллипса

$$a = s(s + r_2 \cos \omega) / [2s - r_2(1 - \cos \omega)], \quad (414)$$

где  $r_2 = D_K / (2 \sin \omega)$ .

Из равенства (410) следует, что малая полуось эллипса

$$b = \sqrt{2sa - s^2}. \quad (415)$$

Расстояние  $s$  выбираем так, чтобы получить наименьшую высоту зеркала при условии удобного размещения электролампы с фокусирующим патроном.

Угол охвата  $2\sigma_{\text{окв}}$  осветительной системы (зеркала) получаем из равенства:  $\sin(180^\circ - \sigma_{\text{окв}}) = D_K / (2r_1)$ , где  $r_1 = 2a - D_K / (2 \sin \omega)$ .

Следовательно,

$$\sin \sigma_{\text{окв}} = D_K \sin \omega / (4a \sin \omega - D_K). \quad (416)$$

Высота зеркала (см. рис. 231)  $h = (D_K / 2) \operatorname{ctg} \sigma_{\text{окв}} + s$  или

$$h = 2a - s - g. \quad (417)$$

## 6. Общая наибольшая высота фотоувеличителя

$$H_{\max} = a'_{\max} + g + h. \quad (418)$$

7. Линейное увеличение зеркала  $\beta_k = -D/c$ , где  $D$  — диаметр входного зрачка объектива;  $c$  — размер источника света (тела накала).

Одновременно

$$\beta_k = -(F_1 F_2 + s)/s = -(2\sqrt{a^2 - b^2} + s)/s.$$

Таким образом,

$$c = Ds/(2\sqrt{a^2 - b^2} + s). \quad (419)$$

8. По яркости  $L$  и используемому размеру  $c$  источника света по каталогу выбираем электролампу.

**Пример.** Дано:  $\beta = -(1,5 \dots 10)$ ; формат негатива  $6 \times 6$  см;  $E' \geq 100$  лк;  $r_{\max} = 825$  мм.

По формулам (404)–(406), назначая  $\tau = 0,75$  и  $L = 2,5 \cdot 10^6$  кд/м<sup>2</sup>, находим  $f' = 75$  мм,  $2\omega = 54^\circ 20'$  и  $D/f' = 1 : 3,6$ .

Полученным характеристикам удовлетворяет объектив «Индустар-58», имеющий  $f' = 75$  мм,  $2\omega = 60^\circ$  и  $D/f' = 1 : 3,5$ .

Яркость  $2,5 \cdot 10^6$  кд/м<sup>2</sup> обеспечит электролампа мощностью 100 Вт с матированной или молочной колбой, диаметр плоского тела накала которой составляет 4 ... 5 мм.

Результаты вычисления параметров эллипсоидального зеркала и высоты фотоувеличителя по формулам (407)–(418) при полезно используемом угловом поле объектива  $2\omega = 54^\circ 20'$  и выбранных расстояниях  $k = 35$  мм и  $s = 40$  мм следующие:  $g = 160$  мм;  $D_k = 165$  мм;  $a = 133,2$  мм;  $b = 95,1$  мм;  $2\sigma_{\text{окв}} \approx 211^\circ$ ;  $h = 66,5$  мм;  $H_{\max} = 1050$  мм. По формуле (414)  $c = 3,8$  мм.

## *Глава XVIII*

# ОПТИЧЕСКИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

---

### **96. Некоторые характеристики и параметры приемников излучения**

Фотоэлектрическими оптическими системами называют системы, которые регистрируют излучение с помощью фотоэлектрических приемников. К ним же следует отнести и системы, в которых используются тепловые, оптико-акустические и другие неселективные приемники.

Приемник излучения (приемник лучистой энергии) — устройство, предназначенное для преобразования энергии оптического излучения в электрическую энергию.

Для сравнительной оценки различных приемников излучения с точки зрения их работы в фотоэлектрической системе используют общие способы описания свойств приемников через систему характеристик и параметров.

*Параметром приемника излучения* называют величину, характеризующую определенное свойство приемника при работе его в оговоренных условиях. К таким параметрам относят: интегральную чувствительность, порог чувствительности, постоянную времени, размеры и форму светочувствительного слоя и др.

Под *характеристикой приемника излучения* понимают его свойство, которое может быть описано только совокупностью значений каких-либо величин. Характеристики приемника могут быть описаны аналитически или представлены в виде таблиц и графиков. К таким характеристикам относятся: спектральная характеристика, частотная характеристика, вольтовая характеристика и др.

Рассмотрим наиболее важные параметры и характеристики приемников излучения, которые необходимо учитывать при согласовании действия источника излучения, оптической системы и приемника.

*Спектральная чувствительность* характеризуется отношением реакции приемника к значению монохроматического потока излучения  $d\Phi_e$ . В зависимости от схемы включения приемника эта реакция может быть в виде изменения тока, напряжения и других параметров электрической цепи. В соответствии с этим используют термины: токовая чувствительность, вольтовая чувствительность и т. д.

В общем случае будем обозначать реакцию приемника  $i$ . Тогда его спектральная чувствительность  $S(\lambda)$  выражается

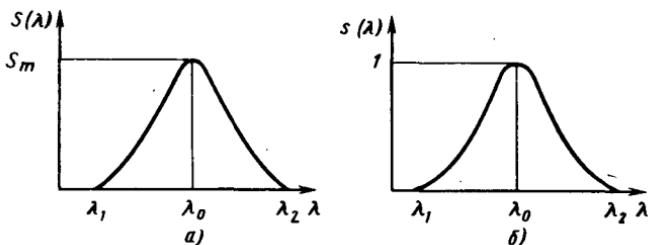


Рис. 232. Спектральная чувствительность приемника излучения

зависимостью:  $S(\lambda) = d i / d \Phi_e$ , которая может иметь размерность  $A \cdot \text{Вт}^{-1}$ ,  $B \cdot \text{Вт}^{-1}$ .

График функции  $S(\lambda)$  для большинства селективных приемников имеет вид плавной кривой с одним максимумом (рис. 232, а). Для упрощения фотоэлектрических расчетов используют относительную спектральную чувствительность, определяемую по формуле

$$s(\lambda) = S(\lambda)/S_m, \quad (420)$$

где  $S_m$  — максимальная спектральная чувствительность.

Зависимость  $s(\lambda)$  (рис. 232, б) также называют спектральной характеристикой приемника и приводят в паспорте на приемник излучения. По спектральной характеристике можно определить спектральный диапазон излучения, регистрируемый приемником, от коротковолновой границы  $\lambda_1$  до длинноволновой  $\lambda_2$ , а также вычислить абсолютную спектральную чувствительность согласно (420):

$$S(\lambda) = s(\lambda) S_m.$$

Спектральная характеристика неселективного приемника является прямой, параллельной оси абсцисс.

*Интегральная чувствительность* характеризуется отношением реакции приемника к потоку излучения сложного спектрального состава:

$$S = i / \Phi_e. \quad (421)$$

Если источник излучения имеет сплошной спектр, то интегральная чувствительность будет определяться зависимостью:

$$S = \frac{i}{\Phi_e} = S_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda / \int_0^{\infty} \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda. \quad (422)$$

Единица интегральной чувствительности  $A \cdot \text{Вт}^{-1}$ ,  $B \cdot \text{Вт}^{-1}$ .

Из формулы (422) следует, что интегральная чувствительность селективного приемника зависит от спектрального состава излучения источника. Поэтому при определении интегральной чувствительности принято пользоваться стандартным источником — лампой накаливания с вольфрамовой спиралью, работающей

в режиме  $A$  при цветовой температуре  $T = 2854$  К. В некоторых случаях для определения интегральной чувствительности приемников используют лампу накаливания с вольфрамовой нитью, нагретой до цветовой температуры 2360 К.

Стандартный излучатель характеризуют световым потоком, который он испускает, а интегральную чувствительность приемника определяют, как отношение его реакции к световому потоку:

$$S = \frac{i}{\Phi} = \frac{S_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda}{683 \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda}. \quad (423)$$

В этом случае единицей интегральной чувствительности будет  $\text{A} \cdot \text{лм}^{-1}$ ,  $\text{В} \cdot \text{лм}^{-1}$ .

В формулах (422) и (423) вместо спектральной плотности потока излучения  $\Phi_{e,\lambda}(\lambda)$  можно использовать спектральную плотность энергетической светимости  $M_{e,\lambda}(\lambda)$ . Если известны спектральная характеристика приемника  $s(\lambda)$  и его интегральная чувствительность по световому потоку, то согласно (423) можно найти абсолютную спектральную чувствительность приемника:

$$S(\lambda) = s(\lambda) S_m = s(\lambda) S \frac{683 \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) M_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) M_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda}, \quad (424)$$

единицей которой будет  $\text{А} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ,  $\text{В} \cdot \text{Вт}^{-1}$ . Для вычисления интегралов формулы (424) можно воспользоваться любым из известных способов графического интегрирования.

Порог чувствительности характеризуется минимальным потоком излучения, при котором на выходе приемника вырабатывается сигнал, находящийся в заданном отношении к шуму. Порог чувствительности обозначают  $\Phi_{ep}$  или  $\Phi_n$  с соответствующими размерностями: Вт или лм. Шумы приемника зависят от площади светочувствительного слоя и полосы пропускания частот системы. Соответственно единицей порога чувствительности будет  $\text{Вт} \times \text{см}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$  или  $\text{лм} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ .

Следует иметь в виду, что так же, как интегральная чувствительность, порог чувствительности селективного приемника зависит от спектрального состава излучения источника. Поэтому порог чувствительности обычно определяют по стандартному излучателю ( $T = 2854$  К или  $T = 2360$  К). Для приемников, регистрирующих излучение в далекой инфракрасной области спектра, используют излучатель с температурой  $T = 500$  К.

Размеры и форма светочувствительной поверхности приемника излучения оказывают влияние на порог чувствительности и имеют существенное значение при определении характеристик оптической фотоэлектрической системы.

Если на поверхности приемника, установленного после оптической системы, создана энергетическая освещенность  $E_e$ , то при площади светочувствительной поверхности  $Q_{\text{пр}}$  поток излучения, упавший на приемник, будет

$$\Phi_e = E_e Q_{\text{пр}},$$

а реакция приемника на этот поток определяется согласно (421):

$$i = S \Phi_e = S E_e Q_{\text{пр}}.$$

Тогда необходимое значение энергетической освещенности, создаваемой оптической системой, определяют по формуле

$$E_e = i / (S Q_{\text{пр}}).$$

### 97. Определение диаметра входного зрачка оптической фотоэлектрической системы по интегральным характеристикам

Принципиальная схема оптической фотоэлектрической системы приведена на рис. 233. Излучение от источника 1 проходит через ряд оптических сред, оптическую систему и поступает на приемник излучения 2. В некоторых случаях для изменения спектрального состава излучения используются светофильтры 3. Характеристики оптической системы должны быть рассчитаны из условия, при котором реакция приемника на поток излучения от источника была бы не меньше некоторой величины  $i_{\min}$ , связанной с порогом чувствительности приемника, т. е. необходимо выполнить соотношение  $i_{\min} = k_{\Pi} i_{\Pi}$ , где  $k_{\Pi}$  — коэффициент, учитывающий превышение полезного сигнала над пороговым;  $i_{\Pi}$  — сигнал, соответствующий порогу чувствительности.

В дальнейшем при расчете оптической системы будем предполагать, что заданы или выбраны источник излучения и приемник, т. е. известны энергетическая яркость и площадь источника, а также интегральная чувствительность и минимальная реакция приемника. Будем считать известными коэффициенты пропускания всех сред, расположенных между источником и приемником излучения.

Если источник излучения находится на оптичес-

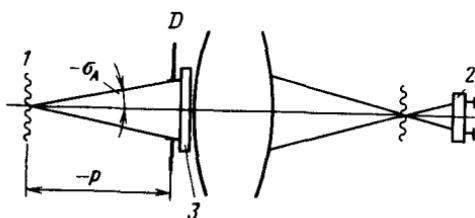


Рис. 233. Схема оптической фотоэлектрической системы

кой оси и имеет одинаковую по всем направлениям энергетическую яркость  $L_e$ , то при площади источника  $Q_{ист}$  во входной зрачок оптической системы будет поступать поток излучения

$$\Phi_e = \tau_a \pi L_e \sin^2 \sigma_A Q_{ист},$$

где  $\tau_a$  — коэффициент пропускания атмосферы на участке между источником и входным зрачком оптической системы;  $\sigma_A$  — апертурный угол оптической системы в пространстве предметов (см. рис. 233). Если  $\tau_{сф}$  — коэффициент пропускания светофильтра,  $\tau_{o.e}$  — коэффициент пропускания оптической системы, то при отсутствии в оптической системе виньетирования на выходе системы получим поток излучения

$$\Phi'_e = \tau_{сф} \tau_{o.e} \Phi_e = \tau_a \tau_{сф} \tau_{o.e} \pi L_e \sin^2 \sigma_A Q_{ист}. \quad (425)$$

Полагая, что весь поток излучения  $\Phi'_e$  попадает на светочувствительную поверхность приемника с интегральной чувствительностью  $S$ , определим реакцию приемника, которую приравняем реакции  $i_{min}$ :

$$i_{min} = S \Phi'_e = \tau_a \tau_{сф} \tau_{o.e} \pi L_e \sin^2 \sigma_A Q_{ист} S. \quad (426)$$

Таким образом, апертурный угол оптической системы в пространстве предметов, при котором для данного источника и приемника излучения обеспечивается реакция приемника  $i_{min}$ , определяется по формуле

$$\sin \sigma_A = \sqrt{i_{min}/(\tau_a \tau_{сф} \tau_{o.e} \pi L_e Q_{ист} S)}. \quad (427)$$

Диаметр входного зрачка оптической системы

$$D = 2p \operatorname{tg} \sigma_A. \quad (428)$$

Если на приемник попадает только часть потока излучения, вышедшего из оптической системы, то в формуле (426) нужно использовать поток  $\Phi''_e = \Phi'_e k$ , где коэффициент  $k$  определяет ту часть потока излучения, которая попадает на приемник.

Формула (427) получена в предположении, что коэффициенты пропускания оптических сред и интегральная чувствительность приемника взяты для данного спектрального состава излучения. В общем случае при определении диаметра входного зрачка оптической системы необходимо учитывать спектральные характеристики источника излучения, оптических сред и приемника.

### 98. Определение диаметра входного зрачка оптической фотоэлектрической системы по спектральным характеристикам

В оптических фотоэлектрических системах источниками излучения часто являются нагретые тела, дающие сплошной спектр излучения. Силу и спектральный состав излучения тепловых источников определяют путем спектрофотометрического сравнения с излучением черного тела (ЧТ).

Излучение ЧТ, подчиняющееся закону Ламберта, описывается формулой Планка, позволяющей вычислить спектральную плотность энергетической светимости:

$$M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda) = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/(\lambda T)} - 1)^{-1}, \quad (429)$$

где  $c_1 = 3,74 \cdot 10^4$  Вт·мкм<sup>4</sup>·см<sup>-2</sup>;  $c_2 = 14\,380$  мкм·К;  $\lambda$  — длина волны, мкм;  $T$  — температура по абсолютной шкале. Длина волны, на которую приходится максимум излучения ЧТ, определяется по закону смещения Вина—Голицына:

$$\lambda_m = 2898/T. \quad (430)$$

Подставив значение  $\lambda_m$  в формулу Планка (429), получим максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости ЧТ (Вт·см<sup>-2</sup>·мкм<sup>-1</sup>)

$$[M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda)]_{\max} = 1,301 (T/1000)^5. \quad (431)$$

Энергетическая светимость ЧТ во всем спектре электромагнитных волн определяется путем интегрирования

$$M_\epsilon^0 = \int_0^\infty M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda) d\lambda$$

или по закону Стефана — Больцмана

$$M_\epsilon^0 = \sigma T^4, \quad (432)$$

где  $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-12}$  Вт·см<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup>.

В формуле Планка спектральная плотность энергетической светимости ЧТ является функцией двух переменных: длины волны  $\lambda$  и температуры  $T$ . Поэтому для упрощения вычислений формулу Планка преобразуют в уравнение единой изотермической кривой. Для этого вводят новые переменные

$$x = \lambda/\lambda_m \quad (433)$$

и

$$y = M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda)/[M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda)]_{\max}, \quad (434)$$

в которых  $\lambda_m$  определяется по формуле (430), а  $[M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda)]_{\max}$  — по формуле (431). Подставив в уравнение Планка величину  $\lambda$ , выраженную по (433) через  $x$ , и  $M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda)$ , выраженную по (434) через  $y$ , получим уравнение единой изотермической кривой

$$y = 142,32x^{-5} (e^{4,9651/x} - 1)^{-1}. \quad (435)$$

Эту кривую (рис. 234) или соответствующие уравнению (435) таблицы [32, 37] используют при вычислении спектральной плотности энергетической светимости ЧТ для данной температуры в выбранном интервале длин волн. Сначала по формулам (430) и (431) вычисляют величины  $\lambda_m$  и  $[M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda)]_{\max}$ , а затем для каждого выбранного значения  $\lambda$  находят соответствующее ему значение  $x$  по формуле (433). Пользуясь единой изотермической

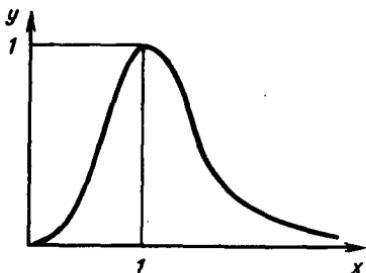


Рис. 234. Единая изотермическая кривая

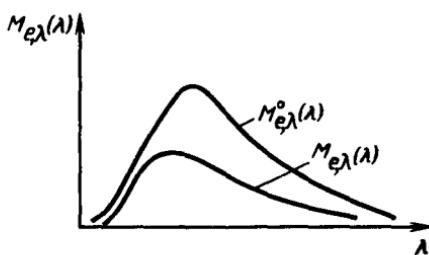


Рис. 235. Спектральная плотность энергетической светимости ЧТ и реального тела

кривой (см. рис. 233) или таблицами, находят для каждого \$x\$ соответствующие значения \$y\$, по которым вычисляют согласно (434) спектральную плотность энергетической светимости ЧТ:

$$M_{e, \lambda}^0(\lambda) = y [M_{e, \lambda}^0(\lambda)]_{\max}.$$

Таким образом, с помощью уравнения единой изотермической кривой можно построить спектральную кривую излучения ЧТ для любой температуры.

Реальные тепловые источники излучают энергии меньше, чем ЧТ при той же температуре. В зависимости от свойств реальных источников их подразделяют на *селективные* и *серые*.

Селективные излучатели характеризуются спектральным коэффициентом теплового излучения, под которым понимают отношение спектральных плотностей энергетических светимостей реального тела и ЧТ при одинаковых температурах и длинах волн:

$$\varepsilon(\lambda) = M_{e, \lambda}(\lambda)/M_{e, \lambda}^0(\lambda). \quad (436)$$

Эта величина меньше единицы и является функцией длины волны и температуры. Примером селективного излучателя служит вольфрам, широко используемый для изготовления нитей ламп накаливания. На рис. 235 приведены кривые спектральной плотности энергетической светимости ЧТ и селективного источника при одинаковых температурах. Характерной особенностью этих кривых является то, что длина волны, на которую приходится максимум излучения, у ЧТ и селективного источника разная. В частности, у металлов максимум излучения приходится на меньшую длину волны, чем у ЧТ.

Серые тела характеризуются коэффициентом теплового излучения

$$\varepsilon(T) = M_{e, \lambda}(T)/M_{e, \lambda}^0(T), \quad (437)$$

который не зависит от длины волны и изменяется только при изменении температуры. Поэтому отношение (437) справедливо и для интегральных величин.

Коэффициент теплового излучения реальных источников определяют экспериментально. Результаты этих экспериментов приводятся в виде таблиц или графиков [7, 16].

Таким образом, рассчитав спектральную плотность энергетической светимости ЧТ и зная величину  $\varepsilon(\lambda)$  или  $\varepsilon(T)$ , можно определить спектральную плотность энергетической светимости селективного излучателя по формуле (436):

$$M_{\epsilon, \lambda}(\lambda) = \varepsilon(\lambda) M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda) \quad (438)$$

или серого излучателя по формуле (437)

$$M_{\epsilon, \lambda}(\lambda) = \varepsilon(T) M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda).$$

При расчете оптической фотоэлектрической системы с учетом спектральных характеристик для теплового источника должны быть известны его температура, спектральный коэффициент теплового излучения и размеры излучаемой поверхности.

Принципиальная схема оптической фотоэлектрической системы остается, очевидно, такой же, как и при расчете по интегральным характеристикам (см. рис. 233).

Будем считать известными: характеристики источника излучения [площадь источника  $Q_{ист}$ , его температура  $T$  и спектральный коэффициент теплового излучения  $\varepsilon(\lambda)$ ]; характеристики приемника излучения [минимальная реакция  $i_{min}$ , относительная спектральная чувствительность  $s(\lambda)$  и максимальная спектральная чувствительность  $S_m$ ]; спектральный коэффициент пропускания атмосферы  $\tau_a(\lambda)$ ; спектральный коэффициент пропускания светофильтра  $\tau_{сф}(\lambda)$ ; спектральный коэффициент пропускания оптической системы  $\tau_{o.c}(\lambda)$ . Обычно спектральные коэффициенты пропускания оптических сред даются в виде графиков.

Пусть источник излучения расположен на оптической оси и имеет одинаковую по всем направлениям энергетическую яркость. Если оптическая система не имеет виньетирования, то с учетом спектральных коэффициентов пропускания атмосферы, светофильтра и оптической системы по аналогии с формулой (425) получим выражение для монохроматического потока излучения, выходящего из оптической системы:

$$d\Phi'_\epsilon = \tau_a(\lambda) \tau_{сф}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) \pi dL_\epsilon \sin^2 \sigma_A Q_{ист},$$

где  $dL_\epsilon = L_{\epsilon, \lambda}(\lambda) d\lambda$ .

Так как энергетическая яркость источника одинакова по всем направлениям, то с учетом формулы (436) будем иметь:

$$dL_\epsilon = dM_{\epsilon, \lambda}/\pi = M_{\epsilon, \lambda}(\lambda) d\lambda/\pi = \varepsilon(\lambda) M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda) d\lambda.$$

Следовательно,

$$d\Phi'_\epsilon = \tau_a(\lambda) \tau_{сф}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) \varepsilon(\lambda) M_{\epsilon, \lambda}^0(\lambda) d\lambda \sin^2 \sigma_A Q_{ист}.$$

Если этот поток полностью попадает на светочувствительную поверхность приемника, то реакция приемника на монохроматический поток излучения будет:

$$di = S(\lambda) d\Phi_e' = \sin^2 \sigma_A Q_{ист} S_m \tau_a(\lambda) \tau_{c\Phi}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) \times \\ \times s(\lambda) \varepsilon(\lambda) M_{e,\lambda}^0(\lambda) d\lambda. \quad (439)$$

Полная реакция приемника на поток излучения сложного спектрального состава определяется интегрированием выражения (439). Эту реакцию приравниваем величине  $i_{min}$ :

$$i_{min} = \sin^2 \sigma_A Q_{ист} S_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_a(\lambda) \tau_{c\Phi}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) s(\lambda) \varepsilon(\lambda) M_{e,\lambda}^0(\lambda) d\lambda.$$

Таким образом, находим синус апертурного угла в пространстве предметов

$$\sin \sigma_A = \sqrt{\frac{i_{min}}{S_m Q_{ист} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_a(\lambda) \tau_{c\Phi}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) s(\lambda) \varepsilon(\lambda) M_{e,\lambda}^0(\lambda) d\lambda}} \quad (440)$$

и диаметр входного зрачка  $D = 2p \operatorname{tg} \sigma_A$ .

Пределы интегрирования в формуле (440) зависят от спектральной характеристики приемника и спектральных коэффициентов пропускания оптических сред. Интеграл, стоящий в знаменателе формулы (440), выполняют графическим интегрированием. Приведем способ вычисления интеграла, изложенный в [37]. Рассмотрим отношение

$$\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_a(\lambda) \tau_{c\Phi}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) s(\lambda) \varepsilon(\lambda) M_{e,\lambda}^0(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} M_{e,\lambda}^0(\lambda) d\lambda} = k, \quad (441)$$

где интеграл, стоящий в знаменателе, равен энергетической светимости ЧТ, определяемой по закону Стефана — Больцмана [см. формулу (432)]:

$$\int_0^{\infty} M_{e,\lambda}^0(\lambda) d\lambda = \sigma T^4 = 5,672 (T/1000)^4. \quad (442)$$

Для вычисления величины  $k$  необходимо построить график всех функций, стоящих под интегралом в числителе. Так как температура источника задана, то спектральная плотность энергетической светимости ЧТ определяется с помощью единой изотермической кривой. Спектральные кривые остальных безразмерных величин, стоящих под интегралом, известны по техническим условиям на расчет системы (рис. 236). Установив пределы инте-

грирования, в полученном спектральном интервале выбираем ряд значений длин волн и для этих значений находим соответствующие величины:

$$y(\lambda) = \tau_a(\lambda) \tau_{c\phi}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) s(\lambda) \times \\ \times e(\lambda) M_{s,\lambda}^0(\lambda).$$

Полученные значения  $y(\lambda)$  позволяют построить кривую, площадь  $P_1$  под которой пропорциональна интегралу, стоящему в числителе формулы (441). Площадь  $P_2$ , ограниченная кривой  $M_{s,\lambda}^0(\lambda)$ , пропорциональна интегралу, стоящему в знаменателе этой формулы. Если кривые  $y(\lambda)$  и  $M_{s,\lambda}^0(\lambda)$  построены в одинаковых масштабах, то отношение интегралов заменяется отношением соответствующих площадей  $k = P_1/P_2$ . Таким образом, согласно (441) и (442) искомый интеграл будет равен:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_a(\lambda) \tau_{c\phi}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) s(\lambda) \times \\ \times e(\lambda) M_{s,\lambda}^0(\lambda) d\lambda = 5,672 (T/1000)^4 k.$$

В дальнейшем при рассмотрении различных оптических схем фотоэлектрических систем будем использовать формулу (427), имея в виду, что в случае необходимости следует учитывать спектральные характеристики и применять формулу (440).

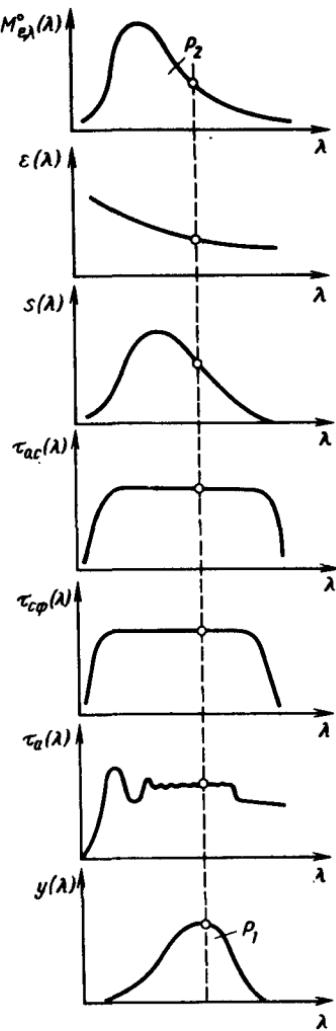


Рис. 236. Графическое интегрирование

### 99. Оптические фотоэлектрические системы с приемником излучения, расположенным в плоскости изображения источника

Одной из распространенных схем оптических фотоэлектрических систем является схема, в которой светочувствительная поверхность приемника располагается в плоскости изображения источника или вблизи этой плоскости. При проектировании таких схем следует иметь в виду некоторые общие рекомендации. От-

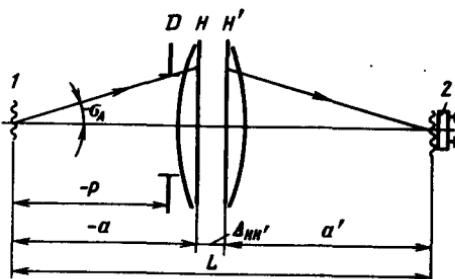


Рис. 237. Схема оптической фотоэлектрической системы; источник на конечном расстоянии

дельные участки светочувствительной поверхности приемника излучения могут иметь неодинаковую чувствительность. Поэтому для обеспечения устойчивой работы всей системы желательно, чтобы изображение источника занимало как можно большую часть светочувствительной поверхности приемника. Однако для полного использования потока излучения, входящего во входной

зрачок оптической системы, необходимо, чтобы оптическая система не имела виньетирования и изображение источника излучения вписывалось в светочувствительную поверхность приемника. Указанные условия будут оптимально выполняться в том случае, если форма источника излучения подобна светочувствительной поверхности приемника.

Рассмотрим различные схемы фотоэлектрических систем с приемником излучения, расположенным в плоскости изображения источника.

**Однокомпонентная система; источник излучения на конечном расстоянии.** Принципиальная схема такой системы показана на рис. 237. При расчете оптической системы будем исходить из условия, что выбран источник излучения, имеющий энергетическую яркость  $L_e$  и площадь  $Q_{ист}$ , и приемник, имеющий интегральную чувствительность  $S$  и площадь  $Q_{пр}$ . Приемник должен иметь минимальную реакцию  $i_{min}$ . Задавшись коэффициентом пропускания оптической системы  $\tau_{o.c.}$ , определим апертурный угол в пространстве предметов по формуле (427):

$$\sin \sigma_A = \sqrt{i_{min}/(\tau_{o.c.} \pi L_e Q_{ист} S)}. \quad (443)$$

При малом расстоянии между источником и оптической системой  $\tau_a = 1$ . Светофильтр в системе не используется. Формула (443) справедлива при условии, что оптическая система свободна от виньетирования, а изображение источника вписывается в светочувствительную поверхность приемника. Последнее обеспечивается соответствующим выбором линейного увеличения. Если, например, источник имеет форму прямоугольника размером  $b \times c$ , а светочувствительная поверхность приемника круглая, то оптическая система должна иметь линейное увеличение

$$\beta = -D_{пр}/\sqrt{b^2 + c^2}, \quad (444)$$

где  $D_{\text{пр}}$  — диаметр светочувствительной поверхности приемника. Знак минус в формуле (444) означает, что изображение источника обратное.

Если задано расстояние между источником и приемником  $L$ , то согласно (43)–(45) получим значения  $f'$ ,  $a$  и  $a'$ . В первоначальном варианте расчета можно считать оптическую систему бесконечно тонкой, т. е.  $\Delta_{HH'} = 0$ .

Обычно входной зрачок оптической системы совпадает с первой поверхностью. Тогда для бесконечно тонкой системы  $a = p$ , следовательно, диаметр входного зрачка определяется по формуле (428):  $D = 2a \operatorname{tg} \sigma_A$ .

Конструкция оптической системы зависит от угла  $2\sigma_A$ . Если  $2\sigma_A < 30^\circ$ , то можно использовать однолинзовую систему; для  $2\sigma_A < 60^\circ$  применяют двухлинзовую, а для  $2\sigma_A < 90^\circ$  трехлинзовую систему. Выбрав конструкцию системы, уточняют ее коэффициент пропускания  $\tau_{\text{o.c.}}$ , а также длину отрезков  $a$  и  $a'$ .

**Однокомпонентная система; источник излучения расположен в бесконечности.** В этом случае светочувствительная поверхность приемника устанавливается в задней фокальной плоскости оптической системы (рис. 238). Если максимальный угловой размер источника относительно передней главной точки равен  $2\omega$ , то размер его изображения в задней фокальной плоскости  $D'_{\text{исп}} = 2f' \operatorname{tg} \omega$  и это изображение должно вписываться в светочувствительную поверхность приемника, т. е.  $D'_{\text{исп}} \leq D_{\text{пр}}$ , где  $D_{\text{пр}}$  — диаметр светочувствительной поверхности приемника. Следовательно, фокусное расстояние системы должно быть  $f' = D_{\text{пр}}/(2 \operatorname{tg} \omega)$ .

Если изображение источника значительно меньше светочувствительной поверхности приемника, то приемник следует сместить относительно фокальной плоскости.

Выбрав источник и приемник излучения, по формуле (427) можно вычислить синус апертурного угла в пространстве предметов; а по формуле (428) — диаметр входного зрачка оптической системы. Учитывая, что  $|p| \gg D$  (источник излучения расположен в бесконечности), можно принять  $\sin \sigma_A = \operatorname{tg} \sigma_A$ . Поэтому

$$D = 2p \sin \sigma_A = 2p \sqrt{i_{\min}/(\tau_a \tau_{\text{сф}} \tau_{\text{o.c.}} \pi L_e Q_{\text{ист}} S)} . \quad (445)$$

Размеры бесконечно удаленного источника характеризуют его угловой величиной  $2\omega$ . Если считать, что источник имеет круглую форму, а  $2\omega$  — его размер в радианах, то площадь этого источника  $Q_{\text{ист}} = \pi r^2 \omega^2$ . Подставив значение  $Q_{\text{ист}}$  в формулу (445),

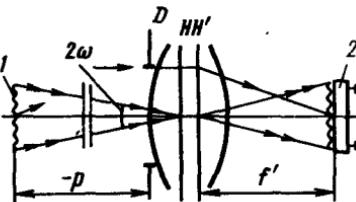


Рис. 238. Схема оптической фотоприемниковой системы; источник в бесконечности

получим выражение для вычисления диаметра входного зрачка оптической системы:

$$D = \frac{2}{\pi\omega} \sqrt{i_{\min}/(\tau_a \tau_c \tau_{o.c} L_s S)}. \quad (446)$$

**Оптическая фотоэлектрическая система для регистрации излучения звезд.** Широкое развитие космических исследований за последние десятилетия привело к созданию различных фотоэлектрических систем, предназначенных для регистрации излучения звезд. При расчете таких систем необходимо учитывать специфику фотометрических единиц, принятых в астрономии и астрофизике и основанных на понятии звездной величины  $m$ .

По отношению к поверхности Земли звезда является идеально точечным источником, который можно характеризовать освещенностью, создаваемой звездой на поверхности Земли или у границы земной атмосферы. Звездная величина  $m$  является мерой, определяющей блеск звезды, т. е. создаваемую ею освещенность на плоскости, перпендикулярной к падающим лучам. Шкала звездных величин устанавливается формулой

$$m = -2,5 \lg E - 13,89, \quad (447)$$

где  $E$  — освещенность от звезды у границы земной атмосферы, лк.

Согласно формуле (447) звезда первой величины создает освещенность  $E_1 = 1,11 \cdot 10^{-6}$  лк, второй —  $E_2 = 1,11 \cdot 10^{-8}$  лк и т. д.

Формулой (447) можно пользоваться и для характеристики излучения источников конечных размеров, например Луны, Солнца и других земных источников. Так, во время полнолуния Луна создает на поверхности Земли освещенность около 0,2 лк, что соответствует звездной величине  $m = -12,55$ .

При расчете фотоэлектрических систем для регистрации излучения звезд возникает необходимость перехода от световых величин, устанавливаемых формулой (447), к энергетическим. Звезды излучают, как черное тело, но температура их различна. Все они разбиты на спектральные классы, обозначенные прописными буквами латинского алфавита. Переход от блеска звезды (освещенности, измеренной в люксах) к энергетической освещенности, измеряемой в ваттах на квадратный метр, выполняется через световую эффективность, измеряемую в люменах на ватт ( $\text{лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ):

$$K = \Phi/\Phi_e = E/E_e. \quad (448)$$

Звезда спектрального класса  $A$  с температурой поверхности  $T = 10000$  К имеет световую эффективность  $K = 61,35 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$ . Очевидно, максимальное значение световой эффективности будет у звезды спектрального класса  $G$  с температурой поверхности 6000 К, как у Солнца, световая эффективность которого  $K = 84,18 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$ .

Принципиальная схема оптической фотоэлектрической системы для регистрации излучения звезд показана на рис. 239. Если

известна звездная величина  $m$ , то по формуле (447) можно найти освещенность  $E$ , создаваемую звездой у границы земной атмосферы. Зная спектральный класс звезды, по формуле (448) определяем энергетическую освещенность у границы земной атмосферы:  $E_e = E/K$ .

Пусть оптическая фотоэлектрическая система с диаметром входного зрачка  $D$  расположена на поверхности Земли. Тогда с учетом коэффициента пропускания атмосферы  $\tau_a$  определим поток излучения, поступающий от звезды во входной зрачок системы:  $\Phi_e = \tau_a E_e \pi D^2/4$ .

Изображение звезды будет получаться в задней фокальной плоскости оптической системы, и в случае хорошо корrigированной системы оно будет представлять собой дифракционное изображение точки. Поэтому для использования большей части светочувствительной поверхности приемника его располагают на некотором расстоянии за задней фокальной плоскостью. Получаемое при этом световое пятно должно быть не больше светочувствительной поверхности приемника. В некоторых случаях смещение приемника относительно заднего фокуса обусловлено необходимостью установки в задней фокальной плоскости анализирующего устройства.

Если  $\tau_{o.c}$  — коэффициент пропускания оптической системы, включая анализатор, то на светочувствительную поверхность приемника будет поступать поток излучения

$$\Phi'_e = \Phi_e \tau_{o.c} = \tau_a \tau_{o.c} E_e \pi D^2/4. \quad (449)$$

Если интегральная чувствительность приемника  $S$ , то реакция приемника

$$i_{\min} = \Phi'_e S = \tau_a \tau_{o.c} E_e S \pi D^2/4.$$

Таким образом, для регистрации излучения звезды заданной звездной величины  $m$  при выбранном приемнике необходимо иметь оптическую систему с диаметром входного зрачка

$$D = 2 \sqrt{i_{\min} / (\tau_a \tau_{o.c} E_e S)}. \quad (450)$$

Фокусное расстояние оптической системы не влияет на размер изображения звезды, поэтому при его выборе следует иметь в виду значение относительного отверстия  $D/f'$ .

**Двухкомпонентная система.** Принципиальная схема такой системы, состоящей из тонких компонентов, показана на рис. 240. Одним из возможных вариантов системы является установка источника излучения в передней фокальной плоскости первого компонента, а светочувствительной поверхности приемника — в задней фокальной плоскости второго компонента.

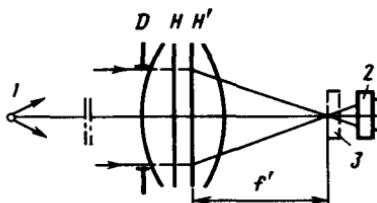


Рис. 239. Схема оптической фотоэлектрической системы для регистрации излучения звезд

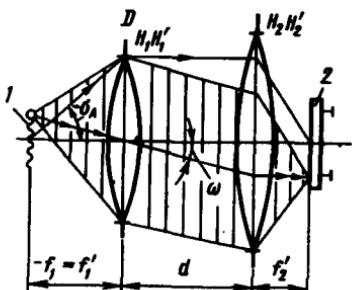


Рис. 240. Схема двухкомпонентной оптической фотоэлектрической системы

В этом случае линейное увеличение системы, определяемое по формуле

$$\beta = -f'_2/f'_1, \quad (451)$$

выбирают так, чтобы изображение источника вписывалось в светочувствительную поверхность приемника. Поэтому, если выбраны источник и приемник излучения, то можно определить линейное увеличение двухкомпонентной системы, например по формуле (444). Тогда, задавшись значением фокусного расстояния первого компонента, по формуле (451) вычисляют фокусное расстояние второго компонента.

Синус апертурного угла в пространстве предметов находят по формуле (443):

$$\sin \sigma_A = \sqrt{i_{\min} / (\tau_{o.c} \pi L_e Q_{ист} S)},$$

где  $\tau_{o.c}$  — коэффициент пропускания двухкомпонентной оптической системы.

Диаметр первого компонента  $D_1 = 2f'_1 \operatorname{tg} \sigma_A$ . Диаметр второго компонента определяют из условия отсутствия виньетирования для точки источника, наиболее удаленной от оптической оси. Если, например, источник излучения имеет форму прямоугольника размером  $b \times c$ , то максимальный угол наклона пучка параллельных лучей, вышедших из первого компонента, рассчитывают по формуле

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{1}{2f'_1} \sqrt{b^2 + c^2}.$$

Тогда при выбранном расстоянии  $d$  между компонентами вычисляют необходимый диаметр второго компонента:

$$D_2 = D_1 + 2d \operatorname{tg} \omega. \quad (452)$$

При значительных расстояниях между компонентами диаметр второго компонента, найденный по формуле (452), может иметь настолько большое значение, что его реализация принципиально невозможна. В этом случае приходится допускать виньетирование.

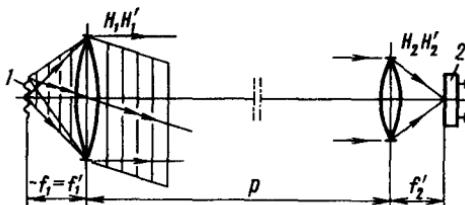


Рис. 241. Схема двухкомпонентной оптической фотоэлектрической системы при значительном расстоянии между компонентами

Двухкомпонентную систему, имеющую виньетирование, можно рассчитать в следующей последовательности (рис. 241).

Источник излучения и первый компонент оптической системы можно рассматривать как прожектор дальнего действия, имеющий силу излучения

$$I_{e\text{пр}} = \tau_{o.c1} I_e (D_1/d)^2,$$

где  $\tau_{o.c1}$  — коэффициент пропускания первого компонента оптической системы;  $I_e$  — сила излучения источника;  $D_1$  — диаметр выходного зрачка первого компонента;  $d$  — диаметр источника.

Если расстояние  $p$  между компонентами больше дистанции оформления светового пучка, то на входном зрачке второго компонента оптической системы будет создана энергетическая освещенность  $E_e = \tau_a I_{e\text{пр}}/p^2$ , где  $\tau_a$  — коэффициент пропускания атмосферы на расстоянии  $p$ .

Полагая диаметр входного зрачка второго компонента равным  $D_2$ , определим поток излучения, поступающий во второй компонент  $\Phi_e = E_e \pi D_2^2/4$ , а затем — поток излучения, падающий на светочувствительную поверхность приемника  $\Phi'_e = \tau_{o.c2} \Phi_e$ , где  $\tau_{o.c2}$  — коэффициент пропускания второго компонента оптической системы.

Реакция приемника излучения, установленного в задней фокальной плоскости второго компонента,  $i = S\Phi'_e$ .

### 100. Оптические фотоэлектрические системы, в которых изображение источника больше светочувствительной поверхности приемника

Расчет рассмотренных выше схем фотоэлектрических систем выполнялся при условии, что весь поток излучения, поступающий во входной зрачок оптической системы полностью попадает на светочувствительную поверхность приемника. Это условие обеспечивается, если оптическая система свободна от виньетирования, а изображение источника вписывается в светочувствительную поверхность приемника. Выполнение последнего условия достигается соответствующим выбором линейного увеличения или фокусного расстояния оптической системы.

В практике расчета возможны случаи, когда обеспечить требуемое линейное увеличение или фокусное расстояние оптической системы невозможно. При таком положении поток излучения, поступающий от источника во входной зрачок оптической системы, не будет полностью попадать на светочувствительную поверхность приемника, поэтому приведенные выше формулы для определения диаметра входного зрачка оптической системы оказываются непригодными.

Если изображение источника больше светочувствительной поверхности приемника, то расчет фотоэлектрической системы целесообразно выполнять со стороны пространства изображений.

Энергетическая освещенность, создаваемая источником излучения на светочувствительной поверхности приемника, определяется по формуле (219):

$$E'_e = \tau_a \tau_{c\phi} \tau_{o.c} \pi L_e \sin^2 \sigma'_{A'}.$$

Так как изображение источника перекрывает светочувствительную поверхность приемника, то поток излучения, поступающий на приемник, будет равен:

$$\Phi'_e = \tau_a \tau_{c\phi} \tau_{o.c} \pi L_e \sin^2 \sigma'_{A'} Q_{np}, \quad (453)$$

где  $Q_{np}$  — площадь светочувствительной поверхности приемника.

Так как реакция приемника

$$i_{min} = \Phi'_e S, \quad (454)$$

то из формул (453) и (454) находим выражение для расчета апертурного угла в пространстве изображений:

$$\sin \sigma'_{A'} = \sqrt{i_{min}/(\tau_a \tau_{c\phi} \tau_{o.c} \pi L_e Q_{np} S)}. \quad (455)$$

Если источник излучения расположен в бесконечности, то  $\sin \sigma'_{A'} = D/(2f')$  и из формулы (455) находим относительное отверстие оптической системы

$$\frac{D}{f'} = 2 \sqrt{i_{min}/(\tau_a \tau_{c\phi} \tau_{o.c} \pi L_e Q_{np} S)}. \quad (456)$$

Формулы (455) и (456) можно применять и для системы, в которой изображение источника вписывается в светочувствительную поверхность приемника. Тогда в этих формулах необходимо использовать площадь изображения источника  $Q'_{inst}$ :

$$\sin \sigma'_{A'} = \sqrt{i_{min}/(\tau_a \tau_{c\phi} \tau_{o.c} \pi L_e Q'_{inst} S)},$$

если источник расположен на конечном расстоянии, и

$$\frac{D}{f'} = 2 \sqrt{i_{min}/(\tau_a \tau_{c\phi} \tau_{o.c} \pi L_e Q'_{inst} S)}, \quad (457)$$

если источник находится в бесконечности.

# 101. Оптическая фотоэлектрическая система с приемником излучения, расположенным в выходном зрачке

Применение фотоэлектрических систем с приемником излучения, расположенным в плоскости изображения источника, может оказаться нерациональным, если светочувствительная поверхность приемника имеет неодинаковую чувствительность в различных зонах. Если в такой системе изображение источника занимает на приемнике небольшую площадь и перемещается по светочувствительной поверхности, то работа системы будет неустойчивой.

Указанный недостаток можно устранить, если приемник излучения расположить в выходном зрачке оптической системы. При отсутствии в такой системе виньетирования плоскость выходного зрачка оптической системы будет иметь одинаковую освещенность, следовательно, при любом положении источника излучения светочувствительная поверхность приемника будет освещена равномерно.

Простейшая схема фотоэлектрической системы с приемником излучения, расположенным в выходном зрачке, должна иметь два компонента. Принципиальная схема такой системы, состоящей из тонких компонентов, представлена на рис. 242. Источник излучения 1 с помощью первого компонента проецируется в плоскость полевой диафрагмы. Угловой размер источника, соответствующий полю оптической системы в пространстве предметов, или угловое поле оптической системы, в пределах которого может перемещаться источник излучения, составляет  $2\omega$ . Второй компонент оптической системы — коллектив — проецирует выходной зрачок первого компонента в плоскость выходного зрачка всей системы, где расположена светочувствительная поверхность приемника 2.

Рассмотрим методику расчета оптической системы в предположении, что известны характеристики источника и приемника излучения.

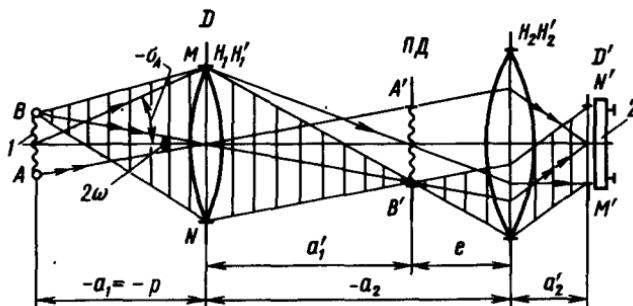


Рис. 242. Схема оптической фотоэлектрической системы с приемником излучения в выходном зрачке

Если источник излучения расположен на конечном расстоянии, то апертурный угол в пространстве предметов находим по формуле (427):

$$\sin \sigma_A = \sqrt{i_{\min} / (\tau_a \tau_{\text{сф}} \tau_{o.c} \pi L_e Q_{\text{ист}} S)},$$

где  $\tau_{o.c}$  — коэффициент пропускания двухкомпонентной оптической системы; так как конструкция компонентов пока не известна, то задаются коэффициентом пропускания.

На начальной стадии расчета компоненты системы полагаем бесконечно тонкими. Оправа первого компонента выполняет роль входного зрачка оптической системы. Зная положение источника, находим диаметр входного зрачка оптической системы:  $D = 2a_1 \operatorname{tg} \sigma_A$ .

При бесконечно удаленном источнике диаметр входного зрачка оптической системы определяют по формуле (446) или (450).

Выбрав линейное увеличение первого компонента  $\beta_1$ , определяем расстояние  $a'_1$  от первого компонента до полевой диафрагмы и фокусное расстояние первого компонента по формулам:

$$a'_1 = a_1 \beta_1; \quad 1/f'_1 = 1/a'_1 - 1/a_1.$$

Диаметр полевой диафрагмы, расположенной в плоскости изображения источника,  $D_{\text{пд}} = 2a'_1 \operatorname{tg} \omega$ . В этой плоскости может быть установлено анализирующее устройство.

Если источник излучения расположен в бесконечности, то диаметр полевой диафрагмы  $D_{\text{пд}} = 2f'_1 \operatorname{tg} \omega$ .

Линейное увеличение второго компонента определяется из условия того, что выходной зрачок всей системы должен вписываться в светочувствительную поверхность приемника. Если светочувствительная поверхность приемника круглая и имеет диаметр  $D_{\text{пр}}$ , то линейное увеличение второго компонента находится по формуле

$$\beta_2 = -D_{\text{пр}}/D, \quad (458)$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка оптической системы, равный диаметру первого компонента, принятого бесконечно тонким.

Расстояние  $e$  между полевой диафрагмой и вторым компонентом выбирает конструктор. При этом необходимо предусмотреть возможность установки анализирующего устройства в плоскости изображения источника. Если такой необходимости нет, то можно принять, что  $e = 0$ , и тогда оправа второго компонента будет выполнять роль полевой диафрагмы.

Определив по формуле (458) линейное увеличение второго компонента и задавшись величиной  $e$ , получим следующие формулы для расчета расстояния  $a'_2$  от второго компонента до выходного зрачка и фокусного расстояния второго компонента:

$$-a_2 = a'_1 + e; \quad a'_2 = a_2 \beta_2; \quad 1/f'_2 = 1/a'_2 - 1/a_2.$$

Диаметр второго компонента рассчитывают из условия отсутствия виньетирования на краю поля. Последнее обеспечивается, если через оптическую систему будет проходить луч  $MV'$ , идущий через верхний край входного зрачка и нижний край полевой диафрагмы. Из рассмотрения хода луча  $MV'$  на рис. 242 следует, что

$$D_2 = D_{\text{ПД}} + e(D + D_{\text{ПД}})/a.$$

Очевидно, что при  $e = 0$   $D_2 = D_{\text{ПД}}$ .

## 102. Некоторые принципиальные схемы оптических фотоэлектрических систем

Фотоэлектрические приборы являются комплексом оптических, электронных и электромеханических устройств, предназначенных для преобразования энергии излучения в электрический сигнал, который после преобразования может быть использован для приведения в действие систем регистрации или управления, а также для воздействия на органы чувств человека. В этом сложном комплексе особо важную роль играет оптическая система, которая осуществляет первичную обработку поступающей информации. В соответствии с этим оптическая часть фотоэлектрической системы должна обеспечивать: необходимый поток излучения, поступающий на приемник; требуемый размер и качество оптического изображения; спектральную фильтрацию полезного сигнала на фоне внешних помех.

С помощью современных фотоэлектрических оптических устройств решаются следующие задачи:

исследование объекта, размещаемого на пути пучков лучей, идущих от источника излучения с известным спектральным составом и мощностью к приемнику с известными характеристиками (например, определение коэффициента пропускания, спектральной характеристики объекта, коэффициента поглощения при отражении и др., что позволяет регистрировать различные параметры объекта и управлять их изменением);

исследование объекта, являющегося источником излучения, в целях определения силы и спектрального состава его излучения, что позволяет, например, осуществлять опознавание объекта и т. п.;

измерение характеристик и параметров приемника излучения; нахождение координат объекта или его установка;

измерение параметров и характеристик оптических систем, а также многие другие задачи — регистрации, управления, наблюдения, передачи информации и т. п.

Рассмотрим наиболее распространенные виды принципиальных схем фотоэлектрических устройств, предназначенных для решения указанных задач.

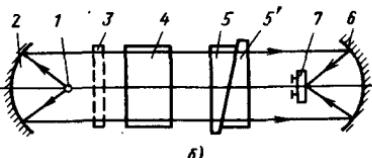
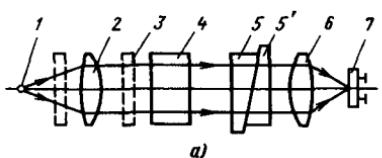
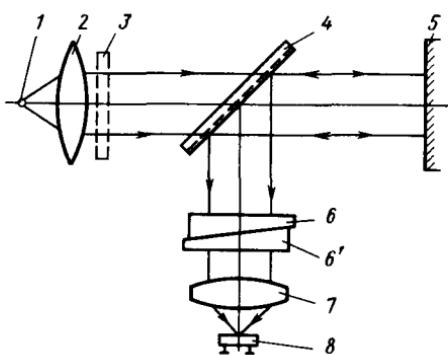


Рис. 243. Принципиальные схемы оптических фотоэлектрических систем:  
а — двухобъективная; б — зеркальная двухобъективная



На рис. 243, а показана схема для исследования объекта 4, расположенного в пучках параллельных лучей между компонентами 2 и 6. Для изменения спектрального состава излучения источника 1 в схеме предусмотрен светофильтр 3. При выделении узкого спектрального интервала необходимо применение интерференционного светофильтра, который целесообразно устанавливать в параллельных пучках лучей. Приемник излучения 7 может быть размещен либо в плоскости изображения источника (или вблизи нее), либо в плоскости выходного зрачка оптической системы. Для изменения потока излучения в оптической схеме используют компенсатор 5—5', выполненный, например, в виде двух клиньев, образующих при их взаимном перемещении плоско-параллельную пластину переменной толщины. Это позволяет получить нейтральный светофильтр переменной плотности. Рассмотренную схему можно использовать для измерений по методу с нулевым отсчетом.

Линзовые элементы компонентов 2 и 6 в некоторых случаях

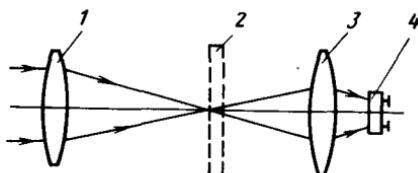


Рис. 245. Схема для регистрации перемещения излучающего объекта

Рис. 244. Схема оптической фотоэлектрической системы для измерения коэффициента поглощения при отражении

На рис. 244, а показана схема для исследования объекта 4, расположенного в пучках параллельных лучей между компонентами 2 и 6. Для изменения спектрального состава излучения источника 1 в схеме предусмотрен светофильтр 3. При выделении узкого спектрального интервала необходимо применение интерференционного светофильтра, который целесообразно устанавливать в параллельных пучках лучей. Приемник излучения 7 может быть размещен либо в плоскости изображения источника (или вблизи нее), либо в плоскости выходного зрачка оптической системы. Для изменения потока излучения в оптической схеме используют компенсатор 5—5', выполненный, например, в виде двух клиньев, образующих при их взаимном перемещении плоско-параллельную пластину переменной толщины. Это позволяет получить нейтральный светофильтр переменной плотности. Рассмотренную схему можно использовать для измерений по методу с нулевым отсчетом.

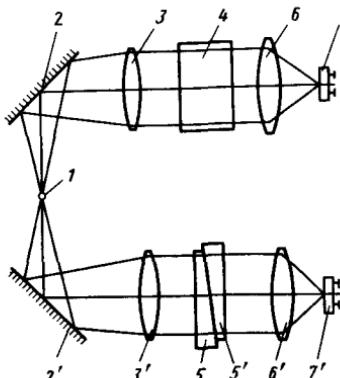


Рис. 246. Схема оптической фотоэлектрической системы с дифференциальным включением приемника

могут иметь селективное пропускание, что может приводить к погрешностям измерений. Кроме того, при использовании в качестве материалов для изготовления линз оптического стекла следует иметь в виду, что оптическое стекло большинства марок прозрачно в диапазоне длии волн 0,35 ... 3,0 мкм. Поэтому в ряде случаев в качестве компонентов оптической системы целесообразно использовать зеркальные системы 2 и 6 (рис. 243, б).

Схема с нулевым отсчетом для измерения коэффициента поглощения при отражении от поверхности объекта 5 показана на рис. 244. В этой схеме излучение от источника 1 после прохождения компонента 2 и светофильтра 3 направляется через полупрозрачную пластину 4 на исследуемый объект 5. Отраженное объектом излучение возвращается на пластину 4 и после отражения от полупрозрачной поверхности проходит через компенсатор 6—6', компонент 7 и поступает на приемник 8. Данная схема может быть использована и для измерения коэффициента отражения.

Схема для регистрации перемещения бесконечно удаленного объекта дана на рис. 245. Изображение объекта с помощью объектива 1 образуется в задней фокальной плоскости, где установлено анализирующее устройство 2. Конденсор 3 собирает поток излучения от источника на светочувствительной поверхности приемника излучения 4, который может быть расположен, например, в плоскости выходного зрачка оптической системы. В зависимости от положения изображения источника относительно оптической оси системы изменяется поток излучения, проходящий через анализирующее устройство, следовательно, изменяется сигнал, снимаемый с приемника.

В схеме с дифференциальным включением приемников (рис. 246) излучение от источника 1 после отражения от плоских зеркал 2 и 2' поступает в объектив 3 измерительной ветви, в которой установлен исследуемый объект 4, и в объектив 3' эталонной ветви. Для изменения потока излучения в эталонной ветви устанавливается компенсатор 5—5' с переменным коэффициентом пропускания (или диафрагма переменного диаметра). Объективы 6 и 6' концентрируют излучение соответственно на приемниках 7 и 7'. В схеме используется встречное включение цепей приемников, что исключает реакцию при одинаковых потоках излучения, поступающих на приемники. По шкале клинового компенсатора снимается значение измеряемой величины.

Достоинством данной схемы является независимость результатов измерений от колебаний потока излучения источника. Однако схема требует применения приемников с одинаковыми и стабильными характеристиками.

### 103. Свойства излучения лазеров

Излучение лазеров характеризуется высокой монохроматичностью, острой направленностью, большой мощностью, является когерентным и поляризованным. Эти свойства присущи в той или иной степени всем лазерам, независимо от их типа и конкретных технических данных.

Монохроматичность источника оценивают шириной спектра  $\Delta\lambda$ , которая определяется на уровне интенсивности спектральной линии, равной половине максимального значения. Для газовых лазеров ширина спектральной линии составляет  $10^{-3} \dots 10^{-4}$  нм, для твердотельных —  $10^{-1} \dots 10^{-2}$  нм, для полупроводниковых —  $1 \dots 10$  нм. У газовых лазеров ширина спектральной линии может быть уменьшена до  $10^{-9}$  нм. Указанное свойство излучения лазера эффективно используется для спектральной селекции полезного сигнала на фоне внешних помех.

Направленность излучения характеризуется значением телесного или соответствующего ему плоского угла, внутри которого распространяется поток излучения.

Угловая расходимость лазерного пучка, характеризуемая плоским углом, составляет единицы минут для газовых лазеров, несколько десятков минут для твердотельных и от единиц до десятков градусов для полупроводниковых лазеров. Высокая степень направленности лазерного пучка позволяет осуществлять пространственную селекцию облучаемого объекта, получать высокое угловое разрешение, создавать на облучаемом объекте большую энергетическую освещенность.

Мощность излучения, или поток излучения, создаваемая лазером, зависит от типа лазера. У газовых лазеров, работающих в непрерывном режиме, мощность излучения составляет от единиц милливатт до единиц ватт, у полупроводниковых — до единиц киловатт, у твердотельных, работающих в импульсном режиме, — до  $10^{12}$  Вт. При этом следует иметь в виду, что расходимость лазерного пучка не превышает нескольких минут, поэтому даже при мощности излучения, измеряемой в милливаттах, лазер имеет энергетическую силу света до  $10^9$  Вт·ср $^{-1}$ .

По сравнению с другими источниками излучения лазеры обладают самой высокой степенью когерентности. Это свойство лазеров используется в оптических системах для передачи и приема информации на оптических частотах, при создании эталонов длины, в интерферометрах и в других случаях.

Излучение лазеров почти всех типов является поляризованным. Если торцы активных элементов лазера расположены под углом Брюстера, то излучение будет линейно поляризованным. Это свойство излучения лазера используется при разработке различных приборов, принцип действия которых основан на эффектах в поляризованном излучении.

Применение лазеров как источников излучения для решения различных задач в большинстве случаев требует разработки оптических систем, служащих для преобразования лазерного излучения. С помощью таких систем могут решаться следующие задачи: концентрация лазерного излучения в пятно малых размеров (фокусировка); преобразование лазерного пучка в пучок с малым углом расходимости (коллимация); формирование лазерного пучка в пучок с необходимыми параметрами для согласования с последующей оптической системой (согласование).

Указанные выше свойства излучения лазеров предъявляют ряд специфических требований к конструкции оптических систем. Большая мощность лазерного излучения обусловливает чрезвычайно высокие значения энергетической освещенности, особенно в местах концентрации излучения. Поэтому в этих местах не следует устанавливать оптические детали.

Материал оптических деталей необходимо выбирать с учетом их лучевой прочности. Для сохранения состояния поляризации излучения лазера поверхности отражающих и преломляющих оптических деталей следует располагать так, чтобы углы падения лучей не превышали критических значений. Высокая степень когерентности излучения лазеров в некоторых случаях может приводить к появлению нежелательных интерференционных эффектов. Для их устранения можно соответствующим образом выбирать толщину оптических деталей.

#### 104. Параметры пучка лазера и основные соотношения при его преобразовании оптической системой

Лазерный пучок, выходящий из резонатора произвольной конфигурации, имеет своеобразную структуру, не являясь пучком гомоцентрических лучей (рис. 247). Эти лучи совпадают с нормалями к волновому фронту, который вблизи оси можно считать сферическим. В некотором сечении волновой фронт является плоским. В этом месте лазерный пучок имеет минимальный попеченный размер  $2y$  (перетяжку). Положение перетяжки относительно вершин зеркал резонатора определяют по формулам [13]:

$$s_1 = dg_2 (1-g_1)/(g_1 + g_2 - 2g_1g_2); \quad (459)$$

$$s_2 = dg_1 (1-g_2)/(g_1 + g_2 - 2g_1g_2), \quad (460)$$

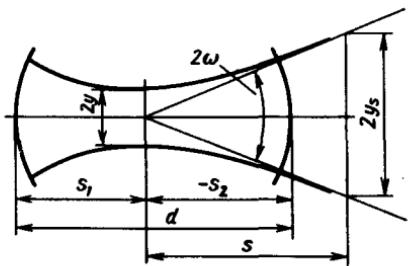


Рис. 247. Структура пучка лазера

мя сферическими зеркалами с одинаковыми радиусами. Фокусы зеркал совпадают. Для такого резонатора половина расстояния между зеркалами, т. е. фокусное расстояние каждого зеркала, является конфокальным параметром лазерного пучка [22] \*. Любой резонатор с зеркалами различной кривизны и различным расстоянием между ними может быть заменен эквивалентным конфокальным резонатором, конфокальный параметр которого определяется по формуле

$$z_k = d \sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)} / (g_1 + g_2 - 2g_1 g_2). \quad (461)$$

При использовании формул (459)—(461) следует иметь в виду, что если одно из зеркал резонатора плоское, то перетяжка находится в плоскости этого зеркала, а конфокальный параметр

$$z_k = \sqrt{(r - d) d}.$$

Если резонатор состоит из плоских зеркал, то выходящий из лазера пучок можно характеризовать как совокупность плоских волн, расходящихся под дифракционным углом. В этом случае понятия «перетяжка» и «конфокальный параметр» не применяют.

Зная конфокальный параметр, можно найти диаметр перетяжки

$$2y = 2 \sqrt{\lambda z_k / \pi}, \quad (462)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения лазера.

Диаметр сечения пучка в произвольном месте, расположенному на расстоянии  $s$  от перетяжки, определяется зависимостью

$$2y_s = 2y \sqrt{1 + \varepsilon^2}, \quad (463)$$

где  $\varepsilon = s/z_k$  — относительная координата сечения.

В произвольном сечении волновой фронт лазерного пучка приближенно является сферическим с радиусом

$$R = (1 + \varepsilon^2) z_k / \varepsilon.$$

\* В отечественной литературе [13] под термином, «коинфокальный параметр» также понимают расстояние между зеркалами эквивалентного резонатора, т. е. радиус кривизны каждого зеркала.

Расходимость пучка лазера характеризуется плоским углом  $2\omega$  и изменяется в соответствии с изменением диаметра  $2y_s$  сечения пучка. Однако при  $s \gg z_k$  согласно (463) диаметр сечения пучка изменяется линейно, поэтому лазерный пучок можно рассматривать как квазигомоцентрический пучок, пересекающийся в центре перетяжки (рис. 247). Угол расходимости этого пучка в радианах определяется зависимостью

$$2\omega = 2\sqrt{\lambda/(pz_k)} = 2\lambda/(py), \quad (464)$$

причем в телесном угле, соответствующем плоскому углу  $2\omega$ , заключено около 86% всего потока излучения основного типа колебаний (для основной моды). Моды высших порядков характеризуются большими значениями угла расходимости.

Таким образом, зная положение перетяжки и конфокальный параметр  $z_k$ , можно найти параметры лазерного пучка в любом сечении.

Если на пути распространения лазерного пучка установлена оптическая система, например линза, то по выходе из линзы получим лазерный пучок, характеризующийся новым значением конфокального параметра и новым положением перетяжки. Параметры преобразованного лазерного пучка рассчитывают по формуле отрезков (38), в которой величины  $a$  и  $a'$  заменяют соответственно радиусом кривизны  $R$  волнового фронта, падающего на линзу, и радиусом кривизны  $R'$  волнового фронта, вышедшего из линзы.

Если перетяжка лазерного пучка расположена на расстоянии  $a$  от тонкой линзы с фокусным расстоянием  $f'$  (рис. 248, а), то конфокальный параметр преобразованного пучка

$$z'_k = z_k / [(1 + a/f')^2 + (z_k/f')^2]. \quad (465)$$

Положение перетяжки преобразованного пучка относительно тонкой линзы определяется равенством

$$1 - a'/f' = (1 + a/f') / [(1 + a/f')^2 + (z_k/f')^2]. \quad (466)$$

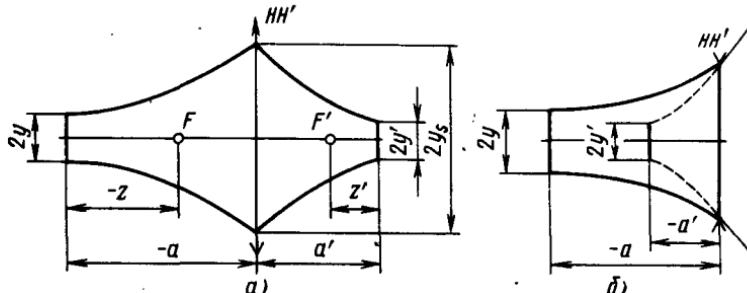


Рис. 248. Преобразование пучка лазера тонкой линзой

Формулы (465) и (466) справедливы и для оптической системы конечной толщины, если отрезки  $a$  и  $a'$  отсчитывать от главных плоскостей.

Если положение перетяжки определять отрезком  $z$  относительно передней фокальной плоскости (рис. 248, а), то положение перетяжки преобразованного пучка относительно задней фокальной плоскости находят по формуле

$$z' = -zf'^*/(z^2 + z_k^2), \quad (467)$$

при этом значение конфокального параметра преобразованного лазерного пучка согласно (465) будет равно:

$$z'_\text{в} = z_k f'^*/(z^2 + z_k^2). \quad (468)$$

Из формулы (467) следует, что если перетяжка лазерного пучка расположена в передней фокальной плоскости ( $z = 0$ ), то перетяжка преобразованного пучка будет находиться в задней фокальной плоскости. После отрицательной линзы перетяжка преобразованного пучка будет мнимой, а расходимость его увеличивается по сравнению с расходимостью падающего пучка (рис. 248, б).

### 105. Оптические системы для концентрации излучения лазера

Для получения больших значений энергетической освещенности, создаваемой лазером, поток его излучения необходимо сконцентрировать в пятно минимальных размеров. Таким пятном, очевидно, может быть перетяжка лазерного пучка, преобразованного оптической системой.

Из формулы (462) следует, что для получения минимальных размеров  $2y'$  перетяжки преобразованного пучка необходимо стремиться к уменьшению конфокального параметра  $z'_\text{k}$  лазерного пучка, трансформированного оптической системой. Согласно формуле (468) для данного лазера параметр  $z'_\text{k}$  будет тем меньше, чем меньше фокусное расстояние оптической системы и чем больше расстояние между лазером и передним фокусом оптической системы. Положение перетяжки преобразованного пучка определяют по формуле (466) или (467). При этом следует иметь в виду, что при использовании короткофокусных систем  $z_\text{k} \gg f'$ , поэтому согласно (467)  $z' \approx 0$ , т. е. перетяжка преобразованного лазерного пучка получается вблизи задней фокальной плоскости.

Для полного использования потока излучения, создаваемого лазером, диаметр входного зрачка оптической системы должен быть не меньше диаметра сечения лазерного пучка в плоскости входного зрачка. Если в качестве оптической системы используется тонкая линза (см. рис. 248, а), то ее диаметр определяется из условия

$$D \geqslant 2y_\text{в}, \quad (469)$$

где  $2y_s$  находят по формуле (463), в которой величина  $s$  принимается равной расстоянию от перетяжки до главной плоскости линзы.

Из формул (463) и (469) следует, что лазер желательно располагать как можно ближе к оптической системе, чтобы получить минимальный диаметр входного зрачка. В этом случае даже при использовании короткофокусной системы получается минимально возможное относительное отверстие ( $D/f'$ ), что создает более благоприятные условия аберрационной коррекции оптической системы.

Таким образом, если задан диаметр пятна  $2y'$ , на котором должно быть сконцентрировано излучение лазера, то согласно формуле (462) необходимое значение конфокального параметра преобразованного пучка равно:

$$z'_k = \pi y'^2 / \lambda. \quad (470)$$

Выбрав тип лазера и определив для него конфокальный параметр  $z_k$ , из конструктивных соображений задаемся величиной  $z$ , определяющей положение перетяжки относительно передней фокальной плоскости оптической системы. Тогда согласно формуле (468) необходимое значение фокусного расстояния оптической системы будет равно:

$$f' = \sqrt{z'_k (z^2 + z_k^2) / z_k}.$$

Диаметр оптической системы вычисляют по формуле (463) согласно условию (469).

При использовании короткофокусных систем плоскость, где концентрируется излучение лазера, получается на незначительном расстоянии от последней поверхности оптической системы, что может оказаться неудобным в эксплуатации. В этом случае целесообразно использовать двухкомпонентную систему, построенную по схеме реверсивного телеобъектива (рис. 249), у которой  $a'_{F'} > f'$ .

Применение двухкомпонентной системы является обязательным, если излучение лазера необходимо сконцентрировать в пятно малых размеров на значительном расстоянии [13]. Расчет двухкомпонентной системы можно выполнить по указанной выше методике путем последовательного использования формул (467), (468), (470) для каждого компонента.

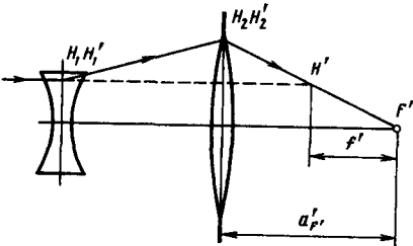


Рис. 249. Двухкомпонентная система  
 $a'_{F'} > f'$

## 106. Оптические системы для уменьшения расходимости лазерного пучка

Несмотря на то что излучение лазера характеризуется высокой направленностью, передача его энергии на большие расстояния требует уменьшения расходимости лазерного пучка. Согласно формуле (464) для уменьшения угла расходимости необходимо увеличивать конфокальный параметр. Выполнение последнего требования путем использования в резонаторе зеркал малой кривизны нерационально, так как в этом случае возрастают дифракционные потери и лазер становится более чувствительным к разъюстировке.

Рассмотрим возможность уменьшения расходимости лазерного пучка с помощью одного компонента, например одиночной линзы. Как следует из формулы (468), для увеличения конфокального параметра преобразованного пучка перетяжка исходного пучка должна совпадать с передней фокальной плоскостью оптической системы ( $z = 0$ ), а сама система должна быть длиннофокусной. Такое решение может оказаться неприемлемым из-за значительных габаритных размеров.

Наиболее рациональной схемой для уменьшения расходимости лазерного пучка является схема двухкомпонентной системы. Первый компонент этой системы может быть как положительным, так и отрицательным. Применение отрицательного компонента позволяет получить более компактную систему. Второй компонент положительный. Необходимое угловое увеличение системы с учетом (464) определяют по формуле

$$\gamma = 2\omega'/(2\omega) = 2y/(2y') = \sqrt{z_k/z'_k}, \quad (471)$$

где  $2\omega$  и  $2\omega'$  — угловая расходимость лазерного пучка соответственно до и после оптической системы;  $2y$  и  $2y'$  — диаметр перетяжки соответственно входящего и преобразованного пучков;  $z_k$  и  $z'_k$  — конфокальный параметр соответственно входящего и преобразованного пучка.

Рассмотрим основные зависимости для расчета двухкомпонентной системы (рис. 250). Положение перетяжки и конфокальный параметр лазерного пучка, преобразованного первым компонентом, определяют по формулам (467) и (468):

$$z_1' = -z_1 f_1^2 / (z_1^2 + z_{k1}^2); \quad (472)$$

$$z_{k1}' = z_{k1} f_1^2 / (z_1^2 + z_{k1}^2). \quad (473)$$

Для получения минимальной расходимости лазерного пучка после второго компонента необходимо, чтобы изображение перетяжки, создаваемое первым компонентом, имело минимальные размеры и располагалось в передней фокальной плоскости второго компонента ( $z_2 = 0$ ). Выполнение первого из указанных условий обеспечивается путем применения короткофокусного компо-

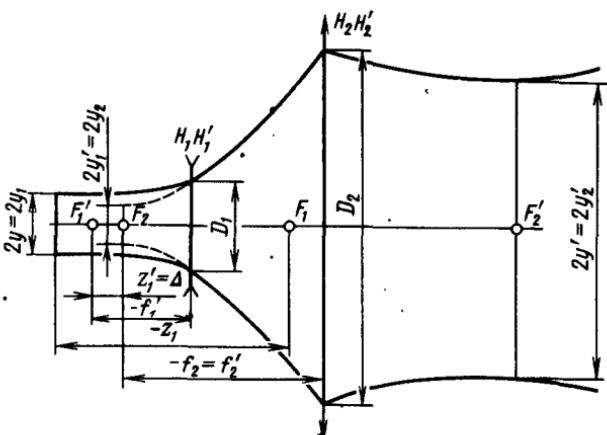


Рис. 250. Двухкомпонентная система для уменьшения расходимости пучка лазера

нента. Другими словами, задача, решаемая первым компонентом, аналогична рассмотренной в п. 105 задаче по концентрации лазерного излучения. Выполнение второго из указанных условий означает, что задний фокус  $F_1'$  первого компонента должен быть расположен относительно переднего фокуса  $F_2'$  второго компонента на расстоянии  $z_1'$ , определяемом по формуле (472). Это расстояние называют оптическим интервалом, который обозначается  $\Delta$ , т. е.  $z_1' = \Delta$ . Следует иметь в виду, что в большинстве практических случаев  $z_{k1} \gg f_1'$ , поэтому величина  $\Delta$  сравнительно мала.

Таким образом, двухкомпонентная система, предназначенная для уменьшения расходимости лазерного пучка, близка к афокальной системе, расфокусированной на величину  $\Delta = z_1'$ .

Лазерный пучок, преобразованный первым компонентом, следует рассматривать как пучок пространства предметов по отношению ко второму компоненту, т. е.  $2y_1' = 2y_2$  и  $z_{k1} = z_{k2}$ . Тогда согласно формуле (468) при  $z_2 = 0$  имеем:

$$z_{k2}' = f_2'/z_{k2} = f_2'/z_{k1}. \quad (474)$$

Следовательно, угловое увеличение двухкомпонентной системы с учетом формул (471), (473) и (474) будет равно:

$$\gamma = \sqrt{z_{k1}/z_{k2}'} = (f_1'/f_2') \sqrt{z_{k1}^2/(z_1^2 + z_{k1}^2)}. \quad (475)$$

При  $\Delta = 0$  имеем афокальную систему, угловое увеличение которой определяется известной зависимостью:

$$\gamma = -f_1'/f_2'. \quad (476)$$

Так как выражение под знаком радикала формулы (475) всегда меньше единицы, то из сравнения формул (475) и (476) следует, что угловое увеличение, а значит, и расходимость лазерного

пучка для расфокусированной афокальной системы всегда меньше, чем для афокальной системы.

Таким образом, расчет двухкомпонентной системы для уменьшения расходимости лазерного пучка можно выполнять в следующей последовательности. Для данного лазера, у которого известны угловая расходимость  $2\omega$ , конфокальный параметр  $z_k = z_{k1}$  и диаметр перетяжки  $2y = 2y_1$ , из конструктивных или габаритных условий задаемся положением перетяжки  $z_1$  относительно переднего фокуса  $F_1$  первого компонента. Согласно условию (469) по формуле (463) определяем диаметр  $D_1$  первого компонента. Выбираем фокусное расстояние  $f'_1$  первого компонента из условия, чтобы его относительное отверстие  $D_1/f'_1$  имело значение, при котором не возникают значительные трудности aberrационной коррекции системы.

По формуле (472) находим оптический интервал ( $\Delta = z'_1$ ), по формуле (473) — конфокальный параметр лазерного пучка, преобразованного первым компонентом ( $z'_{k1} = z_{k2}$ ). Зная по техническим условиям необходимую угловую расходимость  $2\omega'$  на выходе системы, по формуле (471) устанавливаем угловое увеличение системы и согласно формуле (475) вычисляем фокусное расстояние второго (положительного) компонента:

$$f'_2 = (f'_1/\gamma) \sqrt{z_{k1}^2/(z_1^2 + z_{k1}^2)}.$$

Диаметр  $D_2$  второго компонента определяется согласно условию (469) по формуле (481) с использованием эквивалентного конфокального параметра  $z_{k2}$ .

В заключение отметим, что расчет оптических систем для согласования параметров лазерного пучка с последующими оптическими элементами аналогичен расчету рассмотренных выше оптических систем, предназначенных для концентрации излучения лазера или для уменьшения расходимости лазерного пучка.

## 107. Оптическая фотоэлектрическая система с лазером

Высокая направленность и большая мощность излучения лазера обеспечивают широкие возможности его использования для регистрации далеких объектов с помощью фотоэлектрических оптических систем, воспринимающих лазерное излучение, отраженное от объекта. Принципиальная схема такой системы приведена на рис. 251.

Пусть  $2\omega$  — плоский угол расходимости лазерного пучка. Учитывая малые значения этого угла, можно считать, что соответствующий ему телесный угол  $\Omega = \pi\omega^2$ . При многомодовом режиме излучения лазера, обеспечивающем наибольшую мощность, можно сделать допущение о том, что распределение потока

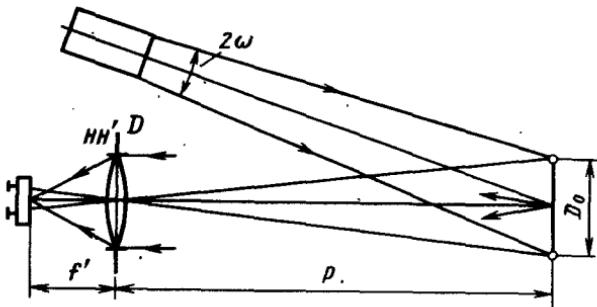


Рис. 251. Фотоэлектрическая оптическая система с лазером

излучения в телесном угле  $\Omega$  равномерное. Тогда сила излучения лазера в направлении его оси определяется по формуле

$$I_e = \Phi_e / (\pi \omega^2),$$

где  $\Phi_e$  — поток излучения лазера.

Если расстояние от лазера до облучаемого объекта  $p$ , а коэффициент пропускания атмосферы на этом расстоянии  $\tau_a$ , то при падении лучей по нормали на поверхности объекта будет создана энергетическая освещенность

$$E_e = \tau_a I_e / p^2.$$

Считая, что поверхность облучаемого объекта является поверхностью Ламберта с коэффициентом диффузного отражения  $\rho$ , определяем энергетическую яркость объекта как вторичного источника [см. формулу (227)]:  $L_e = \rho E_e / \pi$ . Диаметр поверхности объекта, облученной лазером,  $D_o = 2\omega p$ . Эта зависимость справедлива в том случае, если размер сечения лазерного пучка на расстоянии  $p$  меньше, чем размеры облучаемой поверхности.

Таким образом, для расчета фотоэлектрической оптической системы определены энергетическая яркость и площадь вторичного источника. Расчет этой системы можно выполнить по методике, изложенной в гл. XVIII.

Пусть приемник излучения установлен в плоскости изображения источника. При значительных расстояниях  $p$  приемник устанавливают в задней фокальной плоскости оптической системы (рис. 251). В этом случае линейное увеличение оптической системы определяется по формуле  $\beta = f'/p$ , а диаметр изображения поверхности объекта, облученного лазером,  $D'_o = D_o \beta$ . Если это изображение вписывается в светочувствительную поверхность приемника, то необходимое относительное отверстие оптической системы согласно (457) будет равно:

$$D/f' = 2\sqrt{i_{min} / (\tau_a \tau_{c\phi} \tau_{o.c} \pi L_e Q'_o S(\lambda))},$$

где  $Q_0$  — площадь изображения объекта;  $S(\lambda)$  — абсолютная спектральная чувствительность приемника к монохроматическому излучению лазера.

Если изображение объекта перекрывает рабочую поверхность приемника, то необходимое относительное отверстие оптической системы находят по формуле (456):

$$D/f' = 2\sqrt{i_{\min}/(\tau_a \tau_{\text{ср}} \tau_{\text{о.с}} \pi L_e Q_{\text{пр}} S(\lambda))}.$$

Для увеличения дальности действия рассмотренной выше системы необходимо уменьшать расходимость лазерного пучка. Это обеспечивается с помощью двухкомпонентной системы, описанной в п. 106.

## 108. Оптические системы, применяемые в голографии

Современное развитие голографии характеризуется ее широким применением для решения различных научно-технических задач. К числу таких важных практических применений голографии следует отнести голографическую интерферометрию, регистрацию в трех измерениях быстро протекающих процессов, голографическое телевидение, создание запоминающих устройств с высокой плотностью записи информации, распознавание образов и многие другие.

Процесс получения голограммы и последующего восстановления волнового фронта связан с необходимостью использования источников излучения. В качестве таких источников чаще всего применяются лазеры, излучение которых характеризуется высокой пространственной и временной когерентностью. Однако в большинстве случаев сечение лазерного пучка имеет незначительные размеры. Поэтому для получения нужного диаметра сечения лазерного пучка применяют оптические системы.

При рассмотрении теоретических вопросов голографии делается допущение о том, что при получении голограммы и последующем восстановлении волнового фронта используется плоская монохроматическая волна, которую с точки зрения геометрической оптики можно рассматривать как пучок лучей, параллельных оптической оси. Однако в действительности такой пучок имеет

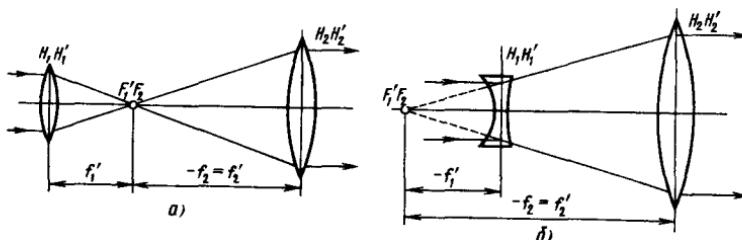


Рис. 252. Афокальная система для увеличения диаметра пучка лазера  
328

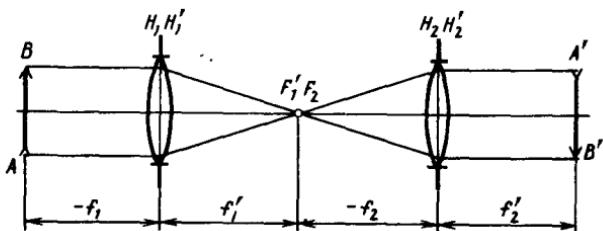


Рис. 253. Двухкомпонентная система для Фурье-преобразования

расходимость, минимальное значение которой определяется явлением дифракции.

Для увеличения размеров сечения лазерного пучка рациональнее всего использовать двухкомпонентную оптическую систему, близкую к афокальной, используемую для уменьшения расходимости лазерного пучка. Оптическая схема и методика расчета такой системы приведены в п. 106. Минимальный размер сечения лазерного пучка, преобразованного оптической системой, определяется согласно формуле (471):

$$2y' = 2y/\gamma = 2y \sqrt{z_k'/z_k}.$$

Для афокальной системы ее угловое увеличение  $\gamma$  рассчитывают по формуле (476). В устройствах для голограмии используют афокальные системы, построенные по схеме телескопической системы Кеплера (рис. 252, а) или Галилея (рис. 252, б).

В настоящее время широкое и всестороннее развитие получает оптическая обработка информации. Исследование и распознавание различных объектов удобно вести с помощью оптических приборов, осуществляющих Фурье-преобразование когерентных оптических сигналов. Среди различных схем этого вида наибольшее распространение имеет двухкомпонентная система (рис. 253).

Исследуемый объект  $AB$  (входной транспарант) освещается плоской нормально падающей монохроматической волной. В задней фокальной плоскости первого компонента образуется пространственно-частотный спектр объекта  $AB$  (Фурье-образ). Второй компонент осуществляет второе Фурье-преобразование, создавая обратное изображение исследуемого объекта. Помещая в задней фокальной плоскости первого компонента различные фильтры или маски, можно пропускать или задерживать те или иные части пространственного спектра объекта. За счет этого можно существенно улучшить качество изображения  $A'B'$  объекта. В общем случае фильтр, установленный в задней фокальной плоскости первого компонента, осуществляет амплитудную и фазовую модуляцию. Такие фильтры изготавливают голографическими способами.

Следует отметить, что в рассмотренной схеме строгое Фурье-преобразование осуществляется при условии высокой степени коррекции aberrаций обоих компонентов оптической системы.

## Глава XX

# ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДВОЯКОЙ СИММЕТРИИ

---

### 109. Характеристика трансформированного изображения и его получение

Оптические системы, сформированные из оптических деталей с круговой симметрией, когда плоскость предмета, а следовательно, и плоскость изображения перпендикулярны к оптической оси, дают изображения, подобные плоскому предмету, т. е. с постоянным масштабом по всему полю. Любое осевое сечение этих систем равнозначно.

В некоторых случаях требуются системы, образующие изображения с различным масштабом в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Такие системы необходимы, например, в регистрирующих приборах (световой поток от нити накаливания электролампы заполняет протяженную щель прибора) и в широкоэкранном кинематографе, когда съемки и показ широкоэкраных фильмов обеспечиваются с помощью обычной 35-миллиметровой кинопленки, и т. п.

Процесс получения изображений с переменным масштабом называется *трансформированием*. В результате трансформирования прямоугольник с одним соотношением сторон преобразуется в прямоугольник с другим соотношением сторон или вместо прямоугольника получают фигуры в виде параллелограмма, трапеции или другого четырехугольника. Примером трансформирования с привлечением оптической системы круговой симметрии является получение изображения предмета, находящегося на наклонной плоскости по отношению к оптической оси (см. рис. 32 и 33).

Как правило, системы двойкой симметрии формируют из цилиндрических линз или из их комбинаций с осесимметричными линзами. В этих системах различают два сечения. Одно из них (сечение I), в котором действуют направляющие цилиндрических поверхностей (обычно дуги окружностей), называется главным (первым), а сечение II, ему перпендикулярное, в котором находятся образующие цилиндрических поверхностей, — вторым. В некоторых случаях в обоих сечениях имеются и направляющие и образующие цилиндрических поверхностей, тогда выбор одного из этих сечений произволен. Оптические системы этого вида называют *анаморфозными* [*anamorphosis* (греч.) — искажение формы].

При действии анаморфозных систем изображения принимают расширенный, суженный или наклонный вид по сравнению с первоначальным видом предмета (см. рис. 254). Расширение изобра-

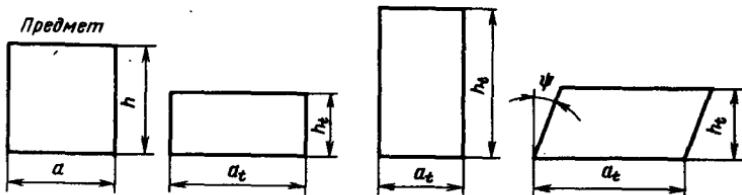


Рис. 254. Виды трансформированных изображений

жения может происходить как за счет увеличения ширины  $a$ , так и за счет уменьшения высоты  $h$ , а сужение — при увеличении высоты и уменьшении ширины.

За основу геометрических представлений о расширенном и суженном изображениях принимают отношение ширины изображения к ширине предмета — *коэффициент ширины*  $k_a = a_t/a$  и отношение высоты изображения к высоте предмета — *коэффициент высоты*  $k_h = h_t/h$ .

Отношение коэффициентов ширины и высоты  $A = k_a/k_h$  представляет собой *коэффициент анаморфозы*.

Образование наклонного изображения основано на расширении или сужении условного прямоугольника, в котором исходный предмет повернут на некоторый угол. Параметрами трансформированного изображения в этом случае являются угол наклона  $\psi$ , коэффициент ширины  $k_a$  и коэффициент высоты  $k_h$ .

Трансформированные изображения могут быть получены с помощью различных оптических систем двойкой симметрии, в которых в основном применяются цилиндрические линзы. Однако существуют системы с использованием цилиндрических отражающих поверхностей и преломляющих призм [3].

Рассмотрим действие цилиндрической линзы.

На положительную (плосковыпуклую) цилиндрическую линзу (рис. 255) направим пучок параллельных лучей, который образует изображение в виде отрезка прямой, перпендикулярного к оптической оси и проходящего через задний фокус  $F'$  сечения I, длина этого отрезка  $x_{II}$  (в сечении II) равна длине  $l$  цилиндрической линзы. Если точечный источник света  $A$  (рис. 256) по отношению к этой же линзе расположен на конечном расстоянии —  $a$ , то его изображение имеет вид отрезка прямой, перпендикулярного к оптической оси (рис. 256). Расстояние  $a'$  этого изображения

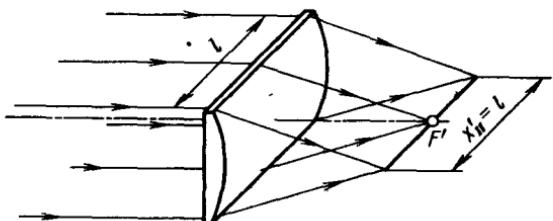


Рис. 255. Действие цилиндрической линзы для случая, когда точечный предмет находится в бесконечности

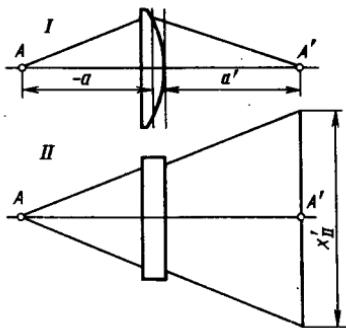


Рис. 256. Действие цилиндрической линзы для случая, когда точечный предмет находится на конечном расстоянии от линзы

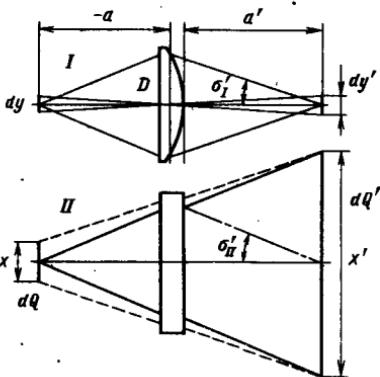


Рис. 257. Действие цилиндрической линзы для случая, когда предмет имеет линейчатую форму

от линзы находят по формуле отрезков (38) с учетом положения главных плоскостей линзы в сечении I.

Длина изображения  $x'_{II}$  (в сечении II) зависит от длины линзы и линейного увеличения  $\beta_1$  в сечении I. Считая линзу бесконечно тонкой, имеем:

$$x'_{II}/l = (a' - a)/-a \approx -\beta_1 + 1.$$

Следовательно,  $x'_{II} \approx (1 - \beta_1)l$ .

Заметим, что вследствие действия aberrаций изображение будет иметь вид полоски, обращенной вогнутостью к линзе.

Если электролампа имеет прямую нить накала, расположенную параллельно образующим цилиндрических поверхностей (рис. 257), то положение изображения по-прежнему можно определить по формуле отрезков, а длина изображения  $x' \approx l(1 - \beta_1) - x\beta_1$ , где  $x$  — длина нити накала.

Ширина изображения в сечении I будет  $dy' = \beta_1 dy$ , где  $dy$  — ширина нити накала.

Освещенность изображения, полученного при действии цилиндрической линзы, определяют с учетом того, что апертурные углы в двух взаимно перпендикулярных сечениях (I и II) неодинаковы. Обратимся к рис. 257, на котором источник света в виде малой площадки  $dQ$ , перпендикулярной к оптической оси, трансформируется в прямоугольник со сторонами  $x'$  и  $dy'$ , имеющий площадь  $dQ'$ .

Если принять, что яркость  $L$  излучающей площадки  $dQ$  одинакова по всем направлениям, то на основании уже известных зависимостей (см. гл. VII) можно написать следующую приближенную формулу для определения освещенности изображения:

$$E' \approx \tau L \Omega' \approx \tau L D/a'^2 \approx 4\tau L \sin \sigma'_1 \sin \sigma'_{II},$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания системы;  $\sigma_1$  и  $\sigma_{11}$  — апертурные углы в пространстве изображений в сечениях I и II соответственно.

### 110. Цилиндрический и сфeroцилиндрический объективы-анаморфоты

*Объектив-анаморфот* — оптическая система, образующая изображение, имеющее различный масштаб в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Для предмета, расположенного в бесконечности, коэффициент анаморфозы  $A = f_1/f_{11}$ , где  $f_1$  — заднее фокусное расстояние системы в сечении I;  $f_{11}$  — заднее фокусное расстояние системы в сечении II.

Если предмет находится на конечном расстоянии от оптической системы, то в сечениях I и II должны быть различными линейные увеличения, и коэффициент анаморфозы

$$A = \beta_1/\beta_{11}. \quad (477)$$

Наиболее часто объектив-анаморфот применяют при киносъемке или проецировании предметов, расположенных на конечном расстоянии. Частным случаем такого объектива является конденсор-анаморфот.

Рассмотрим объектив-анаморфот, состоящий из двух бесконечно тонких компонентов с фокусными расстояниями  $f_1 = f_{11}$  и  $f_2 = f_{11}$ . Компоненты 1, 2 представляют собой цилиндрические линзы, образующие которых скрещиваются под углом  $90^\circ$  (рис. 258). В сечениях I и II как бы действуют различные оптические системы, каждая из которых имеет свое линейное увеличение:

$$\beta_1 = (a'_1 + d)/a_1; \quad (478)$$

$$\beta_{11} = a'_1/(a_1 + d), \quad (479)$$

где  $d$  — расстояние между компонентами;  $a_1$  — отрезок, определяющий положение предмета относительно 1-го компонента;

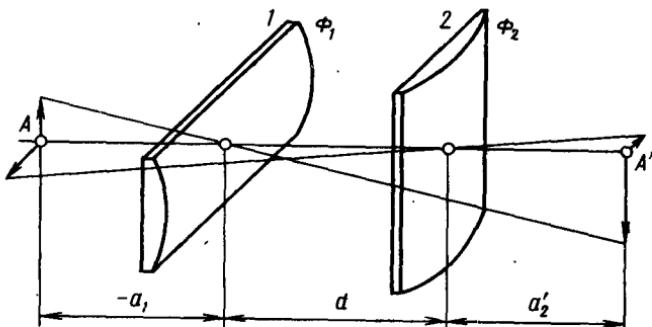


Рис. 258. Репродукционный объектив-анаморфот из двух цилиндрических линз

$a'_2$  — отрезок, определяющий положение изображения относительно 2-го компонента.

При использовании формулы отрезков получим:  
для сечения I

$$a_1 = f'_1 (a'_2 + d) / (f'_1 - a'_2 - d); \quad (480)$$

$$a'_2 = [f'_1 (a_1 - d) - a_1 d] / (a_1 + f'_1), \quad (481)$$

для сечения II

$$a_1 = [f'_2 (a'_2 + d) - a'_2 d] / (f'_2 - a'_2); \quad (482)$$

$$a'_2 = f'_2 (a_1 - d) / (a_1 - d + f'_2). \quad (483)$$

Приравняв правые части формул (481) и (483), получим следующее уравнение:

$$a_1^2 (f'_1 - d - f'_2) + a_1 d (d - 2f'_1) + f'_1 d^2 = 0, \quad (484)$$

которое совместно с одной из формул (480) или (482) при известных значениях  $f'_1$ ,  $f'_2$  и  $d$  позволяет определить отрезки  $a_1$  и  $a'_2$  и таким образом оценить коэффициент анаморфозы [см. формулы (477)–(483)].

При  $f'_1 = f'_2 = f'$  уравнение (484) примет вид:

$$a_1^2 + a_1 (2f' - d) - f' d = 0. \quad (485)$$

В этом частном случае —  $a_1 = a'_2$ , поэтому  $\beta_{11} = 1/\beta_1$ .

Следовательно, коэффициент анаморфозы

$$A = \beta_1 / \beta_{11} = \beta_1^2, \quad (486)$$

а отрезок  $a_1$  по формуле (478) равен:

$$a_1 = d / (1 + \beta_1). \quad (487)$$

Подставив  $a_1$  в уравнение (485), после преобразований получим:

$$(\beta_1 / (1 + \beta_1)) d^2 - f' (1 - \beta_1) d = 0.$$

По условию  $d \neq 0$ , поэтому имеет смысл решение

$$d = f' (1 - \beta_1^2) / \beta_1. \quad (488)$$

Используя равенство (486), получаем:

$$d = f' (A - 1) / \sqrt{A}. \quad (489)$$

**Пример.** Рассчитать основные параметры объектива, у которого  $A = 25$ ,  $a'_2 = 100$  мм. Согласно формуле (489)  $d = 480$  мм; по формуле (488)  $\beta_1 = -5$  и, следовательно,  $\beta_{11} = -0,2$ . Отрезок  $a_1$  по формуле (487) равен  $-120$  мм, а  $a'_2 = a_1 = 120$  мм.

Ахроматический репродукционный объектив-анаморфот показан на рис. 259. В каждом из двух сечений этот объектив можно рассматривать как систему из двух компонентов (линз и плоско-параллельных пластин для сечения I и плоско-параллельных

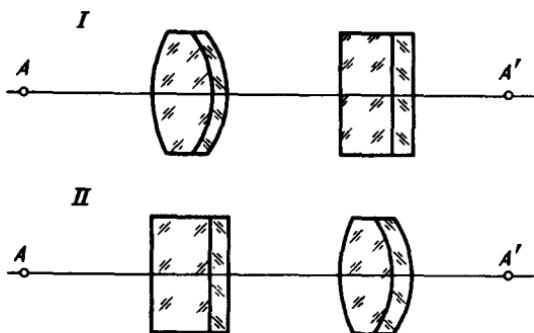


Рис. 259. Ахроматический репродукционный объектив-анаморфот

пластин и линз для сечения II). Для обоих сечений должно быть соблюдено равенство расстояний по оптической оси от предмета до изображения.

Сфeroцилиндрический объектив-анаморфот образуется сочетанием цилиндрических и сферических линз. Выбором толщины линз и показателей преломления обеспечивается равенство расстояний по оптической оси от предмета до изображения в обоих сечениях.

Возможны различные варианты размещения сферического и цилиндрических компонентов [3]. Например, обе цилиндрические линзы 1, 3 могут быть размещены по разные стороны от сферического компонента 2, а их образующие скрещиваются под прямым углом (рис. 260).

В сечении I действуют второй и третий компоненты с эквивалентным фокусным расстоянием  $f'_1$ , в сечении II — первый и второй компоненты с эквивалентным фокусным расстоянием  $f'_{II}$ .

Таким образом, коэффициент анаморфозы

$$A = f'_1/f'_{II}. \quad (490)$$

Из формул (58) и (59) найдем фокусные расстояния  $f'_1$  и  $f'_{II}$ , а также положение эквивалентного фокуса  $F'$  (отрезки  $a'_{F'1}$  и  $a'_{F''II}$ ):

$$\begin{aligned} f'_1 &= f'_2 f'_3 / (f'_2 + f'_3 - d_2); & f'_{II} &= f'_1 f'_2 / (f'_1 + f'_2 - d_1); \\ a'_{F'1} &= f'_3 (f'_2 - d_2) / (f'_2 + f'_3 - d_2); \\ a'_{F''II} &= f'_2 (f'_1 - d_1) / (f'_1 + f'_2 - d_1). \end{aligned}$$

При этом необходимо обеспечить выполнение условия

$$d_2 = a'_{F''II} - a'_{F'1}.$$

Подставляя найденные значения  $f'_1$  и  $f'_{II}$  в формулу (490), получаем:

$$A = f'_3 (f'_1 + f'_2 - d_1) / [f'_1 (f'_2 + f'_3 - d_2)].$$

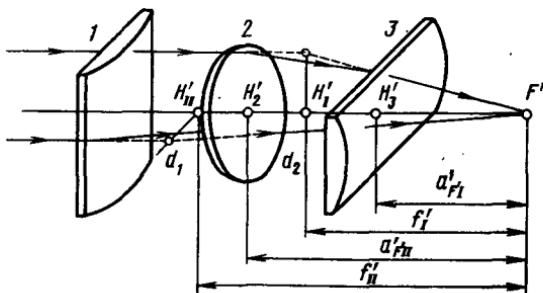


Рис. 260. Сфероцилиндрический объектив-анаморфот с цилиндрическими линзами, расположеннымными по разные стороны от сферического компонента, образующие которых скрещиваются под прямым углом

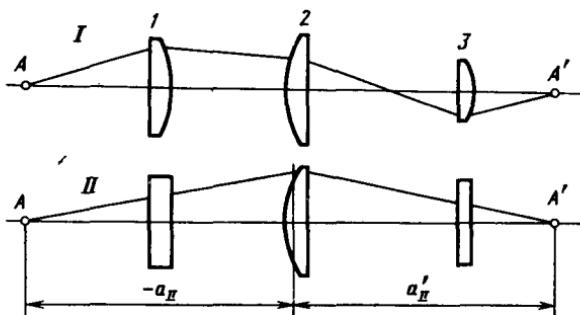


Рис. 261. Сфероцилиндрический объектив-анаморфот с цилиндрическими линзами, образующие которых параллельны

При расчете такого объектива задаются эквивалентными фокусными расстояниями  $f_1$  и  $f_1'$ , фокусным расстоянием сферического компонента  $f'$  и расстоянием  $a_{F''}$  от этого компонента до плоскости изображения, проходящей через эквивалентный фокус  $F'$ .

Сфероцилиндрический объектив может быть выполнен и с цилиндрическими линзами, образующие которых параллельны. В этом случае в сечении I действуют все три компонента 1—3, а в сечении II — только сферический компонент; вариант такого объектива, предназначенного для проецирования или репродукции, показан на рис. 261.

Так как предмет находится на конечном расстоянии, то коэффициент анаморфозы  $A = \beta_1/\beta_{II}$ , где  $\beta_1 = \beta_1\beta_2\beta_3$ , а  $\beta_{II} = a_{II}'/a_{II}$ .

Условие, которое необходимо соблюдать при расчете такого объектива, — это равенство расстояний между плоскостью предмета и плоскостью изображения в обоих сечениях.

### 111. Цилиндрическая афокальная система

Цилиндрическую афокальную систему применяют в кинематографии для съемки, проецирования и репродукции при создании широкоэкраных кинофильмов. Эту систему устанавливают перед объективом. Обычно она состоит из цилиндрических линз с образующими, ориентированными в одном направлении.

влении. Такая насадка представляет собой телескопическую систему, которая может быть выполнена по принципиальной схеме простой зрительной трубы (рис. 262, а) и, в частности, по схеме трубы Галилея (рис. 262, б).

Основными оптическими характеристиками цилиндрических насадок являются коэффициент аноморфоза, диаметр выходного зрачка, угловое или линейное поле и длина насадки.

В одном сечении, в котором проявляется кривизна цилиндрических поверхностей, насадка действует как обычная система сферических линз, а в другом, перпендикулярном к нему, — как система плоскопараллельных пластин. Следовательно, в сечении I масштаб изображения изменяется в соответствии с видимым увеличением, а в сечении II — масштаб изображения не изменяется. Коэффициент аноморфоза насадки равен абсолютному значению отношения фокусных расстояний ее компонентов:

$$A = |f'_1/f''_1|.$$

Если у первого компонента (по ходу лучей) фокусное расстояние по абсолютному значению меньше, чем у современных фотографических съемочных насадок, то изображение получается суженным ( $A < 1$ ), а при кинопроекции, наоборот, изображение получается расширенным ( $A > 1$ ).

Насадку всегда применяют в сочетании со сферическим объективом, образующим действительное изображение, которое можно сфотографировать или рассмотреть на экране.

Такой сферический объектив позволяет пропустить пучки лучей определенного диаметра, и насадка не должна их виньетировать. Таким образом, диаметр выходного зрачка съемочной насадки должен быть равен диаметру входного зрачка сферического объектива. Размер входного зрачка насадки определяется выражением  $D = AD'$ .

У проекционных насадок, наоборот, диаметр входного зрачка является основной характеристикой, так как он должен соответствовать диаметру выходного зрачка проекционного объектива (по ходу лучей). Эти диаметры зрачков определяют относительное отверстие положительных компонентов насадок. Чем больше фокусное расстояние компонентов насадки по абсолютному зна-

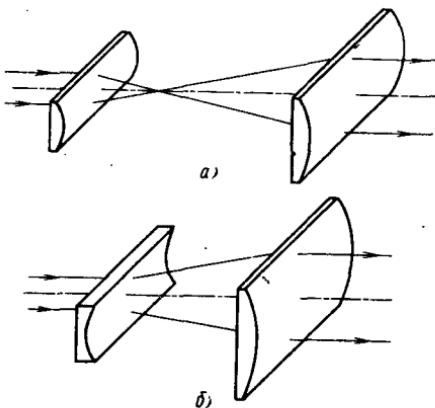


Рис. 262. Цилиндрическая афокальная система:  
а — по схеме простой зрительной трубы; б — по схеме трубы Галилея

чению, тем больше радиусы кривизны и тем меньшими могут быть aberrации насадки в целом. Но при этом увеличиваются габаритные размеры насадки, состоящей из бесконечно тонких компонентов. Длина насадки определяется выражением  $L = f_1 + f_2$ , поэтому фокусные расстояния компонентов выбирают с учетом габаритных и aberrационных условий. Обычно насадки выполняют по схеме Галилея, так как в этом случае они короче.

Угловое поле насадки в сечении  $II$  равно угловому полю сферического объектива, а в сечении  $I$  зависит от коэффициента анаморфоза:  $\operatorname{tg} \omega_1 = \operatorname{tg} \omega/A$ .

Габаритные размеры насадки определяются ходом наклонных пучков, различным в обоих сечениях. Однаковыми для обоих сечений являются диаметр и положение входного зрачка съемочного объектива, совпадающего с выходным зрачком насадки. Обычно этот входной зрачок располагается внутри объектива. Поэтому выходной зрачок насадки вынесен наружу, что вызывает значительное увеличение размеров первого компонента. В то же время этот компонент должен быть короткофокусным, что затрудняет aberrационную коррекцию и заставляет делать компонент многолинзовым.

В сечении  $I$ , в котором проявляется действие кривизны поверхностей, габаритные размеры насадки определяются ходом наклонного пучка лучей. В другом же сечении цилиндрические линзы идентичны по своему действию плоскопараллельным пластинам и высота луча на каждой поверхности определяется уравнением

$$h_{k+1} = (D'/2) + \left( \sum_{k=1}^{k=q} d_k/n_{k+1} + s_p \right) \operatorname{tg} \omega,$$

где  $D'$  — диаметр выходного зрачка насадки;  $d_k$  — расстояние между соседними поверхностями;  $n_{k+1}$  — показатель преломления среды между этими поверхностями;  $s_p$  — расстояние от входного зрачка до насадки;  $\omega$  — половина углового поля сферического объектива.

Начальный порядковый номер для  $h$ ,  $d$  и  $n$  принимают со стороны сферического объектива, т. е. расчет выполняется в обратном ходе лучей.

При наблюдении или фотографировании предметов, расположенных на конечных расстояниях от насадки, необходима фокусировка обеих частей оптической системы — и цилиндрической насадки, и сферического объектива.

Фокусировка насадки на резкость изображения близко расположенных предметов может быть обеспечена различными приемами. Наиболее распространен способ фокусировки путем изменения расстояния между компонентами насадки при одновременном перемещении сферического объектива.

## Глава XXI

# АБЕРРАЦИОННЫЙ РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

### 112. Общие сведения о методах аберрационного расчета оптических систем

Под аберрационным понимается такой расчет оптической системы, в результате выполнения которого определяются конструктивные параметры оптических элементов схемы, обеспечивающие необходимое качество изображения или нужную структуру выходящих пучков лучей.

Аберрационный расчет является важнейшей частью расчета оптической системы, который кроме аберрационного включает габаритный и светоэнергетический расчеты. Последние предшествуют и сопутствуют аберрационному расчету.

Аберрационный расчет можно разделить на два этапа. На первом этапе определяют характеристики, выбирают тип оптической системы, устанавливают количество элементов (линз, зеркал и т. п.), их форму и взаимное расположение. Таким образом, на первом этапе находится предварительное решение. От успешного выбора типа и схемы оптической системы, в значительной степени определяющих ее коррекционные возможности, зависит окончательный положительный результат расчета.

На втором этапе определяют оптимальные значения конструктивных параметров, световые диаметры линз, зеркал и других оптических деталей, марки применяемых оптических материалов и их характеристики, удовлетворяющие заданному качеству изображения.

Аберрационный расчет — это важная и сложная задача, успешное решение которой зависит как от квалификации оптика-конструктора, так и от правильно выбранного метода расчета.

При выполнении аберрационного расчета решают две задачи:

1) по известным конструктивным параметрам и характеристикам системы рассчитывают ход ряда лучей осевого и наклонного пучков, вычисляют значения аберраций и по ним судят о пригодности выбранной оптической системы [ $\Delta y'$ ,  $\Delta x' = \Phi(r, d, n, y_1, m, M, a_t, s_1, s_p)$ ];

2) по заданным значениям допустимых остаточных аберраций при выбранном типе оптической системы определяют конструктивные параметры — радиусы кривизны, толщины, коэффициенты уравнений несферических поверхностей [ $(r, d, n) = f(\Delta y', \Delta x', ...)$ ].

Первая задача достаточно легко решается, так как сводится к расчету хода лучей через оптическую систему и анализу аберра-

ций. Для решения второй задачи, относящейся к задаче синтеза, необходимо знать аналитическую зависимость между заданными значениями aberrаций и конструктивными параметрами оптической системы. Эта задача представляет наибольшие трудности при создании новых оптических систем.

В общем виде указанная аналитическая зависимость может быть записана лишь в области aberrаций III порядка. Этим объясняется важность теории aberrаций III порядка, ибо ее применение позволяет не только определить значения конструктивных параметров элементов выбранной схемы оптической системы, но и по результатам исследований ответить на вопрос о возможности расчета системы с заданным качеством изображения.

При формальном перечислении методов aberrационного расчета можно было бы назвать следующие: метод проб, алгебраический метод, комбинированный метод, методы автоматизированного расчета. Фактически на практике применяют метод проб, комбинированный метод и методы автоматизированного расчета, которые включают элементы двух первых.

*Метод проб* состоит в исследовании и использовании зависимостей между изменениями отдельных параметров оптической системы с известной конструкцией ( $r, d, n, \alpha, h, \beta, H$ ) и вызываемыми ими изменениями значений aberrаций.

Первоначально из каталогов, архивных данных или патентов выбирают наиболее подходящую оптическую систему, которую пересчитывают, если это необходимо, на требуемое фокусное расстояние или увеличение и принимают за исходную. Последовательно изменяя значения отдельных параметров исходной системы, получают конечный ряд вариантов оптической системы. Рассчитывают ход ряда лучей осевого и наклонного пучков через оптическую систему каждого из полученных вариантов, вычисляют aberrации и, сравнивая их с aberrациями исходной системы, находят указанные выше зависимости.

Результаты исследований анализируют по таблицам или графикам, иллюстрирующим влияние изменений параметров на aberrации и другие величины, характеризующие свойства оптической системы. Путем интерполяции или экстраполяции по таблицам или графикам находят вариант оптической системы, который удовлетворяет техническому заданию.

В качестве изменяемых параметров могут быть взяты конструктивные параметры ( $r, d, n$ ), но при этом в исходном варианте будет наряду с aberrациями изменяться значение фокусного расстояния, что не всегда желательно. Поэтому удобнее вести исследование влияния изменений параметра  $\alpha_i$ , так как при  $h_1 = f'$  и  $\alpha'_q = 1$  фокусное расстояние будет оставаться постоянным. Если при этом в выбранной исходной конструкции влияние отдельных параметров  $\alpha_i$  на различные aberrации независимое, то решение задачи упростится и ускорится.

Связь между изменениями параметров и изменениями aberrаций нелинейная (чем больше порядок aberrации, тем выше нелинейность), поэтому оптик-конструктор вынужден вначале задавать незначительные изменения параметров, постепенно улучшая качество изображения и постоянно уточняя данные таблиц влияния изменения параметров на aberrации.

Если выбранная исходная оптическая система не позволяет получить желаемого результата, то выбирают другую или усложняют исходную.

Очевидно, что метод проб достаточно трудоемок и длителен по времени, так как требуется проводить большое количество расчетов хода лучей через систему. При этом оптик-конструктор должен иметь высокую квалификацию и хорошую интуицию. И в общем случае применение этого метода не способствует созданию новых, патентоцистых оптических систем. Однако с появлением быстродействующих ЭВМ этот метод нашел дальнейшее широкое применение.

*Комбинированный метод* имеет две стадии. На первой стадии используется так называемый алгебраический метод, основанный на аналитических зависимостях между конструктивными параметрами и aberrациями III порядка, а на второй стадии проводят расчет точных aberrаций лучей (элемент метода проб).

В основе первоначальной стадии расчета по этому методу лежит предположение о наличии в оптической системе лишь aberrаций III порядка (аберрации высшего порядка считаются равными нулю).

Монохроматические поперечные aberrации по слагающим для  $i$ -го компонента системы представляют в следующем виде:

$$\begin{aligned}\Delta y' &= \sum m_i P_i + \sum n_i W_i + \sum p_i \pi_i + \sum q_i; \\ \Delta x' &= \sum m'_i P_i + \sum n'_i W_i + \sum p'_i \pi_i + \sum q'_i\end{aligned}\quad (491)$$

и хроматические aberrации для того же компонента в виде:

$$\begin{aligned}\Delta s'_{\lambda_1 \lambda_2} &= \sum r_i C_i; \\ \Delta y'_{\lambda_1 \lambda_2} &= y'_{\lambda_2} - \sum r'_i C_i.\end{aligned}\quad (492)$$

В формулах (491) и (492) коэффициенты  $m_i, m'_i, n_i, n'_i, \dots, r_i, r'_i$  зависят только от внешних параметров (оптических сил элементов, расстояний между ними, относительных отверстий и полей), значения которых определяются при габаритном расчете и считаются известными.

Величины  $P_i, W_i, \pi_i, q_i, q'_i, C_i$  связаны с конструктивными параметрами (радиусами кривизны, толщинами, показателями преломления и коэффициентами дисперсии) и зависят от положения предмета относительно  $i$ -го компонента. Причем, как показано в п. 116, параметры  $P_i, W_i$  можно заменить через пара-

метры  $\bar{P}_i$ ,  $\bar{W}_i$ , которые зависят только от конструктивных параметров ( $r$ ,  $d$ ,  $n$ ) — так называемых внутренних параметров.

Зная внешние параметры, значения слагающих aberrации и подставляя их в формулы (491), (492), можно решить полученные уравнения относительно  $P$ ,  $W$ ,  $\pi_i$  и  $C$ .

При известных оптических силах  $\Phi_i$  всех компонентов, расстояниях  $d_i$  между ними, положении предметной плоскости  $s_1$  и входного зрачка ( $s_p$  или  $a_p$ ) рассчитывают ход вспомогательных лучей по формулам

$$\begin{aligned}\alpha'_i - \alpha_i &= h_i \Phi_i; & h_{i+1} &= h_i - \alpha'_i d_i; \\ \beta'_i - \beta_i &= H_i \Phi_i; & H_{i+1} &= H_i - \beta'_i d_i.\end{aligned}$$

Зная теперь координаты вспомогательных лучей, можно составить уравнения для пяти монохроматических и двух хроматических сумм:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum h_i^2 \Phi_i \{ h_i^2 \Phi_i^2 \bar{P}_i + 4\alpha_i h_i \Phi_i \bar{W}_i + \alpha_i [(4 + 2\pi_i) \alpha_i - \alpha'_i] \}; \\ S_{II} &= \sum h_i \Phi_i \{ H_i h_i^2 \Phi_i^2 \bar{P}_i + h_i \Phi_i (1 + 4\alpha_i H_i) \bar{W}_i + \\ &\quad + \alpha_i [(1 + 2H_i \alpha_i) (2 + \pi_i) - H_i \alpha_i \alpha'_i] \}; \\ S_{III} &= \sum \Phi_i \{ H_i^2 h_i^2 \Phi_i^2 \bar{P}_i + 2H_i h_i \Phi_i (1 + 2\alpha_i H_i) \bar{W}_i + 1 + \\ &\quad + 2\alpha_i H_i (2 + \pi_i) + \alpha_i H_i^2 [\alpha_i (4 + 2\pi_i) - \alpha'_i] \}; \\ S_{IV} &= \sum \Phi_i \pi_i; \\ S_V &= \sum (\Phi_i / h_i) \{ H_i^3 h_i^2 \Phi_i^2 \bar{P}_i + (3 + 4\alpha_i H_i) H_i^2 h_i \Phi_i \bar{W}_i + \\ &\quad + H_i (3 + \pi_i) + 3\alpha_i H_i^2 (2 + \pi_i) + \alpha_i H_i^3 [\alpha_i (4 + 2\pi_i) - \alpha'_i] \}; \\ S_{I \text{ xp}} &= \sum h_i^2 \Phi_i \bar{C}_i; \\ S_{II \text{ xp}} &= \sum h_i H_i \Phi_i \bar{C}_i,\end{aligned} \right\} \quad (493)$$

где  $\bar{C} = -\sum (\Phi_i / v_i) = -(1/\Phi_i) \sum (\Phi_i / v_i)$ .

Из этой системы уравнений при известных внешних параметрах и значениях сумм также можно определить числовые значения основных параметров.

Далее по значениям основных параметров и выбранным типам компонентов вычисляют внутренние элементы, т. е. определяют конструкцию системы ( $r$ ,  $d$ ,  $n$ ).

На второй стадии комбинированного метода расчета определяют точные значения aberrаций ( $\Delta s'$ ,  $\Delta y'$ ,  $\Delta x'$ ) и высшие порядки как разности

$$\Delta s'_{\text{в.п}} = \Delta s' - \Delta s'_{\text{III}}; \quad \Delta y'_{\text{в.п}} = \Delta y' - \Delta y'_{\text{III}}; \quad \Delta x'_{\text{в.п}} = \Delta x' - \Delta x'_{\text{III}}.$$

На этой стадии выявляют влияние высших порядков aberrаций и конечных толщин деталей, при этом следует обращать внимание на те aberrации, которые по условиям использования

оптической системы должны быть исправлены в первую очередь. Так, при расчете объективов телескопических систем в большинстве случаев ограничиваются исправлением сферической аберрации, комы, хроматизма положения, при расчете окуляров стремятся исправить полевые аберрации и хроматизм, так как угловые поля окуляров больше угловых полей объективов в  $\Gamma_t$  раз. В объективах астрономических приборов не исправляют астигматизм и дисторсию, так как в них важнее иметь хорошее качество изображения на оси. Объективы спектральных приборов в большинстве случаев не исправляют в отношении хроматических aberrаций, кривизны и дисторсии.

### 113. Допустимые остаточные aberrации в различных оптических системах

Полного исправления всех aberrаций нельзя получить даже в сколь угодно сложной оптической системе. Стремление исправить хотя бы частично все aberrации приводит к излишнему усложнению конструкции оптической системы и не всегда необходимо.

В реальных оптических системах допускаются остаточные aberrации, перечень и значения которых определяются назначением системы и условиями эксплуатации системы. Значения aberrаций определяют качество изображения, создаваемого оптической системой, так как непосредственно связаны с размером пятна рассеяния, по которому можно судить о разрешающей способности. В свою очередь, разрешающая способность прибора должна быть согласована с разрешающей способностью приемника изображения.

Например, в наблюдательных приборах приемником является глаз; изображение, создаваемое проекционными системами на экранах или фотоаппаратами на фотослое, также воспринимается глазом. Но значения допустимых aberrаций в этих оптических системах будут различными, так как различны условия наблюдения.

Угловой предел разрешения глаза при абсолютном контрасте принимается равным  $1'$  в пределах углового поля  $2^\circ$ . При понижении контраста изображения в зависимости от яркости фона угловой предел разрешения глаза резко снижается. Например, контраст наблюдаемых в телескопические приборы предметов колеблется в диапазоне  $0,2 \dots 0,8$ . При этом угловой предел разрешения глаза изменяется примерно от  $2,5$  до  $1,5'$ . В микроскопах контраст наблюдаемых объектов еще ниже, поэтому угловой предел разрешения глаза принимают равным  $3 \dots 4'$  при диаметре зрачка глаза в  $2 \dots 3$  мм, а если учесть, что при наблюдении в микроскоп  $D' \leqslant 0,5 \dots 1$  мм, то угловой предел  $\Phi_{gl}$  понижается вдвое ( $6 \dots 10'$ ).

При одновременном наблюдении изображений осевых и внеосевых точек угловой предел разрешения глаза с увеличением углового поля понижается следующим образом: при  $\omega_{\text{гл}} = \pm 5^\circ$   $\psi_{\text{глф}} = 3,3'$ , при  $\omega_{\text{гл}} = \pm 10^\circ$   $\psi_{\text{глф}} = 5'$ .

Задавая допустимые значения остаточных aberrаций наблюдательных систем, учитывают возможности глаза. В то же время необходимо учитывать влияние aberrаций оптических систем на разрешающую способность глаза.

Ниже приведены значения среднего приращения разрешаемого глазом угла в угловых секундах на 1' любой aberrации:

Хроматизм . . . . .	3
Кома . . . . .	5
Астигматизм . . . . .	12
Дефокусировка . . . . .	12

Для биноклей, геодезических инструментов допускают остаточную угловую сферическую aberrацию 1 ... 2', а с учетом хроматизма — 2 ... 3'. Суммарная монохроматическая aberrация внеосевых пучков может быть 5 ... 10', из них 2 ... 3' приходится на кому. В более сложных телескопических системах (дальномеры, морские перископы и т. п.) допускают сферическую aberrацию 10 ... 12', а во всем видимом диапазоне даже до 20'.

Допустимые значения таких aberrаций, как кривизна поля изображения, астигматизм и дисторсия, зависят от угловых полей окуляров: астигматизм и кривизна изображения для обычных окуляров составляет 3 ... 4 дптр, для широкоугольных окуляров — 5 ... 6 дптр; дисторсия для обычных окуляров примерно равна 3,5 ... 7%, для широкоугольных — не превышает 10%. Хроматическая aberrация увеличения в зрительных трубах допускается не более 0,5 ... 1%.

Aberrация после окуляра в микроскопах, как правило, больше, чем в телескопических системах. Для точки на оси, например, угловая aberrация может составлять около 10 ... 15'. Кривизна поля изображения и астигматизм микрообъективов средних увеличений (40 $\times$ ) соответственно допускаются: в ахроматах 1,2 ... 3,0 и 0,5 ... 3,0 мм, в апохроматах 2 и 1,5 мм. При использовании компенсационных окуляров допускается дисторсия до 1,5%, а в окулярах Кельнера — до 2%.

Однако в микроскопах более точный способ оценки допустимых aberrаций связан с переходом к волновым aberrациям (см. п. 129). В табл. 14 приведены примерные значения допустимых aberrаций в объективах микроскопа.

Для фотографических объективов указываются [5] предельно допустимые размеры пятен рассеяния 0,03 ... 0,05 мм для снимков, полученных без увеличения, и 0,01 ... 0,03 мм для снимков с последующим увеличением.

Анализ [15] отечественных фотообъективов позволяет установить средний допустимый размер пятен рассеяния 0,01 ... 0,02 мм для точки на оси и 0,03 ... 0,05 мм для точки вне оси.

Таблица 14

## Допустимые значения остаточных aberrаций

Объектив микроскопа	Аберрация			
	сферическая		Хроматизм увеличения, %	Суммарные aberrации виесовного пучка
	для $\lambda_e$	с учетом $\lambda_F'$ и $\lambda_C'$		
Ахромат	0,25λ	0,5λ	≥2	>0,5λ
Апохромат	(0,1 ... 0,15) λ	<0,25λ		
Планобъектив			<2	0,5λ

В приведенных допустимых размерах пятен рассеяния скрыты значения допустимых aberrаций. Конкретизация в этом вопросе весьма сложна, так как в зависимости от характеристик фотообъектива и его назначения значения aberrаций будут различными.

Например, если требуется высокое качество изображения на оси, то сферическую aberrацию исправляют не только для края зрачка, но и для зон. В особо широкоугольных объективах стремятся полнее исправить астигматизм, кривизну, дисторсию и хроматизм увеличения. В нормальных фотообъективах допускается астигматическая разность порядка 0,15 ... 0,03 мм, средняя кривизна до 0,3 мм и дисторсия до 0,5 ... 3% на краю поля.

В аэросъемочных фотообъективах допустимая дисторсия составляет примерно 0,1%, а в особо широкоугольных аэрофотосъемочных объективах даже до 0,04%.

В объективах проекционных систем допустимые остаточные aberrации имеют примерно такие же значения, как и для фотообъективов. У проекционных объективов-апланатов хуже исправлена кривизна поля изображения. У кинопроекционных астигматов допускается дисторсия 1 ... 2%. Требования к проекционным объективам изложены в гл. XVII, а к кинопроекционным — в ГОСТ 3840—79.

Линзовые конденсоры дают хорошее качество распределения потока, если диаметр наименьшего пятна рассеяния не превышает 3 ... 10% размера изображения источника. В некоторых конденсорах этот параметр допускается до 30%.

Допустимые значения остаточных aberrаций объективов различных следящих фотоэлектрических устройств, определяемые допустимыми размерами пятен рассеяния, удобнее оценивать в угловой мере, в радианах. Если объектив такого устройства имеет допустимый размер пятна рассеяния  $(2y')_{\text{доп}}$  и фокусное расстояние  $f'$ , то угловой размер  $\Delta\sigma'$  пятна рассеяния в миллирадианах может быть вычислен по следующей формуле:

$$\Delta\sigma' = (2y')_{\text{доп}} \cdot 1000/f'.$$

#### 114. Связь между параметрами 1-го и 2-го вспомогательных лучей

Выражения для сумм aberrаций III порядка, приведенные в формулах (251), как известно, применяются при решении первой задачи аберрационного расчета, когда по известным конструктивным параметрам оптической системы вычисляют ее aberrации.

При решении второй задачи аберрационного расчета, когда по заданным значениям aberrаций требуется определить конструктивные параметры оптических элементов в выбранной схеме, использование формул (251) оказывается затруднительным, так как в них входят параметры двух вспомогательных лучей ( $\alpha_k, h_k, \beta_k, H_k$ ), и оптику-конструктору придется изыскивать дополнительные возможности для «угадывания» значений этих параметров.

Предварительный габаритный расчет выбранной схемы оптической системы, особенно на этапе расчета «тонкой» системы, дает значения ( $h_k, H_k$ ) высот вспомогательных лучей. Поэтому, если установить связь между параметрами 1-го и 2-го вспомогательных лучей, то можно получить более удобные выражения сумм, зависящие от параметра лишь 1-го вспомогательного луча. Установим эту связь.

Ход обоих вспомогательных лучей через  $k$ -ю поверхность оптической системы, разделяющую среды с показателями преломления  $n_k$  и  $n_{k+1}$ , иллюстрирует рис. 263. Воспользуемся инвариантом I Гюйгенса—Гельмгольца, который связывает угол 1-го вспомогательного луча с размером предмета (или изображения). Инвариант I для осевых точек  $A_k$  и  $A_{k+1}$  записывается в следующем виде:

$$I = n_k \alpha_k y_k = n_{k+1} \alpha_{k+1} y_{k+1}, \quad (494)$$

где  $y_k = (s_{P,k} - s_k) \beta_k$ ;  $y_{k+1} = (s'_{P',k} - s'_k) \beta_{k+1}$ .

Подставив значения  $y_k$  и  $y_{k+1}$  в формулу инварианта (494), получим:

$$I = n_k \alpha_k (s_{P,k} - s_k) \beta_k = n_{k+1} \alpha_{k+1} (s'_{P',k} - s'_k) \beta_{k+1}.$$

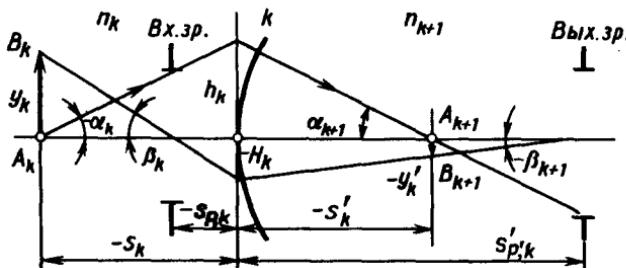


Рис. 263. Связь между вспомогательными лучами

Откуда следует, что

$$\begin{aligned} I/n_k &= \alpha_k \beta_k s_{P,k} - \alpha_k \beta_k s_k; \\ I/n_{k+1} &= \alpha_{k+1} \beta_{k+1} s'_{P',k} - \alpha_{k+1} \beta_{k+1} s'_k. \end{aligned} \quad (495)$$

Из рис. 263 имеем:

$$\begin{aligned} \beta_k s_{P,k} &= H_k; & \alpha_k s_k &= h_k; \\ \beta_{k+1} s'_{P',k} &= H_k; & \alpha_{k+1} s'_k &= h_k. \end{aligned}$$

Подставляя эти зависимости в формулы (495) и заменяя  $1/n_k = \mu_k$ ,  $1/n_{k+1} = \mu_{k+1}$ , находим уравнения

$$\alpha_k H_k - \beta_k h_k = I \mu_k; \quad \alpha_{k+1} H_k - \beta_{k+1} h_k = I \mu_{k+1},$$

из которых имеем  $h_k (\beta_{k+1} - \beta_k) - H_k (\alpha_{k+1} - \alpha_k) = -I (\mu_{k+1} - \mu_k)$  или

$$(\beta_{k+1} - \beta_k)/(\alpha_{k+1} - \alpha_k) = H_k/h_k - I (\mu_{k+1} - \mu_k)/(h_k (\alpha_{k+1} - \alpha_k)),$$

что в сокращенной записи выглядит следующим образом:

$$\delta \beta_k / \delta \alpha_k = H_k/h_k - I \delta \mu_k / (h_k \delta \alpha_k). \quad (496)$$

Заменим отношение  $\delta \beta_k / \delta \alpha_k$  в формулах (251) полученным отношением (496).

1. Сумма  $S_I$  не зависит от этого отношения и поэтому сохраняет свое выражение, т. е.

$$S_I = \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k.$$

2. Выражение суммы  $S_{II}$  преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} S_{II} &= \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k (\delta \beta_k / \delta \alpha_k) = \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k [H_k/h_k - I \delta \mu_k / (h_k \delta \alpha_k)] = \\ &= \sum_{k=1}^{k=q} H_k P_k - I \sum_{k=1}^{k=q} P_k \delta \mu_k / \delta \alpha_k. \end{aligned}$$

Известно, что  $P_k = (\delta \alpha_k / \delta \mu_k)^2 \delta (\alpha_k \mu_k) = (\delta \alpha_k / \delta \mu_k) W_k$ , где  $W_k = (\delta \alpha_k / \delta \mu_k) \delta (\alpha_k \mu_k)$ , следовательно,

$$S_{II} = \sum_{k=1}^{k=q} H_k P_k - I \sum_{k=1}^{k=q} W_k.$$

3. Получим выражение для суммы  $S_{III}$ :

$$\begin{aligned} S_{III} &= \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k \left( \frac{\delta \beta_k}{\delta \alpha_k} \right)^2 = \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k \left[ \frac{H_k^2}{h_k^2} - 2I \frac{H_k \delta \mu_k}{h_k^2 \delta \alpha_k} + \right. \\ &\quad \left. + I^2 \frac{1}{h_k^2} \left( \frac{\delta \mu_k}{\delta \alpha_k} \right)^2 \right], \end{aligned}$$

или после преобразования

$$S_{III} = \sum_{k=1}^{k=q} (H_k^2/h_k) P_k - 2I \sum_{k=1}^{k=q} (H_k/h_k) W_k + I^2 \sum_{k=1}^{k=q} \delta (\alpha_k \mu_k) / h_k.$$

4. Сумма  $S_{IV}$  не изменится:

$$S_{IV} = \sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k n_k) / (h_k n_k n_{k+1}) = \sum_{k=1}^{k=q} (1/h_k) \Pi_k,$$

где  $\Pi_k = \delta(\alpha_k n_k) / (n_k n_{k+1})$ .

5. Выражение суммы  $S_V$  преобразуем следующим образом:

$$\begin{aligned} S_V &= \sum_{k=1}^{k=q} [h_k P_k (\delta \beta_k / \delta \alpha_k)^2 + I^2 (1/h_k) \Pi_k] (\delta \beta_k / \delta \alpha_k) = \\ &= \sum_{k=1}^{k=q} [(H_k^2/h_k) P_k - 2I(H_k/h_k) W_k + I^2 \delta(\alpha_k \mu_k) / h_k + I^2 (1/h_k) \Pi_k] \times \\ &\quad \times [H_k/h_k - I \delta \mu_k / (h_k \delta \alpha_k)] = \sum_{k=1}^{k=q} \{(H_k^2/h_k^2) P_k - 2I(H_k^2/h_k^2) W_k + \\ &\quad + I^2(H_k/h_k^2) [\delta(\alpha_k \mu_k) + \Pi_k] - I(H_k^2/h_k^2) W_k + 2I^2(H_k/h_k^2) \delta(\alpha_k \mu_k) - \\ &\quad - I^3(1/h_k^2) (\delta \mu_k / \delta \alpha_k) [\delta(\alpha_k \mu_k) + \Pi_k]\}. \end{aligned}$$

Так как

$$(\delta \mu_k / \delta \alpha_k) [\delta(\alpha_k \mu_k) + \Pi_k] = \mu_{k+1}^2 - \mu_k^2 = \delta(\mu_k)^2,$$

окончательно получим:

$$\begin{aligned} S_V &= \sum_{k=1}^{k=q} (H_k^3/h_k^2) P_k - 3I \sum_{k=1}^{k=q} (H_k^2/h_k^2) W_k + \\ &\quad + I^2 \sum_{k=1}^{k=q} (H_k/h_k^2) [3\delta(\alpha_k \mu_k) + \Pi_k] - I^3 \sum_{k=1}^{k=q} (1/h_k^2) \delta(\mu_k)^2. \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k; \\ S_{II} &= \sum_{k=1}^{k=q} H_k P_k - I \sum_{k=1}^{k=q} W_k; \\ S_{III} &= \sum_{k=1}^{k=q} (H_k^2/h_k) P_k - 2I \sum_{k=1}^{k=q} (H_k/h_k) W_k + I^2 \sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k \mu_k) / h_k; \\ S_{IV} &= \sum_{k=1}^{k=q} (1/h_k) \Pi_k; \\ S_V &= \sum_{k=1}^{k=q} (H_k^3/h_k^2) P_k - 3I \sum_{k=1}^{k=q} (H_k^2/h_k^2) W_k + \\ &\quad + I^2 \sum_{k=1}^{k=q} (H_k/h_k^2) [3\delta(\alpha_k \mu_k) + \Pi_k] - I^3 \sum_{k=1}^{k=q} (1/h_k^2) \delta(\mu_k)^2, \end{aligned} \right\} (4.97)$$

где  $I = -n_1 \alpha_1 (s_1 - s_p) \beta_1$ , а при  $s_1 = -\infty$   $I = -n_1 h_1 \beta_1$ .

Удобство полученных формул состоит в том, что, пользуясь ими, при известных значениях сумм можно определить неизвестные углы  $\alpha_k$  первого вспомогательного луча.

### 115. Преобразование сумм Зейделя для оптической системы, состоящей из тонких компонентов

Представление оптической системы как совокупности компонентов, состоящих из бесконечно тонких линз, позволяет вдвое сократить число параметров, от которых зависят aberrации, и, следовательно, облегчить исследования, связанные с выбором конструкции компонента. Этот прием оказывается удобным на начальной стадии синтезирования оптической системы, когда известной может быть лишь общая схема, а конструктивные параметры отдельных линз компонентов неизвестны, что позволяет уже на этой стадии ответить на вопрос, рациональна ли выбранная схема.

В общем случае оптическая система может состоять из ряда тонких компонентов. Рассмотрим, как преобразуются суммы aberrаций III порядка для отдельного тонкого  $i$ -го компонента.

Пусть  $i$ -й компонент состоит из  $z$  отдельных бесконечно тонких линз, расположенных в воздухе и имеющих  $q = 2z$  поверхностей. Толщина линз и расстояния между ними равны нулю:  $d_1 = d_2 = \dots = d_{q-1} = d_i = 0$ , где  $d_i$  — толщина всего  $i$ -го компонента. Поэтому высоты точек пересечения 1-го и 2-го вспомогательных лучей с поверхностями линз компонента будут равны:

$$h_1 = h_2 = \dots = h_q; \\ H_1 = H_2 = \dots = H_q.$$

Обозначим  $h_i = h_t = \text{const}$ ;  $H_i = H_t = \text{const}$  высоты вспомогательных лучей на  $i$ -м компоненте. Воспользуемся выражениями (497), из-под знака сумм которых можно вывести постоянные величины  $h_i$  и  $H_i$ .

1. Первая сумма

$$S_{IIi} = \sum_{k=1}^{k=q} h_k P_k = h_i \sum_{k=1}^{k=q} P_k.$$

Обозначив  $\sum_{k=1}^{k=q} P_k = P_t$ , получим  $S_{IIi} = h_i P_t$ .

2. Вторая сумма

$$S_{IIIi} = \sum_{k=1}^{k=q} H_k P_k - I \sum_{k=1}^{k=q} W_k = H_i P_t - I \sum_{k=1}^{k=q} W_k.$$

Обозначив  $\sum_{k=1}^{k=q} W_k = W_t$ , получим  $S_{IIIi} = H_i P_t - IW_t$ .

### 3. Третья сумма

$$S_{III\ i} = \sum_{k=1}^{k=q} (H_k^2/h_k) P_k - 2I \sum_{k=1}^{k=q} (H_k/h_k) W_k + I^2 \sum_{k=1}^{k=q} (1/h_k) \delta(\alpha_k \mu_k) = \\ = (H_i^2/h_i) P_i - 2I (H_i/h_i) W_i + I^2 (1/h_i) \sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k \mu_k).$$

Преобразуем последнее слагаемое следующим образом:

$$\sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k \mu_k) = \alpha_2 \mu_2 - \alpha_1 \mu_1 + \alpha_3 \mu_3 - \alpha_2 \mu_2 + \cdots + \alpha_{q+1} \mu_{q+1} - \alpha_q \mu_q = \\ = \alpha_{q+1} \mu_{q+1} - \alpha_1 \mu_1.$$

Известно, что  $\mu_{q+1} = \mu_1 = 1$  (линзы расположены в воздухе),  $\alpha_{q+1} = \alpha'_i$ ,  $\alpha_1 = \alpha_i$ , а также что  $\alpha'_i = \alpha_i + h_i \Phi_i$ .

Следовательно,  $\sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k \mu_k) = \alpha'_i - \alpha_i = h_i \Phi_i$ . Тогда окончательно имеем:

$$S_{III\ i} = (H_i^2/h_i) P_i - 2I (H_i/h_i) W_i + I^2 \Phi_i,$$

где  $\Phi_i = \sum_{t=1}^{t=z} \Phi_t$  — оптическая сила всего  $i$ -го компонента.

4. Преобразуем четвертую сумму:

$$S_{IV\ i} = \sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k n_k)/(h_k n_k n_{k+1}) = (1/h_i) \sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k n_k)/(n_k n_{k+1});$$

$$\sum_{k=1}^{k=q} \delta(\alpha_k n_k)/(n_k n_{k+1}) = (\alpha_2 n_2 - \alpha_1 n_1)/(n_1 n_2) + (\alpha_3 n_3 - \alpha_2 n_2)/(n_2 n_3) + \\ + \cdots + (\alpha_q n_q - \alpha_{q-1} n_{q-1})/(n_{q-1} n_q) + (\alpha_{q+1} n_{q+1} - \alpha_q n_q)/(n_q n_{q+1}).$$

Учитывая, что  $n_1 = n_2 = \dots = n_{2t-1} = 1$ , имеем

$$\alpha_2 - \alpha_1 = h_1 \Phi_1; \quad \alpha_3 - \alpha_2 = h_2 \Phi_2; \quad \dots; \quad \alpha_{q+1} - \alpha_{q-1} = h_z \Phi_z \quad и,$$

заменяя нумерацию показателей преломления по номерам линз, получаем

$$S_{IV\ i} = \sum_{t=1}^{t=z} \Phi_t / n_t.$$

Оптическая сила компонента равна

$$\Phi_i = \Phi_1 + \Phi_2 + \cdots + \Phi_z = \sum_{t=1}^{t=z} \Phi_t$$

Приведенная оптическая сила  $\Phi_t = \Phi_t/\Phi_i$ , следовательно,

$$S_{IV\ t} = \sum_{t=1}^{t=q} \Phi_t \varphi_t / n_t = \Phi_i \sum_{t=1}^{t=q} \varphi_t / n_t;$$

обозначая  $\sum_{t=1}^{t=q} \varphi_t / n_t = \pi_i$ , получим  $S_{IV\ t} = \Phi_i \pi_i$ .

5. Первое и второе слагаемые суммы  $S_{Vi}$  можно получить по аналогии с выполненными преобразованиями для  $S_{III\ t}$  и  $S_{IV\ t}$ . Третье слагаемое будет иметь вид:

$$\begin{aligned} I^2 (H_i/h_i) \sum_{k=1}^{k=q} [3\delta(\alpha_k \mu_k)/h_i + \Pi_k/h_i] &= \\ = I^2 (H_i/h_i) \left[ \sum_{k=1}^{k=q} 3\delta(\alpha_k \mu_k)/h_i + \sum_{k=1}^{k=q} \Pi_k/h_i \right] &= \\ = I^2 (H_i/h_i) (3\Phi_i + \Phi_i \pi_i) &= I^2 (H_i/h_i) (3 + \pi_i) \Phi_i. \end{aligned}$$

Последнее слагаемое  $S_{Vi}$  равно нулю:

$$I^3 (1/h_i^2) \sum_{k=1}^{k=q} \delta(\mu_k)^2 = 0, \text{ так как } \mu_{q+1} = \mu_1.$$

Окончательно получим:

$$S_{Vi} = (H_i^2/h_i^2) P_i - 3I(H_i^2/h_i^2) W_i + I^2(H_i/h_i)(3 + \pi_i) \Phi_i.$$

Таким образом, имеем следующий ряд формул:

$$\left. \begin{aligned} S_{II} &= h_i P_i; \\ S_{II\ t} &= H_i P_i - I W_i; \\ S_{III\ t} &= (H_i^2/h_i) P_i - 2I(H_i/h_i) W_i + I^2 \Phi_i; \\ S_{IV\ t} &= \Phi_i \pi_i; \\ S_{Vi} &= (H_i^2/h_i^2) P_i - 3I(H_i^2/h_i^2) W_i + I^2(H_i/h_i)(3 + \pi_i) \Phi_i. \end{aligned} \right\} \quad (498)$$

Анализируя формулы (498), можно сделать следующие выводы о коррекционных возможностях тонкой оптической системы.

1. Сферическая aberrация и кривизна поля изображения не зависят от положения входного зрачка, так как в выражения сумм  $S_{Vi}$  и  $S_{IV\ t}$  не входит величина  $H_i = \beta_1 s_P$ .

2. Кривизна поверхности изображения, определяемая суммой  $S_{IV\ t}$ , не зависит от формы линз, так как данную оптическую силу  $\Phi_i$  может иметь линза любой формы.

Параметр  $\pi_i$  для тонкого компонента изменяется в небольших пределах и не может оказать существенного влияния на значение четвертой суммы. В самом деле

$$\pi_i = \sum_{t=1}^{t=q} \varphi_t / n_t = \varphi_1 / n_1 + \varphi_2 / n_2 + \dots + \varphi_r / n_r.$$

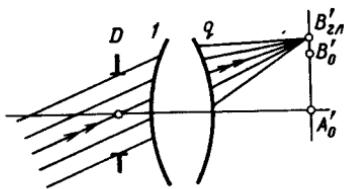


Рис. 264. Независимость дисторсии от положения входного зрачка

практически постоянной:  $S_{IVt} \approx (0,6 \dots 0,7) \Phi_t$ . Все остальные монохроматические aberrации, кроме кривизны, можно корректировать, изменяя форму линз.

3. Полевые aberrации кома, астигматизм и дисторсия, которые соответственно определяются суммами  $S_{III}$ ,  $S_{III}$ ,  $S_{VI}$ , зависят от положения входного зрачка, так как в их выражения входит  $H_t = \beta_t s_p$ , где  $\beta_t$  — угол второго вспомогательного луча,  $s_p$  — удаление входного зрачка.

4. Изменяя положение входного зрачка ( $s_p$ ), нельзя повлиять на исправление ( $t+1$ -й) aberrации, если первые  $t$  aberrаций исправлены. Остановимся на этом выводе подробнее.

Если исправлена сферическая aberrация ( $t$ -я), т. е.  $S_{II} = 0$ , что возможно лишь при  $P_t = 0$ , то ( $t+1$ )-я aberrация, в данном случае кома, не может быть исправлена за счет изменения положения входного зрачка, так как  $S_{III} = -IW_t$ . Если  $W_t \neq 0$ , то при любом значении  $H_t = s_p$  сумма  $S_{III} = -IW_t = \text{const} \neq 0$ .

В апланатической тонкой системе астигматизм не устраним. При апланатической степени коррекции, как известно,  $S_{II} = 0$  и  $S_{III} = 0$ , что возможно лишь при  $P_t = 0$  и  $W_t = 0$ , тогда  $S_{III} = I^2\Phi_t \neq 0$ , так как  $I \neq 0$  и  $\Phi_t \neq 0$ .

Если исправлены первые четыре монохроматические aberrации (сферическая, кома, астигматизм и кривизна), то изменением положения входного зрачка нельзя влиять на пятую aberrацию — дисторсию. Поясним это. В рассматриваемом случае все лучи наклонного пучка имеют общую точку пересечения в плоскости параксиального изображения (рис. 264), и если дисторсия в системе имеется ( $B'_{2n}B'_0$ ), то безразлично, какой из лучей будет главным.

5. Апланатическая система с входным зрачком, совпадающим с первой поверхностью ( $H_t = 0$ ), свободна от дисторсии.

6. Астигматизм в тонкой системе может быть исправлен лишь тогда, когда входной зрачок системы не совпадает с первой поверхностью и при этом либо  $P_t$ , либо  $W_t$ , либо  $P_t$  и  $W_t$  не равны нулю.

Например: 1)  $H_t \neq 0$ ,  $P_t \neq 0$ ,  $W_t = 0$ , тогда  $S_{III} = (H_t^2/h_t) P_t + I^2\Phi_t = 0$ , так как всегда можно выбрать положение

Показатели преломления наиболее употребительных оптических стекол изменяются в диапазоне 1,5 ... 1,7, среднее значение составляет около 1,6. Если показатели преломления стекол мало отличаются от  $n = 1,6$ , то  $\pi_t = (\Phi_1 + \Phi_2 + \dots + \Phi_t)/n \approx 1/n$ , и можно считать, что  $S_{IVt} = \Phi_t/n$ , а так как  $\pi_{t \text{ср}} \approx 0,6 \dots 0,7$ , то четвертая сумма тонкого компонента остается практической постоянной:  $S_{IVt} \approx (0,6 \dots 0,7) \Phi_t$ . Все остальные монохроматические aberrации, кроме кривизны, можно корректировать, изменяя форму линз.

3. Полевые aberrации кома, астигматизм и дисторсия, которые соответственно определяются суммами  $S_{III}$ ,  $S_{III}$ ,  $S_{VI}$ , зависят от положения входного зрачка, так как в их выражения входит  $H_t = \beta_t s_p$ , где  $\beta_t$  — угол второго вспомогательного луча,  $s_p$  — удаление входного зрачка.

4. Изменяя положение входного зрачка ( $s_p$ ), нельзя повлиять на исправление ( $t+1$ -й) aberrации, если первые  $t$  aberrаций исправлены. Остановимся на этом выводе подробнее.

Если исправлена сферическая aberrация ( $t$ -я), т. е.  $S_{II} = 0$ , что возможно лишь при  $P_t = 0$ , то ( $t+1$ )-я aberrация, в данном случае кома, не может быть исправлена за счет изменения положения входного зрачка, так как  $S_{III} = -IW_t$ . Если  $W_t \neq 0$ , то при любом значении  $H_t = s_p$  сумма  $S_{III} = -IW_t = \text{const} \neq 0$ .

В апланатической тонкой системе астигматизм не устраним. При апланатической степени коррекции, как известно,  $S_{II} = 0$  и  $S_{III} = 0$ , что возможно лишь при  $P_t = 0$  и  $W_t = 0$ , тогда  $S_{III} = I^2\Phi_t \neq 0$ , так как  $I \neq 0$  и  $\Phi_t \neq 0$ .

Если исправлены первые четыре монохроматические aberrации (сферическая, кома, астигматизм и кривизна), то изменением положения входного зрачка нельзя влиять на пятую aberrацию — дисторсию. Поясним это. В рассматриваемом случае все лучи наклонного пучка имеют общую точку пересечения в плоскости параксиального изображения (рис. 264), и если дисторсия в системе имеется ( $B'_{2n}B'_0$ ), то безразлично, какой из лучей будет главным.

5. Апланатическая система с входным зрачком, совпадающим с первой поверхностью ( $H_t = 0$ ), свободна от дисторсии.

6. Астигматизм в тонкой системе может быть исправлен лишь тогда, когда входной зрачок системы не совпадает с первой поверхностью и при этом либо  $P_t$ , либо  $W_t$ , либо  $P_t$  и  $W_t$  не равны нулю.

Например: 1)  $H_t \neq 0$ ,  $P_t \neq 0$ ,  $W_t = 0$ , тогда  $S_{III} = (H_t^2/h_t) P_t + I^2\Phi_t = 0$ , так как всегда можно выбрать положение

жение входного зрачка, удовлетворяющее этому уравнению, т. е.

$$H_i^2 = (-I^2 \Phi_i h_i) / P_i;$$

2)  $H_i \neq 0, P_i = 0, W_i \neq 0$ , т. е. при  $S_{III\ i} = -2I (H_i/h_i) W_i + I^2 \Phi_i = 0$

$$H_i = (I \Phi_i h_i) / (2W_i);$$

3)  $H_i \neq 0, P_i \neq 0, W_i \neq 0$ .

Из условия, что  $S_{III\ i} = (H_i^2/h_i) P_i - 2I (H_i/h_i) W_i + I^2 \Phi_i = 0$ , получим уравнение  $H_i^2 P_i - 2IH_i W_i + I^2 \Phi_i h_i = 0$ , решая которое, можно определить требуемое положение входного зрачка через высоту  $H_i$ .

Таким образом, монохроматические aberrации III порядка тонкого компонента зависят от трех параметров  $P_i, W_i, \pi_i$ , причем последний параметр практически постоянен, следовательно, в тонкой системе формально можно исправить лишь две aberrации. Правда, при благоприятных условиях, как уже было показано, aberrационным параметром может оказаться положение входного зрачка  $H_i = \beta_i s_p$ .

Следовательно, оптическая система, в которой требуется исправить все монохроматические aberrации, должна состоять из нескольких компонентов, разделенных значительными воздушными промежутками. Причем, каждый из компонентов может оказаться и простым (одна линза, зеркало), и сложным, что зависит от основных оптических характеристик и требований к качеству изображения.

## 116. Основные параметры тонких компонентов

Суммы монохроматических aberrаций оптических систем, состоящих из тонких компонентов, зависят от трех параметров  $P_i, W_i, \pi_i$ , которые, в свою очередь, зависят от конструктивных элементов компонента и положения предмета. Последнее приводит к тому, что один и тот же тонкий компонент в различных вариантах расчета в зависимости от расстояния, определяющего положение предмета, будет иметь различные параметры  $P_i, W_i$ , а это создает определенные неудобства при сравнении коррекционных возможностей различных компонентов при их выборе для той или другой оптической схемы. Параметр  $\pi_i$  при постоянных оптической силе компонента  $\Phi_i$  и показателе преломления  $n_i$  не изменяется.

Для упрощения методики расчета оптических систем целесообразно установить связь между значениями параметров  $P_i, W_i$  в зависимости от положения предмета, причем одно из положений считают основным. Из множества различных возможных положений предмета вполне определенным можно представить расположение предмета в бесконечности или на двойном фокусном расстоянии, при котором линейное увеличение компонента всегда

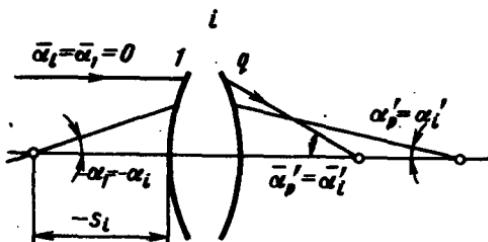


Рис. 265. Схема для вывода зависимостей  $P$  и  $W$  от основных параметров  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  для оптической системы

равно  $-1$ . Большинство оптических систем (объективы астрономических и геодезических приборов, объективы коллиматоров, биноклей, дальномеров, перископов, фото- и кинообъективы, линзы обворачивающих систем и окуляры в обратном ходе) рассчитывают при положении предмета в бесконечности, поэтому это положение принято за основное.

Параметры  $P_i$ ,  $W_i$  тонкого компонента при расположении предмета в бесконечности называют основными параметрами. Обозначим основные параметры  $\bar{P}_i$ ,  $\bar{W}_i$ ,  $\bar{\pi}_i$  и определим через них параметры  $P_i$ ,  $W_i$  для любого другого положения предмета.

На рис. 265 показан тонкий  $i$ -й компонент, состоящий из  $q$  поверхностей, образующих  $g$  линз, расположенных в воздухе, т. е.  $n_1 = n_3 = \dots = n_{2i-1} = \dots = n_{q+1} = 1$ ;  $\mu_1 = \mu_3 = \dots = \mu_{2i-1} = \dots = \mu_{q+1} = 1$ . Луч, идущий из бесконечности, имеет координаты  $\bar{\alpha}_i = \bar{\alpha}_1 = 0$ ,  $\bar{h}_i$ ,  $\bar{\alpha}_i' = \bar{\alpha}_q$  (обычно принимают  $\bar{\alpha}_q' = 1$ ) и определяет значения основных параметров  $\bar{P}_i$ ,  $\bar{W}_i$ . Параметры  $P_i$ ,  $W_i$  находят по ходу луча с координатами  $\alpha_i = \alpha_1$ ,  $h_i$ ,  $\alpha_i' = \alpha_q'$ , которые рассчитывают при расположении предмета на конечном расстоянии  $s_i$ .

Выражения для основных параметров тонкого  $i$ -го компонента имеют следующий вид ( $s_i = -\infty$ ):

$$\begin{aligned}\bar{P}_i &= \sum_1^q \bar{P}_k = \sum_1^q (\delta \bar{\alpha}_k / \delta \mu_k)^2 \delta(\bar{\alpha}_k \mu_k); \\ \bar{W}_i &= \sum_1^q \bar{W}_k = \sum_1^q (\delta \bar{\alpha}_k / \delta \mu_k) \delta(\bar{\alpha}_k \mu_k); \\ \bar{\pi}_i &= \sum_1^q \varphi_k / n_k.\end{aligned}\quad (499)$$

При расположении предмета на конечном расстоянии ( $s_i \neq -\infty$ ) выражения для параметров  $P_i$ ,  $W_i$ ,  $\pi_i$  имеют вид:

$$\begin{aligned}P_i &= \sum_1^q P_k = \sum_1^q (\delta \alpha_k / \delta \mu_k)^2 \delta(\alpha_k \mu_k); \\ W_i &= \sum_1^q W_k = \sum_1^q (\delta \alpha_k / \delta \mu_k) \delta(\alpha_k \mu_k); \\ \pi_i &= \bar{\pi}_i.\end{aligned}\quad (500)$$

Чтобы установить связь между параметрами  $P_t$ ,  $W_t$  и  $\bar{P}_t$ ,  $\bar{W}_t$ , необходимо связать между собой величины  $\delta\alpha_k/\delta\mu_k$  и  $\delta\bar{\alpha}_k/\delta\mu_k$ ;  $\delta(\alpha_k\mu_k)$  и  $\delta(\bar{\alpha}_k\mu_k)$ .

При различных положениях предмета остаются постоянными радиусы кривизны поверхностей линз тонкого компонента и их оптические силы, поэтому для произвольной  $i$ -й поверхности из формулы (79) имеем:

$$r_k = \frac{n_{k+1} - n_k}{\alpha_{k+1}n_{k+1} - \alpha_k n_k} h_i = \frac{n_{k+1} - n_k}{\bar{\alpha}_{k+1}n_{k+1} - \bar{\alpha}_k n_k} \bar{h}_i.$$

Отсюда следует, что

$$\alpha_{k+1}n_{k+1} - \frac{h_i}{\bar{h}_i} \bar{\alpha}_{k+1}n_{k+1} = \alpha_k n_k - \frac{h_i}{\bar{h}_i} \bar{\alpha}_k n_k = \dots = \alpha_1 n_1 = \alpha_1, \quad (501)$$

так как  $\bar{\alpha}_1 = 0$ ,  $n_1 = 1$ .

Обозначим отношение  $h_i/\bar{h}_i = p = h_i\Phi_i/(\bar{h}_i\Phi_i)$ . Известно, что  $h_i\Phi_i = \alpha'_i - \alpha_i = \alpha'_q - \alpha_1$ , а  $\bar{h}_i\Phi_i = \bar{\alpha}'_i - \bar{\alpha}_i = \bar{\alpha}'_q - \bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}'_q = 1$ , поэтому  $p = \alpha'_q - \alpha_1$ . Подставив  $p$  в формулу (501), получим:

$$\alpha_{k+1} = p\bar{\alpha}_{k+1} + \alpha_1\mu_{k+1}; \quad (502)$$

$$\alpha_k = p\bar{\alpha}_k + \alpha_1\mu_k. \quad (503)$$

Вычитая из первого уравнения второе, находим:

$$\delta\alpha_k = p\delta\bar{\alpha}_k + \alpha_1\delta\mu_k \quad \text{и} \quad \delta\alpha_k/\delta\mu_k = p\delta\bar{\alpha}_k/\delta\mu_k + \alpha_1. \quad (504)$$

Умножим уравнение (502) на  $\mu_{k+1}$ , а уравнение (503) на  $\mu_k$  и, приравняв разности левых и правых частей полученных уравнений, найдем, что

$$\delta(\alpha_k\mu_k) = p\delta(\bar{\alpha}_k\mu_k) + \alpha_1\delta(\mu_k)^2. \quad (505)$$

Подставив в формулу (500) полученные соотношения (504) и (505) и учитывая формулы (499), после несложных преобразований получим:

$$\begin{aligned} P_t &= (\alpha'_i - \alpha_i)^3 \bar{P}_t + 4\alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i)^2 \bar{W}_t + \\ &\quad + \alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i)[2\alpha_i(2 + \pi_i) - \alpha'_i]; \\ W_t &= (\alpha'_i - \alpha_i)^2 \bar{W}_t + \alpha_i(\alpha'_i - \alpha_i)(2 + \pi_i). \end{aligned} \quad (506)$$

Таким образом, зная значения основных параметров  $\bar{P}_t$ ,  $\bar{W}_t$  и  $\pi_i$ , можно определить параметры  $P_t$ ,  $W_t$  для любого положения предмета, т. е. при любом линейном увеличении  $\beta$ , причем  $\alpha_1 = \alpha_i = \alpha'_i\beta = \alpha'_q\beta$ .

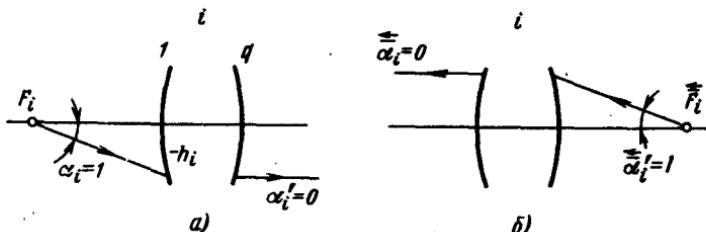


Рис. 266. Схема для вывода формул для нахождения основных параметров  $\bar{P}_i$  и  $\bar{W}_i$  в обратном ходе лучей

При известных параметрах  $P_i$ ,  $W_i$ ,  $\pi_i$ , полученных, например, в ходе расчета, можно, пользуясь формулами (506), вычислить основные параметры компонента:

$$\left. \begin{aligned} \bar{W}_i &= \frac{W_i - \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) (2 + \pi_i)}{(\alpha'_i - \alpha_i)^2}; \\ P_i &= \frac{P_i - 4\alpha_i W_i + \alpha_i (\alpha'_i - \alpha_i) [2\alpha_i (2 + \pi_i) + \alpha'_i]}{(\alpha'_i - \alpha_i)^3}. \end{aligned} \right\} \quad (507)$$

Формулы (507) в практику расчета ввел известный советский оптик проф. Г. Г. Слюсарев.

При расчетах оптических систем может возникнуть необходимость в вычислении основных параметров тонкого компонента для обратного хода лучей. Чтобы установить связь между основными параметрами в прямом ( $\bar{P}_i$ ,  $\bar{W}_i$ ) и в обратном ( $\hat{\bar{P}}_i$ ,  $\hat{\bar{W}}_i$ ) ходе лучей, предположим, что луч, входящий в  $i$ -й тонкий компонент, проходит через передний фокус (рис. 266, а) под углом  $\alpha_i = 1$ , тогда  $\alpha'_i = 0$  и в соответствии с формулами (506) имеем:

$$P_i = -\bar{P}_i + 4\bar{W}_i - 4 - 2\pi_i; \quad W_i = \bar{W}_i - 2 - \pi_i.$$

Если теперь указанный компонент (рис. 266, б) перевернуть так, чтобы углы  $\hat{\alpha}_i = 0$ ,  $\hat{\alpha}'_i = 1$ , то знак параметров  $P_i$ ,  $W_i$  изменится на обратный и они станут соответственно основными параметрами  $\hat{\bar{P}}_i = -P_i$ ,  $\hat{\bar{W}}_i = -W_i$  или

$$\begin{aligned} \hat{\bar{P}}_i &= \bar{P}_i - 4\bar{W}_i + 4 + 2\pi_i; \\ \hat{\bar{W}}_i &= -\bar{W}_i + 2 + \pi_i. \end{aligned} \quad (508)$$

Например, при бесконечно удаленном предмете плосковыпуклая линза, изготовленная из стекла с показателем преломления  $n = 1,5$  имеет основные параметры  $\bar{P}_1 = 9$ ,  $\bar{W}_1 = 3$  ( $H_1 = 0$ , т. е. входной зрачок совпадает с линзой), такая же линза, но обра-

щениая к предмету выпуклой стороной, соответственно имеет  $\bar{P}_2 = 2,33$ ,  $\bar{W}_2 = -0,33$ . Эти последние значения могут быть получены по формулам (508) для плосковыпуклой линзы, обращенной к предмету плоской поверхностью, т. е.  $\bar{\bar{P}}_1 = \bar{P}_2$ ,  $\bar{\bar{W}}_1 = -\bar{W}_2$ .

Симметрическая линза ( $r_1 = -r_2$ ) для этого же случая имеет  $\bar{P} = 3,33$ ,  $\bar{W} = 1,33$ , и так как она симметричная, то  $\bar{\bar{P}} = \bar{P}$  и  $\bar{\bar{W}} = \bar{W}$ , что и дают формулы (508).

Из формул (508) следует, что тонкий компонент не изменяет своих aberrаций при переворачивании ( $\bar{P}_t = \bar{\bar{P}}_t$ ,  $\bar{W}_t = \bar{\bar{W}}_t$ ), если выполняется условие  $\bar{W}_t = 1 + \pi_t/2$ , при этом  $\bar{P}_t$  может быть любым.

Следовательно, в симметрических тонких компонентах с входным зрачком на первой поверхности ( $H_1 = 0$ ) кома всегда значительна.

### 117. Аберрации оптических систем с несферическими поверхностями

Несферические оптические поверхности несравненно разнообразнее сферических по своим видам и свойствам, поэтому применение несферических поверхностей в оптических системах позволяет эффективнее решать задачу дальнейшего улучшения качества изображения, повышения оптических характеристик и совершенствования конструкции оптических приборов, уменьшения их размеров и массы, достижения компактности.

Известно, например, что параболическое зеркало образует близкое к идеальному изображение бесконечно удаленной осевой точки; эллипсоидное зеркало изображает без ошибок осевую точку, расположенную на конечном расстоянии, и т. п. С помощью одиночной линзы со сферическими поверхностями не удается получить идеальное действительное изображение осевой точки, но если лишь одну из поверхностей этой линзы сделать несферической, то изображение осевой точки будет идеальным.

В п. 11 и 12 приведены формулы расчета хода лучей через несферические поверхности, заданные различными видами уравнений, например:

$$by^2 + cx^2 + a_1z + a_2z^2 + a_3z^3 + \dots = 0;$$

$$z = B_1(y^2 + x^2) + B_2(y^2 + x^2)^2 + B_3(y^2 + x^2)^3 + \dots,$$

где  $a_1 = -2r_0$ ;  $r_0$  — радиус кривизны поверхности у вершины;  $B_1 = 1/(2r_0)$ .

С широким внедрением в практику оптических исследований быстродействующих ЭВМ расчет хода лучей практически через любые несферические поверхности перестал быть проблемой.

Наибольшее распространение получили несферические поверхности второго порядка. Формулы aberrаций III порядка для оптических систем с несферическими поверхностями второго порядка имеют такой же вид, как и формулы (250), приведенные в п. 48, но выражения для сумм представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned} S_{Ia} &= S_I + \Delta S_{Ia}; \\ S_{IIa} &= S_{II} + \Delta S_{IIa}; \\ S_{IIIa} &= S_{III} + \Delta S_{IIIa}; \\ S_{IVa} &= S_{IV}; \\ S_{Va} &= S_V + \Delta S_{Va}, \end{aligned}$$

где  $S_I - S_V$  — суммы aberrаций III порядка оптической системы со сферическими поверхностями;  $\Delta S_{Ia}$  — поправки к соответствующим суммам, вызванные введением несферических поверхностей:

$$\begin{aligned} \Delta S_{Ia} &= \sum_1^q h_k b_k [\delta(\alpha_k n_k)]^3 / (\delta n_k)^2; \\ \Delta S_{IIa} &= \sum_1^q h_k b_k [\delta(\alpha_k n_k)]^2 \delta(\beta_k n_k) / (\delta n_k)^2; \\ \Delta S_{IIIa} &= \sum_1^q h_k b_k \delta(\alpha_k n_k) [\delta(\beta_k n_k)]^2 / (\delta n_k)^2; \\ \Delta S_{IVa} &= 0; \end{aligned} \quad (509)$$

так как кривизна асферическими поверхностями не исправляется,

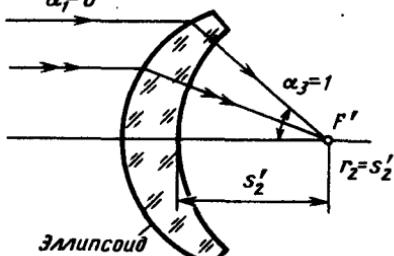
$$\Delta S_{Va} = \sum_1^q h_k b_k [\delta(\beta_k n_k)]^3 / (\delta n_k)^2, \quad (510)$$

где  $b_k$  — коэффициент деформации, равный квадрату эксцентрикитета несферической поверхности второго порядка с обратным знаком:  $b_k = -c_k^2$ .

Применение несферических поверхностей в области aberrаций III порядка дает на каждый компонент одну степень свободы, поэтому при исправлении  $t$  aberrаций в общем случае следует вводить  $t$  несферических поверхностей.

Например, как указывалось выше, для исправления сферической aberrации в одиночной линзе достаточно ввести одну несферическую поверхность, причем, если  $n < n'$ , эта поверхность должна быть эллипсоидной, а если  $n > n'$  — гипербо-

Рис. 267. Анаберрационная линза с первой эллипсоидальной поверхностью



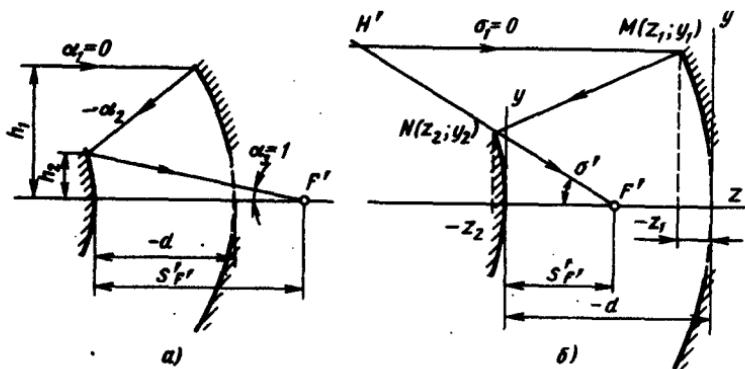


Рис. 268. Двухзеркальные системы:

*a* — к выводу формул эксцентрикитетов; *б* — к решению в параметрическом виде

лоидной. Пусть требуется определить эксцентрикитет этой поверхности ( $s_1 = -\infty$ ,  $n_1 = 1$ ;  $n_2 = n' = 1,5$ ,  $n_3 = 1$ ). Как известно, вторая поверхность в этом случае должна быть сферической с центром кривизны в заднем фокусе линзы (рис. 267). В первом приближении можно считать линзу тонкой. Для обычных условий нормировки имеем  $h_1 = 1$ ,  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_2 = \alpha_3 = 1$ . Из теории аберраций известно, что для тонкой линзы из стекла с показателем преломления  $n_3 = n' = 1,5$  первая сумма может быть вычислена по формуле  $S_I = 21\alpha_2^2 - 24\alpha_3 + 9$ , т. е.  $S_I = 6$ . Сферическая аберрация исправлена, если  $S_{Ia} = 0$ , тогда в соответствии с формулой (509)  $\Delta S_{Ia} = -S_I$ , или

$$\Delta S_{Ia} = h_1 b_1 (\alpha_2 n_2 - \alpha_1 n_1)^2 / (n_2 - n_1)^2,$$

откуда  $b_1 = -0,444$ , т. е.  $e_1 = \sqrt{0,444}$ .

Рассмотрим порядок определения эксцентрикитетов обоих зеркал в двухзеркальной системе, когда в области аберраций III порядка требуется, например, исправить две аберрации — сферическую и кому. Такая степень исправления, как известно, называется апланатической ( $S_{Ia} = 0$ ,  $S_{IIa} = 0$ ). Выберем в качестве основных параметров (рис. 268, *a*) угол  $\alpha_2$  первого вспомогательного луча между зеркалами ( $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_3 = 1$ ,  $h_1 = 1$ ,  $f' = 1$ ) и высоту  $h_2$  этого луча на втором зеркале.

Выражения сумм аберраций третьего порядка в двухзеркальной системе с несферическими поверхностями второго порядка могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} S_{Ia} &= S_I + 0,25 [\alpha_2^3 e_1^2 - h_2 (1 + \alpha_2)^3 e_2^2]; \\ S_{IIa} &= S_{II} - (0,25/\alpha_2) [(1 - h_2) (1 + \alpha_2)^3 e_2^2]; \\ S_{IIIa} &= S_{III} - [0,25/(\alpha_2^2 h_2)] [(1 - h_2)^2 (1 + \alpha_2)^3 e_2^2]; \\ S_{IVa} &= S_{IV}; \\ S_{Va} &= S_V - [0,25/(\alpha_2^3 h_2^2)] [(1 - h_2)^3 (1 + \alpha_2)^3 e_2^2], \end{aligned} \quad (511)$$

где  $S_1 - S_V$  — суммы аберраций III порядка двухзеркальной системы из сферических зеркал.

Формулы (511) написаны для случая, когда входной зрачок совпадает с первой поверхностью ( $H_1 = 0$ ), при этом, как известно, указанная поверхность может повлиять лишь на сферическую аберрацию, поэтому эксцентриситет  $e_1^2$  входит лишь в выражение первой суммы  $S_{Ia}$ .

Исходя из условия достижения апланатической степени коррекции ( $S_{Ia} = 0$  и  $S_{IIa} = 0$ ) и решая первые два уравнения, из формул (511) найдем:

$$\begin{aligned} e_2^2 &= [2\alpha_2 + (1 - h_2)(1 + \alpha_2)(1 - \alpha_2)^2]/[(1 - h_2)(1 + \alpha_2)^3]; \\ e_1^2 &= 1 + 2h_2/[(1 - h_2)\alpha_2^2]. \end{aligned} \quad (512)$$

В общем случае могут быть исправлены другие две аберрации.

По полученным значениям эксцентриситетов можно определить максимальное отступление  $t_m$  несферической поверхности от сферы:  $t_{mi} = h_1^4 e_i^2 / (32r_i^3)$  — и выбрать способ ее изготовления.

По формулам (512) можно рассчитать двухзеркальную апланатическую систему лишь в области аберраций III порядка с относительным отверстием менее 1 : 2. В светосильных двухзеркальных системах с относительными отверстиями порядка 1 : 1 апланатическая степень коррекции достигается при использовании несферических поверхностей высших порядков.

Задача по расчету двухзеркальной апланатической системы была впервые решена К. Шварцшильдом, а затем независимо друг от друга Д. Д. Максутовым и Г. Кретьеном. До настоящего времени эта задача сохраняет свою актуальность. Ниже представлено одно из решений в параметрическом виде (см. рис. 268, б). Для луча, проходящего через точки  $M(z_1, y_1)$  и  $N(z_2, y_2)$  соответственно большого и малого зеркал, условие безаберрационного изображения представляется в виде:

$$\sqrt{(z_1 - z_2 - d)^2 + (y_1 - y_2)^2} + \sqrt{(s'_{F'} - z_2)^2 + y_2^2} - s'_{F'} + z_1 + d = 0. \quad (513)$$

Введя параметр  $t = \operatorname{tg}(\sigma'/2)$ , получим:

$$y_2/(s'_{F'} - z_2) = \operatorname{tg} \sigma' = 2t/(1 - t^2). \quad (514)$$

При фокусном расстоянии  $f' = 1$  условие синусов запишем

$$y_1 = \sin \sigma' = 2t/(1 + t^2). \quad (515)$$

Из совместного решения уравнений (513)–(515) получим координаты поверхностей двухзеркальной апланатической системы в зависимости от параметра  $t$  и двух постоянных величин  $d$  и  $s'_{F'}$ :

$$\begin{aligned} z_1 &= s'_{F'} - C; \\ y_1 &= 12t/(1 + t^2); \end{aligned} \quad (516)$$

$$z_2 = s'_{p'} + d(1 - t^2)/B;$$

$$y_2 = -2dt/B,$$

где  $t = I^* - \sqrt{I^2 - y_1^2}$ ;  $C = (s'_{p'} A^{2d+1} - t^2 I/d)/(1 + t^2)^2$ ;  $A = [1 + (d + I)t^2/d]^{1/(I+d)}$ ;  $B = t^2 - dA/s'_{p'}$ .

Решение по формулам (516) реализовано на программируемом микрокалькуляторе (см. прил. 2). В результате расчета нескольких лучей получают координаты точек поверхностей зеркал.

Аппроксимация точек поверхностей зеркал выполняется одним из известных методов.

**Пример.** Для светосильной ( $1 : 1$ ) двухзеркальной системы с фокусным расстоянием  $f' = 100,04$  мм,  $d = -40$  мм,  $s'_{p'} = 30,022$  мм получены следующие уравненияиий поверхности зеркал:

$$y_1^2 + x_1^2 + 228,6z_1 - 0,2795z_1^3 + 0,004048z_1^5 - 0,000111z_1^7 = 0;$$

$$y_2^2 + x_2^2 + 160z_2 - 24,2676z_2^3 + 2,283017z_2^5 - 0,369313z_2^7 = 0.$$

Результаты расчета aberrаций сведены в табл. 16.

Таким образом, точка изображается на дифракционном уровне при хорошем выполнении условия синусов.

На практике иногда приходится пересчитывать оптические системы по подобию с учетом коэффициента подобия  $K$ , равного отношению требуемого фокусного расстояния  $f'$  к фокусному расстоянию  $f'_{\text{исх}}$  исходной оптической системы с несферическими поверхностями ( $K = f'/f'_{\text{исх}}$ ). С учетом коэффициента подобия уравнения кривых меридионального сечения несферических поверхностей принимают вид:

$$y_1^2 + K a_1 z_1 + a_2 z_1^2 + (a_3/K) z_1^3 + (a_4/K^2) z_1^4 + \dots = 0;$$

$$z_2 = (B_1/K) y_2^2 + (B_2/K^3) y_2^4 + (B_3/K^5) y_2^6 + (B_4/K^7) y_2^8 + \dots$$

**Пример.** Зеркало с  $f'_{\text{исх}} = 100$  мм имеет несферическую поверхность, описываемую уравнением

$$y^2 + x^2 + 400z + 0,2z^2 - 0,035z^3 + 0,0072z^4 = 0.$$

Требуется получить несферическое зеркало с фокусным расстоянием  $f' = 150$  мм. Коэффициент подобия  $K = 1,5$ , и уравнение нового несферического зеркала будет иметь вид:

$$Y^2 + X^2 + 600Z + 0,2Z^2 - 0,0233Z^3 + 0,0032Z^4 = 0.$$

Таблица 16

Таблица aberrаций двухзеркальной системы

$m$	$10^3 \operatorname{tg} \sigma'$	$s'$	$\Delta s'$	$\Delta y'$	$\Delta f'$	$\eta, \%$
25	25,81	30,0216	-0,0003	-0,0001	0,0007	0,0013
38	41,06	30,0216	-0,0003	-0,0001	-0,0034	0,0028
50	57,69	30,0258	0,0039	0,0022	0,0211	0,0133

\* При расчете с  $f' \neq 1$  вместо  $I$  подставлять реальное фокусное расстояние.

## 118. Расчет оптической системы на минимум сферической aberrации

Если оптическая система имеет малое поле в пространстве предметов, то в такой системе качество изображения определяется в первую очередь состоянием коррекции сферической aberrации. К числу таких систем следует отнести объектив с небольшим угловым полем, конденсор осветительной системы и ряд других. При aberrационном расчете исходного варианта указанных систем, состоящих из положительных линз, в первоначальной стадии расчета делается допущение о том, что все линзы системы бесконечно тонкие. Как в объективе, так и в конденсоре возможны следующие варианты решений: система состоит из линз одинаковой оптической силы и каждая из них рассчитана на минимум сферической aberrации; в системе используются апланатические мениски и одна линза, рассчитанная на минимум сферической aberrации.

Рассмотрим aberrационный расчет каждого варианта объектива и конденсора, используя теорию aberrаций III порядка.

**Объектив из положительных линз одинаковой оптической силы.** Принципиальная схема такого объектива показана на рис. 269. Пусть число линз в объективе  $z$ . Толщину всех линз и расстояния между ними принимаем равными нулю, т. е.  $d_1 = d_2 = \dots = d_{z-1} = 0$ . Показатели преломления для всех линз будем считать одинаковыми, т. е.  $n_2 = n_4 = \dots = n_{2z} = n$ , нечетные показатели преломления равны единице, т. е.  $n_1 = n_3 = \dots = n_{2z+1} = 1$ .

Расчет объектива будем проводить при единичном фокусном расстоянии, поэтому для бесконечно удаленного предмета будут справедливы условия нормировки (258):  $\alpha_1 = 0$ ;  $\alpha_{2z+1} = 1$ ;  $h_1 = h_2 = \dots = h_{2z} = 1$ . Последнее равенство относится к бесконечно тонкой системе.

Если оптические силы отдельных линз одинаковые и их общее число  $z$ , то для приведенной системы имеем:

$$z\varphi_t = 1, \quad (517)$$

где  $\varphi_t$  — приведенная оптическая сила линзы с произвольным номером  $t$ . Для этой линзы принята следующая нумерация углов

первого вспомогательного луча:  $\alpha_{2t-1}$  — для луча, входящего в линзу;  $\alpha_{2t}$  — для луча внутри линзы;  $\alpha_{2t+1}$  — для луча, вышедшего из линзы.

Из формулы углов (52) имеем  $\alpha_{2t+1} = \alpha_{2t-1} + h_t \varphi_t$  и с учетом (517) при  $h_t = 1$  получим  $\alpha_{2t+1} =$

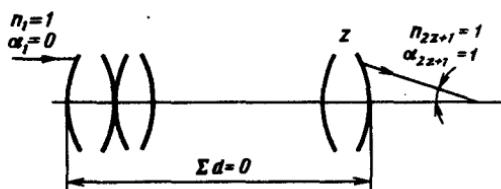


Рис. 269. Бесконечно тонкая система из положительных линз

$-\alpha_{2t-1} = 1/z$ . Так как при  $t = 1$   $\alpha_{2t-1} = \alpha_1 = 0$ , то из последней формулы следует:

$$\alpha_{2t-1} = (t-1)/z; \quad \alpha_{2t+1} = t/z. \quad (518)$$

Таким образом, формулы (518) определяют нечетные значения углов  $\alpha$  бесконечно тонкого объектива, состоящего из линз одинаковой оптической силы.

Для определения четных значений углов  $\alpha$  рассмотрим выражение первой суммы Зейделя для линзы с номером  $t$ . Для бесконечно тонкого объектива имеем:

$$\bar{S}_t = \sum_{t=1}^{t=2} \bar{h}_t P_t = \sum_{t=1}^{t=2} P_t.$$

Величина  $P_t$  при принятой нумерации углов  $\alpha$  согласно (251) будет равна:

$$P_t = [1/(1 - \mu_{2t})^2] [(2\mu_{2t} + 1)(\alpha_{2t+1} - \alpha_{2t-1})\alpha_{2t}^2 - (2 + \mu_{2t})(\alpha_{2t+1}^2 - \alpha_{2t-1}^2)\alpha_{2t} + (\alpha_{2t+1}^3 - \alpha_{2t-1}^3)], \quad (519)$$

где  $\mu_{2t} = 1/n_{2t} = 1/n$ .

Объектив из положительных линз будет иметь минимальную сферическую aberrацию, если каждая линза рассчитана на минимум сферической aberrации. Дифференцируя выражение (519) по  $\alpha_{2t}$  и приравнивая производную нулю, с учетом (518) находим выражение для  $\alpha_{2t}^0$ , соответствующее минимальной сферической aberrации каждой линзы:

$$\alpha_{2t}^0 = (2n + 1)(2t - 1)/[2(n + 2)z]. \quad (520)$$

По формулам (518) и (520) определяют углы первого вспомогательного луча бесконечно тонкого объектива, рассчитанного на минимум сферической aberrации. После определения углов и установления толщин линз по формулам (249) находят радиусы кривизны объектива конечной толщины.

Кома объектива зависит от параметра  $W$ . Ниже приведены значения  $P$  и  $W$ , найденные для бесконечно тонкого объектива, рассчитанного на минимум сферической aberrации, при различном числе линз  $z$  [37]. Все линзы объектива выполнены из стекла с показателем преломления  $n = 1,5$ .

Объектив	Параметры	
	$P$	$W$
Однолинзовый	2,14	0,14
Двухлинзовый	0,44	0,15
Трехлинзовый	0,12	0,15
Четырехлинзовый	0,014	0,16

Таким образом, при увеличении числа линз значение  $P$  уменьшается и практически равно нулю при  $z = 4$ . Величина  $W$  практически постоянна и приблизительно равна 0,15.

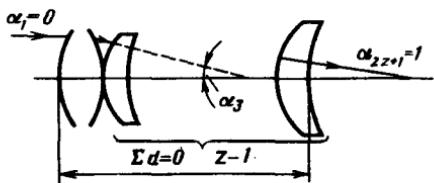


Рис. 270. Бесконечно тонкая система с апланатическими менисками

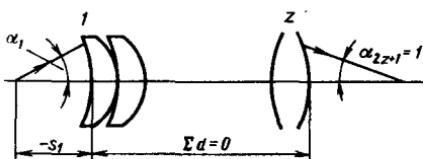


Рис. 271. Конденсор с апланатическими менисками

**Объектив с апланатическими менисками.** Принципиальная схема бесконечно тонкого объектива с апланатическими менисками приведена на рис. 270. Все линзы объектива, кроме первой, являются апланатическими менисками. Эти линзы не вносят сферической aberrации, и в них выполняется условие синусов. Линейное увеличение мениска с текущим номером  $t \beta_t = 1/n_{2t} = 1/n$ . Если число менисков в объективе  $z - 1$  и все они изготовлены из стекла одной марки, то общее увеличение менисков  $\beta_{z-1} = 1/n^{z-1}$ . Тогда при условии, что  $\alpha_{2z+1} = 1$ , имеем:

$$\alpha_2 = 1/n^{z-1}. \quad (521)$$

Объектив будет иметь минимальную сферическую aberrацию, если его первая линза рассчитана на минимум сферической aberrации. Дифференцируя (519) по  $\alpha_2$  и приравнивая производную нулю, с учетом (521) и условия  $\alpha_{2z+1} = 1$  определяем значение  $\alpha_2^0$ , соответствующее минимальной сферической aberrации всего объектива:

$$\alpha_2^0 = (2n + 1)/[2(2 + n)n^{z-1}]. \quad (522)$$

Остальные значения  $\alpha$  вычисляют по линейному увеличению каждого мениска.

Ниже приведены значения  $P$  и  $W$  бесконечно тонкого объектива с апланатическими менисками при различном числе линз  $z$  [37]. Все линзы объектива выполнены из стекла с показателем преломления  $n = 1,5$ .

Объектив	Параметры
Однолинзовый	$P$
Двухлинзовый	$W$
Трехлинзовый	0,14
Четырехлинзовый	0,06
	0,03
	0,01

Сравнивая значения  $P$  и  $W$  с аналогичными данными для объектива из линз одинаковой оптической силы, можно заключить, что в объективе с апланатическими менисками несколько больше сферическая aberrация, но строже выполняется условие синусов ( $W \approx 0$ ).

**Конденсор из линз одинаковой оптической силы.** Пусть линейное увеличение конденсора из бесконечно тонких линз (рис. 271)

будет  $\beta$ , тогда с учетом условий нормировки для первого вспомогательного луча имеем  $\alpha_1 = \beta$ ;  $\alpha_{2z+1} = 1$ ;  $h_1 = s_1\beta$ . Если оптическая сила всего конденсора  $\Phi$ , то согласно формуле углов (52)

$$\alpha_{2z+1} = \alpha_1 + h_1\Phi = \beta + h_1\Phi = 1. \quad (523)$$

Полагая конденсор бесконечно тонким и состоящим из  $z$  линз одинаковой оптической силы, получаем:

$$\Phi = z\Phi_t, \quad (524)$$

где  $\Phi_t$  — оптическая сила линзы с текущим номером  $t$ . Согласно (523) и (524) оптическая сила  $t$ -й линзы  $\Phi_t = (1 - \beta)/(zh_t)$ , так как для тонкой системы  $h_1 = h_2 = \dots = h_t$ .

Используя формулу углов (52) для каждой линзы, находим

$$\alpha_{2t+1} = \alpha_{2t-1} + h_t\Phi_t = \alpha_{2t-1} + (1 - \beta)/z. \quad (525)$$

Последовательно применяя формулу (525), определяем все нечетные значения  $\alpha$ , причем  $\alpha_1 = \beta$ .

Для получения минимальной сферической aberrации конденсора необходимо, чтобы каждая линза конденсора имела минимальное значение  $P_t$ . Дифференцируя (519) по  $\alpha_{2t}$  и приравнивая производную нулю, находим выражение для  $\alpha_{2t}^0$ , соответствующее минимальной сферической aberrации каждой линзы:

$$\alpha_{2t}^0 = (2n + 1)(\alpha_{2t+1} + \alpha_{2t-1})/[2(2 + n)]. \quad (526)$$

**Конденсор с апланатическими менисками.** Если все линзы конденсора, кроме последней, являются апланатическими менисками, выполнеными из стекла одной марки с показателем преломления  $n$ , то при общем числе линз конденсора  $z$  линейное увеличение менисков числом  $z - 1$  будет равно:

$$\beta_m = n^{z-1}. \quad (527)$$

Если  $\beta = \alpha_1$  — линейное увеличение конденсора, то с учетом (527) параметр  $\alpha_{2z-1}$  первого вспомогательного луча перед последней линзой

$$\alpha_{2z-1} = \alpha_1/\beta_m = \beta/n^{z-1}. \quad (528)$$

Так как апланатические мениски не вносят сферической aberrации, то для получения минимальной сферической aberrации всего конденсора необходимо последнюю линзу рассчитать на минимум сферической aberrации. Это соответствует выполнению условия (526) для последней линзы с номером  $z$ . Учитывая, что  $\alpha_{2z+1} = 1$ , и принимая во внимание равенство (528), получаем:

$$\alpha_{2z}^0 = \frac{(2n + 1)(\alpha_{2z+1} + \alpha_{2z-1})}{2(2 + n)} = \frac{(2n + 1)(1 + \beta/n^{z-1})}{2(2 + n)}.$$

## 119. Расчет двухлинзового склеенного объектива

Двухлинзовый склеенный объектив — одна из наиболее распространенных конструкций. Его применяют как самостоятельный оптический узел или как элемент более сложных оптических систем. Рассмотрим методику расчета объектива при условии, если марки стекол заданы.

Полагая объектив бесконечно тонким, получаем возможность выбора трех радиусов кривизны. Один из них должен обеспечивать требуемое фокусное расстояние, два других являются параметрами для исправления аберраций. Таким образом, в двухлинзовом склеенном объективе при заранее выбранных марках оптического стекла можно исправить только две аберрации. С методической точки зрения в качестве аберрационных параметров удобнее использовать не радиусы кривизны, а параметры первого вспомогательного луча.

Принципиальная схема двухлинзового склеенного объектива показана на рис. 272. Для вспомогательных лучей примем условия нормировки (258):  $\alpha_1 = 0$ ;  $\alpha_4 = 1$ ;  $h_1 = h_2 = h_3 = 1$ ;  $\beta_1 = 1$ ;  $\bar{H}_1 = s_p/f'$ ;  $I = -1$ .

По техническим условиям на расчет объектива будем считать заданными его основные характеристики (фокусное расстояние  $f'$ , относительное отверстие  $D/f'$ , угловое поле  $2\omega$ ) и значения остаточных аберраций: продольную сферическую аберрацию для края зрачка  $\Delta s'$  и хроматизм положения  $\Delta s_{\lambda_1, \lambda_2}$ . Эти аберрации могут быть равными нулю или быть отличными от нуля, с тем чтобы компенсировать соответствующие остаточные аберрации последующих компонентов.

Полагая в первоначальной стадии расчета, что объектив имеет только аберрации третьего порядка, согласно (265) и (280) получим следующие значения сумм Зейделя:

$$\bar{S}_I = -2 \Delta s_{III} f' / m^2; \quad (529)$$

$$\bar{S}_{IxP} = \Delta s_{\lambda_1, \lambda_2} / f'. \quad (530)$$

В общем случае значение остаточной хроматической аберрации положения выбирают так, чтобы получить требуемое исправление сферахроматической аберрации для луча, идущего на зоне  $m_s = 0,7m_{kp}$ .

Обозначим  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  приведенные оптические силы линз объектива. Тогда с учетом условия масштаба и выражения (493), определяющего хроматизм тонкой системы, получим:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 + \varphi_2 &= 1; \\ S_{IxP} &= -(\varphi_1/v_1 + \varphi_2/v_2), \end{aligned} \right\} \quad (531)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  — коэффициенты дисперсии спектрального интервала, для которого проводится ахроматизация объектива.

Решив систему уравнений (531), получим:

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= v_1(1 + v_2 \bar{S}_{1\text{xp}})/(v_1 - v_2); \\ \Phi_2 &= 1 - \Phi_1.\end{aligned}\quad (532)$$

Таким образом, параметр  $\Phi_1$  определяет хроматизм положения двухлинзового склеенного объектива.

Первая сумма Зейделя является функцией параметров  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$ . При расчете двухлинзового склеенного объектива рационально воспользоваться некоторым параметром  $Q$ , который связан с параметрами  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  [33]:

$$\alpha_2 = (1 - \mu_2) Q + \Phi_1; \quad \alpha_3 = (1 - \mu_3) Q + \Phi_1. \quad (533)$$

Так как объектив является бесконечно тонким, то согласно (498)  $\bar{S}_I = P$ . Параметр  $P$  выражается через параметр  $Q$  уравнением:

$$\begin{aligned}\bar{S}_I &= aQ^2 + bQ + c, \\ a &= 1 + 2\Phi_1/n_2 + 2\Phi_2/n_3;\end{aligned}\quad (534)$$

где

$$\begin{aligned}b &= 3\Phi_1^2/(n_2 - 1) - 3\Phi_2^2/(n_3 - 1) - 2\Phi_2; \\ c &= n_2\Phi_1^3/(n_2 - 1)^2 + n_3\Phi_2^3/(n_3 - 1)^2 + n_3\Phi_2^2/(n_3 - 1).\end{aligned}\quad (535)$$

Приведенные аналитические зависимости позволяют выполнить аберрационный расчет двухлинзового склеенного объектива в следующей последовательности.

Зная основные характеристики объектива и требуемые значения остаточных aberrаций, по формуле (529) находим  $\bar{S}_I = P$ , по формуле (530) —  $\bar{S}_{1\text{xp}}$ . При заданных марках оптического стекла ( $v_1$  и  $v_2$ ) по (532) вычисляем  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и согласно (535) находим коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ . Решая квадратное уравнение (534), находим два значения параметра  $Q$ , соответствующих нужному значению  $\bar{S}_I$ . При выборе одного из корней уравнения можно руководствоваться следующими соображениями.

Параметр  $Q$  определяет также параметр  $W$  бесконечно тонкого двухлинзового объектива [33]:

$$W = -(a + 1)Q/2 + (\Phi_2 - b)/3.$$

Величина  $W$  согласно (498) влияет на вторую сумму Зейделя, от которой зависит кома объектива:  $\bar{S}_{II} = \bar{H}_1 P + W$ . Поэтому из двух полученных значений параметра  $Q$  рационально взять такое, которое позволяет получить значение  $\bar{S}_{II}$ , удовлетворяющее требуемому значению комы объектива.

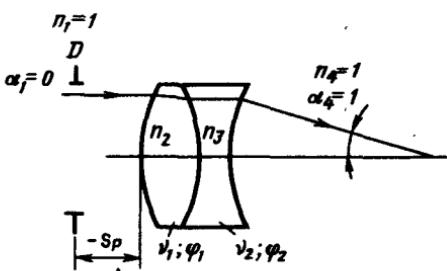


Рис. 272. Двухлинзовый склеенный объектив

Если квадратное уравнение (534) не имеет вещественных корней, то это означает, что при выбранных марках оптического стекла нельзя одновременно исправить сферическую аберрацию и хроматизм положения. В этом случае необходимо взять другую комбинацию марок оптического стекла. Приняв значение параметра  $Q$  по формуле (533), найдем величины  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  и вычислим радиусы кривизны с учетом реальных толщин линз объектива. Правильность расчета радиусов можно проверить, используя программу 7 прил. 2.

Имея конструктивные параметры объектива, выполняем контрольное вычисление аберраций на ЭВМ. Полученные в результате этого вычисления значения сферической аберрации для края зрачка и хроматизма положения будут отличаться от заданных в результате влияния аберраций высших порядков и толщин линз. Если это отклонение больше допустимого, то следует выполнить очередной вариант объектива, учитывая аберрации высших порядков. При этом следует иметь в виду, что параметр  $\Phi_1$  влияет на хроматизм положения и на сферическую аберрацию, в то время как параметр  $Q$  влияет только на сферическую аберрацию. Поэтому в процессе последующей коррекции целесообразно сначала за счет изменения параметра  $\Phi_1$  добиться требуемого значения хроматизма положения, а затем, изменяя параметр  $Q$ , получить нужное значение сферической аберрации.

Описанная методика предусматривает задание марок оптического стекла до выполнения аберрационного расчета. При таком условии в двухлинзовом склеенном объективе можно исправить две аберрации. Если у конструктора имеется возможность произвольного выбора марок оптического стекла, то появляется дополнительный коррекционный параметр, и в объективе можно исправить три аберрации. В этом случае обычно исправляют сферическую аберрацию, хроматизм положения и кому для края поля с учетом виньетирования.

Методика расчета двухлинзового склеенного объектива с выбором марок оптического стекла разработана проф. Г. Г. Слюсаревым [33].

В основе указанной методики лежит приближенная зависимость, устанавливающая связь между величинами  $P$ ,  $P_{\min}$  и  $W$ :

$$P = P_{\min} + 0,85 (W - 0,15)^2, \quad (536)$$

где  $P_{\min}$  — минимальное значение параметра  $P$  для комбинации оптических стекол при определенном значении хроматизма положения.

Зависимость (536) остается справедливой и для случая простой тонкой линзы. Дальнейшее развитие методика Г. Г. Слюсарева получила в справочнике С. В. Трубко [36], в котором приведены современные марки оптического стекла с учетом принятой в настоящее время основной длины волны ( $\lambda_0 = 546,1$  нм) при ахроматизации длин волн  $\lambda_1 = 480,0$  нм и  $\lambda_2 = 643,8$  нм.

## 120. Расчет двухлинзового несклеенного объектива

По сравнению с двухлинзовым склеенным объективом двухлинзовый несклеенный тонкий объектив имеет один дополнительный параметр: четвертый радиус кривизны. Поэтому с учетом условий масштаба в двухлинзовом несклеенном объективе можно исправить три aberrации.

Принципиальная схема двухлинзового несклеенного объектива показана на рис. 273. Считая объектив бесконечно тонким, примем следующие условия нормировки вспомогательных лучей:  $\alpha_1 = 0$ ;  $\alpha_5 = 1$ ;  $\bar{h}_1 = \bar{h}_2 = \bar{h}_3 = \bar{h}_4 = 1$ ;  $\beta_1 = 1$ ;  $\bar{H}_1 = s_p/f'$ ;  $I = -1$ .

По техническим условиям на расчет объектива будем считать известными его основные характеристики ( $f'$ ,  $D/f'$ ,  $2\omega$ ) и значения остаточных aberrаций: продольную сферическую для края зрачка, хроматизм положения и кому для края поля с учетом виньетирования.

В соответствии с указанными техническими условиями по (265), (270) и (280) вычисляем значения сумм Зейделя:

$$\bar{S}_1 = -2f' \Delta s'_{111}/m^2; \quad (537)$$

$$\bar{S}_{11} = -2f' \Delta y'_{111}/(3m^2\omega_1); \quad (538)$$

$$\bar{S}_{1xp} = \Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2}/f'. \quad (539)$$

Вторая сумма Зейделя для случая тонкой системы согласно (498) выражается через параметры  $P$  и  $W$ . Тогда, определив по (537)  $P = \bar{S}_1$  и по (538)  $\bar{S}_{11}$ , при заданном положении входного зрачка ( $\bar{H}_1$ ) находим необходимое значение параметра  $W$ :  $W = \bar{S}_{11} - \bar{H}_1 P$ .

Таким образом, с точки зрения коррекции монохроматических aberrаций задача по расчету двухлинзового несклеенного объектива сводится к определению его конструктивных параметров, удовлетворяющих наперед заданным значениям величин  $P$  и  $W$ . Одним из возможных способов решения указанной задачи может быть способ, основанный на использовании основных параметров тонких компонентов [37].

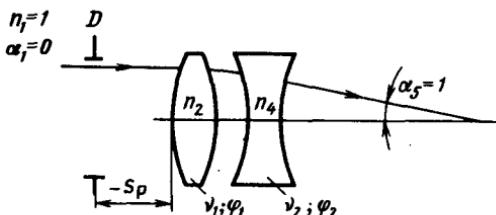


Рис. 273. Двухлинзовый несклеенный объектив

Учитывая принятые условия нормировки, по формуле углов получим  $\varphi_1 = \alpha_3$ . Тогда условие исправления хроматизма в объективе обеспечивается согласно формуле (532):

$$\alpha_3 = \varphi_1 = v_1(1 + v_2 \bar{S}_{1\text{xp}})/(v_1 - v_2).$$

Параметры  $P$  и  $W$  всего объектива зависят от соответствующих параметров каждой линзы. Так как объектив является бесконечно тонким, то

$$\begin{aligned} P &= P_1 + P_2; \\ W &= W_1 + W_2. \end{aligned} \quad (540)$$

Величины  $P_1$ ,  $W_1$  первой линзы и  $P_2$ ,  $W_2$  второй выразим через их основные параметры. При этом следует иметь в виду, что для первой линзы  $\alpha_i = 0$ ,  $\alpha'_i = \varphi_3$ , для второй —  $\alpha_i = \alpha_3$ ,  $\alpha'_i = 1$ . Используя формулы (506), получим:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \alpha_3^3 \bar{P}_1; \\ W_1 &= \alpha_3^2 \bar{W}_1; \\ P_2 &= (1 - \alpha_3)^3 \bar{P}_2 + 4\alpha_3(1 - \alpha_3)^2 \bar{W}_2 + \alpha_3(1 - \alpha_3)[2\alpha_3(2 + \pi) - 1]; \\ W_2 &= (1 - \alpha_3)^3 \bar{W}_2 + \alpha_3(1 - \alpha_3)(2 + \pi), \end{aligned} \right\} \quad (541)$$

где  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  — основные параметры тонкой линзы; параметр  $\pi \approx 0,7$ .

Основные параметры тонкой линзы связаны между собой приближенной формулой (536):

$$\begin{aligned} \bar{P}_1 &= \bar{P}_{\min 1} + 0,85(\bar{W}_1 - 0,15)^2; \\ \bar{P}_2 &= \bar{P}_{\min 2} + 0,85(\bar{W}_2 - 0,15)^2. \end{aligned} \quad (542)$$

Величина  $\bar{P}_{\min}$  каждой линзы определяется по формуле [37]:

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\min 1} &= (4n_2 - 1)n_2/[4(2 + n_2)(n_2 - 1)^2]; \\ \bar{P}_{\min 2} &= (4n_4 - 1)n_4/[4(2 + n_4)(n_4 - 1)^2]. \end{aligned} \quad (543)$$

Так как марки оптического стекла двухлинзового объектива выбраны, то по формулам (543) можно вычислить величину  $\bar{P}_{\min}$  каждой линзы. Подставляя выражения (541) в формулы (540) и учитывая зависимости (542), получаем два уравнения: квадратное и первой степени. В этих уравнениях неизвестными являются основные параметры  $\bar{W}_1$  и  $\bar{W}_2$  тонких линз объектива. Если квадратное уравнение будет иметь вещественные корни, то из полученных решений целесообразно взять такие, которые соответствуют меньшим абсолютным значениям параметров  $\bar{W}_1$  и  $\bar{W}_2$ .

Определив величины  $\bar{W}$  каждой линзы, можно найти соответствующие значения параметров  $\bar{\alpha}$  [37]:

$$\bar{\alpha}_2 = n_2/(n_2 + 1) - [(n_2 - 1)/(n_2 + 1)] \bar{W}_1;$$

$$\bar{\alpha}_4 = n_4/(n_4 + 1) - [(n_4 - 1)/(n_4 + 1)] \bar{W}_2.$$

От параметров  $\bar{\alpha}$  каждой линзы необходимо перейти к параметрам  $\alpha_2$  и  $\alpha_4$  двухлинзового несклеенного объектива. Этот переход выполняется согласно формуле (502). Для первой линзы:  $\alpha_1 = 0$ ;  $\bar{\alpha}_3 = 1$ ;  $p = \alpha_3$ ;  $\alpha_2 = p\bar{\alpha}_2$ . Для второй линзы:  $\alpha_5 = 1$ ;  $\bar{\alpha}_5 = 1$ ;  $p = 1 - \alpha_3$ ;  $\alpha_4 = p\bar{\alpha}_4 + \alpha_3/n_4$ .

Таким образом, определив все значения параметров  $\alpha$  бесконечно тонкого объектива и установив толщины линз и расстояние между ними, вычисляем конструктивные параметры исходного варианта объектива по формуле (249). После этого выполняем контрольное вычисление остаточных aberrаций на ЭВМ. На основании результатов этого расчета осуществляется последующая aberrационная коррекция объектива.

### 121. Расчет светосильного двухкомпонентного объектива

Одной из наиболее простых оптических схем объектива с высоким относительным отверстием ( $D/f' = 1 : 2 \dots 1 : 1,5$ ) и небольшим угловым полем ( $2\omega \leqslant 20^\circ$ ) является схема, состоящая из двух положительных компонентов, расположенных на конечном расстоянии друг от друга. Такие объективы, получившие название дублетов, применяются в качестве светосильных кино-проекционных объективов, объективов приборов ночного видения при получении изображений на фотокатоде ЭОП и в целом ряде других случаев.

Принципиальная схема объектива, компоненты которого в первоначальной стадии расчета принимаются бесконечно тонкими, показана на рис. 274. Если  $\varphi_I$  и  $\varphi_{II}$  — приведенные оптические силы компонентов,  $d$  — приведенное расстояние, то по формуле (58) для двухкомпонентной системы имеем:

$$\varphi = \varphi_I + \varphi_{II} - d\varphi_I\varphi_{II} = 1; \quad h_{II} = 1 - d\varphi_I.$$

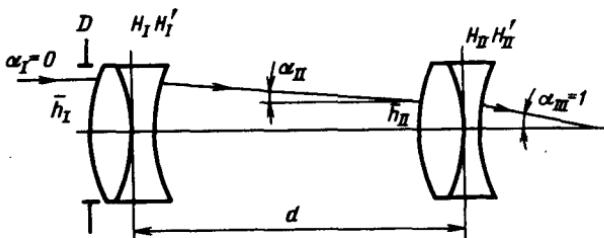


Рис. 274. Светосильный двухкомпонентный объектив

Для первого вспомогательного луча примем следующие условия нормировки:  $\alpha_I = 0$ ;  $h_I = 1$ ;  $\alpha_{III} = 1$ . Тогда по формулам углов (52) и высот (53) получим:

$$\varphi_I = \alpha_{II}; \quad \varphi_{II} = (1 - \alpha_{II})/h_{II}; \quad d = (1 - h_{II})/\alpha_{II}. \quad (544)$$

Формулы (544) определяют внешние параметры объектива, которые влияют на обе хроматические aberrации ( $\bar{S}_{I\text{xp}}$  и  $\bar{S}_{II\text{xp}}$ ) и кривизну Пецвала  $\bar{S}_{IV}$ .

Так как объектив должен иметь высокое относительное отверстие и простейшую конструкцию, то оба компонента объектива должны быть положительными. При наличии в системе только положительных бесконечно тонких компонентов кривизна Пецвала оказывается принципиально неустранимой. В рассматриваемой схеме коэффициент Пецвала достигает значений  $\bar{S}_{IV} = 0,8 \dots 1,2$ . Указанная особенность ограничивает возможности использования объектива с угловым полем больше  $15 \dots 20^\circ$ .

При aberrационном расчете объектива основное внимание должно уделяться исправлению сферической aberrации, комы и обеих хроматических aberrаций. Для компенсации значительной кривизны поверхности изображения ( $\bar{S}_{IV} \approx 1$ ) в объективе допускают некоторый отрицательный астигматизм ( $\bar{S}_{III} < 0$ ). Так как относительное отверстие объектива велико, особое внимание при расчете следует обращать на исправление сферических aberrаций высших порядков.

Предположим, что входным зрачком является оправа первого компонента ( $s_P = 0$ ). Тогда параметры второго вспомогательного луча будут  $\bar{H}_I = 0$ ;  $\beta_I = \beta_{II} = 1$ ;  $\bar{H}_{II} = -d$ .

Исправление хроматизма положения согласно (493) при указанных условиях нормировки обеспечивается, если

$$\bar{S}_{I\text{xp}} = \varphi_I \bar{C}_I + \bar{h}_{II}^2 \varphi_{II} \bar{C}_{II} = 0. \quad (545)$$

Для исправления хроматизма увеличения согласно (493) необходимо, чтобы

$$\bar{S}_{II\text{xp}} = \bar{H}_{II} \bar{h}_{II} \varphi_{II} \bar{C}_{II} = 0. \quad (546)$$

Из соотношений (545) и (546) следует, что для исправления обеих хроматических aberrаций необходима ахроматизация каждого компонента объектива. Это обеспечивается за счет применения в объективе двухлинзовых склеенных или несклеенных компонентов.

Учитывая принятые значения параметров вспомогательных лучей и используя формулы (544) и (498), получаем следующие

выражения для сумм Зейделя, определяющих монохроматические aberrации объектива:

$$\left. \begin{aligned} \bar{S}_I &= P_I + \bar{h}_{II} P_{II}; \\ \bar{S}_{II} &= W_I + \bar{H}_{II} P_{II} + W_{II}; \\ \bar{S}_{III} &= \alpha_{II} + (\bar{H}_{II}^2 / \bar{h}_{II}) P_{II} + 2(\bar{H}_{II} / \bar{h}_{II}) W_{II} + (1 - \alpha_{II}) / \bar{h}_{II}. \end{aligned} \right\} \quad (547)$$

Если в формулы (547) вместо параметров  $P$  и  $W$  подставить основные параметры бесконечно тонких компонентов, то получим три уравнения с четырьмя неизвестными:  $\bar{P}_I$ ,  $\bar{W}_I$  и  $\bar{P}_{II}$ ,  $\bar{W}_{II}$ .

При решении этой системы уравнений следует иметь в виду следующие рекомендации. Учитывая высокое значение относительного отверстия объектива и положительное значение сферической aberrации высших порядков, первую сумму Зейделя следует принимать равной  $0,2 \dots 0,3$ . Вторую сумму можно положить равной нулю. Для частичной компенсации кривизны поверхности изображения третьей сумме Зейделя следует задавать небольшое отрицательное значение, примерно  $-(0,05 \dots 0,10)$ .

Таким образом, в системе уравнений (547) для исправления трех aberrаций достаточно иметь три свободных параметра. Для определения оставшегося свободным четвертого параметра рационально поставить условие о наименьшей сферической aberrации высших порядков.

На значение последней aberrации основное влияние имеет конструкция первого компонента, на котором высота осевого луча, проходящего через край входного зрачка, примерно в 2—3 раза больше, чем на втором компоненте. Поэтому основные параметры  $\bar{P}_I$  и  $\bar{W}_I$  первого компонента нужно выбирать так, чтобы сферическая aberrация высшего порядка этого компонента была минимальной. Как показывают исследования [33], двухлинзовый склеенный компонент будет иметь минимальные значения коэффициентов сферической aberrации высших порядков, если его основной параметр  $\bar{P}_I$  является положительным, а параметр  $\bar{W}_I$  имеет значение, близкое к нулю.

Исходя из изложенного выше, можно рекомендовать следующую методику расчета двухкомпонентного светосильного объектива.

Исследования коррекционных возможностей схемы объектива показывают, что наиболее приемлемые решения получаются, если параметры первого вспомогательного луча составляют  $\alpha_{II} = 0,5 \dots 0,7$ ,  $\bar{h}_{II} = 0,5 \dots 0,3$ . Выбрав значения  $\alpha_{II}$  и  $\bar{h}_{II}$  в указанном интервале, по формулам (544) находим внешние параметры объектива ( $\phi_I$ ,  $\phi_{II}$  и  $d$ ).

Параметры  $P_I$  и  $W_I$ ,  $P_{II}$  и  $W_{II}$  выразим через основные параметры по формулам (506). При этом следует иметь в виду, что для первого компонента  $\alpha_I = 0$ ,  $\alpha_I' = \alpha_{II}$ , для второго компо-

нента  $\alpha_i = \alpha_{11}$ ,  $\alpha'_i = 1$ . Исходя из условия получения минимальных значений сферической аберрации высших порядков, основной параметр первого компонента  $\bar{W}_1$  принимаем равным нулю. Правив суммы Зейделя указанным выше значениям и подставив основные параметры  $\bar{P}_1$ ,  $\bar{P}_{11}$  и  $\bar{W}_{11}$  в зависимости (547), получим систему трех уравнений с тремя неизвестными. Решая полученную систему уравнений, находим основные параметры  $\bar{P}$  и  $\bar{W}$  каждого компонента. Из условий (545) и (546) коррекции хроматических аберраций определяем хроматические параметры  $\bar{C}_1$  и  $\bar{C}_{11}$  компонентов объектива. При решении уравнения (545) следует иметь в виду, что для исправления сфeroхроматической аберрации на зоне  $m_3 = 0,7m_{np}$  хроматизм положения должен быть несколько недоисправленным.

Определив основные параметры  $\bar{P}$ ,  $\bar{W}$  и  $\bar{C}$  каждого компонента и считая их склеенными, по методу Г. Г. Слюсарева находим их конструктивные параметры [33]. Для этого необходимо использовать таблицы, приведенные, например, в указанной работе.

При вычислении радиусов кривизны компонентов объектива используются фокусные расстояния каждого из компонентов. Они соответственно находятся через приведенные значения оптических сил, определяемых из формул (544):

$$f'_1 = f'/\varphi_1; \quad f'_{11} = f'/\varphi_{11},$$

где  $f'$  — фокусное расстояние объектива.

Толщины линз каждого компонента зависят от их диаметров. Если плоскость входного зрачка объектива расположена вблизи первого компонента, то его диаметр равен диаметру входного зрачка. Диаметр второго компонента определяется из условия прохождения наклонного пучка, соответствующего краю поля, с учетом виньетирования.

## 122. Расчет объектива типа триплета

Одной из простейших схем объектива-анастигмата является объектив триплет, состоящий из трех одиночных линз, расположенных на конечном расстоянии друг от друга. Этот объектив относится к группе универсальных объективов: его относительное отверстие не превышает  $1 : 2,8$ , а угловое поле не более  $50 \dots 60^\circ$ .

Наиболее рациональной схемой триплета является схема, в которой отрицательная линза расположена между двумя положительными (рис. 275, a). Другая возможная схема — положительная линза между двумя отрицательными — нерациональная, так как при положительном фокусном расстоянии всего объектива оптическая сила положительной линзы должна быть слишком большой. Остальные комбинации, отступающие от симметрии в от-

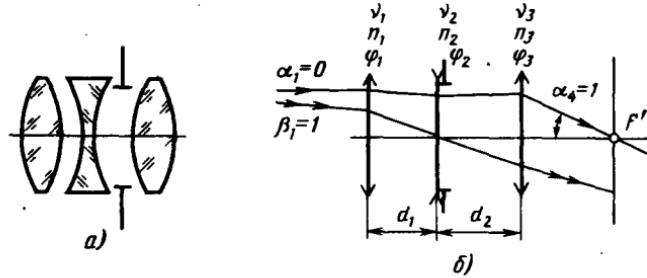


Рис. 275. Схема объектива триплет

ношении знаков оптических сил линз, приводят к значительным трудностям при исправлении дисторсии.

Объектив триплет был разработан английским оптиком Г. Тейлором в 1894 г. и до сих пор является предметом массового производства почти всех оптических фирм мира. Дальнейшим развитием схемы триплета является более совершенный объектив «Тессар» (1902 г.).

Сравнительная простота оптической схемы триплета позволяет выполнить исследование и расчет этого объектива на основе теории aberrаций третьего порядка. Полагая линзы триплета бесконечно тонкими, можно подобрать такие параметры, через которые большинство aberrаций объектива выражаются линейно. Известно несколько методик расчета триплета, предложенных Г. Слюсаревым [33], Д. Волосовым [5] и др. Отметим, что во всех методиках расчета используется способ разделения параметров на внешние, не зависящие от формы линз, и внутренние, определяющие конструкцию линз объектива.

Задача по расчету триплета состоит в решении девяти уравнений, выражающих условия исправления пяти монохроматических aberrаций третьего порядка, двух хроматических aberrаций и двух габаритных условий. Для выполнения всех этих условий в триплете имеются пять внешних параметров (три оптические силы линз и два воздушных промежутка), три внутренних параметра (форма трех линз) и шесть оптических постоянных стекол (показатели преломления и коэффициенты дисперсии). Следует иметь в виду, что с математической точки зрения постоянные оптических стекол не являются полноценными параметрами, так как они могут принимать только дискретные значения в ограниченных пределах. Принципиальная схема объектива триплет, состоящего из тонких линз, показана на рис. 275, б. Нумерация углов вспомогательных лучей выполнена относительно компонентов объектива. Фокусное расстояние объектива принимаем равным единице.

Условия нормировки первого вспомогательного луча:  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_4 = 1$ ,  $h_1 = 1$ , второго —  $\beta_1 = 1$ ,  $I = -1$ . Рассмотрим сначала аналитические зависимости, определяющие выполнение условий

масштаба и исправления аберраций, зависящих от внешних параметров. Выполнение условий, обеспечивающих исправление сферической аберрации, комы и астигматизма, рационально рассмотреть после определения внешних параметров, так как коррекция указанных аберраций достигается за счет внутренних параметров линз, т. е. путем нахождения радиусов кривизны преломляющих поверхностей.

Так как апертурная диафрагма обычно устанавливается внутри объектива, то для получения более простых зависимостей будем считать, что в исходном варианте объектива эта диафрагма совпадает со вторым компонентом, т. е.  $\bar{H}_2 = 0$ .

Таким образом, внешние параметры триплета необходимо выбирать, исходя из выполнения следующих шести условий.

1. Условие заданного фокусного расстояния (условие масштаба)

$$\varphi_1 + \bar{h}_2\varphi_2 + \bar{h}_3\varphi_3 = 1, \quad (548)$$

где  $\varphi_1$ — $\varphi_3$  — приведенные оптические силы линз триплета.

2. Условие заданного фокального отрезка:

$$h_3 = s'_F. \quad (549)$$

Это условие не всегда является обязательным.

3. Условие исправления кривизны Пецаля:

$$\bar{S}_{IV} = \varphi_1/n_1 + \varphi_2/n_2 + \varphi_3/n_3. \quad (550)$$

4. Условие исправления хроматизма положения:

$$\bar{S}_{IXP} = -(\varphi_1/v_1 + \bar{h}_2^2\varphi_2/v_2 + \bar{h}_3^2\varphi_3/v_3). \quad (551)$$

5. Условие исправления хроматизма увеличения:

$$\bar{S}_{II\,XP} = -(\bar{H}_1\varphi_1/v_1 + \bar{H}_3\bar{h}_3\varphi_3/v_3). \quad (552)$$

6. Пятая сумма Зейделя, определяющая дисторсию объектива, выражается через параметры  $P$  и  $W$  согласно (498). Но так как в большинстве конструкций триплета приведенные значения величин  $d_1$  и  $d_2$  составляют 0,1 ... 0,2, то примерно такие же значения имеют высоты второго вспомогательного луча на первой и третьей линзах. Поэтому в формулах (498) можно опустить слагаемые, содержащие высоты  $\bar{H}_1$  и  $\bar{H}_3$  в третьей и второй степенях, и, полагая  $\pi_1 = \pi_2 \approx 0,65$ , получить следующую приближенную формулу, определяющую условие исправления дисторсии:

$$\bar{S}_V = 3,65\bar{H}_1\varphi_1 + 3,65(\bar{H}_3/\bar{h}_3)\varphi_3. \quad (553)$$

Для упрощения зависимостей (552) и (553) в них необходимо исключить параметры второго вспомогательного луча  $\bar{H}_1$  и  $\bar{H}_3$ . При  $\beta_2 = 1$  и  $\bar{H}_2 = 0$  по формулам углов и высот находим

$$\beta_2 = 1 + \bar{H}_1\varphi_1; \quad \bar{H}_1 = d_1\beta_2.$$

Следовательно,  $\beta_2 = 1/(1 - d_1\varphi_1) = 1/\bar{h}_2$ . С учетом последней зависимости получим:

$$\bar{H}_1 = d_1/\bar{h}_2; \quad \bar{H}_3 = -d_3/\bar{h}_2. \quad (554)$$

Величины  $d$  и  $\bar{h}$  связаны между собой по формулам высот и углов:

$$\begin{aligned} \bar{h}_2 &= 1 - d_1\varphi_1; \\ h_3 &= 1 - d_1\varphi_1 - d_2(\varphi_1 + \varphi_2 - d_1\varphi_1\varphi_2). \end{aligned} \quad (555)$$

Если не считать обязательным выполнение условия (549), то подставив (554) и (555) в зависимости (548)–(553), получим пять уравнений с пятью неизвестными:  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\varphi_3$ ,  $d_1$  и  $d_2$ .

Решение этой системы довольно затруднительно, так как уравнения являются нелинейными относительно неизвестных. Кроме того, чисто математическое решение уравнений может привести к конструктивно неосуществимым решениям; недопустимы большие оптические силы линз, значительные воздушные промежутки и т. п. Поэтому при исследовании коррекционных возможностей триплета рационально придерживаться следующей последовательности.

Параметру  $\varphi_1$  задаем ряд значений в интервале 1 ... 3, параметру  $\varphi_2$  — от  $-3$  до  $-4$  и при выбранных марках оптического стекла по (550) находим  $\varphi_3$ . Затем по условиям масштаба (548) и исправления хроматизма положения (551) определяем высоты  $\bar{h}_2$  и  $\bar{h}_3$ . При этом желательно выполнение условия (549). Затем по формулам (555) вычисляем  $d_1$  и  $d_2$ , а по (552) и (553) находим  $\bar{S}_{11xp}$  и  $\bar{S}_v$ . Указанные исследования выполняются для различных комбинаций марок оптического стекла и на основании этого выбирается оптимальный вариант внешних параметров.

Коррекция остальных монохроматических aberrаций достигается соответствующим выбором параметров первого вспомогательного луча внутри каждой линзы, т. е. за счет радиусов кривизны преломляющих поверхностей. На этой стадии расчета целесообразно перейти от бесконечно тонких компонентов к линзам конечной толщины. Имея по одному свободному параметру внутри каждой из трех линз, можно исправить три aberrации: сферическую, кому и астигматизм. Согласно формулам (498) получим следующие зависимости, определяющие первые три суммы Зейделя для триплета:

$$\left. \begin{aligned} \bar{S}_1 &= P_1 + \bar{h}_2 P_2 + \bar{h}_3 P_3; \\ \bar{S}_{11} &= \bar{H}_1 P_1 + W_1 + W_2 + \bar{H}_3 P_3 + W_3; \\ \bar{S}_{111} &= \bar{H}_1^2 P_1 + 2\bar{H}_1 W_1 + \varphi_1 + \varphi_2 + (\bar{H}_3^2/\bar{h}_3) P_3 + 2(\bar{H}_3/\bar{h}_3) W_3 + \varphi_3. \end{aligned} \right\} \quad (556)$$

где внешние параметры  $\bar{h}$ ,  $\bar{H}$ ,  $\varphi$  определены на предыдущей стадии расчета, а параметры  $P$  и  $W$  относятся к каждой линзе и зависят

от углов  $\alpha$  внутри нее. Зависимости (556) как функции углов  $\alpha$  довольно сложные, и для нахождения этих углов необходимо выполнить значительную исследовательскую работу.

Коррекционные возможности объектива триплет позволяют довести состояние коррекции остаточных aberrаций до такого уровня, при котором разрешающая способность в центре поля составляет около  $30 \text{ mm}^{-1}$ , по полю —  $10 \dots 15 \text{ mm}^{-1}$ . На основе применения новых марок оптического стекла, в частности сверхтяжелых кронов (СТК), продолжаются работы по совершенствованию оптической схемы триплета.

### 123. Расчет зеркальных систем

В последние годы в связи с расширением спектрального интервала действия оптических приборов широкое развитие приобретают зеркальные и зеркально-линзовые системы. В большинстве случаев в таких системах главная роль в образовании изображения отводится отражающим поверхностям, которые полностью свободны от хроматических aberrаций. Преломляющие поверхности имеют сравнительно небольшую оптическую силу и выполняют роль коррекционных элементов, не внося при этом заметных хроматических aberrаций.

Кроме того, преимуществом зеркальных и зеркально-линзовых систем по сравнению с линзовыми являются их меньшие размеры. К недостаткам зеркальных и зеркально-линзовых систем можно отнести их сравнительно небольшие угловые поля, виньетирование центральной части входного зрачка, повышенную чувствительность к разъюстировкам и некоторые другие.

Рассмотрим наиболее простые схемы зеркальных систем. К числу таких простейших систем, очевидно, относится отражающая поверхность как сферической, так и несферической формы.

**Аберрации сферического зеркала.** Одиночное сферическое зеркало чаще всего используется или для получения изображения бесконечно далекого предмета, или как оптическая система, изображающая предмет в бесконечности. Аберрации сферического зеркала определим по формулам aberrаций третьего порядка. Для параметров вспомогательных лучей примем следующие условия нормировки (рис. 276):  $\alpha_1 = 0$ ;  $\alpha_2 = 1$ ;  $\beta_1 = -1$ ;  $\beta_2 = 1$ ;  $H_1 = s_p/f'$ ;  $I = 1$ .

Так как для отражающей поверхности  $n_1 = -n_2 = 1$ , то согласно (500) получим следующие значения для парамет-

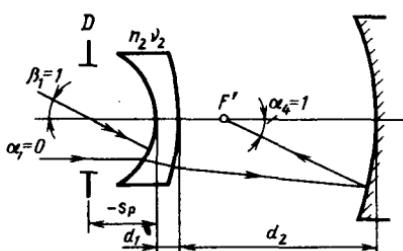


Рис. 276. Одиночное сферическое зеркало

ров  $P$  и  $W$ :  $P = -1/4$ ;  $W = 1/2$ . Подставив полученные значения  $P$  и  $W$  в формулы (498), найдем выражения для коэффициентов aberrаций третьего порядка:

$$\begin{aligned}\bar{S}_I &= -1/4; \\ \bar{S}_{II} &= -\bar{H}_1/4 + 1/2; \\ \bar{S}_{III} &= -\bar{H}_1^2/4 + \bar{H}_1 - 1; \\ \bar{S}_{IV} &= 1; \\ \bar{S}_V &= -\bar{H}_1^3/4 + 3\bar{H}_1^2/2 - 2\bar{H}_1.\end{aligned}\quad (557)$$

Тогда aberrации третьего порядка сферического зеркала согласно (261) и (557) для плоского меридионального пучка ( $M = 0$ ) и при условии, что  $n_q = n_2 = -1$ , будут определяться по формулам:

поперечная сферическая aberrация

$$\Delta y'_{III} = -m^3/(8f'^*); \quad (558)$$

продольная сферическая aberrация

$$\Delta s'_{III} = -m^2/(8f'); \quad (559)$$

меридиональная кома

$$\Delta y'_{III} = 3m^2\omega_1(-\bar{H}_1 + 2)/(8f'); \quad (560)$$

астигматическая разность

$$\Delta z'_a = z'_s - z'_m = -f'\omega_1^2(-\bar{H}_1^2/4 + \bar{H}_1 - 1); \quad (561)$$

дисторсия

$$\Delta y'_{III} = 0,5f'\omega_1^3(-\bar{H}_1^3/4 + 3\bar{H}_1^2/2 - 2\bar{H}_1). \quad (562)$$

Сравнивая сферическую aberrацию одиночной линзы ( $\bar{S}_I = 2,14$  при  $n = 1,5$ ) со сферической aberrацией одиночного зеркала ( $\bar{S}_I = -1/4$ ), можно видеть, что линза имеет в 8,5 раз большую сферическую aberrацию, чем зеркало. Из формул (560)–(562) следует, что если центр входного зрачка совпадает с вершиной зеркала ( $\bar{H}_1 = 0$ ), то меридиональная кома, кривизна изображения и астигматизм неустранимы. Дисторсия в этом случае отсутствует. Если в формулах (557) положить, что  $\bar{H}_1 = 2$ , т. е. центр входного зрачка совпадает с центром кривизны зеркала, то  $\bar{S}_{II} = \bar{S}_{III} = \bar{S}_V = 0$ . Это означает, что при таком положении входного зрачка сферическое зеркало имеет только сферическую aberrацию и кривизну Пецаля.

Для параболического зеркала ( $\bar{S}_I = P = 0$ ) сферическая aberrация отсутствует. В этом случае согласно формулам (557)  $\bar{S}_{II} = 1/2$  и остается постоянной при любых  $\bar{H}_1$ , т. е. кома парабо-

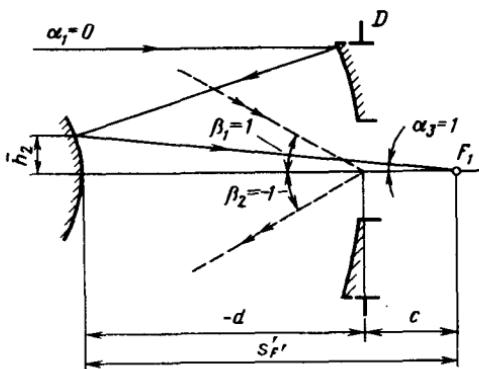


Рис. 277. Схема двухзеркального объектива

шого зеркала до плоскости изображения обычно оговаривается в технических условиях на расчет системы и зависит от конкретного назначения объектива. Будем считать, что центр входного зрачка совпадает с вершиной большого зеркала.

Для вспомогательных лучей примем следующие условия нормировки:  $\alpha_1 = 0$ ;  $\bar{h}_1 = 1$ ;  $\alpha_3 = 1$ ;  $\beta_1 = 1$ ;  $\bar{H}_1 = 0$ ;  $\beta_2 = -1$ ;  $I = -1$ . Отрезки  $-d$ ,  $c$  и  $s'_F'$  на рис. 277 приведены к фокусному расстоянию, равному единице.

Двухзеркальная система имеет два свободных параметра ( $\alpha_2$  и  $d$ ), которые следует выбирать с учетом габаритных условий. Из рис. 277 при  $\alpha_3 = 1$  следует, что  $-d + c = \bar{h}_2 = s'_F'$ , а по формуле высот при  $\bar{h}_1 = 1$

$$\bar{h}_2 = 1 - d\alpha_2.$$

Из последних формул получаем:

$$d = (c - 1)/(1 - \alpha_2). \quad (563)$$

Таким образом, при заданном значении  $c$  параметры  $\alpha_2$  и  $d$  связаны между собой зависимостью (563). Кроме того, величины  $d$  и  $c$  определяют высоту  $\bar{h}_2$  первого вспомогательного луча на малом зеркале. Так как малое зеркало экранирует центральную часть входного зрачка системы, то желательно, чтобы  $\bar{h}_2 \ll 0.5$ .

При принятых условиях нормировки найдем выражения для параметров  $P$  и  $W$  каждого зеркала. Учитывая, что  $n_1 = n_3 = 1$ ,  $n_2 = -1$ , согласно (500) получим:

$$\begin{aligned} P_1 &= -\alpha_2^3/4; & P_2 &= (1 - \alpha_2)^2(1 + \alpha_2)/4; \\ W_1 &= \alpha_2^2/2; & W_2 &= (1 - \alpha_2^2)/2. \end{aligned} \quad (564)$$

лического зеркала не зависит от положения входного зрачка. При  $\bar{H}_1 = 0$  (плоскость входного зрачка совпадает с оправой зеркала) полевые aberrации параболического зеркала такие же, как и у сферического.

**Аберрации двухзеркальной системы.** Принципиальная схема двухзеркальной системы показана на рис. 277. Расстояние  $c$  от вершины боль-

Выражения сумм Зейделя, определяемые по формулам (498), будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \bar{S}_I &= P_1 + \bar{h}_2 P_2; \\ \bar{S}_{II} &= W_1 + \bar{H}_2 P_2 + W_2; \\ \bar{S}_{III} &= \varphi_1 + (\bar{H}_2^2/\bar{h}_2) P_2 + 2(\bar{H}_2/\bar{h}_2) W_2 + \varphi_2; \\ \bar{S}_{IV} &= \alpha_2 - (1 + \alpha_2)/\bar{h}_2; \\ \bar{S}_V &= (\bar{H}_2^3/\bar{h}_2^2) P_2 + 3(\bar{H}_2^2/\bar{h}_2^2) W_2 + 2(\bar{H}_2/\bar{h}_2) \varphi_2, \end{aligned} \right\} \quad (565)$$

где  $\bar{h}_2 = 1 - d\alpha_2$ ;  $\bar{H}_2 = d$ ;  $\varphi_1 = \alpha_2$ ;  $\varphi_2 = (1 + \alpha_2)/\bar{h}_2$ .

Если при заданном значении  $d$  установить по формуле (563) связь между  $d$  и  $\alpha_2$ , то согласно выражениям (564) и (565) можно выполнить исследование коррекционных возможностей двухзеркальной системы в зависимости от параметра  $\alpha_2$ .

Для расширения коррекционных возможностей рассмотренной системы используют различные линзовые компенсаторы или деформируют поверхности зеркал, делая их несферическими. Следует иметь в виду, что введение несферичности равноценно добавлению одного коррекционного параметра. Если несферичность вводится на поверхности, совпадающей с плоскостью апертурной диафрагмы, то высота второго вспомогательного луча на этой поверхности равна нулю ( $\bar{H}_2 = 0$ ). Поэтому согласно формулам (509) несферичность этой поверхности будет влиять только на сферическую aberrацию, не изменяя полевые aberrации третьего порядка. Выше (см. п. 117) была показана возможность исправления сферической aberrации и комы в двухзеркальной системе с использованием двух несферических зеркал.

## 124. Расчет зеркально-линзовых систем

Для компенсации осевых и полевых aberrаций зеркальных систем используются различные линзовые компенсаторы. Эти компенсаторы могут быть установлены как перед зеркальной частью системы, т. е. в параллельных пучках лучей, если предмет расположен в бесконечности, так и внутри системы, т. е. в сходящихся пучках лучей. Конструкция компенсатора должна быть такой, чтобы он имел минимальные хроматические aberrации. Рассмотрим некоторые схемы таких компенсаторов.

**Мениковый компенсатор в параллельных пучках лучей.** Одной из простейших схем зеркально-линзовой системы является схема, состоящая из линзового компенсатора и сферического зеркала (рис. 278). Для бесконечно удаленного предмета примем следующие условия нормировки:  $\alpha_1 = 0$ ;  $\alpha_4 = 1$ ;  $h_1 = f'$ ;  $\beta_1 = 1$ ;  $I = -f'$ .

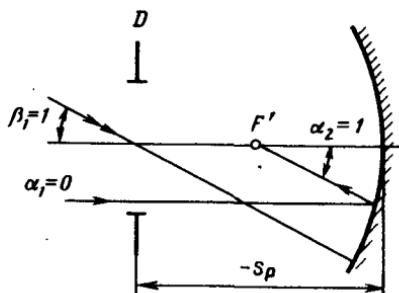


Рис. 278. Сферическое зеркало с менисковым компенсатором

Для устранения хроматизма положения в компенсаторе конечной толщины согласно формуле (280) необходимо выполнить условие

$$S_{\text{Ixp}} = \sum_{k=1}^{k=2} h_k C_k = 0.$$

Из последнего соотношения с учетом принятых условий нормировки получим:

$$S_{\text{Ixp}} = h_1 C_1 + h_2 C_2 = -(1/v_2) [(h_1 - h_2) \alpha_2 + h_2 \alpha_3] = 0.$$

Так как по формуле высот  $h_2 = h_1 - d_1 \alpha_2$ , то последнее выражение для  $S_{\text{Ixp}}$  будет иметь вид:

$$S_{\text{Ixp}} = -\frac{1}{v_2} (d_1 \alpha_2^2 - d_1 \alpha_2 \alpha_3 + h_1 \alpha_3) = 0.$$

Решение полученного квадратного уравнения устанавливает связь между углами  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$ :

$$\alpha_2 = 0,5 \alpha_3 (1 \pm \sqrt{1 - 4h_1/(d_1 \alpha_3)}). \quad (566)$$

Так как  $h_1/\alpha_3 = f'_k$ , то окончательно имеем:

$$\alpha_2 = 0,5 \alpha_3 (1 \pm \sqrt{1 - 4f'_k/d_1}), \quad (567)$$

где  $f'_k$  — фокусное расстояние компенсатора.

Следует отметить, что в условие (567) не входит коэффициент дисперсии  $v_2$  стекла линзы. Это означает, что хроматизм положения компенсатора исправлен для любой длины волны, т. е. компенсатор является полным апохроматом при любой марке оптического стекла.

Для получения вещественных корней в формуле (567) должно выполняться условие  $d_1 \geq 4f'_k$ . Очевидно, что при положительном компенсаторе ( $f'_k > 0$ ) это условие приводит к практически неприемлемой конструкции линзы.

Условие (567) всегда выполняется, если компенсатор является отрицательным ( $f'_k < 0$ ) — отрицательная менисковая линза. Этот компенсатор был предложен в 1941 г. проф. Д. Д. Максутовым и известен под названием «Мениск Максутова».

В зависимости от знака перед квадратным корнем в формуле (566) возможны два варианта конструкции компенсатора: мениск, обращенный к зеркалу вогнутой стороной, или мениск, обращенный к зеркалу выпуклой стороной (рис. 278). Выбор варианта конструкции компенсатора определяется возможностью коррекции других aberrаций.

Основное назначение мениска Максутова состоит в том, чтобы компенсировать сферическую aberrацию сферического зеркала

или зеркальной системы, не имеющей несферических поверхностей. Для рассматриваемой системы выражения первой суммы Зейделя будут иметь вид:

$$S_I = \sum_{k=1}^{k=3} h_k P_k = h_1 P_1 + h_2 P_2 + h_3 P_3, \quad (568)$$

где

$$\begin{aligned} P_1 &= \alpha_2^3 \mu_2 / (1 - \mu_2)^2; \\ P_2 &= [(\alpha_3 - \alpha_2) / (1 - \mu_2)]^2 (\alpha_3 - \alpha_2 \mu_2); \\ P_3 &= -0,25 (1 - \alpha_3)^2 / (1 + \alpha_3); \\ h_1 &= f'; \quad h_2 = f' - d_1 \alpha_2. \end{aligned} \quad (569)$$

Согласно формулам (568) и (569) можно рекомендовать следующую методику исследований коррекционных возможностей системы. При заданном фокусном расстоянии системы  $f'$  выбираем толщину мениска  $d_1 = (0,08 \dots 0,12) D$ , где  $D$  — диаметр мениска. Задавшись величиной  $\alpha_3$ , по формуле (566) находим соответствующее значение  $\alpha_2$ , а по формулам (569) — поверхностные коэффициенты  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  и высоту  $h_2$ . Тогда согласно (568) при условии, что  $S_I = 0$ , рассчитываем  $h_3 = -(h_1 P_1 + h_2 P_2) / P_3$ , а затем — расстояние между мениском и зеркалом  $d_3 = (h_2 - h_3) / \alpha_3$ .

Указанные вычисления выполняются для ряда сочетаний  $\alpha_3$  и  $d_1$ . Для оценки полевых aberrаций необходимо вычислить параметры  $W_1$ ,  $W_2$  и  $W_3$ , с помощью которых по формулам (498) можно определить  $S_{II}$  и  $S_{III}$ .

На основании проведенных исследований выбирают наиболее рациональный вариант системы.

Менисовый компенсатор рекомендуется применять в зеркальных системах с относительным отверстием до  $1 : 2 \dots 1 : 3$ , так как при больших относительных отверстиях качество изображения заметно ухудшается вследствие сильного увеличения сферохроматической aberrации.

**Афокальный компенсатор в сходящихся пучках лучей.** Для расширения коррекционных возможностей компенсатора необходимо усложнить его оптическую схему. Рассмотрим схему компенсатора, состоящего из двух бесконечно тонких линз, расположенных в сходящихся пучках лучей. Конструкция компенсатора должна быть такой, чтобы он не вносил хроматических aberrаций. Для бесконечно тонкой системы последнее требование сводится к выполнению условия

$$\Phi_1/v_1 + \Phi_2/v_2 = 0, \quad (570)$$

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  — оптические силы линз компенсатора.

Оптическая сила всего компенсатора

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2. \quad (571)$$

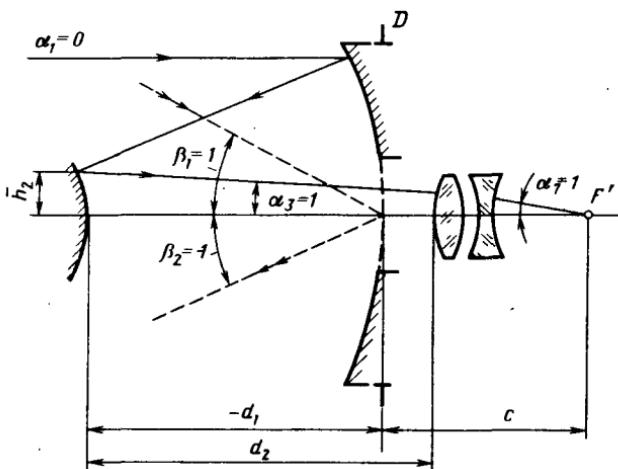


Рис. 279. Двухзеркальный объектив с афокальным компенсатором в сходящихся пучках лучей

Для исправления вторичного спектра в бесконечно тонкой системе необходимо, чтобы были равны частные относительные дисперсии оптических материалов. Последнее условие будет выполняться, если обе линзы компенсатора изготовлены из оптического стекла одной и той же марки, т. е.  $\nu_1 = \nu_2$ . Тогда согласно условиям (570) и (571) получаем  $\Phi_1 = -\Phi_2$ ;  $\Phi = 0$ .

Таким образом, бесконечно тонкий несклеенный компенсатор является полным апохроматом, если его линзы изготовлены из оптического стекла одной марки и образуют афокальную систему. Такой компенсатор, например, может быть использован в двухзеркальной системе. Для уменьшения поперечных размеров компенсатора его нужно располагать за малым зеркалом в сходящихся пучках лучей. Схема двухзеркального объектива с афокальным компенсатором в сходящихся пучках лучей приведена на рис. 279. Полагая, что плоскость входного зрачка совпадает с оправой большого зеркала, примем следующие условия нормировки для вспомогательных лучей:  $\alpha_1 = 0$ ;  $h_1 = 1$ ;  $\alpha_3 = \alpha_7 = 1$ ;  $\beta_1 = 1$ ;  $\beta_2 = -1$ ;  $\bar{H}_1 = 0$ ;  $I = -1$ .

На стадии габаритного расчета требуется обеспечить:  
необходимый вынос плоскости изображения относительно вершины большого зеркала (величина  $c$ );  
минимальную возможную длину системы ( $-d_1 + c$ );  
допустимое экранирование центральной части входного зрачка ( $h_2 \leqslant 0,5h_1$ ).

Условие афокальности компенсатора означает равенство углов  $\alpha_3 = \alpha_7 = 1$ . Это обстоятельство позволяет независимо исследовать коррекционные возможности двухзеркальной системы и компенсатора. Так как угол  $\alpha_6$  между линзами зависит от оптических

сил линз компенсатора, то компенсатор имеет два свободных параметра ( $\alpha_4$  и  $\alpha_6$ ), рациональный выбор которых дает возможность исправить две aberrации: сферическую и кому. При определении конструктивных параметров компенсатора следует иметь в виду, что его коррекционные возможности зависят от положения компенсатора относительно вершины малого зеркала. Если компенсатор располагать ближе к малому зеркалу, то он сильнее будет влиять на сферическую aberrацию системы, если компенсатор приближать к задней фокальной плоскости, то возрастает его влияние на полевые aberrации.

Рассмотренный компенсатор был предложен в 1934 г. проф. В. Н. Чуриловским. Применение компенсатора целесообразно при относительных отверстиях до 1 : 5.

**Афокальный компенсатор в параллельных пучках лучей.** В светосильных зеркально-линзовых объективах с относительным отверстием до 1 : 1,5 ... 1 : 1 для получения высокого качества изображения необходимо применять афокальный компенсатор, устанавливаемый в параллельных пучках лучей, т. е. перед большим зеркалом. Этот компенсатор был предложен в 1942 г. Д. С. Волосовым, Д. Ю. Гальперном и Ш. Я. Печатниковой. Диаметр такого компенсатора соизмерим с диаметром большого зеркала.

Схема зеркально-линзового объектива с афокальным компенсатором в параллельных пучках лучей приведена на рис. 280. Полагая, что плоскость входного зрачка совпадает с бесконечно тонким компенсатором, будем иметь следующие условия нормировки для вспомогательных лучей:  $\alpha_1 = \alpha_6 = 0$ ;  $\alpha_7 = 1$ ;  $h_1 = h_2 = h_3 = h_4 = h_5 = 1$ ;  $\beta_1 = \beta_6 = 1$ ;  $\bar{H}_1 = \bar{H}_2 = \bar{H}_3 = \bar{H}_4 = 0$ ;  $I = -1$ . Обычно конструктивные параметры зеркальной части объектива определяют из условия обеспечения требуемых длины всей системы, выноса плоскости изображения, экранирования центральной части зрачка и др. Зная aberrации зеркальной части системы, необходимо определить конструктивные параметры компенсатора, при которых обеспечивается наилучшее состояние коррекции. Так как компенсатор является афокальным ( $\alpha_6 = 0$ ), а параметр  $\alpha_3$  определяется оптической силой линз, то имеем два свободных параметра:  $\alpha_3$  и  $\alpha_4$ . С конструктивной точки

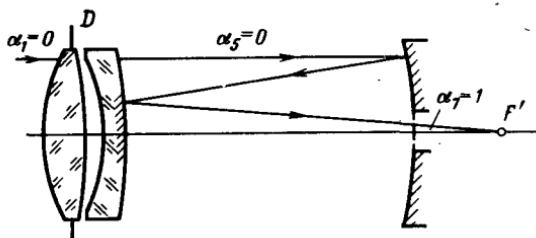


Рис. 280. Двухзеркальный объектив с афокальным компенсатором в параллельных пучках лучей

зрения иногда может оказаться рациональным в качестве малого зеркала использовать последнюю поверхность компенсатора. Так как радиус малого зеркала находят при расчете зеркальной части системы, то в этом случае параметр  $\alpha_4$  определяется выбором радиуса  $r_6$  малого зеркала:

$$\alpha_4 = ((n - 1)/n) (h_4/r_6),$$

где  $n$  — показатель преломления стекла линз компенсатора.

В заключение отметим, что в зеркально-линзовых объективах используют как афокальные, так и неафокальные компенсаторы, устанавливаемые в параллельных и сходящихся пучках лучей. Эффективным средством расширения коррекционных возможностей таких систем является применение в них несферических поверхностей. Более подробные сведения об aberrационном расчете зеркальных и зеркально-линзовых систем можно найти в работе Г. Г. Слюсарева [33].

## 125. Об автоматизированной коррекции оптических систем на ЭВМ

Коррекция оптической системы — это процесс внесения поправок в ее коррекционные параметры в целях получения такого их сочетания, при котором наилучшим образом реализуются выбранные конструктором функции.

Коррекционными параметрами  $p_i$  оптической системы могут быть радиусы кривизны, толщины линз и воздушные промежутки, коэффициенты уравнений несферических поверхностей, параметры оптических материалов и т. п. В качестве функций  $\Phi_i$  выбирают aberrации лучей, коэффициенты aberrаций третьего порядка, монохроматическую или полихроматическую ФПМ, параксиальные величины (фокусные расстояния, фокальные отрезки) и т. п.

При автоматизированной коррекции в ЭВМ по определенной программе осуществляется коррекция оптической системы до получения решения в заданной оптической схеме по выбранным конструктором функциям.

Существующие программы автоматизированной коррекции оптических систем предусматривают активное и творческое участие оптика-конструктора в расчете, ибо конструктор решает такие важные вопросы, как выбор исходной схемы; принципиальные изменения в конструкции, выбор корректируемых функций и коррекционных параметров.

Методы автоматизированной коррекции оптических систем можно подразделить на специализированные методы и методы, в которых используются универсальные программы.

В программах специализированных методов, предназначенных для расчета оптических систем определенного типа, используются формулы и методы, применяемые и при неавтоматизированных расчетах, например формулы теории aberrаций третьего

порядка. Широко известны подобные программы для расчета двухлинзовых объективов на ЭВМ различных типов.

Эти программы обеспечивают более высокую (по сравнению с универсальными программами) степень автоматизации расчета, так как для оптических систем определенного типа существует точная аналитическая связь между конструктивными параметрами и aberrациями. Но получаемое единственное решение оказывается точным лишь в третьих порядках aberrаций, и оптическая система, в большинстве практических случаев требует «тонкой» доводки методом проб.

При универсальных методах коррекция ведется итерационными способами, т. е. путем последовательных приближений, которые осуществляются решением системы нелинейных уравнений.

Для решения систем нелинейных уравнений применяют [6, 28] метод Ньютона, метод наименьших квадратов, градиентные методы и некоторые др.

Метод Ньютона применяют, когда исходная оптическая система близка к заданной. Решая систему уравнений вида

$$\sum_{i=1}^{l=k} (\partial \Phi_k / \partial p_i) \Delta p_i^{(1)} = \bar{\Phi}_k - \Phi_k^0,$$

находят требуемые изменения коррекционных параметров  $\Delta p_i^{(1)}$ , при внесении которых в исходную систему получают значения функций  $\bar{\Phi}_k$ , не выходящих за пределы заданных интервалов  $\Phi_k \pm \Delta \Phi_k$ ;  $\Phi_k^0$  — значения функций в исходной системе.

Частные производные  $\partial \Phi_k / \partial p_i$  определяют либо по точным формулам дифференциальных соотношений, либо способом конечных разностей.

Метод наименьших квадратов дает положительный результат, когда число функций значительно (в 2—3 раза) превышает число коррекционных параметров. При этом нельзя требовать, чтобы все рассматриваемые функции получили бы заданные значения.

При решении этим методом систему условных несовместных уравнений (неизвестных меньше, чем уравнений) преобразуют к системе  $t$  нормальных линейных уравнений с  $t$  неизвестными, при решении которой требуется обеспечивать повышенную (по сравнению с методом Ньютона) точность.

Сходимость итераций контролируется с помощью функции  $L$ , связанной с изменениями параметров:

$$L = \sum_{i=1}^{l=k} (\Delta p_i^{(1)})^2.$$

При сходящемся процессе значения функции  $L$  должны убывать от шага к шагу.

Если число коррекционных параметров равно числу функций, то метод наименьших квадратов автоматически переходит в метод Ньютона.

Метод наименьших квадратов не требует высокой квалификации конструктора и может быть рекомендован на начальной стадии автоматизированного расчета оптических систем.

Если заранее известно, что заданные значения функций одновременно недостижимы, то задачу решают методами минимизации оценочной функции:

$$F = \sum_{j=1}^k a_j (\Phi_j - \bar{\Phi}_j)^2,$$

где  $a_j$  — весовые коэффициенты;  $\Phi_j$  — текущие значения корректируемых функций (в частности, aberrаций);  $\bar{\Phi}_j$  — заданные значения корректируемых функций.

Например, в градиентном методе итерация осуществляется в направлении наибольшей скорости уменьшения оценочной функции  $F$ , которое оказывается противоположным направлению

градиента, равного отношению  $dF/dP$ , где  $dF = \sum_{t=1}^{i=t} (\partial F / \partial p_t) dp_t$  — дифференциал оценочной функции, а  $dP = \sqrt{\sum_{t=1}^{i=t} (dp_t)^2}$  — дифференциал «расстояния» в воображаемом пространстве параметров между исходной точкой  $P_i^0$  и точкой с координатами  $[P_i^0 + \Delta p_t]$ , т. е.

$$P = \sqrt{\sum_{t=1}^{i=t} (\Delta p_t)^2}.$$

Таким образом, градиентный метод автоматизированной коррекции относится к методам минимизации оценочной функции, при которых эту функцию рассматривают как своеобразную характеристику качества изображения.

Оценочная функция связывается с aberrациями оптической системы зависимостью

$$F = \sum_{i=1}^{i=k} a_i (\Delta y'_i)^2,$$

где  $a_i$  — весовые коэффициенты, учитывающие влияние каждой из aberrаций на качество изображения ( $a_i > 0$ );  $\Delta y'$  — поперечные aberrации системы.

При автоматизированном расчете по этому методу находят такие значения коррекционных параметров, при которых оценочная функция минимальна.

Минимум оценочной функции в различных методах автоматизированного расчета находят разными способами. Весьма эффективным оказался метод наименьших квадратов, примененный Н. В. Цено при разработке широко известной автоматизированной программы расчета оптических систем.

При автоматизированной коррекции оптических систем универсальными методами (методы Ньютона, наименьших квадратов) получают локальные решения, при достижении которых необходимо осуществлять контроль за сходимостью итерационного процесса. Для предотвращения расходности итерационного процесса разработаны модификации методов, позволяющие определять не только направление, но и шаг итерации.

Например, известны две модификации метода Ньютона и две модификации метода наименьших квадратов. Причем в первой модификации метода Ньютона шаг выбирается таким образом, чтобы разность между значением функции  $\Phi$ , после  $s$ -го итерационного шага  $\Phi^{(s)}$  и заданным значением  $\bar{\Phi}$ , т. е.  $(\Phi^{(s)} - \bar{\Phi})$ , непрерывно убывала по абсолютному значению. При этом ни одна из aberrаций не увеличивается по сравнению с aberrациями исходной системы, но сходимость итераций резко замедляется.

Во второй модификации метода Ньютона размер шага определяется с помощью минимизации оценочной функции, что ускоряет сходимость итерационного процесса, однако в этом случае на промежуточных стадиях расчета некоторые aberrации могут усугубиться.

При использовании модификаций метода наименьших квадратов ограничиваются изменения коррекционных параметров на каждом итерационном шаге.

Применяемые в настоящее время методы автоматизированного расчета оптических систем дают хорошие результаты лишь в тех случаях, когда существуют близкие к искомым исходные системы.

Проблема автоматического расчета оптических систем, очевидно, может быть успешно решена на базе развития научных методов, обеспечивающих рациональный выбор конструкции.

## 126. Суммирование aberrаций

При выполнении габаритного и светоэнергетического расчета оптической системы желательно ориентировочно знать, какое качество изображения можно получить в разрабатываемой системе. В случае сложной системы, состоящей из отдельных оптических узлов, необходимо оценить качество изображения, даваемого всей системой. При этом следует иметь в виду, что для сложных оптических систем aberrационный расчет отдельных элементов выполняется самостоятельно. Кроме того, при компоновке сложных оптических систем часто приходится использовать готовые оптические узлы, aberrации которых известны. В подобного рода случаях возникает задача по суммированию aberrаций отдельных оптических узлов и определению aberrаций всей системы.

Рассмотрим вопрос о суммировании продольных aberrаций. На рис. 281 показан произвольный  $k$ -й компонент сложной оптической системы, имеющий линейное увеличение для сопряженных плоскостей  $\beta_k$ . Точка  $A_k$  — предметная точка или безабберацион-

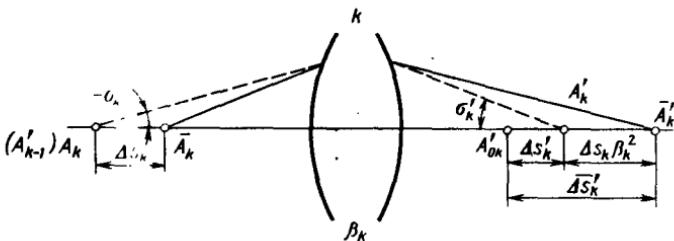


Рис. 281. Суммирование продольных aberrаций

ное изображение  $A'_{k-1}$ , созданное предшествующей частью системы;  $A'_{0k}$  — идеальное изображение точки  $A_k$ ;  $A'_k$  — точка, в которой реальный луч, исходящий из точки  $A_k$  под углом  $\sigma_k$ , по выходе из компонента пересекает оптическую ось;  $\Delta s'_k$  — продольная aberrация  $k$ -го компонента для луча, выходящего под углом  $\sigma'_k$ . Если предметную точку  $A_k$  переместить в точку  $\bar{A}_k$ , то отрезок  $\Delta s_k$  можно рассматривать как предметную aberrацию для  $k$ -го компонента или как aberrацию пространства изображений предшествующей части системы. Так как отрезок  $\Delta s_k$  мал, то можно считать, что смещение точки  $\bar{A}'_k$  в пространстве изображений определится через квадрат линейного увеличения отрезком  $A'_k \bar{A}'_k = \Delta s'_k \beta_k^2$ . Тогда суммарная aberrация  $\bar{\Delta s}'_k$  после  $k$ -го компонента будет равна:

$$\bar{\Delta s}'_k = \Delta s'_k \beta_k^2 + \Delta s'_k = \Delta s'_{k-1} \beta_k^2 + \Delta s'_k.$$

Применяя последнее соотношение для системы из  $q$  компонентов, получим:

$$\Delta s'_q = \Delta s'_1 \prod_2^q \beta^2 + \Delta s'_2 \prod_3^q \beta^2 + \cdots + \Delta s'_{q-1} \beta_q^2 + \Delta s'_q, \quad (572)$$

где  $\prod_2^q \beta^2$  — произведение квадратов линейных увеличений всех компонентов от 2-го до  $q$ -го.

Перейдем к рассмотрению поперечных aberrаций. На рис. 282  $B_k$  — предметная точка или безаберрационное изображение, созданное предшествующей частью системы;  $B'_{0k}$  — идеальное изображение точки  $B_k$ ;  $B'_k$  — точка пересечения с плоскостью изображения реального луча, вышедшего из точки  $B_k$ ;  $\Delta y'_k$  — поперечная aberrация  $k$ -го компонента для данного луча. Переместим точку  $B_k$  в точку  $\bar{B}_k$ , введя тем самым предметную aberrацию  $\Delta y_k$ , являющуюся aberrацией пространства изображений предшествующей части системы. Если  $\beta_k$  — линейное увеличение  $k$ -го компонента, то предметной aberrации  $\Delta y_k$  в плоскости изображений будет соответствовать смещение  $\Delta y_k \beta_k$ . Следовательно, суммарная поперечная aberrация

$$\bar{\Delta y}'_k = \Delta y_k \beta_k + \Delta y'_k = \Delta y'_{k-1} \beta_k + \Delta y'_k.$$

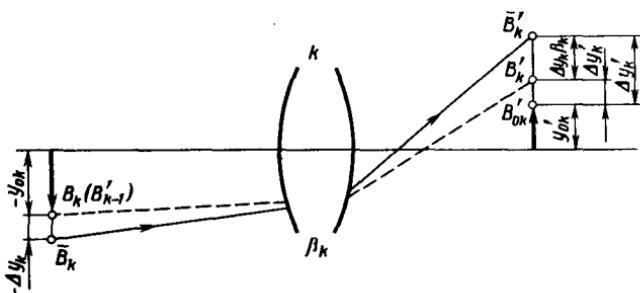


Рис. 282. Суммирование поперечных aberrаций

Для системы из  $q$  компонентов получим:

$$\bar{\Delta}y'_q = \Delta y'_1 \prod_2^q \beta + \Delta y'_2 \prod_3^q \beta + \cdots + \Delta y'_{q-1} \beta_q + \Delta y'_q. \quad (573)$$

Следует отметить, что суммирование aberrаций согласно формулам (572) и (573) должно выполняться по ходу одного луча, проходящего через всю систему. При этом необходимо учитывать, что aberrационный расчет отдельных компонентов оптической системы выполняется при условии, что изображения точек, для которых вычисляются aberrации, получаются над осью, т. е.  $y' > 0$ . При компоновке системы это условие может нарушаться, т. е.  $y' < 0$ , и в таком случае знаки поперечных aberrаций также изменяются. В формуле (573) необходимо учитывать знак линейного увеличения.

Отдельные элементы, из которых компонуется оптическая система, могут быть рассчитаны так, как это рациональнее с методической точки зрения. При этом в компоненте можно принять ход лучей, противоположный тому, который имеет место в сложной оптической системе. Так, все окуляры рассчитывают со стороны глаза, т. е. со стороны бесконечно удаленного предмета. Проекционные объективы с большими увеличениями рассчитывают со стороны экрана. В подобных случаях необходимо оценивать остаточные aberrации в обратном ходе лучей. Aberrации для обратного хода лучей будем обозначать стрелкой вверху, ориентированной справа налево. Если  $\beta$  — линейное увеличение для данной пары сопряженных плоскостей,  $\Delta y'$  и  $\Delta s'$  — соответственно поперечная и продольная aberrации в прямом ходе, то aberrации для обратного хода лучей соответственно будут равны:  $\bar{\Delta}y' = \Delta y'/\beta$ ;  $\bar{\Delta}s' = \Delta s'/\beta^2$ .

При компоновке сложных оптических систем могут иметь место случаи, когда линейное увеличение какого-то компонента равно нулю. Эти условия характерны, например, для оборачивающих систем с параллельным ходом лучей между компонентами. На рис. 283 показана такая система, где  $\Delta s_i$  — продольная aber-

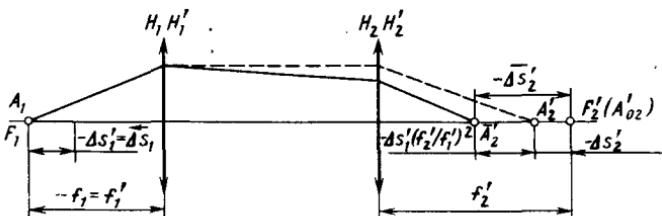


Рис. 283. Суммирование aberrаций в двухкомпонентной системе с параллельным ходом лучей

рация первого компонента, вычисленная в параллельном пучке лучей;  $\Delta s_2'$  — продольная aberrация второго компонента. Если первый компонент не имеет aberrации, то реальный луч, выходящий из точки  $A_1$ , приходит в точку  $A_2'$ . При наличии aberrации в первом компоненте реальный луч приходит в точку  $\bar{A}_2'$ ,мещенную относительно точки  $A_2'$  на величину, определяемую через линейное увеличение для сопряженных плоскостей, в которых находятся точки  $A_1$  и  $A_{02}'$ . Это увеличение равно отношению фокусных расстояний компонентов  $\beta_{1,2} = -f_2/f_1$ . Следовательно, суммарная продольная aberrация двухкомпонентной системы

$$\bar{\Delta s}_2' = (f_2'/f_1')^2 \Delta s_1' + \Delta s_2'.$$

Соответственно для суммарной поперечной aberrации  $\bar{\Delta y}_2'$  получим:

$$\bar{\Delta y}_2' = -(f_2'/f_1') \Delta y_1' + \Delta y_2'.$$

Из последней формулы следует, что в случае симметричной обрачивающей системы ( $f_1 = f_2$ ) такие aberrации, как кома и дисторсия, автоматически уничтожаются.

Если изображение, даваемое оптической системой, находится в бесконечности, то выражать ее aberrации в линейной мере не представляется возможным. В таких системах aberrации выражают в угловой мере, характеризующей отклонение лучей пучка от параллельности, либо в диоптрийной мере, характеризующей сходимость или расходимость пучка.

Указанная оценка остаточных aberrаций применяется для телескопических систем, микроскопов, афокальных систем, уменьшающих расходимость лазерного пучка, и для других случаев.

Суммирование aberrаций телескопических систем выполняется в передней фокальной плоскости окуляра. Аберрации окуляра, вычисленные в обратном ходе лучей (со стороны глаза), будем обозначать:  $\bar{\Delta s}_{\text{ок}}'$  — продольная aberrация;  $\bar{\Delta y}_{\text{ок}}'$  — поперечная aberrация. Если  $\Delta s_1'$  и  $\Delta y_1'$  — соответственно продольная и поперечная aberrации предшествующей окуляру части системы, то

суммарные aberrации  $\overline{\Delta s'}$  и  $\overline{\Delta y'}$  в передней фокальной плоскости окуляра будут равны:

$$\overline{\Delta s'} = \Delta s'_1 + \overleftarrow{\Delta s'_{\text{ок}}}; \quad \overline{\Delta y'} = \Delta y'_1 - \overleftarrow{\Delta y'_{\text{ок}}}.$$

Тогда угловую aberrацию  $\Delta\sigma'$ , выраженную в радианах, вычисляют по формуле

$$\Delta\sigma' = \overline{\Delta y'}/f'_{\text{ок}} = (\Delta y'_1 - \overleftarrow{\Delta y'_{\text{ок}}})/f'_{\text{ок}}.$$

Продольные aberrации, такие, как астигматизм, кривизна изображения, хроматизм положения, не зависящие от апертуры, принято оценивать в диоптрийной мере:

$$L = -(\Delta s'_1 + \overleftarrow{\Delta s'_{\text{ок}}}) 1000/f'^2_{\text{ок}},$$

где  $f'_{\text{ок}}$  — в мм.

В заключение отметим, что приведенные выше формулы для суммирования aberrаций являются приближенными и их обычно используют при оценке промежуточных вариантов разрабатываемой системы. После окончательной aberrационной коррекции отдельных компонентов сложной системы и ее полной компоновки необходимо провести расчет остаточных aberrаций всей системы по формулам (231).

## 127. О допусках в оптических системах

При проектировании оптических систем необходимо учитывать не только возможности их расчета, но и технологические возможности изготовления, сборки и юстировки как отдельных элементов, так и прибора в целом.

Только полный учет этих возможностей позволяет назначить такие значения допустимых отклонений (допусков) конструктивных параметров, которые, с одной стороны, обеспечивают получение заданного качества изображения оптической системы, а с другой, — оказываются вполне достижимыми при изготовлении.

Допуски на конструктивные параметры и положение деталей в оптической системе (в том числе на центрировку) определяют исходя из диапазона допустимых значений остаточных aberrаций, которые, в свою очередь, зависят от назначения оптической системы (см. п. 113). Оптические допуски выбирают тем уже, чем меньше допустимые отступления aberrаций от заданных.

Например, в оптических системах, обеспечивающих качество изображения, близкое к идеальному, допустимое отклонение волнового фронта от идеального не должно превышать  $\lambda/4$  (криперий Рэлея).

Если обозначить допустимую волновую aberrацию  $l_N$ , то для визуальных оптических систем при основной длине волны  $\lambda_e = 546,07$  нм, она будет  $l_N = 135,5$  нм, причем примерно две

трети указанного допуска ( $\sim 100$  нм) обычно выделяют на погрешности изготовления и сборки.

Общий допуск оптической системы распределяют по отдельным деталям и их элементам (поверхностям, толщинам, углам и т. п.), учитывая при этом влияние изменения каждого элемента и затраты на изготовление и сборку.

При назначении допусков нужно учитывать положение оптической поверхности или детали относительно оси и плоскости изображения.

Например, при назначении допусков на оптические поверхности и детали, перпендикулярные к оси пучка лучей, пользуются формулой

$$\Delta_{\text{доп}} = g (l_N)_{\text{доп}},$$

где  $g$  — коэффициент, устанавливающий связь между допуском на дефекты поверхности  $\Delta_{\text{доп}}$  с волновым допуском на нее  $(l_N)_{\text{доп}}$ .

Коэффициент  $g$  для преломляющей оптической поверхности, разграничитывающей среды с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , определяют по формуле [6]  $g = -1/(n_1 - n_2)$ .

Для преломляющей поверхности, граничащей с воздухом, при  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = n$   $g_{\text{прел}} = -1/(1 - n)$ .

Для отражающих поверхностей  $n_1 = -n_2 = n$  и  $g_{\text{отр}} = -1/(2n)$ . Если отражающая поверхность расположена в воздухе ( $n = 1$ ), то  $g_{\text{зерн}} = -1/2$ .

При  $n_1 = 1,5$  для рассмотренных случаев соответственно получим:

$$g_{\text{прел}} = 2; \quad g_{\text{отр}} = -1/3; \quad g_{\text{зерн}} = -1/2,$$

а для поверхности, разграничитывающей среды с показателями преломления  $n_1 = 1,5$  и  $n_2 = 1,6$ ,  $g \approx 10$ .

Таким образом, если требования к точности обработки преломляющей поверхности ( $g_{\text{прел}}$ ), граничащей с воздухом, принять за единицу, то требования к точности обработки наружной отражающей ( $g_{\text{зерн}}$ ) поверхности в 4 раза, внутренней отражающей ( $g_{\text{отр}}$ ) поверхности в 6 раз жестче, а поверхности, разграничитывающей среды с  $n_1 = 1,5$  и  $n_2 = 1,6$ , в 5 раз слабее.

Значения называемых допусков зависят от того, в каком месте рабочего сечения пучка лучей находится оптическая деталь или узел.

Например, чем больше рабочее сечение пучка лучей, тем жестче допуск на цилиндричность и местные отклонения поверхностей, на децентрировку и такие требования к оптическим материалам, как оптическая однородность, двойное лучепреломление, отклонения оптических констант. Требования к чистоте полирования поверхностей, а также в отношении таких дефектов, как пузыри, камни, царапины, выколки, наоборот, возрастают с уменьшением сечения рабочего пучка.

Требования на оптические детали и узлы подразделяют на требования к материалу и требования к изготовлению.

Параметры, по которым нормируются требования к материалу (см. п. 25), по соответствующим категориям и классам устанавливаются ГОСТ 3514—76.

1. На предельное отклонение  $\Delta n_e$  показателя преломления установлено пять категорий (I—V) и четыре класса (A, B, В, Г) в зависимости от наибольшей разности показателей преломления в партии заготовок.

2. На предельное отклонение  $\Delta (n_F - n_C)$  средней дисперсии установлено пять категорий (I—V) и два класса (B, Г) в зависимости от наибольшей разности средних дисперсий в партии заготовок.

3. По оптической однородности для заготовок размером (диаметр или длина стороны) не более 250 мм установлено пять (I—V) категорий, характеризуемых разрешающей способностью при  $\lambda = 0,55$  мкм.

Разрешающая способность стекла определяется значением отношения угла разрешения  $\varphi$  дифрактометра, в параллельный пучок лучей которого введена заготовка стекла, к углу разрешения  $\varphi_0$  самого дифрактометра.

Для заготовок размером более 250 мм установлено также пять (I—V) категорий оптической однородности в зависимости от допустимых значений коэффициентов  $K_\varphi$ ,  $\Delta K$  и  $K_x$  (см. ГОСТ 3514—76).

4. По двойному лучепреломлению установлено пять (I—V) категорий, характеризуемых разностью хода лучей, на которые разделяется падающий луч под воздействием напряжений при прохождении в направлении наибольшего размера заготовки.

5. По показателю ослабления  $\epsilon_A$  установлено восемь (I—VIII) категорий, причем  $\epsilon_A$  — величина, обратная расстоянию в сантиметрах, на котором поток излучения от источника типа A ослабляется в результате поглощения и рассеяния в стекле в 10 раз.

6. По бессыльности установлены две категории (1 и 2), ограничивающие количество и размер допустимых свищей, и два класса (A и B), определяющие направления, в которых заготовка стекла должна соответствовать заданной категории (A — два взаимно перпендикулярных направления, B — одно направление).

7. По пузырности в зависимости от диаметра наибольшего пузыря, допускаемого в заготовке, установлено 11 категорий (1, 2a, 2, 3, ..., 10) и семь (A—Ж) классов, которые характеризуются средним числом пузырей диаметром 0,03 мм и массой 1 кг сырьевого стекла. Причем для стекла заготовок, изготавляемых по 1-й категории пузырности, класс пузырности не устанавливают.

В чертежах на оптические детали указывают следующие требования к изготовлению.

1. Отступление  $N$  от заданной кривизны показывает предельно допустимое отклонение стрелки  $z$  (рис. 284) кривизны поверхности детали I от стрелки  $z_{\text{пр}}$  кривизны поверхности проб-

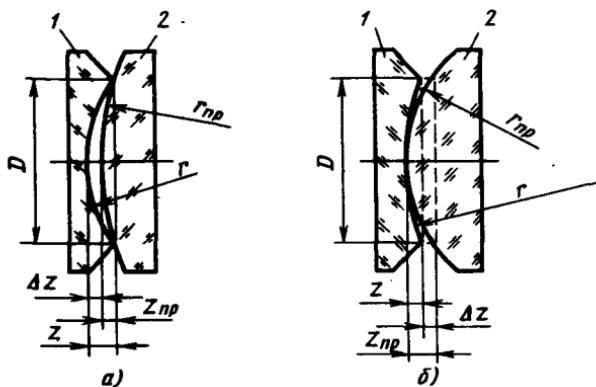


Рис. 284. Касание пробного стекла и проверяемой поверхности:  
а — по краю; б — в середине

ногого стекла 2, выраженное числом интерференционных колец или полос, или допустимая сферичность плоской поверхности, выраженная в том же измерении. Таким образом,  $N$  есть допуск на общее отклонение формы поверхности, выражаемое числом интерференционных колец. Стрелка в одно интерференционное кольцо равна  $\lambda/2$ . Разность стрелок  $z - z_{np} = \Delta z = N\lambda/2 \approx -D^2 \Delta r/(8r^2)$ .

Для линз небольшой кривизны и небольшого диаметра (по сравнению с радиусом кривизны) число наблюдаемых колец прямо пропорционально отклонению кривизны ( $\Delta\rho = -\Delta r/r^2$ ) и квадрату диаметра окружности, внутри которой эти кольца наблюдаются:

$$N = \Delta\rho D^2/(4\lambda) = -D^2 \Delta r/(4\lambda r^2).$$

Принимая  $\lambda = 0,555$  мкм и опуская знак, получаем  $N = -450D^2 \Delta r/r^2$ .

При расчете допуска  $N$  на подгонку под пробное стекло исходя из допустимого изменения  $\Delta f'_{\text{доп}}$  фокусного расстояния на  $k$ -й поверхности пользуются формулой

$$N_{k, \text{ доп}} = 450D_k^2 \Delta f'_{\text{доп}} h_1 / [\sqrt{q} f'^2 (n'_k - n_k) h_k],$$

где  $\Delta f'_{\text{доп}}$  не превышает (1/3 ... 1/5) всего допуска на изменение фокусного расстояния;  $q$  — число поверхностей;  $h_1$ ,  $h_k$  — высоты луча соответственно на 1-й и  $k$ -й поверхностях;  $n_k$ ,  $n'_k$  — показатели преломления сред, разделяемых  $k$ -й поверхностью.

Изменение кривизны различных поверхностей, вызывающее одинаковое отклонение  $\Delta f'$  фокусного расстояния, по-разному изменяет aberrации, поэтому точнее допуск  $N$  на различные поверхности можно назначать исходя из допустимых изменений aberrаций.

2. Отклонение  $\Delta N$  от правильной сферической или плоской формы оптической поверхности приводит к появлению цилиндрич-

ности, вызывающей астигматизм в изображении даже осевой предметной точки.

Обозначая допустимое значение астигматизма  $\Delta z'_a$ , предельное отклонение  $\Delta N$  для  $k$ -й поверхности оптической системы с фокусным расстоянием  $f'$  можно определить по следующей формуле:

$$\Delta N_k \leq D_k^2 \Delta z'_{a, \text{ доп}} h_1 / [4 \sqrt{q} f'^3 \lambda (n'_k - n_k) h_k].$$

При  $\lambda = 0,555$  мкм эта формула имеет вид:  
для фотообъективов

$$\Delta N_k \leq 450 D_k^2 \Delta z'_{a, \text{ доп}} h_1 / [\sqrt{q} f'^3 (n'_k - n_k) h_k];$$

для телескопических систем

$$\Delta N_k \leq 0,450 D_k^2 (\Delta z'_{a, \text{ доп}})_{\text{длтр}} h_1 / [\sqrt{q} (n'_k - n_k) \Gamma_t^2 h_k],$$

где  $(\Delta z'_{a, \text{ доп}})_{\text{длтр}} = 1000 \Delta z'_{a, \text{ доп}} / f'_{\text{ок}}$ ;  $f'_{\text{ок}}$  — фокусное расстояние окуляра;  $\Gamma_t$  — видимое увеличение телескопической системы.

Если допуск  $\Delta N_1$  на первую поверхность оптической системы известен и отклонение любой поверхности от правильной сферы вызывает одинаковый по значению астигматизм, то для  $k$ -й поверхности допуск

$$\Delta N_k = \Delta N_1 (D_k / D_1)^2 (n'_1 - n_1) h_1 / [(n'_k - n_k) h_k].$$

Для надежности контроля несферичности  $\Delta N$ , которая равна разности числа интерференционных полос в главных сечениях поверхности, общее отклонение  $N$  не должно быть больше определяемой величины  $\Delta N$  в 3—5 раз, в крайнем случае в 10 раз.

3. Отклонение  $C$  от центричности линз (декентрировка) может быть оценена (рис. 285): сдвигом  $C_1$  центра  $O_2$  второй поверхности линзы; сдвигом  $C_2$  оптической оси в задней главной плоскости линзы; наибольшей разностью  $C_3$  толщин по краю линзы; углом поворота  $\gamma$  второй поверхности вокруг ее вершины по отношению к первой поверхности.

Перечисленные величины связаны следующими зависимостями:

$$C_2 = C_1 (n - 1) f' / r_2 = \sigma (n - 1) f';$$

$$C_3 = C_1 D / r_2 = \sigma D; \quad \sigma = C_1 / r_2.$$

Допустимые углы наклона  $\sigma$  поверхностей в большинстве случаев имеют значение 5...30°.

Допуски на декентрировку оптических деталей должны назначаться с учетом метода сборки.

4. Класс чистоты  $P$  поверхностей оптических деталей назначается в соответствии с ГОСТ 11141—84, устанавливающим 12 классов чистоты полированных поверхностей оптических деталей (I—10, I—20, I—40, I—I, ..., IX), характеризуемых совокупностью допустимых на деталях царапин и точек.

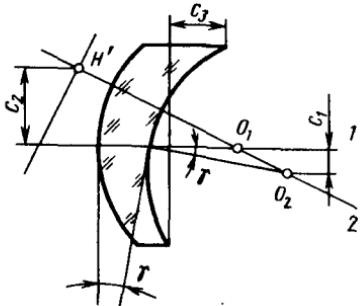


Рис. 285. Децентрированная линза

5. Наименьшее допустимое фокусное расстояние  $f'_{\min}$  пластин или призм как результат сферичности их поверхностей (в метрах или миллиметрах).

6. Предельная клиновидность  $\theta$  пластин и разверток призм, вызывающая отклонение выходящих лучей на некоторый угол  $\gamma$ , и угловой хроматизм  $\Delta\gamma_{\lambda_1, \lambda_2} = \theta(n_{\lambda_0} - 1)/v$ .

Для практических расчетов удобна следующая формула:

$$\theta_{\text{доп}} = D'_d v (\Delta\gamma_{\lambda_1, \lambda_2})_{\text{доп}} / (n_{\lambda_0} - 1) D_k,$$

где  $D'_d$  — диаметр действующего отверстия выходного зрачка;  $D_k$  — диаметр рабочего пучка лучей в месте расположения детали;  $v$  — коэффициент дисперсии.

Допуск на клиновидность разверток призм выражается двумя составляющими  $\theta_c$  и  $\theta_\pi$ , связанными соответственно с клиновидностью в главном сечении призмы и с клиновидностью вследствие пирамидальности развертки призмы (в перпендикулярном к главному сечению направлении):

$$\theta = \sqrt{\theta_c^2 + \theta_\pi^2}.$$

7. Предельная пирамидальность  $\pi$  призмы — это предельно допустимая непараллельность ребер призмы, выраженная в угловой мере.

8. Предельная разность  $\delta$  равных по номиналу углов призмы. Например, в прямоугольной призме АкР-90° допуск может составлять  $\delta_{45} = 1'$ , при котором клиновидность развертки призмы и вносимый хроматизм незначительны.

9. Класс точности  $\Delta R$  пробного стекла или предельное отклонение радиуса поверхности в процентах назначается в соответствии с ГОСТ 2786—82 «Стекла пробные для проверки радиусов и формы сферических оптических поверхностей». Чтобы погрешность пробного стекла как мерительного инструмента не оказалась больше, чем допустимая погрешность изготовления оптических поверхностей, рекомендуется принимать

$$(\Delta r/r) \% = (1/3 \dots 1/5) 400 r N_\pi \lambda / D_\pi^2.$$

где  $D_\pi$  — диаметр проверяемой линзы;  $N_\pi$  — отступление от заданной кривизны линзы.

## 128. Оценка качества изображения по результатам aberrационного расчета

Аберрационный расчет оптической системы завершается составлением сводки остаточных aberrаций. Этот итоговый документ называют *оптическим выпуском*. В нем указывают основные

характеристики системы: фокусное расстояние или увеличение, относительное отверстие, апертуру или диаметр входного зрачка, угловое или линейное поле оптической системы в пространстве предметов. Приводится основная длина волны  $\lambda_0$ , для которой исправляются монохроматические aberrации, а также интервал длин волн ( $\lambda_1 \dots \lambda_2$ ), для которых выполнена ахроматизация системы.

Оптический выпуск должен содержать конструктивные параметры системы ( $r, d, n, v$ ), световые диаметры оптических поверхностей и стрелки прогиба на световых диаметрах. Кроме того, следует указывать положение апертурной диафрагмы, расстояние от первой поверхности до входного зрачка и расстояние от последней поверхности до выходного зрачка. Приводятся диаметры зрачков и апертурной диафрагмы.

Для предмета, расположенного на конечном расстоянии, например, в случае микрообъектива, репродукционного объектива и т. д., указывается расстояние от первой поверхности до предмета (передний отрезок) и от последней поверхности до изображения (задний отрезок), а также расстояние между плоскостями предмета и изображения.

Числовые значения остаточных aberrаций оптической системы сводят в соответствующие таблицы и изображают на графиках. Сначала приводится таблица aberrаций для точки на оси: сферическая aberrация, условие изопланатизма, хроматизм положения и сфера — хроматическая aberrация. Затем следует таблица aberrаций главных лучей и бесконечно тонких астигматических пучков для различных точек поля: меридиональная и сагиттальная кривизна поверхности изображения, астигматизм, дисторсия и хроматизм увеличения. После этого приводятся таблицы aberrаций лучей наклонных пучков в меридиональном и главном сагиттальном сечениях. Эти aberrации могут быть приведены как для основной длины волны, так и для длин волн, подлежащих ахроматизации. В некоторых случаях, например, при высоких относительных отверстиях и больших полях оптической системы даются таблицы aberrаций для внemerидиональных лучей. Для высококачественных оптических систем, например объективов микроскопа, приводятся таблицы волновых aberrаций.

На основании данных таблиц строятся графики aberrаций оптической системы. Графики поперечных aberrаций для различных точек поля необходимо выполнять в одинаковом масштабе.

Для иллюстрации указанных выше общих рекомендаций по оформлению сводки остаточных aberrаций в качестве примера приведен оптический выпуск фотографического объектива «Гелиос-81» (прил. 3).

Для объективов со сравнительно невысоким относительным отверстием сферическая и сфeroхроматическая aberrации и условие изопланатизма рассчитывают для двух лучей: крайнего

$(m_{kp} = D/2)$  и зонального  $(m_a = m_{kp}/\sqrt{2})$ . При высоких относительных отверстиях количество лучей в осевом пучке увеличивают до трех-четырех  $(m_a = m_{kp}/2, m_a = \sqrt{3}m_{kp}/2)$ . График вторичного спектра обычно приводят для лучей, входящих во входной зрачок на высоте  $m_a = m_p/\sqrt{2}$ .

Аберрации главных лучей и наклонных пучков вычисляют для двух или трех наклонов у объективов с угловым полем до  $60^\circ$  и для четырех или пяти наклонов в случае широкоугольных объективов. Аберрации наклонных пучков определяются на основании расчета четырех или пяти лучей в меридиональном сечении и двух или трех лучей в сагиттальном сечении. При высоких относительных отверстиях число лучей в пучке увеличивается.

Общие рекомендации по выбору числа лучей в пучке в зависимости от относительного отверстия системы приведены в п. 46, а их высоты в плоскости входного зрачка определяются по формуле (242).

В фотографических объективах обычно допускают виньетирование части наклонного пучка оправами линз или специальными диафрагмами. На графиках аберраций наклонных пучков рекомендуется указывать, какая поверхность или диафрагма вызывает виньетирование.

Коррекцию аберраций оптической системы чаще всего выполняют относительно плоскости Гаусса. Однако вследствие остаточной сферической аберрации и астигматизма плоскость с наиболее благоприятным распределением лучей в пятне рассеяния оказывается смещенной относительно плоскости Гаусса. Для определения положения этой плоскости изображения на графиках поперечных аберраций, построенных в системе координат  $\Delta y'$  и  $\Delta \operatorname{tg} \sigma'$ , через начала координат проводится прямая  $aa$ , отступления которой от кривых поперечных аберраций минимальные.

Предварительная оценка качества изображения, создаваемого оптической системой, проводится по размеру эффективного пятна рассеяния, образуемого совокупностью лучей пучка для различных точек поля. Если  $\delta'$  — эффективный диаметр пятна рассеяния с учетом всего спектрального интервала, регистрируемого оптической системой, то разрешающая способность системы будет оцениваться величиной, обратной диаметру пятна рассеяния.

Для телескопических и афокальных систем, изображающих предметную плоскость в бесконечности, их аберрации оценивают в угловой и диоптрийной мере. Указанные обстоятельства вносят некоторые специфические особенности в оформление оптического выпуска таких систем.

В заключение отметим, что помимо указанного выше способа оценки качества изображения по геометрическим аберрациям используются волновые аберрации, а также частотно-контрастная

характеристика или функция передачи модуляции оптической системы. Эти критерии позволяют оценить качество получаемого изображения для изготовления образца объектива. Более подробные данные о функции передачи модуляции приведены в п. 84, 90.

## 129. Волновая аберрация оптической системы

Для оценки качества изображения используют волновые аберрации, возникающие при нарушениях гомоцентричности пучков лучей, выходящих из оптической системы. Эти нарушения приводят к перераспределению освещенности в изображении точек и, следовательно, связаны с изменением качества изображения.

При безаберрационном изображении точки волновой фронт  $II$  должен быть сферическим. В реальных оптических системах выходящий волновой фронт  $I$  деформируется. Волновая аберрация  $l = MN$  (рис. 286), являясь мерой деформации, равна отступлению реального волнового фронта от сферы сравнения по нормали к последней.

При значении волновой аберрации  $l \leq \lambda/10$  качество изображения оптической системы близко к идеальному. Волновая аберрация, равная четверти длины волны ( $l = \lambda/4$ ), является известным критерием Рэлея для очень высокого качества. При  $l = (2 \dots 3) \lambda$  качество хорошее, а при  $l = (3 \dots 5) \lambda$  удовлетворительное качество для большинства фотографических и проекционных объективов.

Для нахождения связи между волновой  $l$  и геометрическими  $\Delta y'$ ,  $\Delta x'$  аберрациями рассмотрим рис. 287, на котором представлено меридиональное сечение реального волнового фронта  $I$ , соответствующего лучу  $l$ , идущему в точку  $A'$ , сечение сферы сравнения  $II$ , имеющей центр в точке  $\bar{A}'$ , смещенной относительно плоскости Гаусса (плоскости параксиального изображения) на отрезок  $\xi$ . Радиус сферы сравнения  $R$ .

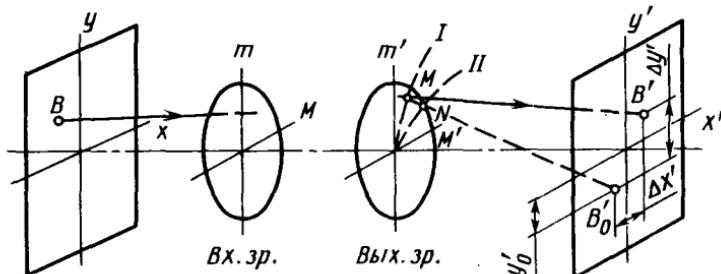


Рис. 286. Схема, иллюстрирующая возникновение деформации волнового фронта вследствие аберраций

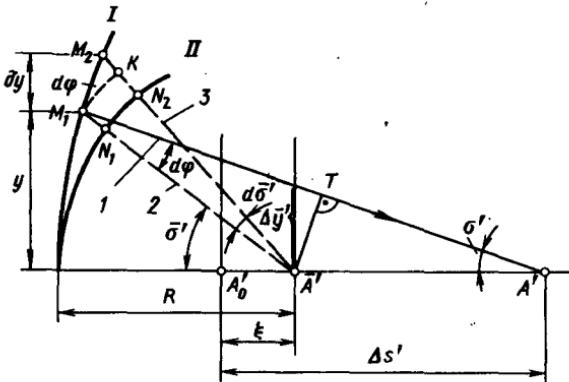


Рис. 287. Меридиональное сечение волнового фронта

Волновая аберрация для луча  $I$ , определяемая относительно точки  $\bar{A}'$ ,  $l = M_1 N_1$  и считается положительной, если сфера сравнения опережает реальный волновой фронт.

Изменим на бесконечно малое  $d\sigma'$  приращение угол  $\sigma'$  и получим с помощью луча  $3$  на волновых фронтах  $I$  и  $II$  точки  $M_2$  и  $N_2$ . Радиусом  $R' = R + l$  проведем дугу  $M_1 K$  и получим  $M_2 K = dl$  — приращение волновой аберрации. Ордината точки  $M_1$  есть  $y$ , ордината точки  $M_2$  будет  $y + dy$ . Теперь проведем из точки  $\bar{A}'$  перпендикулярно к лучу  $I$  отрезок, длина которого равна  $\Delta y' \cos \sigma'$ . Для общности решения представим, что на рис. 287 изображена внеосевая точка.

Из рис. 287 следуют очевидные соотношения:  $dl = dl = M_1 M_2 d\phi$ ;  $M_1 M_2 = \Delta y' \cos \sigma'$ , тогда  $dl = \Delta y' d\phi / \cos \sigma'$ . Из треугольника  $M_1 \bar{A}' T$  находим, что  $d\phi = \Delta y' \cos \sigma' / R'$ . Подставляя выражение  $d\phi$  в формулу для  $dl$ , окончательно получим:

$$\Delta y' = R' \frac{dl}{dy}. \quad (574)$$

Легко показать, что при определении искомой связи по координате  $x$ , получим:

$$\Delta x' = R' \frac{dl}{dx}. \quad (575)$$

Таким образом, волновая аберрация может быть найдена интегрированием системы уравнений (574), (575):

$$l = \frac{1}{R'} \int (\Delta y' dy + \Delta x' dx).$$

При определении волновой аберрации для меридионального сечения пучка, исходящего из внеосевой точки, следует учесть,

что изображение внеосевой точки будет иметь ординату —  $y_0$  (см. рис. 286), т. е.  $y - y_0 \approx R'\sigma'$ , откуда  $dy = R'd\sigma'$ , поэтому

$$l = \int_{\sigma'_0}^{\sigma'_A} \Delta y' d\sigma'. \quad (576)$$

Эта формула пригодна и для вычисления волновой aberrации в случае осевой точки, что будет подтверждено ниже при нахождении связи между продольной сферической и волновой aberrациями.

Из рис. 287 следует, что  $\bar{A}'T = (\Delta s' - \xi) \sin \sigma'$ . Так как продольная сферическая aberrация  $\Delta s'$  мала, то мал и угол  $d\phi$  между лучами 1 и 2, поэтому

$$R + l = \bar{A}'T/d\phi = (\Delta s' - \xi) \sin \sigma'/d\phi.$$

Приращению  $dl = M_2 K$  соответствует малый угол  $d\bar{\sigma}'$  между лучами 2 и 3, тогда  $M_1 K = M_1 \bar{A}' d\sigma' = (\Delta s' - \xi) \sin \sigma' d\sigma'/d\phi (d\sigma' \approx d\bar{\sigma}')$ , так как  $\sigma' \approx \bar{\sigma}'$ ,

$$dl = M_1 K d\phi = (\Delta s' - \xi) \sin \sigma' d\sigma'.$$

Искомая связь между волновой и продольной сферической aberrациями будет следующей:

$$l = \int_0^{\sigma'_A} (\Delta s' - \xi) \sin \sigma' d\sigma'$$

или

$$l = \xi (\cos \sigma' - 1) + \int_0^{\sigma'_A} \Delta s' \sin \sigma' d\sigma'. \quad (577)$$

Если плоскость установки совпадает с плоскостью Гаусса'

т. е. если  $\xi = 0$ , то  $l_{\xi=0} = l_0 = \int_0^{\sigma'_A} \Delta s' \sin \sigma' d\sigma'$ .

При относительных отверстиях, не превышающих  $1 : 4 \dots 1 : 5, 6$ , можно допустить, что  $\sin \sigma' \approx \sigma'$ ;  $\cos \sigma' - 1 \approx -\sigma'^2/2$ ;  $\Delta s' \sigma' \approx \approx \Delta y'_{\text{ eff}}$ , тогда

$$l = -\xi \sigma'^2/2 + \int_0^{\sigma'_A} \Delta y'_{\text{eff}} d\sigma'$$

или

$$l = -\xi \sigma'^2/2 + l_0. \quad (578)$$

Волновую aberrацию можно определить графическим интегрированием. Если для какой-либо оптической системы имеется график поперечной сферической aberrации  $\Delta y'_{\text{eff}} = f(\sigma')$

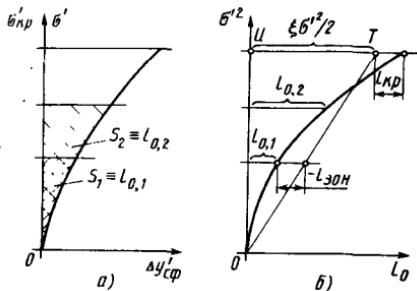


Рис. 288. Схема для определения значения волновой aberrации и нахождения плоскости наилучшей установки

наименьшими абсолютными значениями  $l$ . Измерив на графике отрезок  $UT = \xi\sigma'_{kp}/2$ , получим значение смещения  $\xi = 2UT/\sigma'_{kp}$ .

Волновую aberrацию можно также рассчитать по разности хода лучей. Известно, что разность хода лучей определяется для системы, состоящей из  $q$  поверхностей по формуле

$$\delta = \sum_{k=1}^{k=q} l_\phi = \sum_{k=1}^{k=q} \{y_k [n_{k+1} \operatorname{tg}(\sigma_{k+1}/2) - n_k \operatorname{tg}(\sigma_k/2)] - z_k (n_{k+1} - n_k)\}. \quad (579)$$

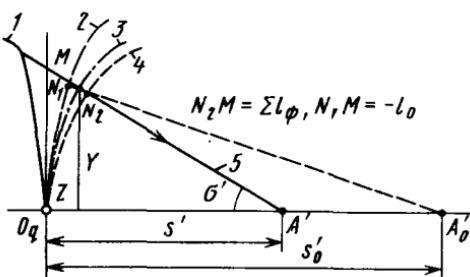
Аберрация, определяемая этой формулой, непосредственно относится к точке пересечения луча с осью, и ее можно рассматривать как волновую aberrацию луча  $\sum_1^q l_\phi = l_{\phi 1} + l_{\phi 2} + \dots + l_{\phi q}$ .

Достоинство формулы (579) заключается в том, что она справедлива как для сферических поверхностей оптических систем, так и для несферических.

Вычислив  $\sum_1^q l_\phi$  для какого-либо луча, выходящего под углом  $\sigma'$  и пересекающего ось от последней поверхности на расстоянии  $s'$ , можно найти положение точки реального волнового фронта

Рис. 289. Графическое определение положения ( $Y$ ,  $Z$ ) точки реального фронта:

1 — последняя поверхность оптической системы; 2 — сфера сравнения с центром в точке  $A'_0$ ; 3 — реальная волновая поверхность луча  $MA'$ ; 4 — сфера сравнения с центром в точке  $A'$



(рис. 288, а), то, используя его, можно получить график (рис. 288, б)  $l_0 = f(\sigma')$ , т. е.  $l_0 = l + \xi\sigma'^2/2$ .

При смещении  $\xi$  плоскости установки можно найти наименьшее значение волновой aberrации. Если на графике провести прямую  $OT$  так, чтобы для лучей, выходящих из системы под углами  $\sigma'_{kp}$  и  $\sigma'_{zon}$ , волновые aberrации  $|l_{kp}| = |l_{zon}|$ , то смещение  $\xi$  будет соответствовать плоскости установки с

$(Y, Z)$ . Пусть, например (рис. 289), вершина реального волнового фронта совпадает с вершиной  $O_q$  последней поверхности оптической системы. Отложив от сферической поверхности  $s$ , центром в точке  $A'$  отрезок  $\sum_1^q l_\Phi$  вдоль луча, получим искомые координаты:

$$\begin{aligned} Y &= \left( s' + \sum_1^q l_\Phi \right) \sin \sigma'; \\ Z &= s' - \left( s' + \sum_1^q l_\Phi \right) \cos \sigma'. \end{aligned} \tag{580}$$

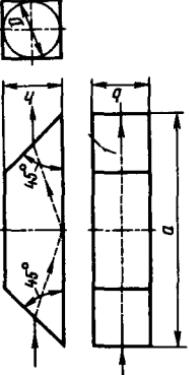
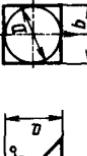
Если волновую aberrацию необходимо вычислить относительно плоскости параксиального изображения  $l_0$ , то, зная значение  $s'_0$ , получим

$$l_0 = \sqrt{(s'_0 - Z)^2 + Y^2} - s'_0.$$

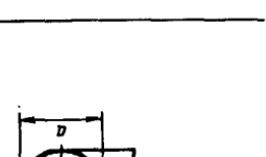
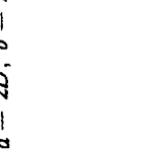
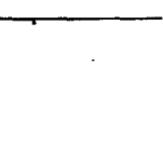
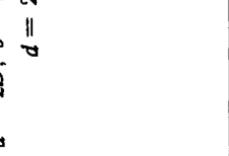
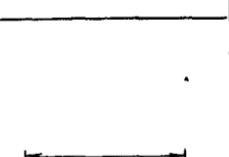
Решение по формулам (580) реализовано на программируемом калькуляторе (см. прил. 2).

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

### ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ПРИЗМЫ

Тип призмы и условное обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
<b>Призма с одной отражающей грани (призма Дюбе)</b> AP-0°	 	$a = \frac{2\sqrt{2n^2 - 1}}{\sqrt{2n^2 - 1} - 1} D$ <p>(<math>n</math> — показатель преломления стекла);  <math>b = D; h = D</math>.</p> <p>Геометрическая длина хода луча в призме</p> $d = \frac{2n}{\sqrt{2n^2 - 1} - 1} D$	Устанавливается в параллельном пучке лучей. Дает зеркальное изображение, которое при вращении призмы вокруг оси вращается с удвоенной скоростью
<b>Призма с одной отражающей грани (прямоугольная призма) AP-45°</b>	 	$a = D; b = D; d = D$	Применяется вместо плоского зеркала для отклонения луча на 90°. Может быть использована для изменения направления линии взирания путем поворота призмы вокруг оси. При этом ее устанавливают перед объективом

*Продолжение прил. 1*

Тип призмы и условное обозначение	Эскизы	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
Прямоугольная призма с кривой (дах-призма) АКР-90°	 	$a = D; b = 0,366D;$ $c = 1,414D; h = 1,732D;$ $d = 1,732 D$	Простейшая призма, дающая полное обращение и отклоняющая осевой луч на $90^\circ$
Прямоугольная призма с двумя отражающими поверхностями БР-180°	 	$a = 2D; b = D; d = 2D$	Ось отклоняется на $180^\circ$ и смещается на величину $D$
Призма-ромб БС-0°	 	$a = 2D; b = D; h = D;$ $d = 2D$	Смещает осевой луч в попечном направлении. Обеспечивает прямое изображение

*Продолжение прил. I*

Тип призмы и условное обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
Полулентапризма БУ-45°		$a = 0.082D; b = D;$ $c = 1.577D; d = 1.767D$	Отклоняет луч на 45°. Дает прямое изображение. Обеспечивает удобство наблюдений
Треугольная призма с двумя отражающими границами БУ-60°		$a = D; b = D;$ $c = 2D; d = 1.732D$	Отклоняет луч на 60°. Дает прямое изображение. Обеспечивает удобство наблюдений
Пентапризма БП-90°		$a = D; b = D;$ $c = 1.082D; d = 3.44D$	Изменяет направление луча на 90°. Угол отклонения не зависит от угла в падения луча на холмущую грани. Дает прямое изображение

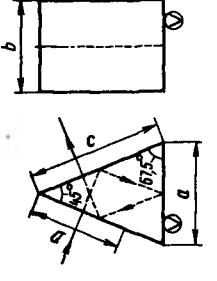
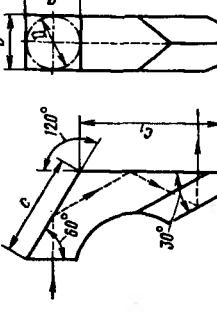
Желание прил. I

Тип призмы и условное обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные сведения
Призма дальномерного типа БМ-60-90°		$a = b = 1.414D;$ $c = 1.155D; d = 1.822D$	Оптическая ось отклоняется в двух взаимно перпендикулярных плоскостях на углы 60° в одной и 90° в другой плоскости
Прямоугольная призма с крышкой БкР-180°		$a = 2.225D; b = D;$ $c = 1.414D; c_1 = 0.366D;$ $d = 2.957D$	Дает полное обращивание. Отклоняет луч на 180°

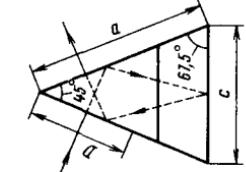
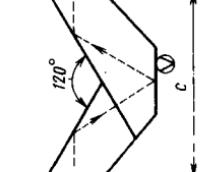
*Продолжение прил. 1*

Тип призмы и условное обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
Пентагрима с крышей БкП-90°		$a = 1,237D; b = D;$ $c = 1,082D; d = 4,223D$	Изменяет направление луча на 90°. Угол отклонения не зависит от угла падения. Дает зеркальное изображение
Треугольная призма с крышей БкУ-60°		$a = D; b = D;$ $c = 2,618D; d = 1,618D;$ $d = 2,802D$	Отклоняет осевой луч на 60°. Дает зеркальное изображение
Призма с треми отражающими гранями (призма Лемана) ВЛ-0°		$a = D; b = D; c = 2,5D;$ $c_1 = 2D; d = 4,33D$	Осиевой луч не отклоняется, а только смещается на величину $c$

*Продолжение прил. I*

Тип призмы и условие обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
Призма с тремя отражающими гранями (призма Шмидта) БР 45°	 $a = 1,082D; b = D;$ $c = 1,414D; d = 2,414D$	Отклоняет осевой луч на 45°. Применяют в оптических приборах с ломаной оптической осью	
Призма с крышей и двумя отражающими гранями (призма Лемана) ВкЛ-0°	 $a = D; b = D; c = 2D;$ $c_1 = 2,618D; d = 4,535D$	Осевой луч не отклоняет, а смешает. Дает полное обогащивание. Имеет значительную длину хода луча и поэтому применяется для сокращения габаритов прибора	

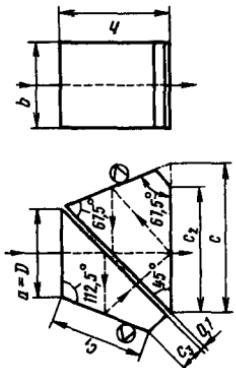
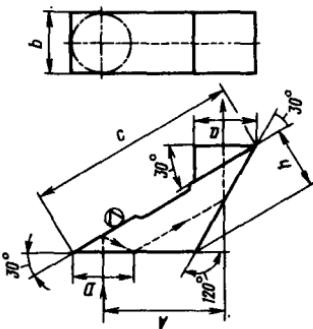
*Продолжение прил. 1*

Тип призмы и условное обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
Призма Шмидта ВкР-45°		$a = 1,781D; b = D;$ $c = 1,363D; d = 3,04D$	Отклоняет осевой луч на 45°. Дает полное обращение. Имеет значительную длину хода луча
Составная призма A-0°		$a = D; b = D; c = 3,46D;$ $d = 2D; d = 5,2D$	Дает зеркальное изображение предмета при сохранении направления оси. Состоит из двух склеенных призм

*Продолжение прил. I*

Тип призмы и условное обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
Составная призма с клином (башмачная призма) Б-90°		$a = D; b = D;$ $c = 1,035D; h = 1,732D;$ $d = 2,078D$	Состоит из отражающей призмы и компенсирующего клина. Дает прямое изображение предмета с отклонением на 90°.
Призма-куб К-0°		$a = D; b = D$ $c = \frac{\sqrt{2n^2 - 1}}{\sqrt{2n^2 - 1} - 1} D$ $d = \frac{n}{\sqrt{2n^2 - 1} - 1} D$	Призма с разделенным ходом лучей. Состоит из двух склеенных прямоугольных призм (Дове). При том же диаметре пучка имеет вдвое меньшие габариты по сравнению с призмой Дове

Продолжение прил. 1

Тип призмы и условное обозначение	Эскиз	Соотношение размеров	Назначение и основные свойства
Призма Пехана П-0°		$a = D; b = D$ $c = 1.705D$ $c_1 = 1.08D$ $c_3 = 1.414D$ $c_9 = 0.39D$ $h = 1.205D$ $d = 4.62D$	<p>Система призм, подобная призмам Дюве, но с возможностью размещения в непараллельном лучке лучей. Имеет большую длину хода лучей, что уменьшает габариты прибора</p>
Составная призма ВП-0°		$a = D; b = D$ $c = 1.155(A+D)$ $h = 0.333(A+D)$ $A \geq D$ $d = 1.115(A+D) + 0.346D$	<p>Система призм, дающая зеркальное изображение с параллельным смешением луча</p>

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### ПРОГРАММЫ РАСЧЕТОВ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА ПРОГРАММИРУЕМОМ МИКРОКАЛЬКУЛЯТОРЕ ПМК

*Программа 1. Расчет показателя преломления стекла для извлечения с длиной волны  $\lambda$  (см. гл. V)*

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	К Px 0	G0	10	*	12	20	F 1/x	23	30	Px 2	62
01	F x <sup>2</sup>	22	11	F 1/x	23	21	Px 4	64	31	*	12
02	xΠ 7	47	12	Px 6	66	22	*	12	32	+	10
03	B ↑	0E	13	*	12	23	+	10	33	Px 1	61
04	B ↑	0E	14	Px 9	69	24	Px 3	63	34	+	10
05	B ↑	0E	15	F 1/x	23	25	Px 7	67	35	FV	21
06	B ↑	0E	16	Px 5	65	26	F 1/x	23	36	C/P	50
07	*	12	17	*	12	27	*	12	37	БП	51
08	xΠ 8	48	18	+	10	28	+	10	38	00	00
09	*	12	19	Px 8	68	29	Px 7	67			

#### Инструкция оператору

#### Нажимаемые клавиши

1. Включите ПМК
2. Перейдите в режим «Программирование»
3. Занесите программу
4. Перейдите в режим «Автоматическая работа»
5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

число 13 в RG 0	13 xΠ 0
A <sub>1</sub> в RG 1	A <sub>1</sub> xΠ 1
A <sub>2</sub> в RG 2	A <sub>2</sub> xΠ 2
A <sub>3</sub> в RG 3	A <sub>3</sub> xΠ 3
A <sub>4</sub> в RG 4	A <sub>4</sub> xΠ 4
A <sub>5</sub> в RG 5	A <sub>5</sub> xΠ 5
A <sub>6</sub> в RG 6	A <sub>6</sub> xΠ 6
$\lambda_0$ мкм в RG c	$\lambda_0$ xΠ c
$\lambda_1$ мкм в RG b	$\lambda_1$ xΠ b
$\lambda_2$ мкм в RG a	$\lambda_2$ xΠ a

6. Вычислите значение  $n_{\lambda_0}$
7. Вычислите значение  $n_{\lambda_1}$
8. Вычислите значение  $n_{\lambda_2}$

B/O C/P
C/P
C/P

#### Примечания:

- 1) программа позволяет рассчитывать в цикле показатели преломления стекол для трех длин волн: основной  $\lambda_0$ , которая может быть любой, первой дополнительной  $\lambda_1$ , значение которой должно быть меньше, и второй дополнительной  $\lambda_2$ , значение которой должно быть больше основной; их значения также любые;
- 2) после цикла вычислений показателей преломления для трех длин волн перед началом очередного цикла необходимо восстановить в регистре RG 0 число 13.

**Контрольный пример.** Для стекла K8 известны значения коэффициентов:  $A_1 = 2,2699804$ ;  $A_2 = -9,8250605 \cdot 10^{-3}$ ;  $A_3 = 1,1017203 \cdot 10^{-2}$ ;  $A_4 = 7,6606834 \times 10^{-5}$ ;  $A_5 = 1,1616952 \cdot 10^{-6}$ ;  $A_6 = -5,8130900 \cdot 10^{-7}$ . Необходимо рассчитать показатели преломления для следующих длин волн:  $\lambda_0 = 0,54607$  мкм;  $\lambda_1 = 0,47999$  мкм;  $\lambda_2 = 0,64385$  мкм.

В результате расчета получим:  $n_{\lambda_0} = 1,5182962$  (в каталоге  $n_{\lambda_0} = 1,518294$ );  $n_{\lambda_1} = 1,5224071$  (в каталоге  $n_{\lambda_1} = 1,522408$ );  $n_{\lambda_2} = 1,5142897$  (в каталоге  $n_{\lambda_2} = 1,514292$ ). Практика расчетов показывает, что такого порядка погрешность вполне допустима, так как она заметна лишь в шестом знаке после запятой.

*Программа 2. Расчет кардинальных элементов линзы, расположенной в любых средах и заданной конструктивными параметрами*

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	Пх б	6L	15	*	12	30	Пх 5	65	46	Пх 4	64
01	Пх а	6—	16	Пх д	6I	31	/—/	0L	47	Пх 5	65
02	—	11	17	Пх б	6L	32	*	12	48	*	12
03	Пх I	6I	18	:	13	33	*	12	49	*	12
04	:	13	19	xΠ 5	45	34	xΠ 8	48	50	/—/	0L
05	xΠ 3	43	20	*	12	35	C/Π	50	51	C/Π	50
06	Пх с	6[	21	—	11	36	+	10	52	xΠ 9	49
07	Пх б	6L	22	C/Π	50	37	C/II	50	53	+	10
08	—	11	23	Пх с	6[	38	Пх а	6—	54	C/Π	50
09	Пх 2	62	24	↔	14	39	/—/	0L	55	Пх d	6Г
10	:	13	25	:	13	40	Пх 6	66	56	Пх 8	68
11	xΠ 4	44	26	B↑	0E	41	*	12	57	+	10
12	+	10	27	C/Π	50	42	Пх с	6[	58	Пх 9	69
13	Пх 3	63	28	xΠ 6	46	43	:	13	59	—	11
14	Пх 4	64	29	Пх 3	63	44	B↑	0E	60	C/Π	50
					45	C/Π	50				

*Инструкция оператору**Нажимаемые клавиши*

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1

00—60

5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$r_1$  xΠ 1

$r_2$  в RG 2

$r_2$  xΠ 2

$d$  в RG d

$d$  xΠ d

$n_1$  в RG a

$n_1$  xΠ a

$n_2$  в RG b

$n_2$  xΠ b

$n_3$  в RG c

$n_3$  xΠ c

6. Вычислите значение  $\Phi$

B/O C/Π

7. Вычислите значение  $f'$

C/Π

8. Вычислите значение  $s_H$

C/Π

9. Вычислите значение  $s_F$

C/Π

10. Вычислите значение  $f$

C/Π

11. Вычислите значение  $s_H$

C/Π

12. Вычислите значение  $s_F$

C/Π

13. Вычислите значение  $\Delta_{HH}$

C/Π

*Примечание.* Радиус кривизны, равный бесконечности, задавать максимальным числом, допускаемым данной ПМК, например для ПМК «Электроника МК-52» — это 9,999999·10<sup>9</sup>.

*Контрольные примеры.* Дано:  $r_1 = 100$  мм;  $r_2 = -60$  мм;  $d = 6$  мм;  $n_1 = 1,334$ ;  $n_2 = 1,5183$ ;  $n_3 = 1,49$ . В результате расчета получим:  $\Phi = -0,0023112315$ ;  $f' = 64,1795$ ;  $s_H = -4,6952832$ ;  $s_F = -0,8267$ ;  $f =$

$s_H = -577,18146$ ;  $s_F = 1,0758239$ ;  $s'_F = -576,10564$ ;  $\Delta_{HH'} = 0,2288929$ ;

2. Дано:  $r_1 = \infty$ ;  $r_2 = -51,83$ ;  $d = 20$ ;  $n_1 = n_3 = 1$ ;  $n_2 = 1,5183$ . В результате расчета получим:  $\Phi = 0,01$ ;  $f' = 100$ ;  $s'_H = 0$ ;  $s_F = 100$ ;  $f = -100$ ;  $s_H = 13,172627$ ;  $s'_F = -86,82737$ ;  $\Delta_{HH'} = 6,827373$ .

### Программа 3. Расчет нулевого луча через линзу

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	Пх 0	60	15	+	10	30	*	12	46	*	12
01	F x ≠ 0	57	16	Пх б	6L	31	Пх 5	65	47	Пх с	61
02	59	59	17	:	13	32	Пх б	6L	48	Пх 8	68
03	Пх 3	63	18	хΠ 5	45	33	*	12	49	*	12
04	*	12	19	Пх д	6Г	34	+	10	50	:	13
05	хΠ 6	46	20	*	12	35	Пх с	6f	51	С/П	50
06	Пх 1	61	21	Пх 6	66	36	:	13	52	Пх 9	69
07	*	12	22	↔	14	37	хΠ 8	48	53	*	12
08	Пх б	6L	23	—	11	38	Пх 7	67	54	С/П	50
09	Пх а	6—	24	хΠ 7	47	39	↔	14	55	Пх 6	66
10	—	11	25	Пх 2	62	40	:	13	56	Пх 8	68
11	*	12	26	*	12	41	С/П	50	57	:	13
12	Пх 3	63	27	Пх с	6I	42	Пх 3	63	58	С/П	50
13	Пх а	6—	28	Пх б	6L	43	F x ≠ 0	57	59	Пх 4	64
14	*	12	29	—	11	44	55	55	60	БП	51
					45	Пх а	6—	61	05		05

### Инструкция оператору

### Нажимаемые клавиши

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1

00—61

5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$s_1$  в RG 0  
 $\rho_1 = 1/r_1$  в RG 1  
 $\rho_2 = 1/r_2$  в RG 2  
 $\alpha_1$  в RG 3  
 $h_1$  в RG 4  
 $y_0$  в RG 9  
 $d$  в RG d  
 $n_1$  в RG a  
 $n_2$  в RG b  
 $n_3$  в RG c

$s_1$  хΠ 0  
 $\rho_1$  хΠ 1  
 $\rho_2$  хΠ 2  
 $\alpha_1$  хΠ 3  
 $h_1$  хΠ 4  
 $y_0$  хΠ 9  
 $d$  хΠ d  
 $n_1$  хΠ a  
 $n_2$  хΠ b  
 $n_3$  хΠ c

6. Вычислите значение  $s'_0$

Б/О С/П

7. Если  $s_1 = \infty$  и  $\alpha_1 = 0$ , то вычислите:

С/П

значение  $f'_0$ ,

С/П

если  $s_1 \neq \infty$ , то вычислите сначала

значение  $\beta_0$ ,

С/П

а затем — значение  $y'_0$

**Примечания:** 1) значение  $s_1$ , равное бесконечности, следует заносить в регистр памяти нулем; 2) после расчета хода нулевого луча значения углов и высот могут быть выведены из следующих регистров:  $\alpha_1$  из RG 3,  $\alpha_3$  из RG 5,  $\alpha_2$  из RG 8,  $h_1$  из RG 4 и  $h_2$  из RG 7.

**Контрольные примеры.** 1. Дано:  $s_1 = 0$ ;  $\rho_1 = 0,01$ ;  $\rho_2 = -0,01$ ;  $\alpha_1 = 0$ ;  $h_1 = 10$ ;  $d = 5$ ;  $n_1 = 1$ ;  $n_2 = 1,5$ ;  $n_3 = 1$ . В результате расчета получим:  $s'_0 = 99,159663$ ;  $f'_0 = 100,84033$ .

Продолжение прил. 2

2. Дано:  $s_1 = 0$ ;  $\rho_1 = 0$ ;  $\rho_2 = -0,01$ ;  $\alpha_1 = 0$ ;  $h_1 = 10$ ;  $d = 5$ ;  $n_1 = 1$ ;  $n_2 = 1,5$ ;  $n_3 = 1$ . В результате расчета получим:  $s'_0 = 200,0$ ;  $f'_0 = 200,0$ .

3. Дано:  $s_1 = -250$ ;  $\rho_1 = 0,01$ ;  $\rho_2 = -0,01$ ;  $\alpha_1 = -1$ ;  $h_1 = s_1 \alpha_1 = 250$ ;  $y_0 = -5$ ;  $d = 5$ ;  $n_1 = 1$ ;  $n_2 = 1,5$ ;  $n_3 = 1$ . В результате расчета получим:  $s'_0 = 166,57381$ ;  $\rho'_0 = -0,66852364$ ;  $y'_0 = 3,3426182$ .

4. Дано:  $s_1 = -250$ ;  $\rho_1 = +0,01$ ;  $\rho_2 = 0$ ;  $\alpha_1 = -1$ ;  $h_1 = 250$ ;  $y_0 = -5$ ;  $d = 5$ ;  $n_1 = 1$ ;  $n_2 = 1,5$ ;  $n_3 = 1$ . В результате расчета получим:  $s'_0 = 996,66671$ ;  $\rho'_0 = -4,0000001$ ;  $y'_0 = 20$ .

Ниже приведена таблица со значениями углов и высот, которые можно вызвать из соответствующих регистров.

Номер примера	Значение величины, вызываемой из регистра				
	из RG 3	из RG 5	из RG 8	из RG 4	из RG 7
1	0	0,033333	0,0991666	10	9,833333
2	0	0	0,05	10	10
3	-1	0,166667	1,4958334	250	249,16667
4	-1	0,166667	0,25	250	249,16667

Программа 4. Расчет сумм aberrаций третьего порядка в одиночной линзе, расположенной в воздухе при  $s_1 = -\infty$

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	Пх а	6—	24	*	12	48	↔	14	72	—	11
01	F x <sup>3</sup>	22	25	Пх 1	61	49	Пх 6	66	73	Пх 0	60
02	Пх а	6—	26	*	12	50	*	12	74	Пх 9	69
03	*	12	27	xΠ 7	47	51	+	10	75	*	12
04	Пх 8	68	28	+	10	52	xΠ 2	42	76	:	13
05	*	12	29	xΠ 1	41	53	F Bx	0	77	xΠ e	4E
06	Пх 0	60	30	Пх b	6L	54	Пх 4	64	78	+	10
07	1	01	31	·	01	55	*	12	79	Пх 6	66
08	Пх 0	60	32	—	11	56	xΠ 6	46	80	Пх d	6Г
09	—	11	33	Пх а	6—	57	Пх 5	65	81	+	10
10	F x <sup>3</sup>	22	34	F x ≠ 0	57	58	F x <sup>3</sup>	22	82	Пх 4	64
11	:	13	35	94	94	59	Пх 7	67	83	*	12
12	xΠ 1	41	36	:	13	60	*	12	84	Пх 7	67
13	*	12	37	xΠ 4	44	61	xΠ 7	47	85	Пх e	6E
14	xΠ 6	46	38	Пх с	6I	62	+	10	86	+	10
15	1	01	39	Пх b	6L	63	xΠ 3	43	87	Пх 5	65
16	Пх а	6—	40	—	11	64	Пх а	6—	88	*	12
17	—	11	41	1	01	65	Пх 8	68	89	+	10
18	F x <sup>3</sup>	22	42	Пх а	6—	66	:	13	90	xΠ 5	45
19	Пх 0	60	43	—	11	67	xΠ d	4Г	91	↔	14
20	Пх а	6—	44	:	13	68	1	01	92	xΠ 4	44
21	—	11	45	xΠ 5	45	69	Пх а	6—	93	C/P	50
22	*	12	46	Пх 7	67	70	Пх 0	60	94	0	00
23	Пх 9	69	47	*	12	71	*	12	95	БП	51
									96	37	37

Если используются ПМК «Электроника Б3-34», «Электроника МК-54», «Электроника МК-56», то по адресу 77 необходимо занести xΠ 0, а по адресу 85 — Пх 0 и при повторении расчетов восстанавливать значение  $n_2$  в RG 0.

## Инструкция оператору

## Нажимаемые клавиши

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1  
5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$n_3$  в RG 0  
 $h_1$  в RG 8  
 $h_3$  в RG 9  
 $\alpha_3$  в RG a  
 $\beta_3$  в RG b  
 $\beta_3$  в RG c

00—96

$n_3$  хΠ 0  
 $h_1$  хΠ 8  
 $h_3$  хΠ 9  
 $\alpha_3$  хΠ a  
 $\beta_3$  хΠ b  
 $\beta_3$  хΠ c

B/O C/P

6. Вычислите значения сумм  $\bar{S}_I - \bar{S}_V$ 

7. Считайте значения сумм из регистров памяти:

$\bar{S}_I$  из RG 1  
 $\bar{S}_{II}$  из RG 2  
 $\bar{S}_{III}$  из RG 3  
 $\bar{S}_{IV}$  из RG 4  
 $\bar{S}_V$  из RG 5

Пх 1  
Пх 2  
Пх 3  
Пх 4  
Пх 5

Примечание. Если первая поверхность плоская, т. е.  $\alpha_3 = 0$ , то к сумме  $\bar{S}_V$ , считанной из RG 5, необходимо добавить значение  $(\beta_2^2 - 1)$ , следовательно,  $\bar{S}_V = \bar{S}_V + (\beta_2^2 - 1)$ . При этом если после нажатия клавиш «Пх 5» нажать последовательно клавиши «Пх b», «F x<sup>3</sup>», «l», «—», «+», то на экране можно прочитать значение суммы  $\bar{S}_V$ , в нашем случае  $\bar{S}_V = -0,602484533$  (см. контрольный пример 2).

Контрольные примеры. 1. Дано:  $n_3 = 1,5$ ;  $h_1 = 1$ ;  $h_3 = 1$ ;  $\alpha_3 = 0,333$ ;  $\beta_3 = 0,6$ ;  $\beta_3 = 0,8$ . В результате расчета получим:  $\bar{S}_I = 3,336669$ ;  $\bar{S}_{II} = 0,6679332$ ;  $\bar{S}_{III} = 0,59975997$ ;  $\bar{S}_{IV} = 0,66666666$ ;  $\bar{S}_V = -0,59996799$ .

2. Дано:  $n_3 = 1,5$ ;  $h_1 = 1$ ;  $h_3 = 1$ ;  $\alpha_3 = 0$ ;  $\beta_3 = 0,667$ ;  $\beta_3 = 0,6$ . В результате расчета получим:  $\bar{S}_I = 9$ ;  $\bar{S}_{II} = -0,603$ ;  $\bar{S}_{III} = 0,040401$ ;  $\bar{S}_{IV} = 0,66666666$ ;  $\bar{S}_V = -0,602484533$ , так как  $\bar{S}_V = \bar{S}_V + (\beta_2^2 - 1)$ , т. е.  $\bar{S}_V = -0,047373533 + (0,667^2 - 1) = -0,602484533$ .

Программа 5. Расчет хода осевого меридионального луча через линзу при  $s_1 = -\infty$

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код
00	Пх 1	61	13	Пх 8	68	26	:	13	39	Пх b	6L
01	F x ≠ 0	57	14	F sin <sup>-1</sup>	19	27	Пх d	6Г	40	*	12
02	70	70	15	/—/	0L	28	—	11	41	Пх с	6I
03	Пх 4	64	16	+	10	29	хΠ 3*	43	42	:	13
04	*	12	17	хΠ 5	45	30	Пх 2	62	43	хΠ 9	49
05	/—/	0L	18	F sin	11	31	*	12	44	F sin <sup>-1</sup>	19
06	хΠ 8	48	19	Пх 9	69	32	/—/	0L	45	Пх 8	68
07	Пх а	6—	20	↔	14	33	—	01	46	F sin <sup>-1</sup>	19
08	*	12	21	:	13	34	+	10	47	/—/	0L
09	Пх b	6L	22	/—/	0L	35	Пх 5	65	48	+	10
10	:	13	23	1	01	36	F sin	11	49	Пх 5	65
11	хΠ 9	49	24	+	10	37	*	12	50	+	10
12	F sin <sup>-1</sup>	19	25	Пх 1	61	38	хΠ 8	48	51	хΠ 6	46

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
52	F sin	1I	60	F x ≠ 0	57	68	*	12	76	Px 3	63
53	Px 9	69	61	76	76	69	C/P	50	77	Px 5	65
54	↔	14	62	:	13	70	Px 4	64	78	F tg	1E
55	:	13	63	C/P	50	71	Px 2	62	79	*	12
56	/—/	0L	64	Px 7	67	72	*	12	80	Px 6	66
57	1	01	65	—	11	73	/—/	0L	81	F tg	1E
58	+	10	66	Px 6	66	74	B/P	51	82	:	13
59	Px 2	62	67	F tg	1E	75	38	38	83	B/P	51
								84	63		63

**Инструкция оператору****Нажимаемые клавиши**

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1  
5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$\rho_1 = 1/r_1$	в RG 1	$\rho_1 x\Pi 1$
$\rho_2 = 1/r_2$	в RG 2	$\rho_2 x\Pi 2$
$h_1 (m_1)$	в RG 4	$h_1 x\Pi 4$
$s'_0$	в RG 7	$s'_0 x\Pi 7$
$n_1$	в RG a	$n_1 x\Pi a$
$n_2$	в RG b	$n_2 x\Pi b$
$n_3$	в RG c	$n_3 x\Pi c$
$d$	в RG d	$d x\Pi d$

6. Вычислите значение  $s'_2$

7. Вычислите значение  $g'$  ( $\Delta y'_{\text{сф}}$ )

**Контрольные примеры.** 1. Дано:  $\rho_1 = 0,01$ ;  $\rho_2 = -0,01$ ;  $h_1 = 10$ ;  $s'_0 = 99,159663$ ;  $n_1 = n_2 = 1$ ;  $n_3 = 1,5$ ;  $d = 5$ . В результате расчета получим:  $s'_2 = 97,52333$ ;  $\Delta y'_{\text{сф}} = -0,16471282$ ;  $x\Pi 5$ .

2. Дано:  $\rho_1 = 0$ ;  $\rho_2 = -0,01$ ;  $h_1 = 10$ ;  $s'_0 = 200$ ;  $n_1 = n_2 = 1$ ;  $n_3 = 1,5$ ;  $d = 5$ . В результате расчета получим:  $s'_2 = 197,74005$ ;  $\Delta y'_{\text{сф}} = -0,1139996$ .

**Программа б. Расчет хода внеосевого меридионального луча при  $s_1 = -\infty$  и осевого меридионального луча при  $s_1 \neq -\infty$**

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	Px 0	60	10	Px a	6	20	Px 3	63	30	Px 1	61
01	Px 1	61	11	*	12	21	+	10	31	$F x \neq 0$	57
02	*	12	12	Px b	6L	22	x\Pi 5	45	32	77	77
03	/—/	0L	13	:	13	23	F sin	1I	33	:	13
04	1	01	14	x\Pi 9	49	24	Px 9	69	34	Px d	6L
05	+	10	15	$F \sin^{-1}$	19	25	↔	14	35	—	11
06	Px 3	63	16	Px 8	68	26	:	13	36	x\Pi 4	44
07	F sin	1I	17	$F \sin^{-1}$	19	27	/—/	0L	37	Px 2	62
08	*	12	18	/—/	0L	28	1	01	38	*	12
09	x\Pi 8	48	19	+	10	29	+	10	39	/—/	0L

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код
40	1	01	54	/—/	0L	68	86	86	82	F tg	1E
41	+	10	55	+	10	69	:	13	83	:	13
42	Πx 5	65	56	Πx 5	65	70	C/P	50	84	БП	51
43	F sin	1I	57	+	10	71	Πx 7	67	85	34	34
44	*	12	58	xΠ 6	46	72	—	11	86	Πx 4	64
45	xΠ 8	48	59	F sin	1I	73	Πx 6	66	87	Πx 5	65
46	Πx b	6L	60	Πx 9	69	74	F tg	1E	88	F tg	1E
47	*	12	61	↔	14	75	*	12	89	*	12
48	Πx c	6I	62	:	13	76	C/P	50	90	Πx 6	66
49	:	13	63	/—/	0L	77	Πx 0	60	91	F tg	1E
50	xΠ 9	49	64	1	01	78	Πx 3	63	92	:	13
51	F sin <sup>-1</sup>	19	65	+	10	79	F tg	1E	93	БП	51
52	Πx 8	68	66	Πx 2	62	80	*	12	94	70	70
53	F sin <sup>-1</sup>	19	67	F x ≠ 0	57	81	Πx 5	65			

**Инструкция оператору****Нажимаемые клавиши**

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1

5. Занесите 'исходные данные в регистры 'памяти:

$$\begin{aligned}s_1 & \text{ в RG 0} \\ \rho_1 = 1/r_1 & \text{ в RG 1} \\ \rho_2 = 1/r_2 & \text{ в RG 2} \\ \sigma_1^0 & \text{ в RG 3} \\ \sigma_0' & \text{ в RG 7} \\ n_1 & \text{ в RG a} \\ n_2 & \text{ в RG b} \\ n_3 & \text{ в RG c} \\ d & \text{ в RG d}\end{aligned}$$

6. Вычислите значение  $s_2'$ 7. Вычислите значение  $y'$  ( $\Delta y'_\text{сф}$ )

Контрольные примеры. 1. Дано:  $s_1 = -250$ ;  $\rho_1 = 0,01$ ;  $\rho_2 = -0,01$ ;  $\sigma_1 = -2,290611^\circ$ ;  $s_0' = 166,57381$ ;  $n_1 = n_3 = 1$ ;  $n_2 = 1,5$ ;  $d = 5$ . В результате расчета получим:  $s_2 = 163,3852$ ;  $\Delta y'_\text{сф} = -0,19441241$ .

2. Дано:  $s_1 = -250$ ;  $\rho_1 = 0,01$ ;  $\rho_2 = 0$ ;  $\sigma_1 = -2,290611$ ;  $n_1 = n_3 = 1$ ;  $n_2 = 1,5$ ;  $d = 5$ ;  $s_0' = 996,66667$ . Из расчета получим:  $s_2 = 954,64075$ ;  $\Delta y'_\text{сф} = -0,43973346$ .

**Программа 7.** Вычисление фокусного расстояния  $f'_0$  и заднего фокального отрезка в двухлинзовом склеенном объективе или положения параксиального изображения и параксиального увеличения при  $s_1 \neq -\infty$

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	Πx 6	66	05	Πx 7	67	10	Πx 7	67	15	xΠ d	4Г
01	Πx 7	67	06	Πx 6	66	11	:	13	16	Πx a	6—
02	:	13	07	—	11	12	Πx 1	61	17	*	12
03	Πx 0	60	08	Πx c	6I	13	:	13	18	Πx c	6I
04	*	12	09	*	12	14	+	10	19	↔	14

Продолжение прил. 2

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
20	xП 4	44	35	:	13	50	Пх 8	68	65	F x = 0	5E
21	Пх 7	67	36	+	10	51	—	11	66	71	71
22	Пх 8	68	37	xП d	4Г	52	Пх 4	64	67	Пх с	6I
23	:	13	38	Пх b	6L	53	*	12	68	Пх d	6Г
24	*	13	39	*	12	54	Пх 9	69	69	:	13
25	Пх d	6Г	40	Пх 4	64	55	:	13	70	C/П	50
26	*	12	41	↔	14	56	Пх 3	63	71	Пх 6	66
27	Пх 8	68	42	—	11	57	:	13	72	Пх 0	60
28	Пх 7	67	43	xП 4	44	58	+	10	73	*	12
29	:	11	44	Пх 8	68	59	xП d	4Г	74	Пх 9	69
30	Пх 4	64	45	Пх 9	69	60	Пх 4	64	75	Пх d	6Г
31	*	12	46	:	13	61	↔	14	76	*	12
32	Пх 8	68	47	Пх d	6Г	62	:	13	77	:	13
33	:	13	48	*	12	63	C/П	50	78	C/П	50
34	Пх 2	62	49	Пх 9	69	64	Пх 0	60			

Инструкция оператору

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1  
5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$r_1$  в RG 1  
 $r_2$  в RG 2  
 $r_3$  в RG 3  
 $d_1$  в RG a  
 $d_2$  в RG b  
 $n_1$  в RG 6  
 $n_2$  в RG 7  
 $n_3$  в RG 8  
 $n_4$  в RG 9  
 $h_1$  в RG c  
 $h_2$  в RG 4  
 $\alpha_1$  в RG 0

6. Вычислите значение  $s'_0$

7. Вычислите значение  $f'_0 (\beta_0)$

Примечание. При расчете хода параксиального луча с конечным расстояния значения  $\alpha_1$  и  $h_1$  должны быть заданы в соответствии с формулой  $\alpha_1 = h_1/s_1$ .

Контрольные примеры. 1. Дано:  $s_1 = \infty$ ;  $r_1 = 54,94$ ;  $r_2 = -29,73$ ;  $r_3 = -116,23$ ;  $d_1 = 6$ ;  $d_2 = 2,5$ ;  $n_1 = n_4 = 1$ ;  $n_2 = 1,5688$ ;  $n_3 = 1,6725$ ;  $h_1 = 1$ ;  $\alpha_1 = 0$ . В результате расчета получим:  $s'_0 = 75,998258$ ;  $f'_0 = 80,00359$ .

2. Дано:  $s_1 = -150$ ; если  $h_1 = 1$ , то  $\alpha_1 = -0,0066666666$ . В результате расчета получим:  $s'_0 = 165,6413$ ;  $\beta_0 = -1,1204878$ .

Нажимаемые клавиши

00—78

$r_1$  xП 1  
 $r_2$  xП 2  
 $r_3$  xП 3  
 $d_1$  xП a  
 $d_2$  xП b  
 $n_1$  xП 6  
 $n_2$  xП 7  
 $n_3$  xП 8  
 $n_4$  xП 9  
 $h_1$  xП c  
 $h_2$  xП 4  
 $\alpha_1$  xП 0  
 Б/О С/П  
 C/П

Программа 8. Расчет хода меридионального луча через двухверкальную систему, состоящую из сферических зеркал (определение  $s'_2$  и  $\Delta y'$ )

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код
00	1	01	03	77	77	06	—	11	09	*	12
01	Пх с	6I	04	Пх 1	6I	07	Пх 0	60	10	xП a	4—
02	F x ≠ 0	57	05	:	13	08	F sin	1I	11	F sin <sup>-1</sup>	19

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код
12	B ↑	0E	30	↔	14	48	/—/	0L	66	1	01
13	/—/	0L	31	:	13	49	Πx 3	63	67	+	10
14	Πx 0	60	32	1	01	50	+	10	68	Πx 2	62
15	+	10	33	+	10	51	F sin	1I	69	*	12
16	F sin	1I	34	Πx 1	61	52	Πx 2	62	70	C/P	50
17	Πx 1	61	35	*	12	53	*	12	71	Πx b	6L
18	*	12	36	Πx d	6Γ	54	xΠ 8	48	72	—	11
19	xΠ 7	47	37	—	11	55	↔	14	73	Πx 3	63
20	↔	14	38	Πx 2	62	56	?	02	74	F tg	1E
21	2	02	39	:	13	57	*	12	75	*	12
22	*	12	40	/—/	0L	58	/—/	0L	76	C/P	50
23	/—/	0L	41	1	01	59	Πx 3	63	77	Πx 7	67
24	Πx 0	60	42	+	10	60	+	10	78	Πx 1	61
25	+	10	43	Πx 9	69	61	xΠ 3	43	79	:	13
26	xΠ 3	43	44	*	12	62	F sin	1I	80	/—/	0L
27	F sin	1I	45	xΠ a	4—	63	Πx a	6—	81	БП	51
28	xΠ 9	49	46	F sin <sup>-1</sup>	19	64	↔	14	82	10	10
29	Πx a	6—	47	B ↑	0E	65	:	13			

## Инструкция оператору

## Нажимаемые клавиши

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1

00—82

5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$\sigma_0^0$  в RG 0  
 $r_1$  в RG 1  
 $r_2$  в RG 2  
 $h_1$  в RG 7 (только при  $\sigma_1 = 0$ )  
 $s_0'$  в RG b  
 $s_1'$  в RG c  
 $d$  в RG d

$\sigma_0^0$  xΠ 0  
 $r_1$  xΠ 1  
 $r_2$  xΠ 2  
 $h_1$  xΠ 7  
 $s_0'$  xΠ 0  
 $s_1'$  xΠ c  
 $d$  xΠ d

6. Вычислите значение  $s_2'$ 

B/O C/P

7. Вычислите значение  $\Delta y'$ 

C/P

*Примечание.* При расчете хода луча, идущего под углом  $\sigma_1 = 0$ , в регистры памяти RG c и RG 0 следует занести нули, а в регистр RG 7 — значение высоты  $h_1$ . Вычисленные значения  $h_1$  и  $h_2$  хранятся соответственно в RG 7 и RG 8.

*Контрольные примеры.* 1. Дано:  $r_1 = 68,97$ ;  $r_2 = 2054,79$ ;  $\sigma_1 = -0,28647652^\circ$ ;  $s_0' = 149904,76$ ;  $s_1' = -2000$ ;  $d = -1000$ . В результате расчета получим:  $s_2' = 61405,751$ ;  $\Delta y' = -444,37562$ ;  $h_1 = 10,003646$ ;  $h_2 = 308,21685$ .

2. Дано:  $r_1 = 68,97$ ;  $r_2 = 2054,79$ ;  $h_1 = 10$ ;  $\sigma_1 = 0$ ;  $s_1' = -\infty$ ;  $s_0' = 149904,76$ ;  $d = -1000$ . В результате расчета получим:  $s_2' = 60703,929$ ;  $\Delta y' = -445,4055$ ;  $h_1 = 9,999982$ ;  $h_2 = 303,00005$ .

*Программа 9. Расчет двухзеркальной апланатической системы (вычисление координат точек меридионального сечения зеркал y, z)*

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	Πx 0	60	03	F x <sup>2</sup>	22	06	/—/	0L	09	Πx 1	61
01	F x <sup>2</sup>	22	04	—	11	07	Πx 0	60	10	:	13
02	Πx 1	61	05	F γ	21	08	+	10	11	xΠ 2	42

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
12	F x <sup>3</sup>	22	31	F lg	17	50	:	13	69	Px 3	63
13	xΠ 5	45	32	*	12	51	Px 9	69	70	Px 2	62
14	1	01	33	xΠ 9	49	52	*	12	71	2	02
15	+	10	34	F 10X	15	53	F 10X	15	72	*	12
16	F x <sup>3</sup>	22	35	xΠ a	4—	54	Px 4	64	73	*	12
17	xΠ 6	46	36	Px 3	63	55	*	12	74	/—/	OL
18	Px 0	60	37	*	12	56	Px 5	65	75	Px b	6L
19	B↑	0E	38	Px 4	64	57	Px 0	60	76	:	13
20	Px 3	63	39	:	13	58	F x <sup>3</sup>	22	77	C/P	50
21	+	10	40	/—/	0L	59	*	12	78	1	01
22	xΠ 7	47	41	Px 5	65	60	Px 3	63	79	Px 5	65
23	:	13	42	+	10	61	:	13	80	—	11
24	Px 7	67	43	xΠ b	4L	62	—	11	81	Px 3	63
25	Px 3	63	44	2	02	63	Px 6	66	82	*	12
26	:	13	45	Px 3	63	64	:	13	83	Px b	6L
27	Px 5	65	46	*	12	65	/—/	0L	84	:	13
28	*	12	47	Px 0	60	66	Px 4	64	85	Px 4	64
29	1	01	48	+	10	67	+	10	86	+	10
30	+	10	49	F Bx	0	68	C/P	50	87	C/P	50

## Инструкция оператору

## Нажимаемые клавиши

П. 1—4 выполните по инструкции к программе I  
5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

00—87

$f'$  в RG 0  
 $y_1$  в RG 1  
 $d$  в RG 3  
 $s'_{F'}$  в RG 4

$f'$  xΠ 0  
 $y_1$  xΠ 1  
 $d$  xΠ 3  
 $s'_{F'}$  xΠ 4  
B/O C/P  
C/P  
C/P

6. Вычислите значение  $z_1$   
7. Вычислите значение  $y_2$   
8. Вычислите значение  $z_2$

Контрольный пример. Дано:  $f' = 100$ ;  $d = -60$ ;  $y_1 = 25$ ;  $38$ ;  $50$ ;  $s'_{F'} = 40$ .

Последовательно задавая значения  $y_1$ , в результате расчета получим:

$y_1$	$z_1$	$y_2$	$z_2$
25	-1,554115	10,325696	0,008798
38	-3,563319	16,411158	0,052360
50	-6,101670	22,988481	0,182785

Аппроксимация точек поверхностей зеркал выполняется различными видами уравнений  $y^3 + x^3 = f(z)$  и  $z = \varphi(y^3 + x^3)$

Программа 10. Расчет хода меридиональных, сагиттальных и косых лучей через оптические системы, состоящие из сферических поверхностей по формулам Федера

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код									
00	Пх 3	63	27	*	12	53	Пх 0	60	79	хΠ 9	49
01	Пх а	6—	28	Пх 3	63	54	Пх б	6L	80	Пх д	6Г
02	*	12	29	—	11	55	*	12	81	*	12
03	Пх 4	64	30	2	02	56	Пх 4	64	82	хΠ 8	48
04	Пх б	6L	31	*	12	57	+	10	83	*	12
05	*	12	32	—	11	58	хΠ 4	44	84	/—/	0L
06	Пх 5	65	33	B↑	0E	59	Пх 0	60	85	Пх 2	62
07	Пх с	6I	34	Пх д	6Г	60	Пх с	6I	86	+	10
08	*	12	35	*	12	6I	*	12	87	хΠ с	4I
09	+	10	36	/—/	0L	62	Пх 5	65	88	Пх 6	66
10	—	11	37	Пх а	6—	63	+	10	89	Пх 8	68
11	хΠ 0	40	38	F x*	22	64	хΠ 5	45	90	Пх 4	64
12	F x*	22	39	+	10	65	1	01	91	*	12
13	/—/	0L	40	F V	21	66	Пх 7	67	92	—	11
14	Пх 5	65	41	хΠ 7	47	67	F x*	22	93	хΠ б	4L
15	F x*	22	42	Пх а	6—	68	—	11	94	Пх 1	61
16	Пх 4	64	43	+	10	69	Пх е	6E	95	Пх а	6—
17	F x*	22	44	:	13	70	*	12	96	*	12
18	Пх 3	63	45	Пх 0	60	71	/—/	0L	97	Пх 8	68
19	F x*	22	46	+	10	72	1	01	98	Пх 3	63
20	+	10	47	хΠ 0	40	73	+	10	99	*	12
21	+	10	48	Пх а	6—	74	F V	21	100	—	11
22	+	10	49	*	12	75	Пх 7	67	101	Пх 9	69
23	Пх д	6Г	50	Пх 3	63	76	Пх 1	61	102	+	10
24	*	12	51	—	11	77	*	12	103	хΠ а	4—
25	Пх 0	60	52	хΠ 3	43	78	—	11	104	C/П	50
26	Пх а	6—									

### Инструкция оператору

П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1  
5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$n_k/n_{k+1}$  в RG 1

$\lambda_k n_k/n_{k+1}$  в RG 2

$d_{k-1} - z_{k-1}$  в RG 3

$y_{k-1}$  в RG 4

$x_{k-1}$  в RG 5

$\mu_k n_k/n_{k+1}$  в RG 6

$v_k$  в RG a

$\mu_k$  в RG b

$\lambda_k$  в RG c

$\rho_k$  в RG d

$(n_k/n_{k+1})^2$  в RG e

### Нажимаемые клавиши

00—104

$n_k/n_{k+1}$  хΠ 1

$\lambda_k n_k/n_{k+1}$  хΠ 2

$d_{k-1} - z_{k-1}$  хΠ 3

$y_{k-1}$  хΠ 4

$x_{k-1}$  хΠ 5

$\mu_k n_k/n_{k+1}$  хΠ 6

$v_k$  хΠ a

$\mu_k$  хΠ b

$\lambda_k$  хΠ c

$\rho_k$  хΠ d

$(n_k/n_{k+1})^2$  хΠ e

B/O C/П

6. Вычисление координат точек пересечения луча со следующей поверхностью и направляющих косинусов

*Продолжение прил. 2*

7. После остановки считывают значения координат и направляющих косинусов  
8. Для расчета хода луча через следующую поверхность выполняют п. 5

**Примечание.** Полужирным шрифтом показаны данные, которые необходимо занести в регистры памяти для каждой поверхности. Здесь  $z_0$ ,  $y_0$  и  $x_0$  — координаты точки пересечения луча с поверхностью предметов. Для первой поверхности оптической системы, т. е. при  $k = 0$  роль предшествующей поверхности с порядковым номером  $k = 0$  играет плоскость предметов. В этом случае  $d_0 = -s_1$ ,  $z_0 = 0$ . Если предмет расположен в бесконечности, то роль поверхности с номером  $k = 0$  играет плоскость входного зрачка. В этом случае  $d_0 = -s_p$ ,  $z_0 = 0$ ,  $s_p$  — удаление входного зрачка от первой поверхности.

**Контрольный пример.** Симметричная линза со следующими данными:  $r_1 = -50$ ;  $r_2 = -50$ ;  $d = 5$ ;  $n_1 = n_2 = 1$ ;  $n_3 = 1,5183$ ;  $s_1 = -100$ ;  $s_p = -10$  изображает предметную точку с координатами  $z_0 = 0$ ;  $y_0 = -3$ ;  $x_0 = -2$  за 2-й поверхностью на расстоянии  $s'_2 = 93,175449$ . Луч, ход которого надо рассчитать, пересекает входной зрачок в точке с координатами  $m_1 = 10$ ;  $M_1 = 5$ . В табл. П1 и П2 приведены результаты расчета хода этого луча через 1-ю и 2-ю поверхности. Используя результаты расчета и следующие формулы:  $y' = y_q + (s' - z_q) \mu_{q+1} / v_{q+1}$  и  $x' = x_q + (s' - z_q) \lambda_{q+1} / v_{q+1}$ , можно рассчитать координаты точки пересечения луча с плоскостью изображения:  $y' = 0,804107$ ;  $x' = -0,8548174$ .

Таблица П1

Регистры памяти	Расчет хода луча через 1-ю поверхность	
	Исходные данные	Результаты расчета
RG 1	$n_1/n_2 = 6,5863136 \cdot 10^{-1}$	—
RG 2	$\lambda_1 n_1/n_2 = 5,0551144 \cdot 10^{-2}$	—
RG 3	$d_0 z_0 = 100$	
RG 4	$y_0 = -3$	$z_1 = 1,74851$
RG 5	$x_0 = -2$	$y_1 = 11,697007$
RG 6	$\mu_1 n_1/n_2 = 9,3880694 \cdot 10^{-2}$	$x_1 = 5,9137731$
RG a	$v_1 = 9,8680888 \cdot 10^{-1}$	—
RG b	$\mu_1 = 1,4253906 \cdot 10^{-1}$	$v_2 = 9,9992977 \cdot 10^{-1}$
RG c	$\lambda_1 = 7,6751802 \cdot 10^{-2}$	$\mu_2 = 9,037832 \cdot 10^{-3}$
RG d	$\rho_1 = 0,02$	$\lambda_2 = 7,656287 \cdot 10^{-3}$
RG e	$(n_1/n_2)^2 = 4,3379527 \cdot 10^{-1}$	—

Таблица П2

Регистры памяти	Расчет хода луча через 2-ю поверхность	
	Исходные данные	Результаты расчета
RG 1	$n_2/n_3 = 1,5183$	—
RG 2	$\lambda_2 n_2/n_3 = 1,1624541 \cdot 10^{-1}$	—
RG 3	$d_1 - z_1 = 3,25149$	$z_2 = -1,7531918$
RG 4	$y_1 = 11,697007$	$y_2 = 11,710549$
RG 5	$x_1 = 5,9137731$	$x_2 = 5,9252453$

Регистры памяти	Расчет хода луча через 2-ю поверхность					
	Исходные данные			Результаты расчета		
RG 6	$\mu_2 n_2 / n_3 = 1,372214 \cdot 10^{-3}$				$v_3 = 9,920688 \cdot 10^{-1}$	
RG a	$v_2 = 9,9992977 \cdot 10^{-1}$				$\mu_3 = -1,1397973 \cdot 10^{-1}$	
RG b	$\mu_2 = 9,037832 \cdot 10^{-3}$				$\lambda_3 = -5,2989417 \cdot 10^{-3}$	
RG c	$\lambda_2 = 7,656287 \cdot 10^{-3}$				—	
RG d	$\rho_2 = -0,02$				—	
RG e	$(n_2/n_3)^2 = 2,3052348$				—	

Программа 11. Вычисление координат Y, Z реального волнового фронта системы из сферических поверхностей для осевого пучка

Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код	Адрес	Нажимаемая клавиша	Код
00	Пх 5	65	25	*	12	50	Пх 0	60	74	Пх с	6[
01	F x ≠ 0	57	26	хΠ 2	42	51	2	02	75	+	10
02	92	92	27	Пх 6	66	52	:	13	76	хΠ д	4Г
03	Пх 1	61	28	F cos	1Г	53	F tg	1Е	77	Пх 7	67
04	:	13	29	/—/	0L	54	Пх а	6—	78	+	10
05	/—/	0L	30	1	01	55	*	12	79	хΠ с	4[
06	1	01	31	+	10	56	хΠ с	4[	80	Пх 4	64
07	+	10	32	Пх 1	61	57	Пх 4	64	81	F sin	1[
08	Пх 0	60	33	*	12	58	2	02	82	*	12
09	F sin	1[	34	хΠ 3	43	59	:	13	83	C/П	50
10	*	12	35	Пх 9	69	60	F tg	1Е	84	Пх 4	64
11	xΠ 8	48	36	F sin <sup>-1</sup>	19	61	Пх б	6L	85	F cos	1Г
12	Пх а	6—	37	Пх 6	66	62	*	12	86	Пх с	6[
13	*	12	38	+	10	63	Пх с	6[	87	*	12
14	Пх б	6L	39	хΠ 4	44	64	—	11	88	/—/	0L
15	:	13	40	F sin	1[	65	Пх 2	62	89	Пх 7	67
16	xΠ 9	49	41	F 1/x	23	66	*	12	90	+	10
17	Пх 8	68	42	Пх 9	69	67	хΠ с	4[	91	C/П	50
18	F sin <sup>-1</sup>	19	43	*	12	68	Пх б	6L	92	Пх с	6[
19	/—/	0L	44	/—/	0L	69	Пх а	6—	93	Пх 1	61
20	Пх 0	60	45	1	01	70	—	11	94	:	13
21	+	10	46	+	10	71	Пх 3	63	95	/—/	0L
22	xΠ 6	46	47	Пх 1	61	72	*	12	96	БП	51
23	F sin	1[	48	*	12	73	/—/	0L	97	11	11
24	Пх 1	61	49	хΠ 7	47						

## Инструкция оператору

## Нажимаемые клавиши

- П. 1—4 выполните по инструкции к программе 1.  
5. Занесите исходные данные в регистры памяти:

$\sigma^0$  в RG 0  
 $r$  в RG 1  
 $s$  в RG 5  
 $n$  в RG a  
 $n'$  в RG b  
 $m_1$  в RG c

$\sigma^0$  в xΠ 0  
 $r$  в xΠ 1  
 $s$  в xΠ 5  
 $n$  в xΠ a  
 $n'$  в xΠ b  
 $m_1$  в xΠ c

6. Вычислите значение  $Y$ 7. Вычислите значение  $Z$ 8. Из регистров памяти можно вывести значения:  $\sigma'$  из RG 4;  $s'$  из RG 7;  $y$  из RG 2;  $z$  из RG 3;  $l_\Phi$  из RG d.Примечания. 1. При  $\sigma_1 = 0$  и  $s_1 = -\infty$  перед расчетом, т. е. перед выполнением п. 6, необходимо занести  $\sigma_1 = 0$  в RG 0,  $s_1 = 0$  в RG 5.2. При расчете хода луча через систему, состоящую из нескольких поверхностей, после расчета по п. 8 значение  $\sigma'$ , вызванное из RG 4 (получается в градусах) занести в RG 0, значение радиуса следующей поверхности в RG 1; после вызова значения  $s'_k$  (нажать клавишу Пх 7) вычисляют  $s_{k+1} = s'_k - d_k$  и полученное значение  $s_{k+1}$  заносят в RG 5; значение  $n_{k+1}$  занести в RG a, значение  $n_{k+2}$  занести в RG b и приступить к выполнению п. 6.

Контрольный пример. Рассчитать координаты реального волнового фронта, проходящего через двухлинзовый склеенный объектив:

$r_1 = 98,43$

$d_1 = 2,5$

$n_1 = 1$

$r_2 = 41,4$

$d_2 = 8$

$n_2 = 1,6475$

$r_3 = -157,22$

$n_3 = 1,5181$

$n_4 = 1$



Приведенная ниже табл. П3 иллюстрирует результаты расчета координат реального волнового фронта через данный объектив.

Таблица П3

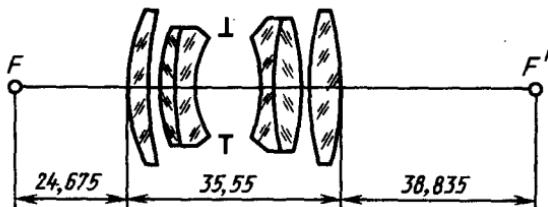
Данные	Регистр памяти	Варианты расчета по поверхностям		
		1	2	3
$\sigma^0$	RG 0	0	1,837653	1,04024
$r$	RG 1	98,43	41,14	-157,22
$y$	RG 2	8,0150011	7,9205829	7,7928073
$z$	RG 3	0,3268565	0,76966357	-0,19325482
$\sigma'$	RG 4	1,837653	1,04024	3,0570685
$s$	RG 5	0	247,63910	428,98262
$s'$	RG 7	250,13910	436,98262	145,72143
$n$	RG a	1	1,6475	1,5181
$n'$	RG b	1,6475	1,5181	1
$m_1$	RG c	8,014999		
$l_\Phi$	RG d	0,00013658	-0,00053024	0,00042441
$Y$		8,0213643	7,9332411	7,7714332
$Z$		0,128500	0,07254	0,20695

$\Sigma l_\Phi = 0,00003075$

## ПРИМЕР ОПТИЧЕСКОГО ВЫПУСКА

Объектив фотографический «Гелиос-81»

$$f' = 52,6 \text{ мм}; D/f' = 1 : 2; 2\omega = 45^\circ$$

Исправлен для длины волны  $\lambda_0 = 546,1 \text{ нм}$  (e).Ахроматизирован для длин волн  $\lambda_1 = 435,8 \text{ нм}$  (g);  $\lambda_2 = 643,8 \text{ нм}$  (C').

	$n_g$	$v_g$	Марка стекла	$D_{\text{св}}$	*Стрелки по $D_{\text{св}}$
	$n_1 = 1$				
$r_1 = 30,538$				27,64	3,31
	$d_1 = 5,17$	$n_2 = 1,66224$	51,09	СТК3	
$r_2 = 80,66$	$d_2 = 0,07$	$n_3 = 1$		25,56	1,02
$r_3 = 21,988$	$d_3 = 4,76$	$n_4 = 1,66224$	51,09	СТК3	23,98 3,55
$r_4 = 29,48$	$d_4 = 1,92$	$n_5 = 1,65219$	33,62	ТФ1	21,60 2,05
$r_5 = 14,54$	$d_5 = 12,44$	$n_6 = 1$		19,06	3,56
$r_6 = -14,855$				18,00	-3,04
$r_7 = 141,93$	$d_6 = 1,98$	$n_7 = 1,61688$	36,70	Ф1	20,40 0,37
$r_8 = -19,866$	$d_7 = 5,35$	$n_8 = 1,66224$	51,09	СТК3	21,78 -3,25
$r_9 = 223,5$	$d_8 = 0,07$	$n_9 = 1$		25,42	0,36
$r_{10} = -45,22$	$d_9 = 3,83$	$n_{10} = 1,69501$	54,81	СТК12	26,16 -1,94
		$n_{11} = 1$			
	$f' = 52,566 \text{ мм}; s_p = 38,835 \text{ мм}; s_p = -24,675 \text{ мм}$				

Апертурная диафрагма расположена между 3-й и 4-й линзами на расстоянии 4,5 мм от 3-й линзы.

Диаметр апертурной диафрагмы 19,11 мм.

Расстояние от первой поверхности до входного зрачка  $s_p = 17,190 \text{ мм}$ .Диаметр входного зрачка  $D = 26,24 \text{ мм}$ .

Расстояние от последней поверхности до выходного зрачка  $s'_{P'} = -27,168$  мм.  
Диаметр выходного зрачка  $D' = 32,95$  мм.  
Радиусы даны по каталогу ГОИ.

Таблицы aberrаций

## Точка на оси

$m$	$e$					
	$\operatorname{tg} \sigma'$	$s'$	$\Delta s'$	$\Delta y'$	$\Delta f'$	$\eta, \%$
0	0 '	38,835	0	0	0	0
6,56	0,126	38,716	-0,119	-0,015	-0,100	-0,010
9,18	0,178	38,665	-0,170	-0,030	-0,145	-0,019
13,12	0,258	38,826	-0,009	-0,002	-0,036	-0,054

$m$	$g$		$C'$		$s'_g - C'$
	$s'$	$\Delta s'$	$s'$	$\Delta s'$	
0	38,881	0,046	38,898	0,063	-0,017
6,56	38,770	-0,065	38,779	-0,056	-0,009
9,18	38,729	-0,106	38,729	-0,106	0,000
13,12	38,913	0,078	38,892	0,057	0,021

## Точка вне оси. Главные лучи

$\sigma_1$	$\operatorname{tg} \sigma'$	$s_P$	$s'_{P'}$	$z'_s$	$z'_m$
$-15^\circ$	-0,204	17,562	-28,910	-0,296	-0,252
$-22^\circ 30'$	-0,295	18,233	-31,786	-0,436	-0,519

$\sigma_1$	$z_s' - z_m'$	$y'$	$\Delta y'$		$y_g' - y_{C'}'$
			мм	%	
$-15^\circ$	-0,044	13,982	-0,125	-0,841	-0,005
$-22^\circ 30'$	0,083	21,361	-0,409	-1,912	-0,008

## Аберрации наклонных пучков в меридиональном сечении

$m$	$\sigma_1 = -15^\circ$			
	$\operatorname{tg} \sigma'$	$\Delta \operatorname{tg} \sigma'$	$y'$	$\Delta y'$

$9,0$	-0,043	0,161	14,043	0,061
$7,35$	-0,072	0,132	13,991	0,009
$5,20$	-0,109	0,095	13,969	-0,013
$0$	-0,204	0	13,982	0
$-5,77$	-0,316	-0,112	14,002	0,020
$-8,16$	-0,366	-0,162	13,989	0,007
$-10,0$	-0,405	-0,201	13,942	-0,040

$5,69$	-0,195	0,100	21,361	0,000
$4,65$	-0,213	0,082	21,346	-0,015
$3,29$	-0,236	0,059	21,341	-0,020
$0$	-0,295	0	21,361	0
$-4,62$	-0,382	-0,087	21,400	0,039
$-6,53$	-0,420	-0,125	21,403	0,042
$-8,0$	-0,450	0,155	21,391	0,030

*Продолжение прил. 3*

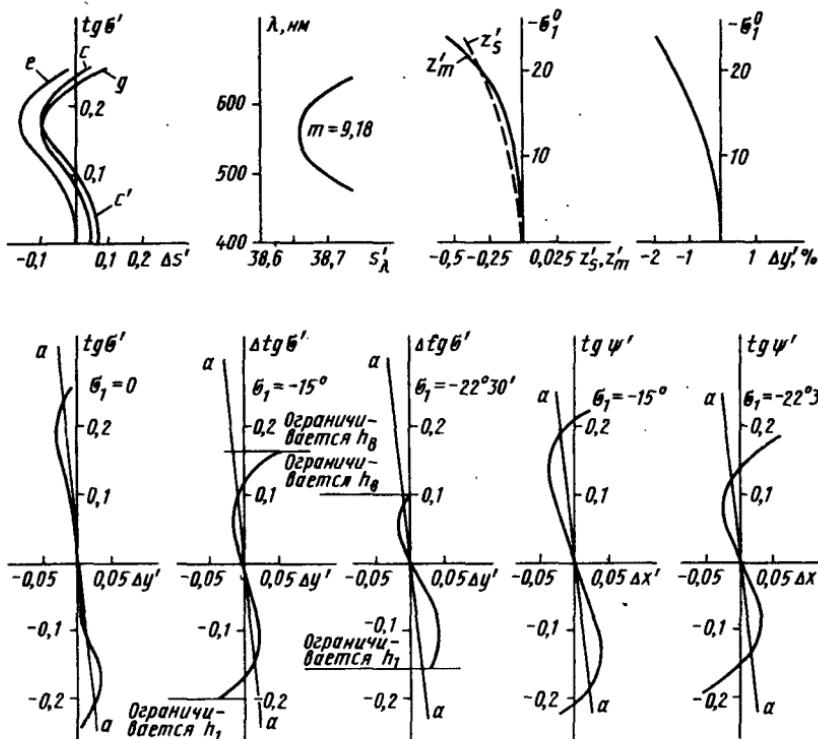
m	g		C'		$y'_g - y'_C'$
	$y'$	$\Delta y'$	$y'$	$\Delta y'$	
$\sigma_1 = -15^\circ$					
9,0	14,060	0,078	14,055	0,073	0,005
7,35	14,003	0,021	14,002	0,020	0,001
5,20	13,915	-0,007	13,978	-0,004	-0,003
0	13,981	-0,001	13,986	0,004	-0,005
-5,77	14,000	0,018	13,997	0,015	0,003
-8,16	13,988	0,006	13,979	-0,003	0,009
-10,0	13,944	-0,038	13,927	-0,055	0,017
$\sigma_1 = -22^\circ 30'$					
5,69	21,369	0,007	21,374	0,013	-0,006
4,65	21,351	-0,010	21,357	-0,004	-0,006
3,29	21,343	-0,018	21,351	-0,010	-0,008
0	21,360	-0,001	21,368	0,007	-0,008
-4,62	21,400	0,039	21,399	0,038	0,001
-6,53	21,406	0,045	21,398	0,031	0,008
-8,0	21,396	0,035	21,382	0,021	0,014

## Аберрации наклонных пучков в сагиттальном сечении

M	$\sigma_1 = -15^\circ$			M	$\sigma_1 = -22^\circ 30'$		
	$\operatorname{tg} \Psi'$	$\Delta y'$	$\Delta x'$		$\operatorname{tg} \Psi'$	$\Delta y'$	$\Delta x'$
6,64	0,127	-0,0009	-0,035	5,77	0,109	0,0000	-0,031
9,39	0,181	-0,0007	-0,029	8,16	0,154	0,003	-0,007
11,50	0,222	0,0002	0,019	10,0	0,189	0,008	0,056

Продолжение прил. 3

## Графики aberrаций



Примечание. Пряная  $ap$  соответствует плоскости наилучшего изображения, смещенный относительно Гауссовой на  $-0,08 \text{ мм}$ .

**КИПРОС — КОМПЛЕКС ИНЖЕНЕРНЫХ ПРОГРАММ РАСЧЕТА  
ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА МИКРОКОМПЬЮТЕРЕ «ЭЛЕКТРОНИКА  
МК-85» \***

Первый отечественный микрокомпьютер «Электроника МК-85» позволяет одновременно хранить 10 программ в файлах Р0—Р9 при общем объеме энергонезависимой памяти 2К (1221 шаг программы). Язык программирования — Бэйсик.

Комплекс состоит из четырех программ: 1) ввода исходных данных; 2) расчета хода нулевых лучей; 3) расчета сумм aberrаций III порядка (сумм Зейделя) и хроматических сумм; 4) расчета хода реальных лучей.

Ниже приведены тексты программ и пояснения к ним.

**Программа 1.** (Занести в файл Р1)

```
10 INPUT «кол-во ч», I, «стекло», K : DEF M 3*I + K
20 FOR J = 0 TO I - 1 : INPUT «r», Z(J) : IF Z(J) = 0; Z(J) = 1e100
25 NEXT J
30 FOR J = I TO 2 * I - 2 : INPUT «d», Z(J) : NEXT J : Z(2 * I - 1) = 0
40 FOR J = 2 * I TO 3 * I : INPUT «n», Z(J) : NEXT Y
50 IF K ≠ 0; FOR J = 1 TO K : INPUT «v», Z(J+3 * I) : NEXT J
```

Программа позволяет заносить конструктивные параметры систем, содержащих не свыше пяти поверхностей.

**Программа 2.** (Занести в файл Р2)

```
10 INPUT «a», A, «h», H : N = Z(2 * I)
20 FOR J = 0 TO I - 1 : STOP
30 O = Z(2 * I + J + 1) : A = A * N/O + (O - N)/O/Z(J) * H : H = H - A • Z(J + I)
40 N = O : NEXT J
80 U = H/A : PRINT «a'», A, «h'», H, «s'», U
```

Программа 2 может быть задействована после введения исходных данных по программе 1 для:

- вычисления фокусного расстояния  $f'_0$  и заднего фокального отрезка  $s'_F$ , при  $s_1 = -\infty$ ;
- вычисления положения параксиального изображения ( $s'_0$ ) и значения параксиального линейного увеличения  $\beta_0$  при  $s_1 \neq -\infty$ .

Оператор STOP используется для получения промежуточных значений углов  $\alpha$ , которые находятся в ячейке A, и высот h — в ячейке H. Если эти значения не нужны, но программа набрана с оператором «STOP», то после останова для продолжения расчета необходимо нажать клавишу «EXE». Если промежуточные значения  $\alpha$  и  $h$  совсем не нужны, то оператор «STOP» не набирать.

**Программа 3.** (Занести в файл Р3)

```
10 INPUT «a», E, «h», X, «b», F, «H», Y, «J», L, «$, $ : N = Z(2 * I)
20 FOR J = 0 TO 6:Q(J) = 0:NEXT J:K = 1
40 FOR J = 0 TO I - 1 : O = Z(2 * I + J + 1) : C = 0 : IF $ ≠ «XP» THEN 60
45 IF ABS(N) ≠ 1; C = (1/N - 1)/Z(3 * I + K) : K = K + 1
50 IF ABS(O) ≠ 1; C = C + (-1/O)/Z(3 * I + K)
60 A = E : H = X : GOSUB 100 : G = A - E : M = 1/O - 1/N
61 P = (G/M) ↑ 2 * (A/O - E/N) * X : C = C • G/M : Q = Q + C • X : STOP : 
E = A
63 X = H : H = Y : A = F : GOSUB 100 : B = (A - F)/G : R = R + C • Y : 
STOP
65 FOR D = 1 TO 3 : R(D) = R(D) + P : P = P • B : NEXT D
70 M = -M/Z(J) : V = V + M : D = P + L * L • M • B : W = W + D : STOP
75 N = O : F = A : Y = H : NEXT J : END
100 A = N/O • A + H • (O - N)/O/Z(J) : H = H - A • Z(J + I) : RETURN
```

\* В разработке комплекса активное и непосредственное участие принял инженер Р. Е. Ильинский.

Программа 3 может быть использована после ввода данных по программе 1 и расчета параксиальных величин по программе 2. Наличие в программе оператора STOP позволяет получить промежуточные результаты расчета по поверхностям: после первого останова РЗ—61 значение  $\alpha_1$  находится в ячейке Е, значение  $h_1$  в ячейке X, значение  $S_{I(1)}$ , вносимой первой поверхностью в ячейке Р, значение параметра С в ячейке С; значения хроматических  $S_{Ixp} = C * X$ ;  $S_{IIxp} = C * Y$  соответственно в ячейки Q и R; после первого останова РЗ—63:  $\beta_1$  в ячейке F,  $H_1$  в ячейке Y, значения сумм находятся как  $S_{II(1)} = P * B$ ;  $S_{III(1)} = P * B * B$ ; после первого останова РЗ—70:  $S_{IV(1)}$  в ячейке M,  $S_{V(1)}$  в ячейке D. После второй и последующих серий остановов указанные параметры и суммы, вносимые соответственно второй и последующими поверхностями, расположены в тех же ячейках.

#### Программа 4. (Занести в файл Р4)

```

10 INPUT «sp», D, «m», Y, «M», X, «v», E, «u», F, «l», G
15 D = -D : V = 0 : N = Z(2 * I)
25 FOR J = 0 TO I-1 : R = Z(J) : O = Z(J+2 * I+1) : H = V-D
40 C = -H * E-Y * F-X * G : P = E * C + H : A = H * H + Y * Y + X * X - C * C : P = A/R-2 * P
50 Q = SQR(E * E-P/R) : B = C+P/(E+Q) : Q = SQR(1-(N/O)↑2 * (1-Q * Q))-N/O * Q
60 V = H+B * E : Y = Y+B * F : X = X+B * G
70 E = N/O * E-Q*(V/R-1) : F = N/O * F-Q * Y/R : G = N/O * G-Q * X/R
75 D = Z(J+I) : STOP* : N = O : NEXT J
80 Y = Y + (U-V)*F/E : X = X+(U-V)*G/E : PRINT X, Y, -F/E, -G/E

```

Программой 4 можно воспользоваться после ввода данных по программе 1 и занести в ячейку U значения расстояния от последней поверхности до плоскости изображения или плоскости установки. Если это плоскость Гаусса, то обычно это расстояние равно  $s'_0$ .

Направляющие косинусы луча с осями  $OZ$ ,  $OY$ ,  $OX$ , равные  $v_1$ ,  $\mu_1$ ,  $\lambda_1$ , обозначены в программе соответственно буквами  $v$ ,  $\mu$ ,  $l$  и их рассчитывают по формулам (230). Например, для предмета, расположенного в бесконечности  $v_1 = \cos \omega$ ,  $\mu_1 = -\sin \omega$ ,  $\lambda_1 = 0$ , где  $\omega$  — половина углового поля. Оператор STOP позволяет получить для каждой из поверхностей значения координат  $Z$ ,  $Y$ ,  $X$  точки пересечения луча с поверхностью, находящиеся соответственно в ячейках V, Y, X. Это возможно после останова Р4—75.

Проиллюстрируем, как пользоваться программами, на конкретном примере. Итак, программы 1—4 внесены соответственно в файлы Р1—Р4. В качестве оптической системы дай двухлинзовый склеенный объектив:

$$\begin{array}{llll}
 n_1 = 1 & & & \\
 r_1 = 67,64 & & & \\
 d_1 = 2,5 & n_2 = 1,652188 & & v_2 = 33,619 \\
 r_2 = 37,96 & & & \\
 d_2 = 8 & n_3 = 1,518294 & & v_3 = 63,83 \\
 r_3 = \infty & & n_4 = 1 & \\
 & & &
 \end{array}$$

Входной зрачок имеет диаметр  $D = 32$  мм и удален от первой поверхности на  $sp = -0,1$  мм.

Рассмотрим два варианта: 1) предмет расположен в бесконечности и объектив имеет угловое поле  $2\omega = 7^\circ$ ; 2) предмет размером  $2y = 240$  мм расположен на коничном расстоянии от первой поверхности  $s_1 = -2000$  мм. Результаты всех расчетов представлены в виде таблицы, в которой имеются две колонки. В левой колонке показан запрос ЭВМ или результат расчета, а в правой — действия оператора (нажимаемые клавиши).

## 1. Предмет расположения в бесконтактности

Шаг	Запрос МК-85, результаты	Клавиши, нажимаемые оператором	
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14	Для вызова программы 1 кол-во г ? стекл ? г ? г ? г ? д ? д ? п ? п ? п ? п ? п ? в ? в ?	S 3 2 67.64 37.96 Ø 2.5 8 1 1.652188 1.518294 1 33.619 63.83	P1 EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE
1 2 3 4 5 6 7 8 9	Для вызова программы 2 а ? = $\alpha_1$ h ? = $h_1$ P2—2Ø P2—4Ø P2—4Ø а' = = Ø.ØØ6166268691 h' =	S Ø 1 EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE	P2 EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE
10 11 12 13	= Ø.9529196741 $s'_0 = s'_P$ , = 154.5374881 $f'_0 = 162.1726282$		EXE EXE 1/A EXE
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16	Для вызова программы 3 A ? = $\alpha_4$ h ? = $f'_0$ b ? = $\beta_1$ H ? = $s_P$ J ? \$ ? Хроматизм считать Хроматизм не считать P3—61 P3—63 P3—7Ø P3—61 P3—63 P3—7Ø P3—61 P3—63 P3—7Ø	S Ø 162.1726282 1 —Ø.1 —162.1726282 XP Ø	P3 EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE

Продолжение прил. 4

Шаг	Запрос МК-85, результаты	Клавиши, нажимаемые оператором	
17	—	S/-L	EXE
18	$\bar{S}_I = -0.150558783$	T/-L	EXE
19	$\bar{S}_{II} = -0.043538890$	U/-L	EXE
20	$\bar{S}_{III} = 0.9625597102$	V * -L	EXE
21	$\bar{S}_{IV} = 0.7183946817$	W/-L	EXE
22	$\bar{S}_V = -0.011810853$	Q/-L	EXE
23	$\bar{S}_{Ixp} = 0.000722251052$	R/-L	EXE
24	$\bar{S}_{IIxp} = -0.0000975065017$		
1	Перед вызовом программы 4	U = 154.5374881	EXE
2	Для вызова программы 4	S	P4
3	sp ?	-0.1	EXE
4	m } Осевой крайний луч	16	EXE
5	M }	0	EXE
6	v	1	EXE
7	μ	0	EXE
8	λ	0	EXE
9	P4-75		EXE
10	P4-75		EXE
11	P4-75		EXE
12	$\emptyset = x'$		EXE
13	$0.0378277741 = y' = \Delta y_{c\phi}$		EXE
14	$0.09890528214 = \operatorname{tg} \sigma'$		EXE
15	$\emptyset = \operatorname{tg} \psi'$		
1	Для вызова программы 4	S	P4
2	sp ?	-0.1	EXE
3	m } Главный луч	0	EXE
4	M }	0	EXE
5	v	cos (-3.5°)	EXE
6	μ	-sin (-3.5°)	EXE
7	λ	0	EXE
8	P4-75		EXE
9	P4-75		EXE
10	P4-75		EXE
11	$\emptyset = x'$		EXE
12	$9.918684542 = y'_{rl}$		EXE
13	$-0.06145283058 = \operatorname{tg} \sigma'_{rl}$		EXE
14	$\emptyset = \operatorname{tg} \psi'_{rl}$		

Шаг	Запрос МК-85, результаты	Клавиши, нажимаемые оператором	
1	Для вызова программы 4	S	P4
2	s <sub>P</sub>	—Ø.1	EXE
3	m } «Косой» луч	11.31	EXE
4	M }	11.31	EXE
5	v	cos (-3.5°)	EXE
6	μ	—sin (-3.5°)	EXE
7	l	Ø	EXE
8	P4—75		EXE
9	P4—75		EXE
10	P4—75		EXE
11	—Ø.ØØ52159133 = x'		EXE
12	9.873223544 = y'		EXE
13	Ø.ØØ9110196 = tg σ'		EXE
14	Ø.Ø7Ø1Ø2184 = tg ψ'		

2. Предмет находится на конечном расстоянии от системы. Расстояние  $s_1 = -2000$  мм и имеет размер  $2y = 240$  мм. Значение угла первого вспомогательного луча может быть любым, а высота должна быть  $h_1 = \alpha_1/s_1$ . Обычно принимают  $\alpha_1 = -1$ , в этом случае  $h_1 = 2000$  мм. При расчетах по программе 3, так как  $n = n'$ ,  $\alpha_1 = \beta_0$ , где  $\beta_0$  — линейное увеличение, получают  $h_1 = \alpha_1 s_1 = = \beta_0 s_1$ . Для второго вспомогательного луча  $\beta_1 = 1$  и  $H_1 = s_P$ . Инвариант  $I = = -n(s_1 - s_P) \beta_0 = -(-2000 + 0,1) (-0,088283069) = -176.5573097$ . Данные по программе 1 уже введены. Во всех остальных программах операторы STOP исключены.

Шаг	Запрос МК-85, результаты	Клавиши, нажимаемые оператором	
1	Для вызова программы 2	S	P2
2	a ?	—1	EXE
3	h ?	2000	EXE
4	a' =		EXE
5	= 11.32720016		EXE
6	h' =		EXE
7	= 1912.649687		EXE
8	s'_0 =		EXE
9	= 168.8545855		EXE
10		—1/A	EXE
11	—Ø.Ø88283069 = β <sub>0</sub>	* —12Ø	EXE
12	10.59396835 = y'_0		
1	Для вызова программы 3	S	P3
2	a ?	—Ø.Ø88283069	EXE
3	h ?	—Ø.Ø88283069 * —2000	EXE
4	b ?	1	EXE
5	H	—Ø.1	EXE
6	I	—176.5573097	EXE
7	\$	Xp	EXE

Шаг	Запрос МК-85, результаты	Клавиши, нажимаемые оператором	
8 9 10 11 12 13 14 15	-6.311413964 = S <sub>I</sub> -53.32719798 = S <sub>II</sub> 185.5054998 = S <sub>III</sub> 0.0044298146 = S <sub>IV</sub> -1.729446724 = S <sub>V</sub> Ø.1422351632 = S <sub>I, xp</sub> 1.20981399E4 = S <sub>II, xp</sub>	S T U V W Q R/L	EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12	Перед вызовом программы 4 Для вызова программы 4 sp ? т } Осевой луч M } v μ л Ø Ø.0329850029 = x' Ø.09089633401 = tg σ' Ø Ø.0080001439 = y' = Δy' <sub>сф</sub> Ø.09089633401 = tg ψ'	U = 168.8545855 S —Ø.1 16 Ø 0.999967998 Ø.0080001439 Ø	EXE P4 EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11	Для вызова программы 4 sp ? т } Главный луч M } v μ л Ø Ø.59378227 = y' <sub>гл</sub> —0.06028765345 = tg σ' <sub>гл</sub> Ø Ø = tg ψ'	S —Ø.1 Ø Ø 0.9982046666 Ø.0598952747 Ø	P4 EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11	Для вызова программы 4 sp ? т } «Косой» луч M } v μ л —Ø.0208758273 = x' 10.51971183 = y' Ø.004702570959 = tg σ' Ø.0644961893 = tg ψ'	S —Ø.1 11.31 11.31 0.9978355515 Ø.0655161689 Ø.0056430421	P4 EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE EXE

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. Апенко М. И., Запрягаева Л. А., Свешникова И. С. Задачник по прикладной оптике. М.: Недра, 1987. 310 с.
2. Бабенко В. С. Оптика телевизионных устройств. М.: Радио и связь, 1982. 256 с.
3. Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П. Теория оптических систем. М.: Машиностроение, 1973. 488 с.
4. Бобров С. Т., Грейсух Г. И., Туркевич Ю. Г. Оптика дифракционных элементов и систем. Л.: Машиностроение, 1986. 223 с.
5. Волосов Д. С. Фотографическая оптика: Теория, основы проектирования, оптические характеристики. М.: Искусство, 1978. 544 с.
6. Вычислительная оптика: Справочник/М. М. Русинов, А. П. Грамматин, П. Д. Иванов и др.; Под общей ред. М. М. Русинова. Л.: Машиностроение, 1984. 424 с.
7. Госсорт П. С. Инфракрасная термография. М.: Мир, 1988.
8. Гуревич М. М. Фотометрия: Теория, методы и приборы. Л.: Энергоиздат, 1983. 272 с.
9. Джерард А., Берг Дж. Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
10. Заказнов Н. П. Прикладная геометрическая оптика. М.: Машиностроение, 1984. 184 с.
11. Заказнов Н. П., Горелик В. В. Изготовление асферической оптики. М.: Машиностроение, 1978. 248 с.
12. Ишанин Г. Г., Панков Э. Д., Радайкин В. С. Источники и приемники излучения. М.: Машиностроение, 1982. 222 с.
13. Клиников Ю. М. Прикладная лазерная оптика. М.: Машиностроение, 1985. 128 с.
14. Креопалова Г. В., Пурыев Д. Т. Исследование и контроль оптических систем. М.: Машиностроение. 1978. 224 с.
15. Кулагин С. В., Апарин Е. М. Проектирование фото- и киноприборов. М.: Машиностроение, 1986. 279 с.
16. Лазарев Л. П. Оптико-электронные приборы наведения. М.: Машиностроение, 1989. 512 с.
17. Международный светотехнический словарь. М.: Русский язык, 1979. 278 с.
18. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1983. 696 с.
19. Оптические головки передающих камер цветного телевидения: Справочник/Н. И. Валов, О. Н. Василевский, А. Н. Великожон и др.; Под общей ред. О. Н. Василевского. Л.: Машиностроение, 1988. 109 с.
20. Паяев В. А., Андреев Л. Н. Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение, 1976. 432 с.
21. Пахомов И. И. Планкратические системы. М.: Машиностроение, 1976. 160 с.
22. Пахомов И. И., Рожков О. В., Рождествин В. Н. Оптико-электронные квантовые приборы. М.: Радио и связь, 1982. 456 с.
23. Пахомов И. И., Цибуля А. Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. М.: Радио и связь, 1986. 152 с.
24. Прикладная оптика/А. С. Дубовик, М. И. Апенко, Г. В. Дурейко и др. М.: Недра, 1982. 612 с.
25. Прикладная оптика/Л. Г. Бебчук, Ю. В. Богачев, Н. П. Заказнов и др. М.: Машиностроение, 1988. 312 с.
26. Проектирование оптических систем/Пер. с англ.; Под ред. Р. Шеннона, Дж. Вайанта. М.: Мир, 1983. 432 с.
27. Пурыев Д. Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. М.: Машиностроение, 1976. 262 с.
28. Родновов С. А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л.:

- Машиностроение, 1982. 270 с.
29. Русинов М. М. Композиция оптических систем. Л.: Машиностроение, 1989.
30. Русинов М. М. Несферические поверхности в оптике. М.: Недра, 1973. 296 с.
31. Русинов М. М. Техническая оптика. Л.: Машиностроение, 1979. 488 с.
32. Сборник задач по теории оптических систем/Л. Н. Андреев, А. П. Грамматин, С. И. Кирюшин, В. И. Кузичев. М.: Машиностроение, 1987. 192 с.
33. Слюсарев Г. Г. Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975. 640 с.
34. Сокольский М. Н. Допуски и качество оптического изображения. Л.: Машиностроение, 1989. 221 с.
35. Справочник конструктора оптико-механических приборов/В. А. Панов, М. Я. Кругер, В. В. Кулагин и др.; Под общей ред. В. А. Панова. Л.: Машиностроение, 1980. 742 с.
36. Трубко С. В. Расчет двухлинзовых склеенных объективов. Л.: Машиностроение, 1984. 142 с.
37. Турыгин И. А. Прикладная оптика. М.: Машиностроение, 1965. 362 с. 1966. 428 с.
38. Чуриловский В. Н., Халилуллин К. А. Теория и расчет прзменных систем. Л.: Машиностроение, 1979. 269 с.
39. Якушенков Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. М.: Машиностроение, 1989. 360 с.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

---

### А

- Аберрации 141  
 — внемеридионального луча 142  
 — высших порядков 143  
 — двухзеркальной системы 380  
 — допустимые остаточные 343—345  
 — монодроматические 141  
 — оптических систем с несферическими поверхностями 357—361  
 —, суммирование 389—393  
 — третьего порядка 143  
 — хроматические 141  
 Аберрация волновая 401  
 — сферическая 148  
 — сфeroхроматическая 168  
 — хроматическая положения — см. Хроматизм положения  
 — увеличения — см. Хроматизм увеличения  
 Адаптация зрительная 174  
 — световая 174  
 — темновая 174  
 Аккомодация 172  
 — сила (объем) 173  
 Аксикон 86  
 —, типы 89  
 Аметропия 177  
 —, гиперметропия 177

### —, миопия 177

- Апертура микроскопа 194  
 Апертурные углы 82  
 Аппаратная функция 247  
 Астигматизм 133, 156  
 Астигматическая разность 156

### Б

- Ближняя точка ясного зрения 173  
 Близорукость 177

### В

- Вариообъектив 264  
 Видяконы 270  
 —, основные оптические характеристики 271—276  
 Виньетирование 99  
 — двустороннее 101  
 Входное окно 99  
 Входной зрачок оптической системы 94  
 — — — —, кольцеобразный 139  
 — — — —, распределение лучей 139  
 Выходное окно 99  
 Выходной зрачок оптической системы 94

### Г

- Геометрический фактор 115  
 Гиперметропия 177

Главная плоскость  
— — задняя 28  
— — передняя 28  
— точка 28  
— — задняя 28  
— — передняя 28  
Глаз 170  
—, адаптация 174  
—, аккомодация 172  
— аметропический 177  
—, астигматизм 177  
— афакический 178  
—, криволинейный пурпур 175  
—, критическая частота 175  
—, недостатки 177  
—, оптическая система 172  
—, основные характеристики 171  
—, пороговая яркость 175  
—, световая чувствительность 175  
—, строение 170—171  
— схематический 172  
—, угол разрешения 173—174  
— эмметропический 177  
Глубина резкости 251—252  
Гомалы 201—202  
Градиентная оптика 90  
Градиентный элемент 90  
Грии 90

## Д

Дальнозоркость 177  
Дальняя точка зрения 173  
Диаскоп 289  
Диаскопическая проекция 286  
Диафрагма 92  
— апертурная 92  
— виньетирующая 99  
— ирисовая 92  
— полевая 92  
Диафрагменное число 126  
Дисперсия средняя 54  
— основная 54  
— относительная частная 54  
Дистанция оформления пучка 181  
Дисторсия 159  
Допуск в оптических системах 393  
Дублет 371

## З

Задачи aberrационного расчета оптических систем 141  
Закон Бугера—Ламберта 121  
— Ламберта 112  
— независимости распространения света 15  
— отражения 15  
— преломления 14  
— прямолинейного распространения света 11  
— смещения Винса—Голицына 301.  
Зеркало Манжена 183

— иесферическое 70  
— плоское 69  
— сферическое 70, 183  
— —, аберрация 378—380  
— — с коррекционной пластинкой 186  
— — с менисковым компенсатором 382  
— эллипсоидное 184  
Зрачок оптической системы входной 94  
— — —, действующее отверстие 100  
— — — выходной 94  
Зрение дневное 174  
— стереоскопическое 176  
— —, радиус 177  
— сумеречное 174  
Зрительная труба Галилея 206  
— — —, расчет 221—222  
— — земная 226  
— — —, расчет 225—228  
— — Кеплера 206  
— — —, призменный монокуляр 222  
— — —, расчет 218—220  
— — панкратическая 233  
— — переменного увеличения 228—235  
— — с линзовой обрачивающей системой — см. Зрительная труба земная

## И

Идеальная оптическая система 27  
— — —, кардиальные элементы 29  
— — —, расчет хода луча 41—42  
Излучение лазеров 318  
— оптическое — см. Свет  
— по закону Ламберта 112  
— черного тела 301  
Изображение астигматическое 133  
— элементарное 133  
—, двоение 69  
— точечное (стигматическое) 132  
Инвариант Гюйгенса—Гельмгольца 49  
— преломления 47  
— Штраубеля 117  
Интегральная энергетическая освещенность 110  
— — светимость 110  
— — яркость 110

## К

Кандела (кд) 106  
Кинескопы 273  
—, оптические характеристики 276  
Киноформ 91  
Клины 80  
—, вращение 81  
—, поступательное перемещение 82  
— с переменным преломляющим лучом 82  
Коллектив (коллективная линза) 215  
— отрицательный 215  
— положительный 215

- Коллиматор — см. Прожектор  
 Кома 153  
 — меридиональная 153  
 Компенсатор линзовый 381  
 — — афокальный 383  
 — — — в параллельных пучках лучей 385  
 — — — мениковый 381  
 Конденсор 179, 187  
 — анаморфот 333  
 — двухлинзовый 188  
 — из линз одинаковой оптической силы 364—365  
 — однолинзовый 187  
 с апланатическими менисками 365  
 — трехлинзовый 188  
 Контротражатель осветительной системы 71  
 Конфокальный параметр 320  
 — резонатор 320  
 Коррекция оптической системы 386  
 — — — автоматизированная 386—389  
 Коэффициент анаморфозы 331  
 — виньетирования 100  
 — — линейного 100  
 — высоты 331  
 — дисперсии 54  
 — — основной 54  
 — контрастности светочувствительного слоя 254  
 — модуляции 250  
 — отражения 118  
 — поглощения 118  
 — пропускания оптической системы 118  
 — ширины 331  
 Кратность 124  
 Кристаллы оптические 57—58  
 Критическая частота 175
- Л**
- Линейное увеличение 27  
 Линза 58  
 — вогнуто-плоская 63  
 — выпукло-плоская 63  
 — двояковогнутая 62  
 — дифракционная 91  
 — плосковыпуклая 63  
 — телескопическая 64  
 — Френеля 84—85  
 Линзы 58  
 —, мениски 62  
 — с концентрическими сферическими поверхностями 64  
 — с несферическими преломляющими поверхностями 65  
 — с обращенным главным плоскостями 65  
 — со сферическими поверхностями разных радиусов 65
- , типы 60  
 Лупа 190  
 — апланатическая Штейнгеля 192  
 —, видимое увеличение 190  
 Луч главный 92  
 — световой — см. Световой луч  
 Лучи вспомогательные 31  
 — —, условия нормировки 146  
 — —, ход в оптической системе 144  
 — «косые» 140—141  
 — параксимальные 47  
 — сопряженные 27  
 Люкс (лк) 108  
 Люмен (лм) 108  
 Люминифор, основные показатели 275
- М**
- Мениск 62  
 — вогнуто-выпуклый 63  
 — выпукло-вогнутый 63  
 — Максутова 382  
 Метод аберрационного виньетирования 241  
 Методы аберрапонного расчета оптических систем 339—343  
 Микрообъекты Максутова 201  
 Микрообъективы 199—201  
 —, классификация 199  
 —, основные характеристики 199  
 Микроскоп 9, 193  
 —, глубина аккомодационная 197  
 — — геометрическая 197  
 — — дифракционная 198  
 — — изображаемого пространства 196—198  
 —, окуляры 201—202  
 —, оптическая схема 193  
 —, осветительные системы 202—204  
 —, разрешающая способность 195  
 —, схема для определения полезного увеличения микроскопа 196  
 —, тубус 200  
 — —, механическая длина 199  
 Многипия 177  
 Монокуляр призменный 222  
 — с призмой Аббе 223  
 — — — Лемана 223  
 — — — Малафеева (системы Порро) 223
- О**
- Область недодержек 254  
 — передержек 254  
 Объектив 9, 205  
 — анаморфот 333  
 — — ахроматический репродукционный 335  
 — — сфероцилиндрический 335  
 — — цилиндрический 333  
 — двухкомпонентный светосильный 371

- — —, расчет 371—374
  - двухлинзовый несклеенный 369
  - — —, расчет 369—371
  - склеенный 366
  - — —, расчет 366
  - дисторгирующий 266
  - дублет 371
  - концентрический 268
  - микроскопа — см. Микрообъективы
  - панкратический 231—232
  - проекционный 286
  - — с механической компенсацией 264
  - — с оптической компенсацией 264
  - с апланатическими менисками 364
  - телескопической системы — см. Система телескопическая, объективы
  - триплет 374
  - — —, расчет 374—378
  - — —, схема 375
  - фотографический — см. Фотообъектив
  - Окуляр 205
    - Гюйгенса 201—202
    - Кельнера 212—213
    - ортоскопический 213
    - отрицательный 214
    - Рамсдена 212—213
    - симметричный 213
    - с удаленным зрачком 213
    - широкоугольный 213
    - Эрфле 213
  - Оптика телевизионных систем 269
  - Оптическая ось 16
    - плотность 121
    - сила сложной (многокомпонентной) системы 43—45
    - система 9
    - — —, aberrационный расчет 339—340
    - — —, аниаморфозная 330
    - — —, виды 9
    - — — для голографии 328—329
    - — — для лазеров 318—319, для концентрации излучения 322—323, для уменьшения расходности пучка 324—326
    - — — зеркальная 16
    - — — зеркально-линзовая 17
    - — —, кардинальные элементы 29
    - — —, компоненты 43
    - — — тонкие, основные параметры 353—357
    - — —, коэффициент пропускания 118
    - — — линзовая 16
    - — — обворачивающая 225—226
    - — — панкратическая 233
    - — — ортоскопическая 160
    - — — осветительная 179
    - — — приведенная 147
    - — —, расчет на минимум сферической aberrации 362—365
  - — — телескопическая — см. Телескопическая система
  - — —, узловые плоскости 33
  - — — точки 33
  - — — фотографическая, аппаратная функция 247
  - — — фотолектрическая 291
  - — — для регистрации излучений звезд 308—309
  - — —, принципиальные схемы 315—317
  - — — с лазером 326—328
  - — — центрированная 16
  - — — среда 53
  - Оптический выпуск 398, 429—433
  - прибор проекционный 286
  - растр — см. Растр оптический
  - Оптическое излучение — см. Свет
  - Освещенность 108
  - Относительное отверстие 126
  - Отражение лучей от несферических поверхностей 26
    - — — плоской поверхностью 21—22
    - — — сферической поверхностью 22—23
- П**
- Пара апланатических точек 154
  - Параллакс бинокулярный 176
  - стереоскопический 235
  - Пентапризма 74
  - Передающая телевизионная трубка 270
    - — —, объективы 276—279
    - — —, основные оптические характеристики 271—273
  - Плоскость наводки 251—252
  - Поверхности отражающие 16
  - преломляющие 16
  - Показатель преломления 12, 13
  - Поле оптической системы линейное 97
    - — — угловое 97
  - Полимеры оптические 58
  - Полное внутреннее отражение 15
    - — —, предельный угол 15
  - Полупентапризма 74
  - Пороговая яркость глаза 175
  - Пороговый контраст 175
  - Поток излучения 104
    - — —, спектральная плотность 104
  - Правила знаков 13, 14
  - Предел стереоскопического восприятия 176
  - Преломление лучей несферической поверхности 24—26
    - — — плоской поверхностью 18—19
    - — — сферической поверхностью 19—21
  - Прнемная телевизионная трубка 273
    - — —, основные оптические характеристики 274—276
  - Приемник излучения 296
    - — —, интегральная чувствительность

- 297  
 — —, порог чувствительности 298  
 — —, спектральная чувствительность  
**296**  
 Призма 72  
 — Аббе 79—80  
 — Амичя 79  
 — дальномерная 74  
 — Дове 75  
 — клин 80  
 — Лемана 74  
 — Малафеева 74  
 — одинарная 74  
 — отражательная 72, 406—414  
 — преломляющая 76  
 — прямого видения 79  
 — равнобедренная 74  
 — Резерфорда 79  
 — ромбическая 74  
 — составная — см. Система призменная  
 —, угловая дисперсия 78  
 Призменный монокуляр — см. Монокуляр призменный  
 Принцип обратимости 15  
 — Ферма 12  
 Программы расчетов оптических систем 415—428, 434—439  
 Продольное увеличение 34  
 Проекционная система 9, 286—295  
 — —, осветительная часть 286  
 — —, основные характеристики 286—  
**288**  
 — —, проекционная часть 286  
 — —, проекционное расстояние 287  
 Проектор 179  
 —, коэффициент усиления 181  
 —, оптическая схема 180—184  
 — — — зеркальная 182  
 — — — зеркально-линзовая 183  
 — — — линзовая 183—184  
 —, угол охвата 182  
 — — — рассеяния 181  
 Пространство изображений 9  
 — предметов 9  
 Пучок лучей лазерных 318—319  
 — — —, преобразование тонкой линзой 321  
 — — — световых бесконечно тонкий 132  
 — — — гомоцентрический 18  
 — — — телескопический 93  
 — — — элементарный 132  
 — — — астигматический 133, структура 156
- P**
- Радиус стереоскопического зрения 177  
 Расстояние наилучшего зрения 173  
 Растр оптический 89  
 — —, осветительная система 89—90
- —, период 89  
 — —, шаг 89  
 — —, элемент 90  
 Редуцирование 68  
 Резонатор конфокальный 320
- C**
- Свет 11, 103  
 —, спектральный состав 103  
 Светимость 108  
 Световая чувствительность глаза 175  
 — эффективность излучения 111  
 Световой 82  
 —, характеристика углового поля — см. Апертурные углы  
 Световой луч 11  
 — — — монохроматический 12  
 — — — нулевой 50  
 — — —, уравнение высот 51  
 — — — углов 50  
 — — —, оптическая длина 12  
 — — —, показатель преломления 12  
 Световые величины 105  
 Светосила геометрическая 127  
 — физическая 127  
 Светофильтр 122  
 — абсорбционный 124  
 — интерференционный 124  
 Сила света 106  
 Система афокальная цилиндрическая 336—338  
 — двухзеркальная 380  
 — — —, aberrации 380  
 — зеркальная 378  
 — зеркально-линзовая 378  
 — — —, расчет 381—386  
 — оптическая — см. Оптическая система  
 — осветительная — см. Оптическая система осветительная  
 — призменная 74  
 — — — Порро I и II рода 74—75  
 — трехпризменная 79  
 Сталь оптический 57  
 Сопряженные прямые и точки пространства изображений и предметов 27  
 Спектр излучения 103  
 — — вторичный 165  
 — — — линейчатый 103  
 — — — сплошной 103  
 Спектральная плотность потока излучения 104  
 — — энергетической освещенности 109  
 — — — светимости 109  
 — — — яркости 109  
 Спектральные линии Фраунгофера 104  
 Стекло оптическое бесцветное кварцевое 56  
 — — —, показатели качества 55  
 — — —, типы 54

- малотемнеющее под воздействием ионизирующего излучения 55
  - молочное (светорассеивающее) 56
  - органическое 58
  - цветное 55
  - Стердиан (ср) 106
  - Суммы Зейделя 145
  - , поверхностные коэффициенты 145
  - , преобразование для случая оптической системы из тонких компонентов 349—353
  - Сфeroхроматизм 168
  - Схема зеркального отражения 14—15
- Т**
- Телевидение, принципиальная схема 270
    - цветное 280—282
    - черно-белое 280
  - Телевизионная система, разрешающая способность 279
    - с «бегущим лучом» 282—285
    - , функция передачи модуляции 279
  - Телеобъектив 259
    - реверсивный 266
    - , схема 260
  - Телескопическая система 9, 44, 205
    - , объективы 210—214
    - , основные характеристики 210
    - , окуляры 210—214
    - , фокусировка 214
    - , основные оптические характеристики 206
    - , разрешающая способность 208
    - , стереоскопическая 235
    - , удельная пластика 236
    - , увеличение нормальное 208
    - , полезное 209
  - Телесный угол 106
  - Теория aberrаций 143
    - третьего порядка 143
    - оптических систем 9
  - Трансфокатор 264
  - Трансформирование изображений 330
    - , виды 331
    - , коэффициент анаморфоза 331
    - , высоты 331
    - , ширины 331
  - Триплет 374
    - , расчет 374—378
    - , схема 375
- У**
- Увеличение видимое лупы 190
    - микроскопа 193
    - телескопической системы 206
    - линейное 27
- нормальное 208
  - продольное 34
  - угловое 32
  - Угловая дисперсия призмы 78
  - Угол конвергенции 171
  - падения 14
  - преломления 14
  - Углы параллактические 176
  - Удельная пластика 236
  - Узловые плоскости 33
  - точки 33
  - Уравнение высот нулевого луча 51
    - углов нулевого луча 50
  - Условие изопланатизма 155
  - получения резкого изображения точки 11, 12
    - синусов 124
    - Чапского 39
- Ф**
- Флуктуации 273
  - Фокус задний 28
  - передний 28
  - Фокусное расстояние заднее 28
    - переднее 28
  - Форматы фотографических изображений 243
  - Формула Аббе—Юнга 134—135
    - высот 42
    - Гаусса 32
    - Ньютона 31
    - отрезков — см. Формула Гаусса
    - Планка 301
    - продольного увеличения 34
    - углов 41
    - Федера 128
  - Формул Аббе—Юнга в преобразованном виде 136
    - линейного увеличения 41
  - Фотометрические величины — см. Световые величины
  - Фотообъектив 240
    - , выдержка 253
    - , глубина изображаемого пространства 252
      - , резкости 252
      - , задний план 252
      - , коэффициент модуляции 250
      - , оптическая передаточная функция (ОПФ) 246, 249
      - , основной план 252
      - , плоскость наводки 251—252
      - , разрешающая способность 244—245
        - , функция передачи модуляции 247
        - , рассеяния 247
        - , длиннофокусный 240
        - , короткофокусный 240
        - , несветосильный 241
        - , основные типы 255—268

— — характеристики	257
— , светосила	241
— — геометрическая	241
— — физическая	241
— панкратический	241, 264
— сверхсветосильный	241
— светосильный	241
Х	
Характеристическая кривая фотомате-	
рнала	254
Хроматизм положения	162—163
— увеличения	166
Ч	
Частота критическая	175
Я	
Яркость	108
— , единица	109

## ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

---

А	
Аббе	10
Андреев Л. Н.	8
Б	
Вавилов С. И.	10
Волосов Д. С.	10, 243, 375, 385
Г	
Галилей	10
Гальперн Д. Ю.	10, 385
Гаусс	10
Гилл	268
Грамматин А. П.	8
Грегори	10
Гюйгенс	10
Д	
Декарт	10, 14
З	
Заказнов Н. П.	8
И	
Иванов П. Д.	66
Игнатовский В. С.	10
К	
Кеплер	10
Кирюшин С. И.	8
Кислов Н. М.	10
Кретьен	360
Крыжановский И. И.	72
Кузичев Б. И.	8
Л	
Лебедев Н. В.	10, 128
Ломоносов М. В.	10
М	
Максутов Д. Д.	10, 165, 360, 382
А	
Малафеев	74
Мандельштам	10
Н	
Ньютон	10
П	
Печатникова Ш. Я.	385
Р	
Рождественский Д. С.	10
Русинов М. М.	10, 24, 66, 241
С	
Слюсарев Г. Г.	356, 369, 375, 386
Склелнус	14
Суттон	268
Т	
Тейлор	375
Трубко С. В.	369
Тудоровский А. И.	10
Турыгин И. А.	10, 234
Ф	
Ферма	12
Фефилов Б. В.	10
Фраунгофер	13, 103
Фрейберг С. И.	10
Ц	
Цено Н. В.	388
Ч	
Чапский	10
Чуриловский В. Н.	50, 230, 385
Щ	
Шварцшильд	360
Э	
Эйлер	10
Эпенштейн	10

**УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ**

**ЗАКАЗНОВ Николай Петрович, КИРЮШИН Станислав Иванович,  
КУЗИЧЕВ Владимир Иванович**

**ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ**

Редактор *Т. В. Абизова*

Художественный редактор *Т. Н. Галышына*

Технический редактор *В. Ю. Томская-Ефремова*

Корректоры *О. Ю. Садыкова, Л. Е. Сонюшкина*

ИБ № 6099

---

Сдано в набор 04.09.91. Подписано в печать 08.02.92.

Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бумага офсетная. Гарнитура литературная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 28,0. Усл. кр.-отт. 28,0. Уч.-изд. л. 29,1. Тираж 2380 Заказ 362

Цена «С»

---

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Машиностроение»,  
107076, Москва, Стромынский пер., 4

---

Отпечатано в типографии НИИ «Геодезия» г. Красноармейск, Моск. обл., с диапозитов, изготовленных в Санкт-Петербургской типографии № 6 Министерства печати и информации Российской Федерации, 19314, Санкт-Петербург, ул. Монсекко, 10.

Зак. 10021



для вузов

*Н.П. Заказнов  
С.И. Кирюшин  
В.И. Кузичев*

**ТЕОРИЯ  
ОПТИЧЕСКИХ  
СИСТЕМ**

---

МАШИНОСТРОЕНИЕ