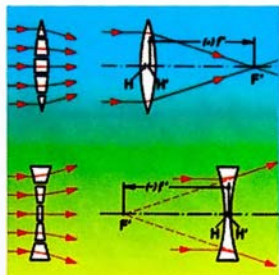


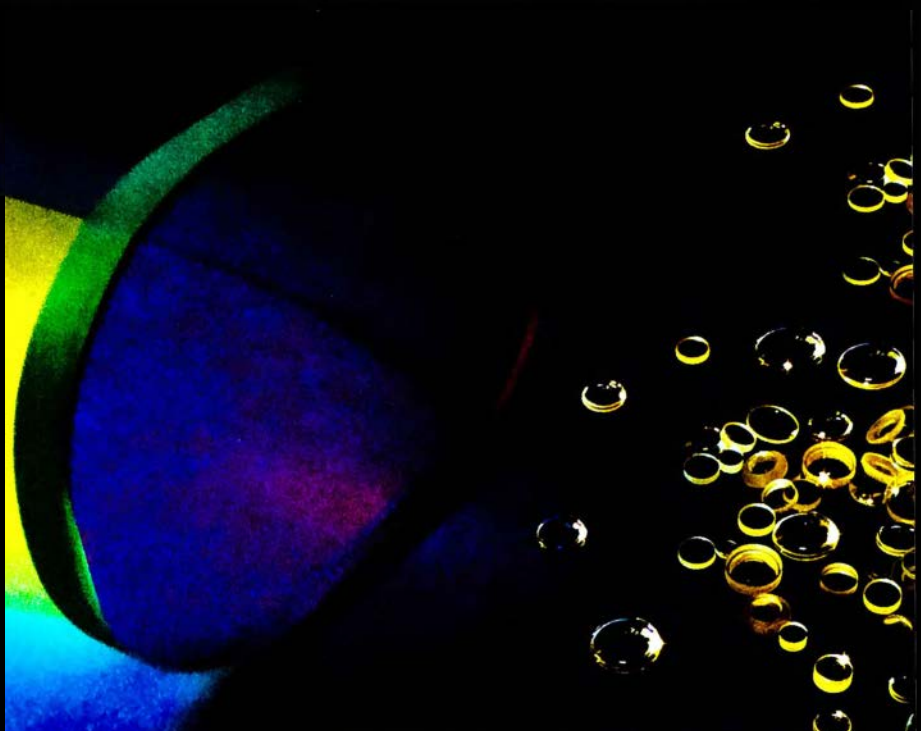
физики и техники

Г. ШРЁДЕР, Х. ТРАЙБЕР

Техническая оптика



ТЕХНОСФЕРА



ЛИНЗЫ ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ
ПО ВЫСОКИМ ТЕХНОЛОГИЯМ
АСФЕРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

ПРИЗМЫ

ЗЕНИТ  **ZENIT**

ФНПЦ ОАО «Красногорский завод им. С.А. Зверева»

143400, Московская область, г.Красногорск
ул. Речная, 8

тел: (495) 561-87-42

<http://www.zenit-foto.ru>

E-mail: marketing@zenit.istra.ru



Г. Шрёдер, Х. Трайбер

Техническая оптика

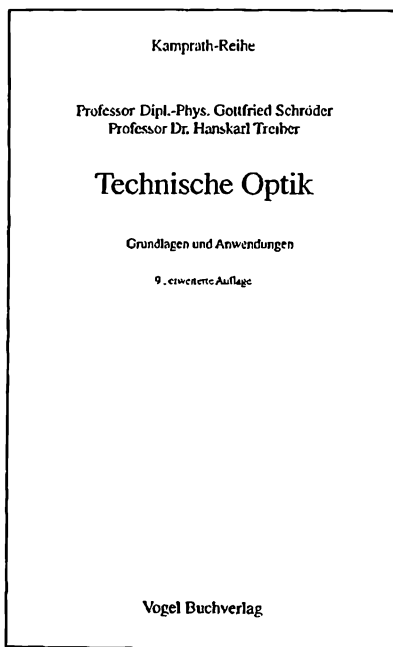
Москва:

Техносфера, 2006 - 424 с. ISBN 5-94836-075-X

Перевод 9-го издания широко известного руководства немецких авторов. Особое внимание уделено конструктивным элементам оптических систем, методам расчета геометрической оптики, источникам и приемникам света, всем существующим видам оптических инструментов. Описаны интерференционные методы, цветовые измерения, дифракционные решетки и поляризаторы.

Специально для русского издания написаны дополнения по компьютерным методам расчета хода лучей, структуре изображения, элементам дифракционной и градиентной оптики.

Книга адресована инженерам-разработчикам, студентам и преподавателям.



© 2002 by Vogel Industrie Medien GmbH & Co KG, Würzburg
© 2006, ЗАО "РИЦ "Техносфера",
перевод на русский язык, оригинал-макет, оформление

ISBN 5-94836-075-X

ISBN 3 8023 1923 0 (нем.)



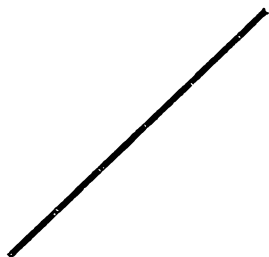
МИР ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ

Г. ШРЁДЕР, Х. ТРАЙБЕР

Техническая оптика

Перевод с немецкого
Р. Е. Ильинского

ТЕХНОСФЕРА
Москва
2006



Содержание

Предисловие	13
Предисловие к русскому изданию	15
Используемые величины и их обозначения в формулах	17
Подборка важнейших формул	22
Численные примеры использования оптического правила знаков	23
ГЛАВА 1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА И ОПТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ	25
1.1. Свет	25
1.2. Волновая оптика	26
1.3. Геометрическая оптика	28
1.4. Оптическое изображение	31
1.4.1. Введение	31
1.4.2. Величины, описывающие изображение	32
1.4.2.1. Принципы построения буквенных обозначений и правило знаков	32
1.4.2.2. Определения важнейших величин	34
1.4.3. Параксиальная область	36
1.4.4. Графическое определение положения изображения	37
1.4.5. Зависимости между положениями и размерами предмета и изображения	39
ГЛАВА 2. КОНСТРУКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ	44
2.1. Материалы	44
2.1.1. Оптическое стекло	44
2.1.2. Кристаллы	47
2.1.3. Пластмассы	49
2.2. Сферические поверхности, линзы, многокомпонентные оптические системы	49
2.2.1. Сферическая поверхность	49
2.2.2. Вычисления для нескольких сферических поверхностей	52
2.2.3. Линзы	56
2.2.4. Многокомпонентные оптические системы	60
2.3. Плоские поверхности, плоскопараллельные пластинки, призмы и светоделители	63
2.3.1. Одиночная плоская поверхность	63
2.3.2. Плоскопараллельная пластина	64
2.3.3. Системы плоских зеркал и отражательные призмы	65
2.3.4. Светоделители	71
2.4. Преломляющие призмы и клинья	72
2.4.1. Отклонение пучка	72
2.4.2. Угловая дисперсия	73
2.4.3. Клинья	74

2.5. Аберрации	75
2.5.1. Сферическая аберрация	76
2.5.2. Условие синусов	79
2.5.3. Астигматизм и кривизна поля	80
2.5.4. Кома	81
2.5.5. Дисторсия	81
2.5.6. Хроматические аберрации	82
2.5.7. Ахроматы и подобные им элементы	85
2.6. Применение асферических поверхностей	88
2.7. Расчет хода лучей вне параксиальной области	92
2.7.1. Расчет хода луча	93
2.7.2. Графическое построение хода лучей	94
2.8. Потери на отражение и просветляющие покрытия	96
ГЛАВА 3. ОГРАНИЧЕНИЕ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ	98
3.1. Диафрагмы	98
3.2. Свойства зрачков и люков	100
3.3. Параметры, характеризующие ограничения пучков	104
3.4. Полевые линзы и конденсоры	106
ГЛАВА 4. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ	110
4.1. Введение	110
4.1.1. Энергетические величины	111
4.1.2. Расчет выходного сигнала приемников	112
4.1.3. Световые величины	114
4.1.4. Прохождение потока излучения через элементы оптических систем	116
4.2. Световой поток, освещенность и яркость при формировании оптического изображения	119
4.2.1. Непосредственное освещение поверхности приемника	120
4.2.2. Световой поток и освещенность изображения в оптической системе	121
4.2.3. Падение освещенности на краю изображения	122
4.2.4. Яркость изображения и геометрический фактор	123
4.3. Источники света	126
4.3.1. Основные характеристики	126
4.3.2. Лампы накаливания	129
4.3.3. Газоразрядные лампы	133
4.3.4. Светодиоды	134
4.3.5. Лазер	135
4.4. Глаз	140
4.4.1. Глаз как оптическая система	140
4.4.2. Глаз как приемник оптического излучения	142
4.4.3. Разрешающая способность	144
4.5. Фотоэлектрические приемники	144
4.5.1. Основные характеристики	144
4.5.2. Характеристики различных видов фотоприемников	146
4.5.3. Освещение светочувствительной поверхности фотоприемников	146
4.6. Фотослой	147



4.6.1. Общие характеристики	147
4.6.2. Чувствительность и характеристическая кривая	148
4.6.3. Разрешающая способность	150
ГЛАВА 5. ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА, ПРОЕКЦИОННЫЕ ЭКРАНЫ, СВЕТОФИЛЬТРЫ	152
5.1. Волоконная оптика	152
5.1.1. Оптические характеристики одиночного волокна	152
5.1.2. Волоконно-оптические жгуты для передачи излучения	157
5.1.3. Оптико-волоконные жгуты для передачи изображения	160
5.2. Проекционные экраны	163
5.3. Фильтры и цветоделители	166
5.3.1. Абсорбционные фильтры	166
5.3.2. Фототропные стекла	169
5.3.3. Интерференционные фильтры и цветоделители	169
ГЛАВА 6. ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ	175
6.1. Видимое увеличение и дифракционный предел разрешающей способности	175
6.1.1. Видимое увеличение	175
6.1.2. Дифракционный предел разрешающей способности	176
6.2. Осветительные системы и прожекторы	178
6.2.1. Обзор осветительных систем	180
6.2.2. Оптические схемы конденсоров	183
6.2.3. Прожекторы	186
6.3. Проекторы	188
6.3.1. Проекторы для воспроизведения на экране изображений	189
6.3.2. Проекторы шкал и сеток	192
6.3.3. Измерительные проекторы	194
6.4. Фотографическая оптика	196
6.4.1. Глубина резко изображаемого пространства	196
6.4.2. Фотографические объективы	198
6.4.3. Киносъемка медленно- и быстропротекающих процессов	204
6.4.4. Получение стереопар и наблюдение стереоскопических изображений	208
6.5. Лупы и окуляры	212
6.5.1. Увеличение и виды конструкций луп	213
6.5.2. Окуляры	214
6.6. Зрительные трубы	217
6.6.1. Схема и основные характеристики	217
6.6.2. Наблюдательные зрительные трубы	220
6.6.3. Коллиматоры и автоколлиматоры	221
6.6.4. Зрительная труба для контроля поперечных смещений	225
6.6.5. Другие технические зрительные трубы	229
6.7. Устройства для наводки на резкость фотообъективов, дальномеры, видеоискатели	231
6.7.1. Устройства для наводки на резкость фотообъективов. Дальномеры	231
6.7.2. Видеоискатели	235
6.8. Микроскопы	237
6.8.1. Конструкция и видимое увеличение микроскопа	237
6.8.2. Разрешающая способность и полезное увеличение	239

6.8.3. Методы освещения	241
6.8.4. Объективы и окуляры	242
6.8.5. Другие приспособления для технического микроскопа	244
6.8.6. Электронная обработка изображений	246
ГЛАВА 7. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ, КОЛОРИМЕТРИЯ, РЕШЕТКИ, ГОЛОГРАФИЯ	249
7.1. Интерференции света	249
7.2. Интерференционные методы измерения расстояний	252
7.3. Интерференционные методы контроля поверхностей	255
7.4. Спектральные приборы	258
7.4.1. Обзор. Разрешающая способность	258
7.4.2. Спектроскопы, спектрометры, спектрографы	260
7.4.3. Монохроматоры и спектрофотометры	261
7.5. Колориметрия и цветовые измерения	263
7.5.1. Основы колориметрии	263
7.5.2. Субтрактивное и аддитивное воспроизведение цветов	264
7.5.3. Количественные характеристики цвета	264
7.5.4. Диаграмма цветности	266
7.5.5. Методы цветовых измерений	268
7.6. Решетки	269
7.6.1. Дифракционные решетки	269
7.6.2. Другие применения решеток	272
7.6.3. Муаровый метод	273
7.7. Голография	275
ГЛАВА 8. ПОЛЯРИЗАЦИЯ	280
8.1. Состояния поляризации	280
8.1.1. Обзор	280
8.1.2. Общие соотношения	281
8.1.3. Сфера Пуанкаре	283
8.1.4. Параметры Стокса	284
8.2. Методы получения поляризованного света	285
8.2.1. Обзор. Поляризация при отражении	285
8.2.2. Анизотропные среды — двойное лучепреломление	286
8.2.3. Оптическая активность	289
8.3. Поляризационные элементы	290
8.3.1. Поляризаторы	290
8.3.2. Фазовые пластинки	292
8.3.3. Применение четвертьволновой пластины	294
8.3.4. Деполяризаторы	295
8.4. Применения поляризации	296
8.4.1. Оптические методы исследования напряжения в материалах	296
8.4.2. Другие примеры использования	298
ГЛАВА 9. ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ	302
9.1. Радиус кривизны	302
9.2. Фокусные расстояния	303
9.3. Положения главных и фокальных точек	306
9.4. Диаметры зрачков	307
9.5. Передаточная функция оптических систем	308

ПРИЛОЖЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ОПТИКИ	311
1. Правила построения буквенных обозначений по DIN 1335	311
2. Правило знаков по DIN 1335	314
3. Основные формулы	315
3.1. Показатель преломления	315
3.2. Скорость света	315
3.3. Число Аббе	316
3.4. Закон преломления	316
3.5. Закон отражения	318
3.6. Отражение от прозрачных сред	318
3.7. Пропускание потока излучения системой, состоящей из k поверхностей	319
3.8. Просветляющие (интерференционные) покрытия	319
4. Гауссова оптика	320
4.1. Одиночная преломляющая или отражающая поверхность	320
4.1.1. Инвариант Аббе для преломляющей поверхности	320
4.1.2. Фокусные расстояния	320
4.1.3. Положение предмета и изображения относительно фокальных точек	321
4.1.4. Линейное увеличение β'	321
4.1.5. Угловое увеличение γ'	321
4.1.6. Продольное увеличение α'	322
4.2. Последовательность преломляющих и отражающих оптических поверхностей	322
4.2.1. Рекуррентные формулы	322
4.3. Оптическая система	323
4.3.1. Показатели преломления пространства предметов и пространства изображений не равны ($n' \neq n$)	323
4.3.2. Показатели преломления первой и последней сред, окружающих оптическую систему, равны ($n' = n$)	324
4.4. Оптические компоненты находятся в воздухе	326
4.4.1. Линза в воздухе ($n' = n = 1$)	326
4.4.2. Тонкая линза в воздухе	327
4.4.3. Две оптические системы в воздухе	328
4.4.4. Афокальная система	328
4.4.5. Сокращение продольных габаритов	329
4.4.6. Оптические параметры системы, которая состоит из произвольного числа компонентов	330
5. Ограничение пучков лучей	330
5.1. Апертурные характеристики	330
5.2. Поле	331
6. Качество изображения	332
6.1. Дифракция	332
6.1.1. Дифракция на щели	332
6.1.2. Дифракция на круглой диафрагме	332
6.2. Аберрации	332
6.3. Измерение качества изображения	333
7. Фотометрия	333
7.1. Обозначения в формулах и единицы измерения	333
7.2. Телесный угол Ω	334
7.3. Энергетические и световые величины и их единицы измерений	335
7.3.1. Условие десяти крат (Ten Times Law)	336

7.3.2. Энергетическая и световая системы фотометрических величин	336
7.3.3. Поток излучения Φ_e , световой поток Φ_v	337
7.3.4. Энергетическая сила света I_e , сила света I_v	337
7.3.5. Энергетическая яркость L_e , яркость L_v	337
7.3.6. Освещенность E	338
7.3.7. Другие фотометрические величины	338
8. Характеристики оптических систем	339
8.1. Объективы	339
8.2. Освещенность в плоскости изображения как функция расстояния до предмета	339
8.3. Распределение освещенности в плоскости изображения	339
8.4. Глубина резко изображаемого пространства	340
9. Оптические приборы	340
9.1. Видимое увеличение	340
9.2. Лупа	340
9.3. Микроскоп	341
9.4. Зрительная труба	342
9.5. Фотоаппарат, камкодер	342
9.6. Спектральные приборы	343
9.6.1. Спектральные приборы с дифракционной решеткой	343
9.6.2. Призмённые спектральные приборы	344
10. Оптоэлектроника	344
10.1. Источники излучения	344
10.1.1. Спектральное распределение	344
10.1.2. Коэффициент полезного действия (КПД), световая отдача	344
10.1.3. Пространственное распределение силы света и энергетической силы света	345
10.1.4. Степень поляризации	345
10.2. Приемники	346
10.2.1. Чувствительность	346
10.2.2. Световые величины	346
11. Приближенные формулы для расчета оптических параметров линз	347
12. Графическое построение изображения	349
ДОПОЛНЕНИЕ 1. ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧЕЙ НА ЭВМ. ТОЧЕЧНАЯ ДИАГРАММА	351
Д1.1. Формулы для расчета хода лучей на ЭВМ	351
Д1.2. Точечная диаграмма	356
Список литературы к дополнению 1	358
ДОПОЛНЕНИЕ 2. СТРУКТУРА ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ	359
Д2.1. Монохроматическая функция рассеяния точки	359
Д2.2. Изопланатическая оптическая система	362
Д2.3. Свойство линейности	364
Д2.4. Нормированная МФРТ	365
Д2.5. Расчет освещенности в ПАИ	366
Д2.6. Анализ изменения освещенности в изображении тестовых объектов	368
Д2.7. Нормированная полихроматическая функция рассеяния точки	375
Д2.8. Передача оптической системой пространственных частот	377
Список литературы к дополнению 2	386

ДОПОЛНЕНИЕ 3. ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В СОВРЕМЕННОМ ОПТИЧЕСКОМ ПРИБОРОСТРОЕНИИ	387
Д3.1. Классификация дифракционных оптических элементов	387
Д3.2. Дифракционная эффективность амплитудных и фазовых микроструктур	390
Д3.3. Дифракционные линзы: основные понятия, характеристики и применение	398
Список литературы к дополнению 3	403
ДОПОЛНЕНИЕ 4. ГРАДИЕНТНАЯ ОПТИКА	407
Д4.1. Введение	407
Д4.2. Радиус кривизны траектории луча в градиентной среде	408
Д4.3. Параксиальные характеристики градиентных оптических элементов и систем	410
Д4.4. Градиентные оптические элементы в современном оптическом приборостроении	416
Д4.4.1. Волоконно-оптические устройства	416
Д4.4.2. Копировально-множительная техника	418
Д4.4.3. Эндоскопические системы	419
Д4.4.4. Использование градиентных сред для коррекции аберраций в оптических системах	420
Список литературы к дополнению 4	423

Предисловие

Техническая оптика включает основы оптики, а также применение оптических элементов, устройств и методов для решения различных технических задач. Несколько примеров могут показать, насколько широка область технической оптики: сбор, передача и хранение информации, копировальная техника, геодезия, метрология, обнаружение различных объектов, управление в технических системах, исследование веществ и материалов, настройка и регулировка различных изделий и систем, цветовые измерения.

Книга ориентирована на читателей, которым в учебе и практической деятельности необходимо уверенное знание основ технической оптики. Книга должна служить как учебный материал, а также помогать инженерам и исследователям других специальностей в решении оптических задач.

Основное содержание соответствует подготовке инженера в отраслевом институте, а объем материала превышает этот уровень. Книга понятна также для техника. Это помогает студентам высших учебных заведений уяснить связь между теорией и ее практическими приложениями.

При изложении материала основное внимание уделяется оптическим элементам, а также источникам света, приемникам и волоконной оптике; подробно излагается расчет количественных характеристик излучения. Из специализированных оптических приборов рассматриваются только несколько важных примеров. Подобным образом излагается кино съемка быстропротекающих процессов, интерференционные методы и колориметрия.

В этой книге рассмотрение свойств и параметров оптических систем в основном ограничено параксиальной областью (т. е. областью вблизи оптической оси). Аберрационная коррекция оптических систем (например, фотообъективов) представляет специальную задачу вычислительной оптики.

Дидактическая концепция книги основана на тщательном определении величин и основных понятий, постоянном указании единиц измерения и применении стандартного правила знаков.

Свойства линз, зеркал, плоской поверхности и плоско-параллельной пластинки выводятся из единого уравнения, которое описывает прохождение луча через преломляющую сферическую поверхность. В конечном счете это позволяет за минимальное время познакомиться с основами расчета оптических элементов. Примеры с решениями задач помогают в усвоении материала.

Предполагается, что читатель имеет обычную математическую подготовку, однако при выводе некоторых формул используются элементы высшей математики. Читателю также будут полезны знания основ физики.

Изложенный в книге материал должен дать читателю сведения об оптических свойствах и конструкции оптических элементов; научить читателя составлять из отдельных элементов оптическую систему, учитывая при этом ограничение пучков лучей; познакомить читателя с основными оптическими приборами и методами их использования.

Выход спустя относительно непродолжительное время второго издания и одобрение промышленными кругами позволили автору считать, что избранный им путь изложения материала является целесообразным.

При подготовке четвертого издания — примерно через 10 лет после первого издания — было переработано содержание. Помимо многочисленных улучшений и небольших вставок (в том числе нового изложения разделов о лазерах и решетках), в новом варианте приведена усовершенствованная схема для расчета луча, а также переработан список литературы и стандартов. При подготовке этого издания особое внимание обращалось на то, чтобы объем книги не был значительно увеличен. В шестом издании раздел «Поляризация» был выделен в отдельную главу, расширены разделы о волоконной оптике и интерференционных светофильтрах, а также был сделан целый ряд мелких улучшений. В седьмом и восьмом изданиях в книгу были введены небольшие дополнения и осуществлены некоторые исправления.

В новом — девятом — издании включена подборка формул, немецко-английский и англо-немецкий словари оптических терминов, а также составлен словарь используемых в оптике сокращений и аббревиатур.

Авторы благодарят всех коллег, которые давали свои рекомендации и предложения по совершенствованию книги. К сожалению, рекомендации дать более подробные выводы, включить в книгу большее число упражнений и задач, а также изложить в книге некоторые другие разделы оптики не могут быть исполнены в рамках настоящей книги.

Hanau

*Gottfried Schröder
Hanskarl Treiber*

Предисловие к русскому изданию

Сегодня Германия относится к числу тех немногих стран, где ведутся работы по всему циклу создания оптического прибора: начиная от варки стекла до сборки и юстировки уникальных оптических систем приборов. Своими достижениями немецкое оптическое приборостроение во многом обязано высококвалифицированным специалистам, подготовка которых в Германии имеет давние традиции. Очевидно, что одним из условий подготовки знающих свое дело профессионалов является наличие хороших учебников. По праву к таким учебникам можно отнести «Техническую оптику» Шредера и Трайбера, которая выдержала в Германии девять изданий и получила одобрение в промышленных кругах. В этой книге изложены те основы, которые необходимы любому специалисту, соприкасающемуся в своей практической деятельности с оптическими системами и приборами.

Особо следует отметить, что материал данной книги примерно соответствует отечественным учебным планам оптических специальностей. Используемая в книге система обозначений и правило знаков также близки к принятым в России. При переводе немецкие термины не переводились дословно, а заменялись на термины, традиционные для русскоязычной оптической литературы. Например, слово «der Abbildungsmaßstab» переводилось как «линейное увеличение», а не «масштаб изображения». В тех случаях, когда немецким терминам было сложно подобрать русские соответствия, давались примечания. Для большинства из упомянутых в тексте книги стандартов ФРГ (DIN) были найдены и указаны в примечаниях к тексту аналогичные российские стандарты.

Список литературы в немецком издании «Технической оптики» достаточно обширен. Однако большинство упомянутых в нем книг и статей труднодоступны для российского читателя. Поэтому в русском издании этот список не приводится, но со списком литературы к немецкому изданию можно познакомиться в Интернете на страницах издательства «Техносфера». В русском издании также не приводятся список стандартов ФРГ по оптическому приборостроению и смежным областям, англо-немецкий и немецко-английские словари, словарь аббревиатур.

Хотя почти каждое новое немецкое издание книги «Техническая оптика» перерабатывалось и дополнялось новым материалом, но на рубеже XX и XXI веков произошли изменения в методах конструирования и производстве оптических приборов. В основном они связаны с компьютеризацией проектирования и обработки результатов измерений параметров оптических деталей и систем. Значительный прогресс достигнут также в области оптических покрытий, крупногабаритной оптики, волоконно-оптических деталей, дифракционных и градиентных элементов. Поэтому русское издание «Технической оптики» снабжено четырьмя дополнениями: Д1, Д2, Д3, Д4. В первом дополнении изложен алгоритм расчета хода луча через оптическую систему, который в настоящее время широко используется при компьютерном моделировании оптических систем. Второе дополнение посвящено структуре оптического изображения. В третьем (Д3) и четвертом (Д4) дополнениях рассмотрены основы оптики дифракционных и градиентных элементов. Так как совсем недавно в издательстве «Техносфера» вышла книга «Прикладная

оптоэлектроника» (О.Н. Ермаков, Москва: Техносфера, 2004. — 416 с.), то было признано нецелесообразным включать в русское издание «Технической оптики» дополнительный материал о современных приемниках и источниках излучения. Материал всех дополнений авторы попытались изложить таким образом, чтобы он (аналогично основным главам «Технической оптики») был понятен не только инженеру, но и технику. В связи с этим использование сложного математического аппарата в дополнениях было сведено к минимуму. Во втором дополнении, где обойтись без двойных интегралов было бы очень затруднительно, широко использовалось представление двойных интегралов в виде сумм и интерпретация двойного интеграла как объема пространственного тела.

Дополнения Д1 и Д2 написаны Р.Е. Ильинским, дополнение Д3 написано в соавторстве Г.И. Грейсухом и Е.Г. Ежовым, дополнение Д4 написано в соавторстве Г.И. Грейсухом и Р.Е. Ильинским.

Переводчик книги благодарит всех, кто помогал ему при подготовке русского издания. Особенно он признателен Г.И. Грейсуху, Е.Г. Ежову, В.Н. Кузьмину, А.Г. Борисову.

Р.Е. Ильинский

Используемые величины и их обозначения в формулах

Обозначение в формуле	Величина	См. раздел
<i>A</i>	Поверхность	4.2.1
<i>A</i>	Числовая апертура	3.3
<i>A</i>	Разрешающая способность	7.4
<i>A</i>	Коэффициенты дисперсионной формулы	2.1.1
<i>a</i>	Расстояние от передней главной точки до осевой точки предмета	1.4.2.2
<i>a'</i>	Расстояние от задней главной точки до осевой точки изображения	1.4.2.2
<i>a_s</i>	Расстояние наилучшего зрения	4.4.1
<i>b</i>	Длина основания призмы	7.4
<i>b</i>	Стереоскопический базис	6.7.1
<i>C</i>	Центр кривизны сферической поверхности	1.4.2.2
<i>C</i>	Относительный оптический коэффициент напряжения	8.4.1
<i>c</i>	Скорость света	1.2
<i>c</i>	Кривизна	2.2.2
<i>D</i>	Диаметр	5.1.1
<i>D</i>	Оптическая плотность	4.1.4
<i>D</i>	Степень темноты по DIN 6164	7.5.4
<i>d</i>	Расстояние между вершинами поверхностей	2.2.2
<i>d</i>	Толщина слоя	5.3.1
<i>E_c</i>	Энергетическая освещенность	4.1.3
<i>E</i>	Освещенность	4.1.1
<i>e, e'</i>	Расстояние между главными плоскостями оптических компонентов	2.2.4
\bar{F}, F'	Передняя и задняя фокальные точки (также: передняя и задняя фокальные плоскости, которые перпендикулярны оптической оси и проходят через эти точки)	1.4.2.2
\bar{f}, f'	Переднее и заднее фокусные расстояния	1.4.2.2
<i>f</i>	Точность измерения	6.6.4
<i>G</i>	Геометрический фактор	4.2.4

Обозначение в формуле	Величина	См. раздел
H, H'	Главные точки	1.4.2.2
H	Экспозиция	4.6.2
h	Расстояние от оптической оси до точки пересечения лучом поверхности	1.4.2.2
h	Ширина пучка	2.4.2
I	Сила света	4.1.3
I	$n \cdot \sigma$	2.2.2
I_e	Сила излучения	4.1.1
J	Ток (электрический)	4.1.2
K, K'	Узловые точки	1.4.4
K	Световая эффективность	4.4.2
k	Число поверхностей в системе	2.2.2
(k)	Число оптических компонентов в системе	2.2.4
k	Диафрагменное число	3.3
L	Яркость	4.1.3
L_e	Энергетическая яркость	4.1.1
l	Расстояние, удаление, дальность	5.1.2
M	Модуляция (контраст)	8.5
m	Порядок (дифракционный, интерференционный)	7.4
N	Число штрихов	7.4
n, n'	Показатели преломления	1.3
O, O'	Осевая точка предмета, осевая точка изображения (также: перпендикулярные оптической оси плоскости, которые проходят через эти точки)	1.4.1
P, P'	Точки	1.4.4
P	Мощность (электрич.)	4.3.1
P	Степень поляризации	8.3.1
p	Стрелка прогиба	2.2.1
p	Стереоскопический параллакс	6.4.4
p	Коэффициент камеры	6.8.5
p	Дробное число ширины интерференционной полосы	7.2

Обозначение в формуле	Величина	См. раздел
p_c	Условная чистота цвета	7.6.4
q	Постоянная тубуса	6.8.1
R	Радиус	8.1
R	Сопротивление (электрическое)	4.5.2
R	Пространственная частота	8.5
R, G, M	Координаты цвета (в системе RGB)	7.6.3
r	Радиус	2.2.1
S	Вершина поверхности	1.4.2.2
$S(\lambda)$	Относительное спектральное распределение потока излучения, исходящего от источника света	7.6.1
S	Ступени насыщенности по DIN 6164	7.6.4
s, s'	Передний и задний отрезок	2.2.1
s	Чувствительность приемника	4.1.2
T	Коэффициент передачи модуляции	9.5
T	Термодинамическая температура	4.3.1
T_j	Цветовая температура	4.3.1
T	Степень цветового ощущения по DIN 6164	7.6.4
t	Расстояние между фокальными точками компонентов оптической системы	2.2.4
t	Время, время экспозиции	4.6.2
U	Напряжение (электрическое)	4.3.2
u, u'	Апертурные углы	3.3
u, u'	Диаметры кружков рассеяния	6.4.1
V	Дисторсия	2.5.5
$V(\lambda)$	Относительная спектральная световая эффективность для дневного зрения	4.1.3
v	Поперечное смещение луча (пучка)	2.3.2
$2w$	Угловое поле в пространстве предметов	3.3
$2w'$	Угловое поле в пространстве изображений	6.1.1
w	Скорость	6.4.3
X	Входная величина (приемник излучения)	4.1.2

Обозначение в формуле	Величина	См. раздел
X, Y, Z	Координаты цвета в системе XYZ	7.6.3
x, x'	Отрезки в плоскости предмета и изображения	2.3.3
$\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$	Функции сложения (в системе XYZ)	7.6.3
x, y, z	Координаты цветности в международной системе	7.6.4
Y	Выходная величина (приемник излучения)	4.1.2
y, y'	Отрезки в плоскости предмета и изображения	1.4.2.2
Z	Срок службы лампы	4.3.2
Z	Сумеречное число	6.6.1
z	Расстояние от передней фокальной точки до осевой точки предмета	1.4.2.2
z'	Расстояние от задней фокальной точки до осевой точки изображения	1.4.2.2
α	Коэффициент поглощения	4.1.4
α_i	Чистый (внутренний) спектральный коэффициент поглощения	4.1.4
α	Угол между поверхностями	2.4.1
β'	Линейное увеличение	1.4.2.2
β	Коэффициент яркости	7.6.1
Γ'	Видимое увеличение	6.1.1
γ	Крутизна (для сопротивления фоторезистора)	4.5.2
γ	Коэффициент контрастности («гамма») фотоматериала	4.6.2
γ	Угол полезного рассеяния	5.2
δ	Угол отклонения луча; угол между двумя направлениями луча	2.3.3
ϵ, ϵ'	Угол падения, угол преломления	1.2
ϵ'_r	Угол отражения	1.2
ϵ_g	Предельный угол полного внутреннего отражения	1.3
η	Световая отдача	4.3.1
θ	Угол между двумя направлениями поляризации	8.3.1
ϑ	Угол разворота пары клиньев	2.4.3
ϑ	Угол между направлением плоскости колебания выходящего из поляризатора линейно поляризованного излучения и направлением одного из главных напряжений	8.4.1
χ	Номер поверхности	2.2.2

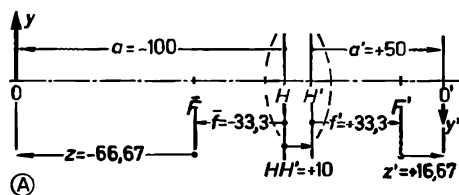
Обозначение в формуле	Величина	См. раздел
(λ)	Номер компонента оптической системы	2.2.4
λ	Длина волны	1.2
ν	Число Аббе	2.1.1
ν	Частота	1.2
ξ	Направление колебаний	1.2
R	Параметр, учитывающий потери на отражение	5.3.1
ρ	Коэффициент отражения	4.1.4
ρ	Радиус кольца (в дифракционном кружке)	6.1.2
σ, σ'	Угол между оптической осью и лучом	2.2.1
σ	Рассеивающая способность	5.2
σ_1, σ_2	Главные напряжения	8.4.1
τ	Коэффициент пропускания	4.1.4
τ_i	Чистый (внутренний) коэффициент пропускания	4.1.4
τ	Время	6.4.3
Φ	Световой поток	4.1.3
Φ_c	Поток излучения	4.1.1
φ	Угол между нормалью к поверхности и оптической осью	2.2.1
$\varphi(\lambda)$	Относительное спектральное распределение падающего на глаз потока излучения	7.6.1
Ω	Телесный угол	4.1.1
Ω_0	Единичный телесный угол	4.1.1
ω	Угловая скорость	2.3.3

Подборка важнейших формул

$n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon' \quad (1.4)$	$H_{(1)}H = e \cdot \frac{f'}{f_{(2)}}; H'_{(2)}H' = -e \cdot \frac{f'}{f_{(1)}} \quad (2.32)$
$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'} \quad (1.14)$	$OO' = d \cdot \frac{n-1}{n} \quad (2.37)$
$\beta' = \frac{a'}{a} \quad (1.18)$	$\delta = -\alpha(n' - 1) \quad (2.47)$
$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r} \quad (2.36)$	$\frac{f'_{(1)}}{f'_{(2)}} = -\frac{v_{(1)}}{v_{(2)}} \quad (2.64)$
$f' = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{n \cdot r_1 \cdot r_2}{(n-1) \cdot d + n \cdot (r_2 - r_1)} \quad (2.20)$	$\rho_x = \left(\frac{n'_x - n_x}{n'_x + n_x} \right)^2 \quad (2.86)$
$f' = \frac{f'_{(1)} \cdot f'_{(2)}}{f'_{(1)} + f'_{(2)} - e} \quad (2.31)$	$\Phi = \pi \cdot L \cdot A_{\text{Вх. зр.}} \cdot \sin^2 u \cdot \Omega_0 \quad (4.22)$
	$L_{\text{лиф}} = \frac{E \cdot \rho}{\pi} \cdot \frac{1}{\Omega_0} \quad (4.30)$

Численные примеры использования оптического правила знаков

Эти простые численные примеры должны помочь преодолеть затруднения, которые могут возникнуть при изучении и применении оптического правила знаков. При расчете оптических характеристик здесь используются уравнения двух типов: красной рамкой обведены те уравнения, в которые входят отрезки, отсчитываемые от главных точек оптической системы; голубой рамкой обведены те уравнения, в которые входят отрезки, отсчитываемые от фокальных точек оптической системы. Численные значения в первых четырех примерах соответствуют одному из рис. А, Б, В. Однако формулы, по которым ведется расчет в каждом из этих четырех примеров, также можно применять для оставшихся двух из трех рисунков. Это позволяет проконтролировать вычисления. На рис. Г показана двухкомпонентная система.



$$\textcircled{A} \quad \frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'} \quad (1.14)$$

$$f' = \frac{a \cdot a'}{a - a'} = \frac{(-100) \cdot 50}{-100 - 50} = 33,3 \text{ мм}$$

$$z \cdot z' = -f'^2$$

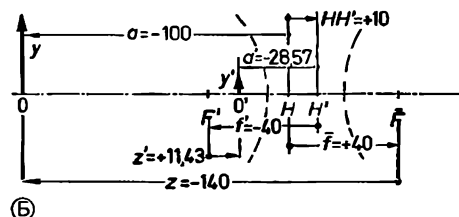
$$f' = \sqrt{-z \cdot z'} = \pm \sqrt{-(-66,67) \cdot 16,67} = 33,3 \text{ мм}$$

$$\beta' = \frac{a'}{a} \quad (1.18)$$

$$\beta' = \frac{a'}{a} = \frac{+50}{-100} = -0,5$$

$$\beta' = \sqrt{-\frac{z'}{z}}$$

$$\beta' = \pm \sqrt{-\frac{16,67}{-66,67}} = (-)0,5$$

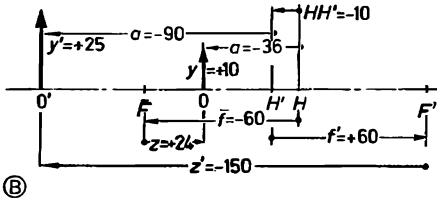


$$\textcircled{B} \quad a' = f'(1 - \beta') \quad (1.16)$$

$$\beta' = \frac{f' - a'}{f'} = \frac{-40 - (-28,57)}{-40} = +0,286$$

$$z' = -f' \cdot \beta'$$

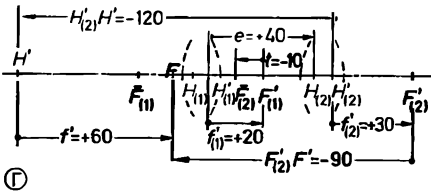
$$\beta' = -\frac{z'}{f'} = -\frac{11,43}{-40} = +0,286$$



$$\textcircled{B} \quad OO' = f' \left(2 - \beta' - \frac{1}{\beta'} \right) + HH'$$

$$\beta' = \frac{y}{y'} = \frac{+25}{+10} = +2,5$$

$$OO' = 60(2 - 2,5 - 0,4) - 10 = -64 \text{ мм}$$



$$\textcircled{G} \quad f' = \frac{f'_{(1)} \cdot f'_{(2)}}{f'_{(1)} + f'_{(2)} - e} \quad (2.31)$$

$$f' = \frac{20 \cdot 30}{20 + 30 - 40} = +60 \text{ мм}$$

$$f' = -\frac{f'_{(1)} \cdot f'_{(2)}}{t}$$

$$f' = -\frac{20 \cdot 30}{-10} = +60 \text{ мм}$$

$$H'_{(2)}H' = -e \cdot \frac{f'}{f'_{(1)}} \quad (2.32)$$

$$H'_{(2)}H' = -40 \cdot \frac{60}{20} = -120 \text{ мм}$$

$$F'_{(2)}F' = \frac{f'_{(2)}^2}{t}$$

$$F'_{(2)}F' = \frac{900}{-10} = -90 \text{ мм}$$

ГЛАВА 1

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА И ОПТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

1.1. Свет

Электромагнитное излучение простирается от гамма-излучения до радиоволн. С практической точки зрения (имеющиеся в распоряжении источники и приемники излучения, а также области применения) электромагнитное излучение делится на диапазоны. В природе не существует никаких резких границ этих диапазонов, но стандартом DIN 5031, Bl. 7 устанавливаются границы оптического диапазона. По этому стандарту к оптическому диапазону относится излучение, которому при распространении в вакууме соответствуют длины волн от 100 нм ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$) до 1 мм. Оптический диапазон делится на три основные области: ультрафиолетовую (УФ, от 100 до 380 нм), видимую (от 380 до 780 нм) и инфракрасную (ИК, от 780 нм до 1 мм). Зрительные ощущения у человека вызывают только те электромагнитные излучения, которые относятся к видимой области.

Восприятие света (т. е. излучения видимой области оптического диапазона) зависит от распределения энергии по длинам волн. Монохроматическое излучение (в пределе $\Delta\lambda = 0$, но практически это узкая область $\Delta\lambda \neq 0$) дает ощущение очень насыщенного цвета (спектрально-чистый цвет). Упорядоченную по убыванию длины волны последовательность спектральных цветов называют спектром. На рис. 1.1 приведена шкала длин волн. На ней обозначены примерные границы цветовых диапазонов. Создать монохроматическое излучение возможно, например, с помо-

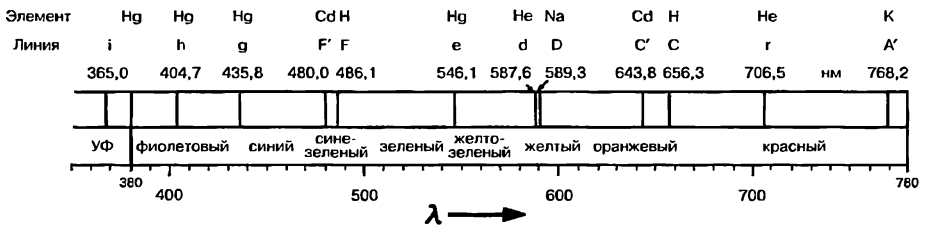


Рис. 1.1. Спектральные цвета и спектральные линии.

Граничные длины волн отдельных цветов не могут быть определены точно, так как названия цветов (например, «желто-зеленый», «красный») довольно условны. Но в качестве приблизительных границ можно указать следующие:

фиолетовый	от 380 до 424 нм
синий	от 424 до 486 нм
сине-зеленый	от 486 до 517 нм
зеленый	от 517 до 527 нм
желто-зеленый	от 527 до 575 нм
желтый	от 575 до 585 нм
оранжевый	от 585 до 647 нм
красный	от 647 до 780 нм

щью газоразрядных ламп, где оптическое излучение возникает в результате возбуждения атомов газов или паров определенных химических элементов. Некоторые из получаемых подобным образом спектральных линий представлены на рис. 1.1, где указан соответствующий химический элемент и общепринятое обозначение линии. Пары ртути (Hg), например, излучают серию линий, одна из которых имеет длину волн $\lambda = 546,1$ нм. Эта спектральная линия соответствует желто-зеленому цвету и обозначается как «e».

Излучение большинства других источников света (Солнце, лампы накаливания и т. д.) имеет непрерывный спектр. Если энергия таких источников распределена по спектру относительно равномерно, то цвет излучения воспринимается как очень насыщенным (белый, желтоватый или синеватый).

Оптическое излучение включает в себя ультрафиолетовую, видимую и инфракрасную области спектра. Видимая область простирается от $\lambda = 380$ нм до $\lambda = 780$ нм.

1.2. Волновая оптика

Волны всех видов подчиняются одним и тем же фундаментальным законам, которые подробно рассмотрены в учебниках физики (например, в [1.1]). Здесь коротко изложены только самые необходимые для оптики следствия из этих законов.

Пусть в точке пространства создается периодическое возмущающее воздействие, т. е. колебание (например, изменение по закону синуса напряженности электрического поля). Колебание в этой точке вызывает возникновение колебаний в других точках, все более и более удаленных от первоначальной точки. Это явление распространения колебаний от точки к точке называется волной. Передача колебаний обусловлена тем, что смежные участки среды связаны между собой. Электромагнитная волна может также распространяться в вакууме.

Временной интервал, за который совершается полное колебание, т. е. фаза увеличивается на 2π , называется периодом колебаний T . Обратная величина $\nu = 1/T$ называется частотой. Если рассматривать не временные характеристики, а в фиксированный момент времени t исследовать распределение состояний в пространстве, то расстояние между ближайшими точками пространства, в которых колебания происходят в одинаковых фазах, называется длиной волны λ .

Волна — это временное и пространственное распространение колебания в среде.

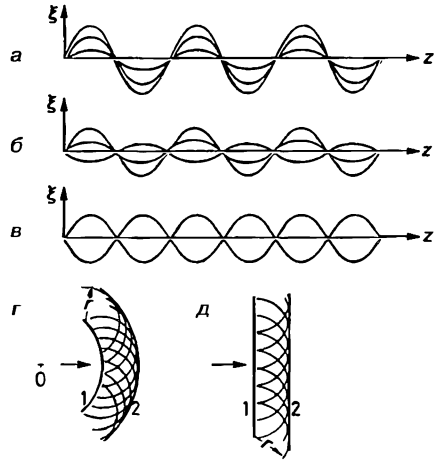
Частота колебаний определяется излучателем (источником). Скорость c распространения колебаний зависит от вида среды. Для всех электромагнитных волн скорость в вакууме равна $c_{\text{vak}} = 2,9979 \cdot 10^8$ м/с, или приблизительно $3 \cdot 10^8$ м/с. Для всех видов волн длина волны λ рассчитывается по формуле

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1.1)$$

У продольных волн (например, звуковых) направления колебаний и распространения волны совпадают, а у поперечных волн эти направления взаимноперпендикулярны. Электромагнитные волны и, соответственно, свет относятся к поперечным волнам. Такое явление, как поляризация, возможно только в случае поперечных волн, так как в этом случае существует бесконечно много различных направлений колебаний, которые перпендикулярны направлению распространения волны. В случае если у поперечной волны только одно направление распространения колебаний, то такая волна является линейно поляризованной.

Рис. 1.2. Интерференция волн:

$a, б, в$ — интерференция двух волн; $г, д$ — пояснение принципа Гюйгенса для случая распространения плоской и сферической волн.



Если в одной точке пространства встречаются две или большее число волн, то они взаимодействуют (интерferируют). Результат такого взаимодействия находят путем векторного сложения амплитуд. На рис. 1.2, a – $в$ показано три случая интерференции для волн с одинаковым направлением колебаний ξ . На рис. 1.2, a представлен интерференционный максимум: действия обеих волн полностью суммируются, так как волны не имеют разности хода (или смещены на целое число λ). Интерференционный минимум представлен на рис. 1.2, $б$. Здесь действие волн взаимно компенсируется, так как оптическая разность хода составляет $\lambda/2$ (или $[2m + 1] \cdot \lambda/2$, где $m = 0, 1, 2, \dots$). Если при этом также равны амплитуды (рис. 1.2, $в$), то интерференционный минимум будет нулем: в результате взаимодействия волны гасят друг друга.

Если в пространстве в момент времени t известна волновая поверхность 1 (совокупность всех точек с равной фазой), то положение и форму волны через некоторый промежуток времени можно найти по принципу Гюйгенса. Этот принцип формулируется следующим образом: каждую точку волновой поверхности можно рассматривать как самостоятельный центр возникновения новых (вторичных) сферических волн. Радиус вторичных волн в момент времени $t + \Delta t$ равен $r = c \cdot \Delta t$. Если теперь построить графически или рассчитать результат интерференции всех вторичных волн (см., например, [1.1]), то получится новая волновая поверхность 2 в момент времени $t + \Delta t$. Эта поверхность является огибающей всех волновых поверхностей вторичных волн. Два примера показаны на рис. 1.2, $г, д$.

Если плоская волна падает на отверстие в экране (как на рис. 1.2, $д$), то из каждой точки отверстия исходит вторичная волна. Можно предположить, что в результате их интерференции получится плоская, резко ограниченная на краях волновая поверхность, границы которой совпадают с размерами отверстия. Но на краях отверстия вторичные волны не имеют соседей. Точный расчет интерференции вторичных волн от ограниченной волновой поверхности показывает, что волны в этом случае проникают в область «геометрической тени» с определенными предпочтительными направлениями (интерференционными максимумами).

Дифракция — это проникновение волн в область геометрической тени. Дифракция обусловлена интерференцией вторичных волн при ограничении волновой поверхности.

На рис. 1.3 перпендикулярно плоскости чертежа проходит граница раздела двух сред. Скорость распространения волны в первой среде равна c , во второй среде — c' . Если волна падает на границу этих сред, то часть энергии волны отражается, а оставшаяся энергия проникает во вторую среду. В общем случае при этом происходит изменение направления распространения волны (т. е. имеет место преломление). На рис. 1.3 участок плоской волновой поверхности достиг границы сред в точке P . От этой точки вперед со скоростью c' исходит вторичная волна (отражен-

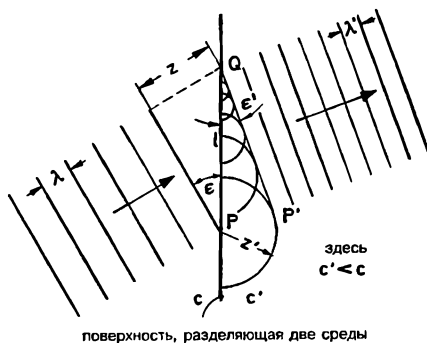


Рис. 1.3. Объяснение преломления волны в соответствии с принципом Гюйгенса.

ная волна не показана). Падающая волновая поверхность через интервал времени $t = z/c$ достигает границы сред в точке Q . В этот же момент времени радиус вторичной волны, которая исходит от точки P , равен $z' = zc'/c$. Из принципа Гюйгенса следует, что все вторичные волны, которые исходят от точек отрезка PQ , образуют новую волновую поверхность $P'Q$. Так как $\sin \epsilon = z/l$, $\sin \epsilon' = z'/l$, то закон преломления имеет вид

$$\frac{\sin \epsilon}{\sin \epsilon'} = \frac{c}{c'}. \tag{1.2}$$

Закон отражения $\epsilon'_r = -\epsilon$ (индекс r указывает на отражение) можно формально вывести из закона преломления: так как отраженная волна остается в той же среде, что и падающая, то $c'_r = -c$, где знак «минус» обусловлен изменением направления распространения света относительно нормали к поверхности раздела сред.

1.3. Геометрическая оптика

В геометрической оптике распространение волны описывается не с помощью волновых поверхностей (как это упрощенно показано на рис. 1.3), а с использованием нормалей к волновой поверхности (линии, перпендикулярные поверхности волны). Такие линии называют лучами. Тогда без обратного перехода к волновому представлению лучи можно рассматривать как независимые пути распространения света. Лучи света не оказывают друг на друга влияние, т. е. пересекающиеся лучи света проходят дальше независимо друг от друга. Путь света обратим: траектория светового луча не изменяется при изменении направления его распространения на прямо противоположное. В рамках геометрической оптики расчет распространения света ведется без учета дифракционных явлений. Так как при одних и тех же габаритах отверстия влияние дифракции будет тем меньшим, чем короче длина волны λ , то геометрическую оптику можно рассматривать как предельный случай оптики волновой — при длинах волн, близких к нулю ($\lambda \rightarrow 0$).

Чтобы при расчетах не иметь дело с большими численными значениями скорости света, как в уравнении (1.2), вводится понятие показателя преломления:

$$\text{Абсолютный показатель преломления, } n_{\text{abs}} = \frac{c_{\text{vak}}}{c},$$

но в технической оптике показатель преломления предпочитают определять как

$$n = \frac{c_{\text{luft}}}{c}, \tag{1.3}$$

где c_{vak} — скорость света в вакууме; c_{Luft} — скорость света в воздухе; c — скорость света в рассматриваемой среде. Показатели преломления n и n_{abs} мало отличаются, так как для сухого воздуха (20°C, 1013 ГПа) $n_{\text{abs}} = 1,0003$. В технической оптике показатель преломления воздуха принимается равным $n = 1$!

В технической оптике используется следующее определение:

Показатель преломления n среды равен отношению скорости света в воздухе к скорости света в среде.

Например, показатель преломления воды $n_{\text{Wasser}} = 1,33$; показатели преломления большинства стекол в зависимости от их химического состава лежат в диапазоне от 1,45 до 1,95. Значение показателя преломления также зависит от длины волны излучения. Это явление носит название дисперсии (см. разд. 2.1.1).

Для оптических элементов чаще всего используют однородные и изотропные среды (например, высококачественное оптическое стекло). Среда является однородной в том случае, когда показатель преломления во всех точках среды имеет одинаковое значение. Изотропной называется среда, если показатель преломления не зависит от направления распространения света. Примером неоднородной среды являются слои воздуха с различной температурой, так как абсолютный показатель преломления воздуха зависит от температуры. В блоках стекла также могут присутствовать участки с отклонениями показателя преломления (т. е. свили, см. разд. 2.1.1). Примером анизотропных сред являются кристаллы с двойным лучепреломлением (кальцит). Для «необыкновенного» луча показатель преломления таких кристаллов зависит от направления.

Луч показывает направление распространения света. В однородной среде луч прямолинеен, но в неоднородной среде траектория луча может быть криволинейной¹.

Совокупность (бесконечное множество) лучей света в области пространства называют пучком лучей. Если все лучи (или прямые их продолжающие) пучка пересекаются в одной точке, то такой пучок является гомоцентрическим².

Через гомоцентрический пучок можно провести сколь угодно много плоских сечений, каждое из которых содержит точку пересечения лучей. Совокупность всех лучей в таком плоском сечении образует плоский пучок лучей.

Плоский пучок лучей и одиночный луч в природе не существуют, так как в одном или в двух направлениях соответственно они имеют нулевую протяженность.

Одиночный луч можно экспериментально промоделировать узким пучком, который получают при помощи диафрагм малого диаметра. Аналогично плоский пучок моделируется при помощи щелевых диафрагм.

Закон преломления был уже получен в разд. 1.2 при рассмотрении прохождения волны через границу двух сред. Если выразить в уравнении (1.2) скорости света c и c' через показатели преломления n и n' , то закон преломления примет вид

$$n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon'. \quad (1.4)$$

¹ С середины 70-х годов XX века были развернуты исследования в области изготовления и применения в оптических системах оптических элементов с плавно изменяющимся по заданному закону показателем преломления. Данная область получила название «градиентная оптика». Более подробно о ней будет рассказано в Дополнении 4. Также в разд. 5.1.1 будут коротко рассмотрены градиентные оптические волокна. (Прим. пер.)

² К гомоцентрическим пучкам относятся также пучки, все лучи которых параллельны друг другу. Можно считать, что все лучи такого пучка пересекаются в бесконечно удаленной точке. (Прим. пер.)

При преломлении произведение показателя преломления на синус соответствующего угла остается неизменным.

Угол падения ϵ и угол преломления ϵ' измеряются от нормали к границе раздела двух сред в точке падения (см. рис. 1.4, *a—в*). Плоскость падения проходит через падающий луч и нормаль. Преломленный луч также лежит в этой плоскости. На рис. 1.4, *a* показан случай, когда $n < n'$. При этом первую среду (n) называют оптически менее плотной средой, а вторую среду (n') оптически более плотной средой. Из формулы (1.4) следует:

Если луч света переходит из оптически менее плотной среды в оптически более плотную среду, то после преломления он идет ближе к нормали.

Как уже было пояснено в разделе 1.2, закон отражения

$$\epsilon'_r = -\epsilon \quad (1.5)$$

получается при подстановке в формулу (1.4) $n' = -n$, так как луч света остается в той же среде, но его направление изменяется. Это и отражено в формуле (1.5).

При подстановке $n' = -n$ формулы для преломляющей поверхности переходят в формулы для отражающей поверхности.

Отраженный луч лежит в плоскости падения (рис. 1.4, *a—з*).

Световая энергия может проникать из оптически более плотной в оптически менее плотную среду только в том случае, когда угол преломления $\epsilon' < 90^\circ$ (рис. 1.4, *в*). Если угол падения превышает угол ϵ_g , который соответствует $\epsilon' = 90^\circ$, то волна на границе двух сред полностью отражается (рис. 1.4, *д*). Данное явление носит название полного внутреннего отражения, а ϵ_g называется предельным углом полного внутреннего отражения:

$$\sin \epsilon_g = \frac{n'}{n}. \quad (1.6)$$

Формула (1.6) следует из закона преломления при $n' < n$ и $\sin \epsilon' = 1$.

Пример: При $n = 1,52$ и $n' = 1$ (стекло/воздух) получается $\epsilon_g = 41,1^\circ$. Тогда при $\epsilon = 45^\circ$ происходит полное внутреннее отражение.

В общем случае на границе двух сред одновременно имеет место и отражение и преломление, т. е. энергия падающего пучка разделяется. Для выполнения условия полного внутреннего отражения требуется переход света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную и превышение предельного угла ϵ_g .

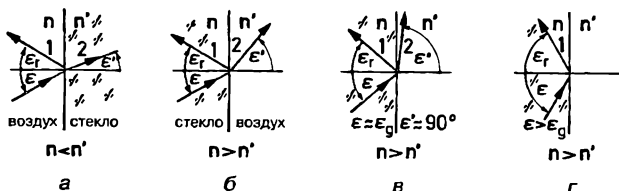


Рис. 1.4. Преломление и отражение (*a, б*), практически предельный случай полного внутреннего отражения (*в*), полное внутреннее отражение (*г*).

1.4. Оптическое изображение

1.4.1. Введение

При наблюдении невооруженным глазом (без оптических элементов) свет от предмета падает непосредственно в глаз. Предметом может быть источник света («самосветящийся предмет») или освещенная, диффузно отражающая свет поверхность («несамосветящийся предмет»). В любом случае можно считать, что предмет состоит из точек, которые испускают свет. Рассмотрение вопросов, связанных с оптическим изображением, можно значительно упростить, если из бесконечно большого числа точек предмета выбрать несколько точек и исследовать их изображения. Когда между предметом и глазом находятся оптические элементы (зеркала, пластины, призмы, линзы), то ход луча изменяется за счет отражения и/или преломления. Благодаря этому исходящий из точки предмета пучок лучей может быть так преобразован, что лучи этого пучка пересекутся теперь в иной точке или будет казаться, что лучи приходят из другой точки. Гомоцентрический пучок с центром в предметной точке превращается, таким образом, в другой гомоцентрический пучок, центр которого находится в иной точке — в точке изображения. У наблюдателя, глаз которого помещен на пути такого пучка, создается впечатление, что лучи исходят от точки изображения. Совокупность изображений всех точек предмета является изображением предмета. В общем случае оптическое изображение может быть искажено аберрациями (см. разд. 2.5).

Оптическое изображение точки получается в результате преобразования исходящего из точки предмета гомоцентрического пучка лучей в другой гомоцентрический пучок, центр которого называется точкой изображения.

На рис. 1.5, *a–ж* показаны различные виды оптических преобразований пучка, исходящего из точки предмета O . На рис. 1.5, *a* плоское зеркало изменяет направление пучка. Лучи падают в глаз наблюдателя так, как если бы они исходили от точки O' . Точка O' является мнимым изображением точки предмета O . Наблюдателю кажется, что светящаяся точка находится в O' , хотя никакие световые волны отсюда не приходят. На рис. 1.5, *б–г* показаны мнимые изображения. Отрицатель-

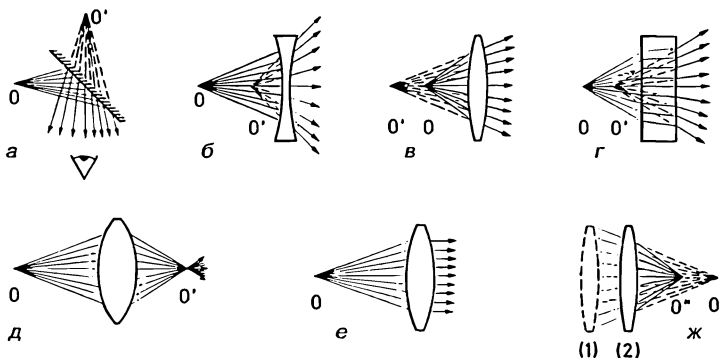


Рис. 1.5. Виды оптических преобразований пучка, исходящего из точки предмета O : *a–г* — изображение мнимое; *д* — действительное изображение; *е* — бесконечно удаленное изображение; *ж* — мнимая точка предмета O' и ее действительное изображение — точка O .

Дифракция и аберрации не позволяют, однако, получить строго точечного изображения точки предмета!

ная (рассеивающая) линза на рис. 1.5, б увеличивает, а положительная (собирающая) линза на рис. 1.5, в уменьшает углы между лучами пучка. Это вызывает эффект кажущегося переноса светящейся точки из O в O' .

Плоскопараллельная пластина на рис. 1.5, г действует нейтрально: углы между лучами пучка не изменяются. После прохождения пластины луч остается параллелен своему первоначальному направлению. На рис. 1.5, д показано действительное изображение: расходящийся пучок преобразуется в сходящийся пучок. Лучи действительно пересекаются в точке O' . От точки O' они идут так же, как от точки O . Поэтому точка O' является действительным изображением. Действительное изображение можно увидеть на матовом стекле или зафиксировать на фотопленке. На рис. 1.5, е изображен предельный случай между рис. 1.5, в и д: точка O' лежит в бесконечности; в данном случае невозможно говорить о действительном или мнимом изображении. На рис. 1.5, ж точка O'' является действительным изображением точки мнимого (!) предмета O' . Показанная пунктиром линза (1) строит действительное изображение точки O в точке O' . Если линзу (2) поставить на пути лучей, то в точке O' не будет действительного изображения, но теперь через точку O'' проходит более сильно сходящийся пучок. Этот случай целесообразно рассматривать как изображение точки мнимого предмета O' (точку пересечения прямых, вдоль которых идут лучи) в точку O'' .

Не существующее в действительности изображение от предыдущей части оптической системы можно рассматривать в качестве мнимого предмета.

Совокупность возможных положений точек предметов — вершин гомоцентрических пучков лучей, входящих в оптическую систему, — называется пространством предметов. Пространство, в котором расположены изображения точек — вершины гомоцентрических пучков лучей, вышедших из оптической системы, — называется пространством изображений. Следует помнить, что как пространство предметов, так и пространство изображений заполняет все пространство.

1.4.2. Величины, описывающие изображение

1.4.2.1. Принципы построения буквенных обозначений и правило знаков

В таблице в начале книги приведены используемые в формулах буквенные обозначения. Стандарт DIN 1335 является основой для построения буквенных обозначений³. Обозначения точек на чертежах следует давать латинскими прописными буквами. Расстояния и отрезки прямых следует обозначать латинскими строчными

³ Отечественным аналогом немецкого стандарта DIN 1335 является ГОСТ 7427—76. Отечественное правило знаков для поперечных и продольных отрезков в целом соответствует немецкому. Однако по ГОСТ 7427—76 на чертежах буквенные обозначения отрицательных величин (отрезков, углов) должны иметь знак минус, а буквенные обозначения положительных величин должны указываться без знака. Числовые значения буквенных величин указываются на чертежах без знака.

Правило знаков для углов ГОСТ 7427—76 устанавливает следующее:

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

При этом по ГОСТ 7427—76 для углов σ , σ' и φ осью, от которой ведут отсчет, является оптическая ось. Таким образом, благодаря одновременной смене положительного направления вращения и начала отсчета знаки углов σ , σ' и φ будут одинаковыми по ГОСТ 7427—76 и DIN 1335. Для углов ϵ и ϵ' началом отсчета по ГОСТ 7427—76 является нормаль к поверхности (см. рис. 1.1П).

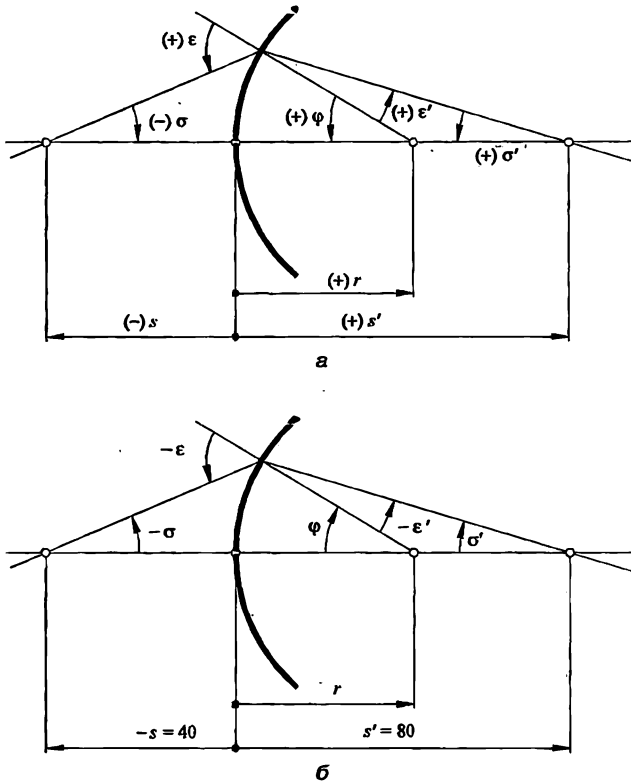


Рис. 1.1П. Сравнение правил знаков и обозначений на чертежах по DIN 1335 (а) и ГОСТ 7427-76 (б).

буквами. Допускается обозначать отрезки конечными точками. Углы следует обозначать греческими строчными буквами.

Понятия, соответствующие друг другу в пространстве предметов и в пространстве изображений, следует обозначать одинаковыми буквами; при этом обозначения точек и величин, относящихся к пространству изображений, дополняют надстрочным знаком «'» (штрихом). Например, если u это отрезок в предметной плоскости, то отрезок u' относится к плоскости изображения (рис. 1.6, а). Отрезки u и u' оптически сопряжены (т. е. второй отрезок является изображением первого). Если следует подчеркнуть, что соответствующие точки и величины оптически не сопряжены, то обозначения точек и величин в пространстве предметов снабжают поперечной чертой. В первую очередь это относится к фокальным точкам \bar{F} , F' и фокусным расстояниям \bar{f} , f' , так как изображение точки \bar{F} находится не в точке F' , а в бесконечности.

Показатель преломления перед поверхностью раздела двух сред (перед линзой, перед оптической системой) обозначают как n , показатель преломления за этой поверхностью (за линзой, за оптической системой соответственно) обозначают n' (см. рис. 1.6, б). Правила обозначения других величин разъясняются в соответствующих разделах.

Знак отрезка может быть положительным или отрицательным (рис. 1.6, а).

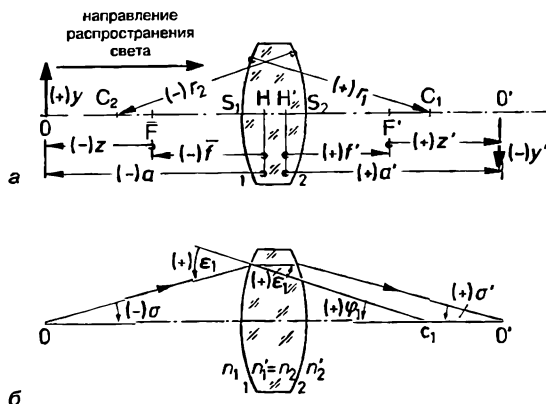


Рис. 1.6. К объяснению правила знаков по DIN 1335: для расстояний (а) и для углов (б).

Направление распространения света принимается слева направо. Все расстояния, которые измеряются от начальной точки в направлении распространения света (слева направо), положительны. Также положительными являются все расстояния, которые измеряются от начальной точки в направлении снизу вверх перпендикулярно направлению распространения света. Односторонние стрелки на чертежах всегда показывают направление от начальной точки. Например, H является начальной точкой для \bar{f} .

Обратите внимание: заключенные в скобки знаки являются только дополнительным напоминанием о знаке величины. Таким образом, на рис. 1.6, а $H\bar{F} = \bar{f} = -15$ мм. Этот отрезок не может быть обозначен как $-\bar{f}$, так как это означало бы противоположное направление: $H\bar{F} = +15$ мм!

Знаки углов могут быть отрицательными или положительными (рис. 1.6, б).

Угол следует считать положительным, если для того, чтобы описать часть плоскости между его сторонами, ось, от которой ведется отсчет, следует вращать вокруг вершины угла в направлении, противоположном движению часовой стрелки («левое вращение»). Односторонние стрелки на размерных линиях углов показывают направление вращения оси, от которой ведется отсчет.

Пример: У углов σ , σ' и φ осью, от которой ведется отсчет, являются лучи и радиус соответственно. Для углов ϵ и ϵ' такой осью является нормаль к поверхности, при этом используется обычное (левое) направление вращения!

1.4.2.2. Определения важнейших величин

Последующие определения относятся ко всем системам с произвольным числом преломляющих или отражающих поверхностей (например, линзы, зеркала, многокомпонентные системы). В соответствии с порядком прохождения света первая поверхность обозначается как 1, а последняя поверхность как k . Например, для одиночной линзы $k = 2$. Оптическая ось является прямой, которая проходит через центры кривизны C_1 и C_2 (рис. 1.6, а) обеих поверхностей линзы. Далее предпола-

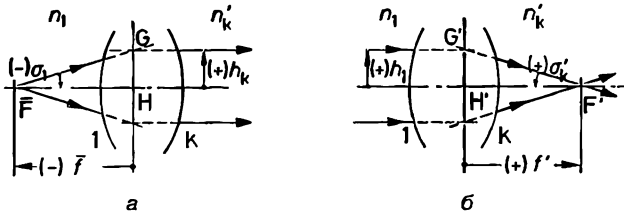


Рис. 1.7. К определению фокальных и главных точек, фокусных расстояний.

гается, что система центрированная. В этом случае центры кривизны всех поверхностей лежат на одной прямой — оптической оси.

Если после прохождения оптической системы луч параллелен оптической оси, то этот луч должен исходить из передней фокальной точки \bar{F} (рис. 1.7, а; сравните с рис. 1.5, е). Если падающий на оптическую систему луч параллелен оптической оси, то после прохождения оптической системы он пересечет ось в задней фокальной точке F' (рис. 1.7, б).

Передняя фокальная точка \bar{F} лежит на оптической оси в пространстве предметов. Ее изображение находится в бесконечности. Задняя фокальная точка F' является изображением бесконечно удаленной точки, которая лежит на оптической оси.

От точки \bar{F} под малым углом σ_1 исходит луч (рис. 1.7, а), который пересекает поверхность k на расстоянии h_k от оптической оси. Падающий луч, который идет параллельно оптической оси и на расстоянии h_1 от нее (рис. 1.7, б), после прохождения оптической системы образует угол σ'_k с оптической осью. Тогда для близких к оси лучей (см. раздел 1.4.3) переднее и заднее фокусные расстояния определяются по формулам:

$$\bar{f} = \frac{h_k}{\sigma_1}; \quad f' = \frac{h_1}{\sigma'_k}. \quad (1.7)$$

Оптической силой называется величина $1/f'$, обратная фокусному расстоянию. Единицей измерения оптической силы в системе СИ является м^{-1} . В системе СГС единицей измерения оптической силы является диоптрия⁴ [дптр].

Найдем на рис. 1.7, а точку G пересечения прямых, вдоль которых идет луч до и после прохождения им оптической системы. Опустим из точки G перпендикуляр на оптическую ось. Основанием этого перпендикуляра является передняя главная точка H . Аналогично на рис. 1.7, б построим точку G' пересечения соответствующих прямых и опустим из нее перпендикуляр на оптическую ось. Основанием этого перпендикуляра является задняя главная точка H' . Определение положения точек H и H' относительно конструктивных элементов оптической системы рассматривается в гл. 2.

Для близких к оси лучей (когда $h_k/\bar{f} = \varphi_1$) из формулы (1.7) следует $\bar{f} = H\bar{F}$, $f' = H'F'$ (рис. 1.6, а). Таким образом, фокусные расстояния представляют отрезки, начальными точками которых являются соответствующие главные точки оптиче-

⁴ В оптике в качестве единицы измерения диоптрию используют только при расчете приборов, которые работают совместно с глазом. Широкое использование этой единицы измерения в школьных задачах ничем не оправдано. (Прим. пер.)

кой системы. Положение предметной плоскости определяется отрезком $a = HO$ (начальная точка H). Аналогично положение плоскости изображения определяется отрезком $a' = H'O'$ (начальная точка H'). Положения предметной плоскости и плоскости изображения можно также указывать относительно фокальных точек: $z = \bar{FO}$, $z' = F'O'$ (рис. 1.6, а). Расстояния, которые измеряются от вершин поверхностей (например, S_1, S_2), обозначают как: $s_{1,o} = S_1O$, $s'_{k,f} = S_kF'$.

Если отрезок y перпендикулярен оптической оси, а отрезок y' является его изображением, то линейное увеличение β' определяется по формуле

$$\beta' = \frac{y'}{y}. \quad (1.8)$$

Линейное увеличение равно отношению линейного размера изображения к соответствующему размеру предмета при условии, что предмет и изображение перпендикулярны оптической оси.

Пример. Для оптической системы, которая показана на рис. 1.6, а без соблюдения масштаба: $\bar{f} = -50$ мм, $f' = +50$ мм, $y = +30$ мм, $y' = -10$ мм, $\beta' = -0,33$, $a = -200$ мм, $a' = +66,7$ мм, $z = -150$ мм, $z' = +16,7$ мм.

1.4.3. Параксиальная область

Если при прохождении оптической системы луч не очень сильно отклоняется от оптической оси, то угол σ между этим лучом и осью, а также углы падения, преломления и отражения принимают малые значения. Поэтому при разложении в степенные ряды тригонометрических функций углов ε или σ

$$\sin \varepsilon = \varepsilon - \frac{\varepsilon^3}{3!} + \frac{\varepsilon^5}{5!} \dots$$

$$\cos \varepsilon = 1 - \frac{\varepsilon^2}{2!} + \frac{\varepsilon^4}{4!} \dots$$

можно ограничиться только первыми членами. Тогда:

$$\sin \varepsilon = \varepsilon, \quad \cos \varepsilon = 1, \quad \operatorname{tg} \varepsilon = \sin \varepsilon / \cos \varepsilon = \varepsilon.$$

Параксиальной областью называют такую область пространства вблизи оптической оси, в пределах которой при расчете лучей функции $\sin \varepsilon$ и $\operatorname{tg} \varepsilon$ с достаточной точностью могут быть заменены углом ε . При этом говорят, что расчет выполняется в параксиальном приближении. Резкие границы параксиальной области не могут быть указаны принципиально. Они зависят от требуемой точности. Параксиальную область также называют гауссовой областью⁵.

Закон преломления (1.4) в параксиальной области приобретает вид

$$n \cdot \varepsilon = n' \cdot \varepsilon'. \quad (1.9)$$

Пример. При $n = 1$, $n' = 1,5$ для углов падения ε по точным формулам и в параксиальном приближении рассчитаны значения углов преломления ε' :

⁵ Название происходит от фамилии немецкого математика Карла Фридриха Гаусса (1777—1855). (Прим. пер.)

ε	ε' (точное значение)	ε' (параксиальное приближение)
2°	1,3332°	1,3333°
4°	2,6655°	2,6667°
8°	5,3237°	5,3333°
16°	10,5887°	10,6667°

Законы, которым в параксиальной области удовлетворяют оптические системы в отношении положения и величины изображений предметов, очень просты и могут быть распространены в качестве приближенных за пределы параксиальной области. Поэтому формулы для параксиальной области имеют основополагающее значение для анализа оптических свойств и конструирования оптических систем. Следует отметить, что в разделе 1.4.2.2 формулы (1.7) были получены для близких к оси (т. е. параксиальных) лучей.

Важнейшим свойством параксиальной области является то, что в ее пределах падающий на оптическую систему гомоцентрический пучок лучей преобразуется также в гомоцентрический пучок на выходе оптической системы. За пределами параксиальной области это условие в общем случае не выполняется (см. разд. 2.5 «Аберрации»).

При выполнении графических построений или расчетов использование бесконечно близких к оси (параксиальных) лучей не очень удобно, так как значения высот падения h и углов являются очень малыми. Для преодоления этих трудностей условно принимают, что формулы для параксиальной области действительны также для лучей, которые лежат за пределами параксиальной области.

Формулы и другой материал (в том числе рисунки) в этой книге основаны на законах для параксиальной области, если только иное не оговорено особо.

1.4.4. Графическое определение положения изображения

Если на рисунке линза упрощенно изображена в виде сечений двух ее поверхностей (см. рис. 1.8, а), то при построении хода лучей следует руководствоваться формулами для параксиальной области. (То есть при построении хода луча используются

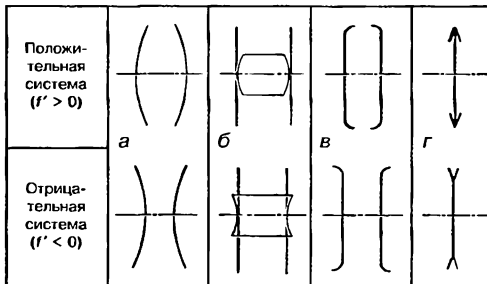


Рис. 1.8. Возможные способы для указания на использование параксиального приближения; г — представление оптической системы в виде одной плоскости

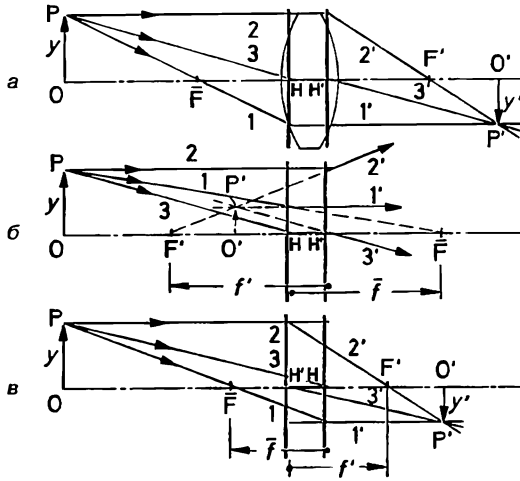


Рис. 1.9. Графическое определение положения изображения.

свойства главных и фокальных точек, но не применяется закон преломления для поверхностей линзы!) В дальнейшем предпочтение отдается именно этому изображению линзы (ср. рис. 1.9, а). Существуют другие способы указания на использование параксиального приближения: на рис. 1.8, б показаны две плоскости, которые являются касательными к вершинам поверхностей линзы, и знак для условного изображения линзы. На рис. 1.8, в касательные к вершинам линзы плоскости обозначены линиями с закруглениями на концах. Для тонких линз можно использовать схематическое изображение, которое показано на рис. 1.8, г. Это же обозначение используют и для систем, длиной которых при оптических расчетах можно пренебречь.

Если задан перпендикулярный оптической оси отрезок y (рис. 1.9, а), то можно определить положение и величину изображения этого отрезка — отрезок y' . Для этого надо построить изображение внеосевой точки P . Точность построения возрастает с удалением точки P от оси. Для оптической системы должны быть известны положения точек \bar{F} , F' , H , H' . Через точки H и H' проходят перпендикулярные оптической оси главные плоскости⁶. Аналогично через точки \bar{F} и F' проходят перпендикулярные оптической оси фокальные плоскости. Из бесконечно множества исходящих из точки P лучей выберем такие вспомогательные лучи, дальнейший ход которых известен. Из сравнения рис. 1.9, а с рис. 1.7 можно сделать вывод: если падающий луч параллелен оптической оси (прямая 2), то после оптической системы он проходит через точку F' (прямая 2'); если падающий луч идет через точку \bar{F} (прямая 1), то после оптической системы он параллелен оптической оси (прямая 1'). Изображение точки P — точка P' — находится как точка пересечения прямых 1' и 2'. Для контроля можно использовать еще третий луч. Этот луч до и

⁶ Если предмет расположен в передней главной плоскости, то его изображение находится в задней главной плоскости. Линейное увеличение при этом равно +1 вне зависимости от показателей преломления первой и последней среды. Поэтому по ГОСТ 7427—76 передней и задней плоскостями являются плоскости в пространстве предметов и в пространстве изображений (перпендикулярные оптической оси и оптически сопряженные друг с другом), для которых линейное увеличение равно +1. (Прим. пер.)

после прохождения оптической системы идет вдоль прямых 3 и $3'$ соответственно. При этом прямая 3 проходит через переднюю главную точку H , а прямая $3'$ проходит через заднюю главную точку H' и параллельна прямой 3 . Точки пересечения луча с поверхностями, на которых в действительности происходит преломление, не имеют для параксиальных вспомогательных лучей никакого значения. Поэтому на рис. 1.9, *а* поверхности только символизируют оптическую систему (здесь: линзу). В параксиальном приближении оптическая система описывается только положениями главных и фокальных плоскостей. На рис. 1.9, *б* показан ход вспомогательных лучей для отрицательной системы ($f' < 0$). На рис. 1.9, *в* показан ход вспомогательных лучей для положительной системы с обратным расположением главных точек (расстояние HH' отрицательно).

Луч пересекает заднюю главную плоскость на той же высоте над оптической осью, что и переднюю главную плоскость. Вспомогательный луч, который проходит через один из фокусов оптической системы, всегда изменяет свое направление на соответствующей главной плоскости: \bar{F} и H или F' и H' .

Ранее было сказано, что вспомогательный луч, который проходит через точки H и H' , не изменяет своего направления (прямые 3 и $3'$ параллельны). Но это имеет место только при одинаковых средах по обе стороны системы. В общем случае (при $n_1 \neq n'_1$) направление луча сохраняется только тогда, когда луч проходит не через главные точки H, H' , а через узловые точки K, K' .

Если падающий луч пересекает ось в узловой точке K' , то из оптической системы этот луч выходит без изменения направления и пересекает ось в узловой точке K . При одинаковых средах по обе стороны системы, $n_1 = n'_1$, главные точки совпадают с узловыми: $K = H, K' = H'$.

1.4.5. Зависимости между положениями и размерами предмета и изображения

Если заданы положение и размер предмета и известны параметры оптической системы (фокусное расстояние и положения главных точек), то положение и размер изображения можно найти не только графически (см. разд. 1.4.4), но и рассчитать по формулам. Так как расстояния до предмета и изображения можно указывать относительно главных точек (отрезки a, a') или относительно фокальных точек (отрезки z, z'), то существуют два вида выражений. В этой книге предпочтение отдается уравнениям, в которые входят отрезки a, a' . Такие формулы отмечены красной рамкой. Формулы, в которые входят отрезки z, z' , отмечены голубой рамкой.

На рис. 1.10 показан ход вспомогательных лучей от предметной точки до точки изображения. Из свойств подобных треугольников и с учетом оптического правила знаков следует

$$\frac{-y'}{y} = \frac{-\bar{f}}{-(a - \bar{f})} \quad (\text{пространство предметов}); \quad (1.10)$$

$$\frac{-y'}{y} = \frac{a' - f'}{f'} \quad (\text{пространство изображений}). \quad (1.11)$$

Если приравнять правые части этих выражений, то после простых преобразований получается:

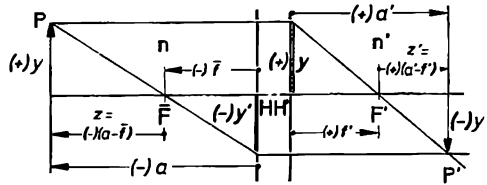


Рис. 1.10. К определению зависимостей между положениями и размерами предмета и изображения (показан случай $n = n'$).

$$\frac{f'}{a'} + \frac{\bar{f}}{a} = 1;$$

$$z \cdot z' = \bar{f} \cdot f'. \quad (1.12)$$

Если показатели преломления n и n' по обе стороны оптической системы отличаются, то модули фокусных расстояний \bar{f} и f' имеют различные значения. В самом общем случае выполняется равенство

$$\frac{\bar{f}}{f'} = -\frac{n}{n'}. \quad (1.13)$$

Доказательство этой формулы будет дано в разделе 2.2.1.

Наиболее часто имеет место равенство $n = n'$ (например, система линз в воздухе).

Тогда $\bar{f} = -f'$. При одинаковых средах с обеих сторон системы формулы (1.12) примут вид

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'};$$

$$z \cdot z' = -(f')^2. \quad (1.14)$$

Так как в уравнениях (1.10) и (1.11) отношение $y'/y = \beta'$ является линейным увеличением, то при данных положениях предмета и изображения выполняются равенства

$$a = \bar{f} \left(1 - \frac{1}{\beta'} \right);$$

$$z = -\frac{\bar{f}}{\beta'}. \quad (1.15)$$

$$a' = f' (1 - \beta');$$

$$z' = -f' \cdot \beta'. \quad (1.16)$$

Если из этих выражений найти значения a'/a и z'/z и воспользоваться формулой (1.13), то линейное увеличение будет равно:

$$\beta' = \frac{a' \cdot n}{a \cdot n'};$$

$$\beta' = \sqrt{\frac{z' \cdot n}{z \cdot n'}}. \quad (1.17)$$

При $n = n'$ эти формулы принимают вид:

$$\beta' = \frac{a'}{a};$$

$$\beta' = \sqrt{-\frac{z'}{z}}. \quad (1.18)$$

Если изображение предмета строится последовательно несколькими отдельными системами $1 \dots k$ (например, одиночные поверхности, несколько линз, два

или несколько объективов), то общее линейное увеличение равно произведению линейных увеличений отдельных компонентов: $\beta' = \beta'_1 \cdot \beta'_2 \cdot \beta'_3 \dots$. Тогда

$$\beta' = \prod_{x=1}^k \beta'_x \quad (1.19)$$

Если из формулы (1.14) выразить величину $a' = af'/(a + f')$, продифференцировать ее по a и воспользоваться выражением (1.15), то (при одинаковых средах по обе стороны системы) продольное увеличение da'/da равно:

$$\frac{da'}{da} = (\beta')^2. \quad (1.20)$$

Смещение (малое!) предмета вдоль оптической оси на da приводит к смещению изображения вдоль оптической оси на da' , которое в $(\beta')^2$ раз больше смещения предмета.

Зависимость положения плоскости изображения a' от положения предмета a [см. формулу (1.14)] представлена на графике (рис. 1.11) для случая $f' > 0$ (например, собирающая линза). Ниже приведены значения a' и β' для отмеченных на графике точек (цифры от 1 до 6). При этом предполагается, что среды с обеих сторон системы одинаковые ($\bar{n} = -f'$).

$$1. a < 0, |a| \gg |\bar{f}| \rightarrow a' \approx f', \beta' < 0, |\beta| \ll 1.$$

При изображении очень далеких предметов (например, $a = 1000\bar{f}$) сильно уменьшенное и зеркально перевернутое изображение лежит вблизи фокальной плоскости.

$$2. a = 2\bar{f} \rightarrow a' = f', \beta' = -1.$$

В этом важном случае изображение получается действительным и зеркально перевернутым и равным по величине предмету.

$$3. a < 0, |\bar{f}| < |a| < |2\bar{f}| \rightarrow \infty > a' > 2f', \beta' < 0, |\beta| > 1.$$

Зеркально перевернутое, увеличенное изображение

$$4. a < 0, |a| < |\bar{f}| \rightarrow a' < 0, \beta' > 1.$$

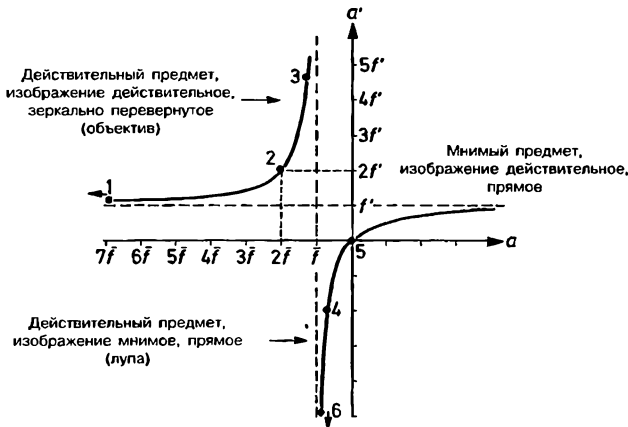


Рис. 1.11. Положение предмета и изображения для тонкой системы с положительным фокусным расстоянием.

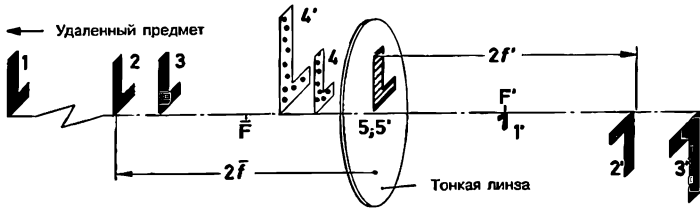


Рис. 1.12. Аксиометрическое изображение предмета («L») в положениях с 1 по 5 и соответствующих положений изображений (с 1' по 5').

Мнимое прямое, увеличенное изображение

$$5. a = 0 \rightarrow a' = 0, \beta' = 1.$$

Если предмет лежит в передней главной плоскости H , то прямое и равное по величине предмету изображение лежит в плоскости H' .

$$6. a = \bar{f} \rightarrow a' = \infty, \beta' = \infty.$$

Если предмет находится в передней фокальной плоскости, то его изображение лежит в бесконечности.

Положение предмета и изображения для случаев с 1 по 5 представлено на рис. 1.12. Из сравнения рис. 1.11 и 1.12 можно сделать следующий вывод:

В линзовых системах смещение предмета вдоль оси вызывает всегда движение изображения в том же направлении. Для зеркал смещение предмета вдоль оси вызывает всегда движение изображения в обратном направлении. Если $a/a' = \beta' < 0$, то изображение зеркально-перевернутое по отношению к предмету, при $\beta' > 0$ изображение прямое. Для линзовых систем: $a < 0$ — действительный предмет; $a > 0$ — мнимый предмет. $a' < 0$ — мнимое изображение; $a' > 0$ — действительное изображение. (Возможны исключения для специальных систем, например (пример 1, разд. 2.2.4) $e = 200$.)

Примеры:

1. Для системы с отрицательным фокусным расстоянием ($f' < 0, \bar{f} = -f'$) постройте аналогично показанному на рис. 1.10 график, на котором величина a' представлена как функции от a . Укажите, в каких областях предмет и изображение будут действительными/мнимыми. Где изображение прямое и зеркально-перевернутое? Где изображение по отношению к предмету является уменьшенным и где увеличенным?

2. Конденсор с фокусным расстоянием f' и расстоянием между главными точками HN' должен обеспечить действительное изображение спирали лампы накаливания. Лампа и ее изображение находятся на минимально возможном расстоянии друг от друга. При каком линейном увеличении β' расстояние минимально? Чему равно это расстояние?

Решение: Расстояние между плоскостями предмета и изображения в общем случае равно (см. рис. 1.6): $OO' = a' - a + HN'$; из формул (1.15) и (1.16) при $\bar{f} = -f'$ получим $OO' = f'(2 - \beta' - 1/\beta') + HN'$. Так как

$$\frac{d(a' - a)}{d\beta'} = -f' + \frac{f'}{(\beta')^2},$$

то максимум или минимум для $a' - a$ получаются при $\beta' = \pm 1$. Дальнейшее исследование показывает, что при $\beta' = +1$ и соответствующем ему значении

$a' - a = 0$ имеет место максимум, так как вблизи этого значения $a' - a < 0$ (!). Для $\beta' = -1$ получается минимум, которому соответствует значение $a' - a = 4f'$. Для действительного изображения при $\beta' = -1$ достигается минимальное расстояние между плоскостью предмета и плоскостью изображения. Оно равно $OO' = 4f' + HH'$. Постройте график зависимости расстояния $a' - a$ от β' .

3. Проекционный объектив ($f' = 125$ мм) отображает на экране участок слайда 23×34 мм с увеличением $50\times$. Экран передвигают примерно на 60 см ближе к проектору.

а) На какое расстояние и в каком направлении должен быть передвинут объектив для получения резкого изображения на экране?

б) Чему равно линейное увеличение и размеры изображения при новом положении экрана?

Решение:

а) При $\beta' = -50$ получается $a' = 6375$ мм, $a = -127,5$ мм. Далее: $a'_{\text{нов}} = 5775$ мм, $a_{\text{нов}} = -127,77$ мм, тогда $\Delta a = -0,27$ мм. Сдвигать объектив следует от диапозитива! (При использовании формулы (1.20) можно действовать более простым способом. При $\beta' = -50$ получим $da = -0,24$ мм, что является только приближенным значением из-за большого сдвига $da' = -600$ мм.)

б) Линейное увеличение равно $\beta' = -45,2$, следовательно, размер изображения $1,04 \times 1,54$ м.

ГЛАВА 2

КОНСТРУКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

2.1. Материалы

2.1.1. Оптическое стекло

Оптическое стекло получается в результате варки смеси неорганических веществ. Стекло не является кристаллом. Отличительной особенностью оптического стекла является его высокая однородность. Термины и технические условия на оптическое стекло приведены в стандартах¹ DIN 58925 и DIN 58927. Стекла и остальные оптические материалы обладают дисперсией: показатель преломления зависит от длины волны.

С увеличением длины волны λ и смещением ее от фиолетовой области спектра к красной области спектра, показатель преломления n уменьшается. Функция $n(\lambda)$ является основной характеристикой сорта стекла.

График функции $n(\lambda)$ (дисперсионная кривая) близок к гиперболе. Показатели преломления достаточно просто измеряются с точностью до 6 десятичных разрядов только для определенных длин волн (спектральные линии под рис. 1.1). Результаты этих измерений приведены в каталоге стекла² [2.13]. Для любой другой длины волны λ в видимой и примыкающих к ней УФ- и ИК-областях спектра показатель преломления n можно найти по дисперсионной формуле. Например, можно использовать степенной ряд

$$n^2 = A_0 + A_1 \cdot \lambda^2 + A_2 \cdot \lambda^{-2} + A_3 \cdot \lambda^{-4} + A_4 \cdot \lambda^{-6} + A_5 \cdot \lambda^{-8}. \quad (2.1)$$

Значения коэффициентов A_0, \dots, A_5 для каждого сорта стекла указаны в каталоге Шотта. Точность расчета показателя преломления n по формуле (2.1) достигает нескольких единиц в шестом десятичном знаке.

Необходимо также коротко упомянуть наиболее важные характеристики стекла (показатель преломления и дисперсия). Показатель преломления n_c для длины волны $\lambda_c = 546,1$ нм (желто-зеленый цвет) принят в качестве основного показателя преломления. Для характеристики дисперсии используют число Аббе

$$v_c = \frac{n_c - 1}{n_F - n_C}. \quad (2.2)$$

Разность показателей преломления $n_F - n_C$ называется средней дисперсией. Разность показателей преломления между другими линиями спектра называют частичными дисперсиями.

¹ Отечественными аналогами немецких стандартов являются: ГОСТ 23136—93 «Материалы оптические. Параметры» и ГОСТ 3514—94 «Стекло оптическое бесцветное. Технические условия». Следует также упомянуть стандарт ИСО 7944—84.

² В настоящее время в каталогах стекла также приводятся показатели преломления для длин волн лазерного излучения. (Прим. пер.)

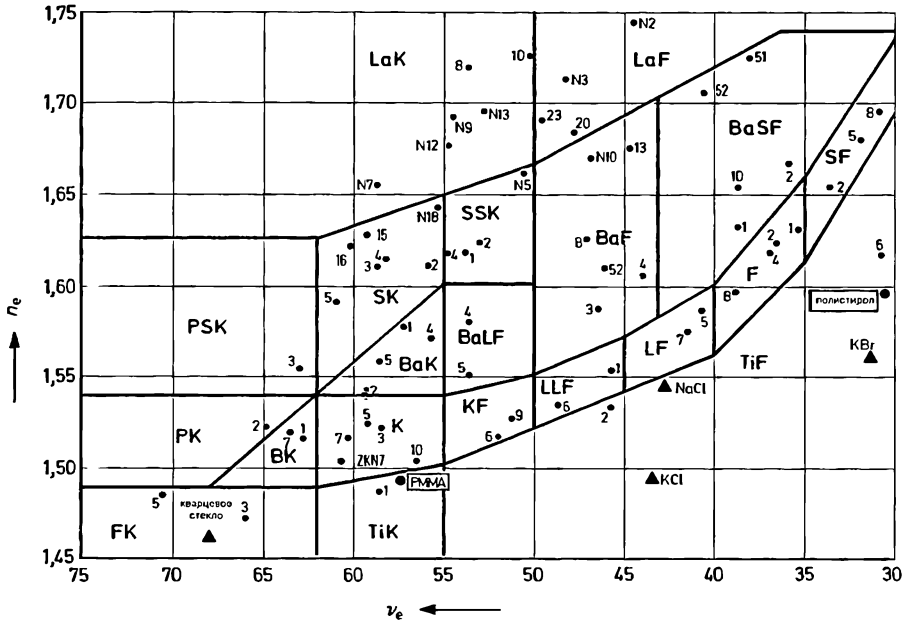


Рис. 2.1. Зависимость между показателями преломления и числами Аббе для оптических стекол и некоторых других оптических материалов.

Для краткого описания оптических свойств указывают основной показатель преломления n_e и число Аббе v_e . Большая величина числа Аббе соответствует низкой дисперсии!

Хороший обзор имеющихся в распоряжении стекол дает диаграмма, на которой каждое стекло представлено точкой в системе координат $n_e - v_e$ (рис. 2.1). Стекла делятся на группы, которым соответствуют определенные аббревиатуры³. Например: BK = Бор-Крон (боратный крон), BaLF = Barit-Leicht-Flint (баритовый легкий флинт) и т. д. Кронами называют все стекла с $v_e > 55$. Флинтами называют все стекла с $v_e < 50$. Между ними лежат несколько переходных групп. В распоряжении у конструктора оптических систем находится свыше 200 различных сортов стекла с очень разными характеристиками⁴. Цены лежат в пределах от 30 DM/кг до 1000 DM/кг. В табл. 2.1 указаны данные шоттовских стекол, которые используются особенно часто (массовые стекла). Вместо n_e и v_e иногда используют n_d и $v_d = (n_d - 1)/(n_F - n_C)$. Шестизначный код стекла состоит из округленных значений n_d и v_d . Например, BK 7: $517 \triangle n_d = 1,5168$; $642 \triangle v_d = 64,17$.

³ Наименование и обозначение типов бесцветных оптических стекол в соответствии со стандартами России приведены в табл. П 2.1.

⁴ Отечественный каталог стекол содержит более 100 марок, но 80% производства и потребления приходится примерно на 10 марок. Основные параметры наиболее часто используемых отечественных стекол приведены в табл. П 2.2.

Таблица 2.1. Параметры некоторых оптических стекол.

Марка стекла	Код	n_F	n_e	n_C	v_e
BK7	517642	1,52283	1,51872	1,51472	63,96
K5	522595	1,52910	1,52458	1,52024	59,22
ZKN7	508612	1,51470	1,51045	1,50633	60,98
BaK4	569561	1,57648	1,57125	1,56625	55,85
SK15	623581	1,63108	1,62555	1,62025	57,79
SK16	620603	1,62814	1,62286	1,61777	60,08
F2	620364	1,63310	1,62408	1,61582	36,11
SF2	648339	1,66238	1,65222	1,64297	33,60
SF6	805254	1,82970	1,81265	1,79750	25,24
SF10	728284	1,74805	1,73430	1,72200	28,19

Таблица П2.1. Наименование и обозначение типов бесцветных оптических стекол в соответствии со стандартами России.

Наименование типа стекла	Краткое обозначение
Легкий крон	ЛК
Фосфатный крон	ФК
Тяжелый фосфатный крон	ТФК
Крон	К
Баритовый крон	БК
Тяжелый крон	ТК
Сверхтяжелый крон	СТК
Особый (с особым ходом дисперсии) крон	ОК
Кронфлинт	КФ
Баритовый флинт	БФ
Тяжелый баритовый флинт	ТБФ
Легкий флинт	ЛФ
Флинт	Ф
Тяжелый флинт	ТФ
Сверхтяжелый флинт	СТФ
Особый (с особым ходом дисперсии) флинт	ОФ

Таблица П2.2. Параметры наиболее часто используемых отечественных стекол (по данным ОАО «ЛЗОС»).

Марка стекла	Код	n_F	n_e	n_c	v_e
ЛК7	483663	1,488299	1,484608	1,480975	66,17
К8	516641	1,522408	1,518294	1,514292	63,86
СТК3	660574	1,668159	1,662237	1,656560	57,09
ЛФ7	578411	1,589157	1,581756	1,574910	40,83
БФ7	580539	1,587741	1,582159	1,576874	53,57
ТФ5	755275	1,776436	1,761712	1,748557	27,32
ОФ1	530518	1,537207	1,531924	1,526892	51,57

В оптических стеклах могут встречаться отклонения от однородности. Свилей являются лентовидными, узловидными или нитевидными включениями в стекло, имеющими показатель преломления, отличный от показателя преломления остальной массы стекла. Так как при варке стекла газ не полностью выделяется из вязкой массы, то в стекле могут присутствовать мелкие пузырьки. Несколько сортов стекол с ценными свойствами особенно предрасположены к этому. Влияние свилей и пузырей на качество изображения будет рассмотрено в разд. 3.2. Подробности о нормировке пузырей и свилей для оптических деталей содержит стандарт DIN 3140 В1. 2 и В1. 3.

Прозрачность стекла описывается спектральным чистым коэффициентом пропускания (без учета потерь на отражение на поверхностях образца) $\tau_i(\lambda)$ (см. раздел 4.1.4). При уменьшении $\tau_i(\lambda)$ вблизи УФ-области появляется собственная окраска стекла, прежде всего в виде желтого и желто-зеленого цветового оттенка. Примером такого стекла является SF 11, $\tau_i(400 \text{ нм}) \approx 0,2$ при толщине слоя 25 мм, а примерно с $\lambda = 440 \text{ нм}$ $\tau_i > 0,9$. Стекла для особенно высококачественных оптических систем должны обладать незначительным двулучепреломлением, которое возникает из-за остаточных напряжений в стекле (см. разд. 8.4). Для уменьшения двулучепреломления следует охлаждать блоки стекла очень медленно. При использовании стекол необходимо также учитывать их химические свойства (устойчивость к климатическим и атмосферным воздействиям, устойчивость к пятнающим реагентам, кислотостойкость), твердость и коэффициент теплового расширения. Ситаллы (например, Schott-Zerodur) имеют значительно более низкий коэффициент теплового расширения, чем стекло или плавленый кварц. Поэтому они могут быть использованы для изготовления больших зеркал, оптические характеристики которых не зависят от температуры.

2.1.2. Кристаллы

Элементы из прозрачных кристаллов применяются в УФ- и ИК-областях оптического диапазона, в которых оптические стекла при необходимых толщинах не обладают достаточным пропусканием. Чаще всего используются синтетические (выращенные из расплава) монокристаллы. Практическая область применения часто меньше области пропускания, так как необходимо учитывать дисперсию (например, для призм), качество и цену. Некоторые характеристики кристаллических материалов приведены в табл. 2.2. Двулучепреломляющие кристаллы (например, кальцит, кварц, гипс) применяют в поляризационных приборах (см. разд. 8.4).

Таблица 2.2. Параметры кристаллических материалов.

Вид кристалла	Область применения λ [мкм]	Показатели преломления для отдельных длин волн						Свойства
		λ [мкм]	n	λ [мкм]	n	λ [мкм]	n	
Фторид лития LiF	0,11—8	0,2	1,45	1,0	1,39	5,0	1,33	Малая дисперсия, мало растворим
Кальцит CaF ₂ (поликристаллический)	0,12—12	0,2	1,47	5,0	1,40	10,6	1,28	Малая дисперсия, мало растворим
Хлорид натрия NaCl	0,21—20	3,0	1,52	10,6	1,49	20,0	1,37	Высокая дисперсия, сильно растворим
Бромид калия KBr	0,28—37	0,588	1,56	10,6	1,53	30,0	1,44	Высокая дисперсия, сильно растворим
Сапфир Al ₂ O ₃	0,17—5,5	1,0	1,76	3,0	1,71	5,0	1,63	Очень твердый, термостойкий
Йодид цезия CsI	0,26—60	5,0	1,74	30	1,71	50	1,64	Хорошо пропускает ИК-излучение, сильно растворим
Сульфид цинка ZnS (поликристаллический)	0,4—14	1,0	2,29	5,0	2,25	10,6	2,19	Твердый и небьющийся
KRS 5 TlBr/TlI	0,45—45	1,0	2,45	10,6	2,37	30	2,29	Высокая дисперсия, мало растворим
Арсенид галия GaAs	1,5—15	3,0	3,32	10,6	3,28	15	2,7	Твердый и небьющийся, хорошая теплопроводность
Селенид цинка (поликристаллический)	0,5—20	1,0	2,48	10,6	2,40	20	2,3	Показатель преломления мало зависит от температуры
Теллурид кадмия CdTe	1,0—25	5,0	2,69	10,6	2,67	20	2,63	Малая твердость, плохая теплопроводность
Кремний Si	1,2—15	1,36	3,50	3,0	3,43	10,6	3,42	Широкая и резко ограниченная область пропускания
Германий Ge	1,8—23	3,0	4,05	10,6	4,00	15	4,00	Очень твердый и стойкий к термическим воздействиям
Кварц SiO ₂	0,15—4	0,19	1,68	0,26	1,60	2,0	1,52	Используется в УФ-области, обладает слабо выраженным двулучепреломлением

Подробные характеристики оптических материалов для УФ- и ИК-области приведены в [2.16], [2.18].

2.1.3. Пластмассы

Кроме неорганических материалов в оптической промышленности находят применение прозрачные пластмассы. К ним прежде всего относится полистирол (n_d 1,590/ ν_d 30,8) и полиметилметакрилат (1,491/57,2) (коротко: РММА, например Plexiglas®). Они подходят для использования в оптических системах, формирующих изображение. Полистирол аналогичен флинтну, а РММА — крону. Allyldiglycolcarbonat/CR39 (1,499/57,8) является твердой, предназначенной для отливки очковых стекол термоактивной пластмассой. Поликарбонат (1,585/30,0) термостойкий, как полистирол. Для оптических расчетов выбор пластмасс с различными значениями показателя преломления и дисперсии слишком мал. Из-за незначительной твердости и высокого коэффициента теплового расширения пластмассы не подходят для точной оптики. Пластмассы очень хорошо подходят для простых оптических элементов. Прежде всего это РММА. Методом прессования можно также изготавливать очень дешевые элементы со сложной формой (линзы Френеля, пластины с расположенными на них рядами линз, асферические линзы), так как при этом отпадает необходимость в шлифовании и полировании, а равно и любой другой дополнительной обработке. Использование пластмасс для очковых стекол и контактных линз обеспечивает малый вес и значительную ударопрочность. Другие примеры применения: лупы, линзы видеоскопических и линзы объективов простых камер, линзы осветительных конденсоров, объективы и окуляры простых биноклей, пластины призмных световозвращателей.

2.2. Сферические поверхности, линзы, многокомпонентные оптические системы

В разд. 2.2 устанавливается связь параксиальных характеристик (фокусные расстояния, положения главных точек) с конструктивными параметрами (радиусы, показатели преломления, толщины) оптических систем. При этом в качестве основного элемента рассматривается преломляющая сферическая поверхность. Плоская поверхность эквивалентна сфере с бесконечным радиусом ($r = \infty$). Отражение от зеркала рассматривается как частный случай преломления. В дальнейшем расчет параксиальных характеристик обобщается на случай асферических (например, параболических) поверхностей. Параксиальные характеристики систем с большим числом поверхностей (например, десятилинзовый объектив) можно вычислять шаг за шагом, делая переход от предыдущей поверхности к последующей. В результате применения этого метода к оптической системе из двух поверхностей получаются формулы для вычисления параксиальных характеристик линзы. Если параксиальные характеристики для линз и/или отдельных оптических компонентов уже известны, то по ним можно вычислить характеристики всей многокомпонентной системы.

2.2.1. Сферическая поверхность

На рис. 2.2 (см. также рис. П 1.1) показан ход луча от предметной точки O через точку пресечения луча с поверхностью P к точке изображения O' . В параксиальной области (точка P лежит около вершины поверхности S) стрелка прогиба p равна нулю; в дальнейшем предполагается выполнение равенств $\sin \sigma = \text{tg } \sigma = \sigma$. Из $\triangle OO'P$

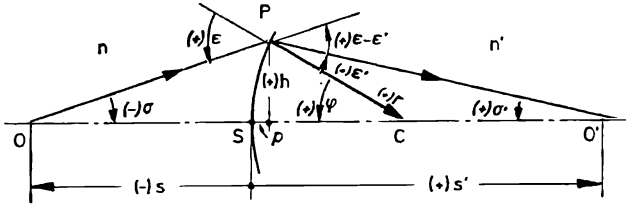


Рис. 2.2. Ход луча через одиночную сферическую поверхность.

с учетом знаков углов и расстояний получается: $\sigma' - \sigma = \epsilon - \epsilon'$. Тогда из параксиального закона преломления (1.9) следует:

$$\sigma' - \sigma = \epsilon' \cdot \frac{n' - n}{n}.$$

Так как в $\triangle CO'P$ $\varphi = \sigma' + \epsilon'$, то

$$\sigma' n' - \sigma \cdot n = \varphi(n' - n).$$

Если заменить углы на отношение длин отрезков, то

$$\frac{h}{s'} \cdot n' - \frac{h}{s} \cdot n = \frac{h}{r} (n' - n). \tag{2.3a}$$

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r}, \tag{2.36}$$

где s — передний отрезок; s' — задний отрезок; r — радиус сферической поверхности.

Если в формуле (2.36) сгруппировать величины s, s', n, n' , то получим инвариант Аббе⁵

$$n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right) = n' \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s'} \right). \tag{2.4}$$

Параксиальный луч в оптической системе из одной поверхности изменяет свое направление только в точке пересечения с плоскостью, которая касается вершины поверхности (в параксиальном приближении стрелка прогиба p равна нулю). Сравнение с рис. 1.7 показывает, что главные точки H и H' совпадают с вершиной поверхности S и $a = s, a' = s'$. Поэтому если для одиночной поверхности известны фокусные расстояния, то можно использовать уравнения (1.12) и (1.17).

Если на рис. 2.2 падающий луч параллелен оси ($s = \infty$), то точка O' является фокальной точкой F' , а s' соответствует фокусному расстоянию f' . Аналогично находятся \bar{F} и \bar{f} . Таким образом, фокусные расстояния сферической поверхности равны:

$$f' = r \cdot \frac{n'}{n' - n}; \bar{f} = -r \cdot \frac{n}{n' - n}. \tag{2.5}$$

Также выполняются условия

$$\frac{\bar{f}}{f'} = -\frac{n}{n'}; \quad \bar{f} + f' = r. \tag{2.6}$$

⁵ Эрнст Аббе (1840—1905) — немецкий физик-оптик.

Фокусные расстояния \bar{f} и f' преломляющей сферической поверхности имеют разные знаки и не равны по модулю. Главные точки H и H' совпадают с вершиной поверхности S . Узловые точки K и K' совпадают с центром кривизны C .

На рис. 2.3 показана поверхность вогнутого зеркала (параксиальная область: P лежит вблизи S !). Если данную поверхность рассматривать как преломляющую поверхность при $n' = -n$ (см. разд. 1.3), то расчет ведется по формулам (2.3), (2.5), (2.6). В результате фокусные расстояния вогнутого зеркала равны

$$f' = \bar{f} = \frac{r}{2}. \tag{2.7}$$

Таким образом, фокусное расстояние f' вогнутого зеркала (рис. 2.3) отрицательное, хотя такое зеркало действует как положительная (выпуклая) линза. Это является следствием изменения направления света в оптических системах с зеркалами. Так как изменение направления света мешает при расчете, то его устраняют развертыванием хода луча относительно плоскости, которая касается вершины зеркала (рис. 2.3). В результате точка изображения O' переходит в точку $O'_{\text{Развертка}}$. Для дальнейших расчетов это означает смену знака у s' . Кроме того, в формулу (2.36) вместо s' надо подставить $-s'$ (при $n' = -n$). Тогда:

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = -\frac{2}{r}. \tag{2.8}$$

Фокусные расстояния зеркала при развертывании хода лучей равны

$$f' = -\frac{r}{2}; \bar{f} = \frac{r}{2}. \tag{2.9}$$

Фокусные расстояния \bar{f} и f' отражающей сферической поверхности равны. Положение главных и узловых точек такое же, как для преломляющей поверхности.

Если развертывают поверхность зеркала, то \bar{f} и f' равны по модулю и противоположны по знаку. Развернутая поверхность зеркала эквивалентна тогда тонкой линзе. Узловые точки K и K' совпадают при этом с вершиной поверхности!

Для вогнутого зеркала (рис. 2.3) $r = -80$ мм, $s = -200$ мм.
 Без развертывания получается $s' = -50$ мм, $\bar{f} = f' = -40$ мм, при развертывании $s' = 50$ мм, $f' = 40$ мм, $\bar{f} = -40$ мм.

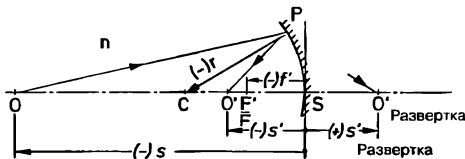


Рис. 2.3. Вогнутое сферическое зеркало.

2.2.2. Вычисления для нескольких сферических поверхностей

На рис. 2.4, а показан объектив из четырех линз с семью поверхностями (склеенные поверхности считаются за одну поверхность). Если падающий луч параллелен оси, то он проходит через паракиасальный фокус F' всей системы. По конструктивным параметрам отдельных поверхностей и начальному значению $s_1 = \infty$ необходимо определить следующие оптические характеристики системы:

- $s'_{i(\bar{F})}$ — расстояние между вершиной последней поверхности и точкой F' — задний фокальный отрезок;
- f' — заднее фокусное расстояние;
- $S_k H'$ — расстояние между вершиной последней поверхности и задней главной точкой.

Эти данные вычисляются в прямом ходе. На рис. 2.4, б показано определение характеристик системы $s_{i(\bar{F})}$, \bar{f} и $S_1 H$ в пространстве предметов в обратном ходе. При этом принимается $s'_k = \infty$ и вычисления идут от поверхности k до поверхности 1.

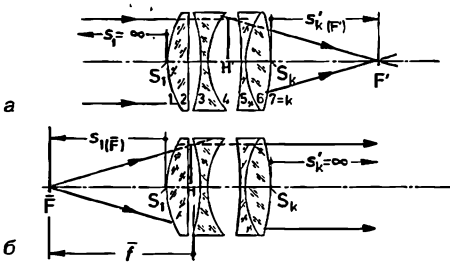


Рис. 2.4. Расчет параметров системы из k поверхностей в прямом и обратном ходе: а — прямой ход лучей; б — обратный ход лучей.

Для большей наглядности на рис. 2.5 показана система из четырех поверхностей. Номер поверхности χ принимает значения от $\chi = 1$ до $\chi = k$ (последняя поверхность; здесь $k = 4$). Чтобы можно было рассмотреть наиболее общий случай, поверхности 2 и 3 обозначены на рисунке как χ и $\chi + 1$. Для расчета можно использовать формулу (2.36), но лучшим вариантом является использование исходного уравнения (2.3а); см., например, [1.8]. При этом h/s' заменяется на σ' и h/s заменяется на σ . Окончательно для любой поверхности χ :

	$n'_\chi \sigma'_\chi = n_\chi \sigma_\chi + \frac{n'_\chi - n_\chi}{r_\chi} \cdot h_\chi$	(2.10)
или	$I'_\chi = I_\chi + \frac{n'_\chi - n_\chi}{r_\chi} \cdot h_\chi$	

где $I'_\chi = n'_\chi \cdot \sigma'_\chi$, $I_\chi = n_\chi \cdot \sigma_\chi$.

Для первой поверхности ($\chi = 1$) нужно выбрать h_1 и вычислить

$I_1 = \frac{n_1 \cdot h_1}{s_1}$	(2.11)
-----------------------------------	--------

Величина h_1 может выбираться совершенно произвольно, например $h_1 = 1$ мм, 10 мм, 100 мм. Большое значение h_1 не означает выход за пределы паракиасальной области, но только растягивает траекторию луча в направлении, перпендикулярном к оси!

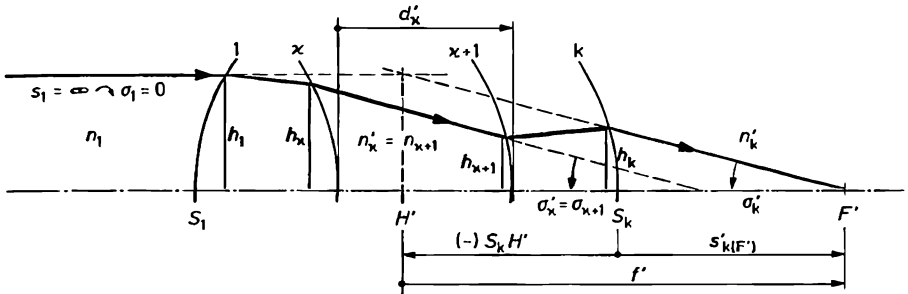


Рис. 2.5. Расчет параксиального луча через последовательность поверхностей.

При переходе к следующей поверхности, т. е. от χ к $\chi + 1$, справедливы равенства $n_{\chi+1} = n'_\chi$ и $\sigma_{\chi+1} = \sigma'_\chi$. Формулы перехода имеют вид

$I_{\chi+1} = I'_\chi;$	(2.12a)
$h_{\chi+1} = h_\chi - \frac{d'_\chi}{n'_\chi} \cdot I'_\chi.$	(2.12б)

Формулы (2.10) последовательно применяют для отдельных поверхностей. В конце расчета получают h_k и I'_k .

По этим величинам определяют фокусное расстояние f' и задний фокальный отрезок s'_k (см. рис. 2.5):

$f' = h_k \cdot \frac{n'_k}{I'_k};$	(2.13)
-------------------------------------	--------

$s'_k = h_k \cdot \frac{n'_k}{I'_k}.$	(2.14)
---------------------------------------	--------

Далее находят положение задней главной плоскости

$S_k H' = s'_k - f'.$	(2.15)
-----------------------	--------

Таким образом, в результате расчета в прямом ходе определены параметры $s'_{k(F')}$, f' , $S_k H'$.

Сопоставление рис. 2.4, а и б показывает, что расчет в обратном ходе ($s'_k = \infty$) может быть проведен по той же схеме, что и расчет в прямом ходе. Для этого следует повернуть оптическую систему на 180° (поверхность k будет поверхностью 1 и т. д.). Следует учесть, что у радиусов поверхностей знак изменится на противоположный ($r_1 = -r_k$ и т. д.). В результате расчета перевернутой системы (при $s_1 = \infty$) получают значения $s'_{k(R)}$, $f'_{(R)}$ и $S_k H'_{(R)}$. Индекс (R) указывает на то, что величина определена для перевернутой системы. Чтобы получить значения для системы в нормальном положении, надо после расчета поменять знаки на противоположные:

$s_{1(\bar{F})} = -s'_{k(R)},$	$\bar{f} = -f'_{(R)},$	$S_1 H = -S_k H'_{(R)},$	(2.16)
--------------------------------	------------------------	--------------------------	--------

Если одна из поверхностей отражающая, то используют развертывание хода луча [см. формулу (2.8)]. Тогда уравнения (2.10) заменяются на

$$I'_\chi = I_\chi + \frac{2n_\chi}{(-r_\chi)} \cdot h_\chi. \tag{2.17}$$

В этом случае $n'_x - n_x$ заменяется на $2n_x$, а радиус развернутой отражающей поверхности меняет знак: $(-r_x) = r_x!$

Часто вместо радиусов поверхностей r используют кривизны $c = 1/r$.

Для расчета оптических характеристик может быть использована представленная на следующей странице⁶ схема вычислений. Прежде всего, в строку 6 заносится начальное значение переднего отрезка s_1 (обычно $s_1 = \infty$) и произвольное значение h_1 (например, $h_1 = 100$ мм). В ячейку [А] - 1 записывается вычисленное по формуле (2.11) начальное значение I_1 (обычно это нуль, так как $s_1 = \infty$). В ходе расчетов по формуле (2.10) заполняются ячейки [А], [В], [С] в столбце 1 (соответствует первой поверхности). В ячейку [С] заносится, согласно выражению (2.12а), $I_{x+1} = I'_x$. В ходе расчетов по формуле (2.12б) заполняются ячейки [D], [E]. Далее значения из ячеек [С] и [E] первого (предыдущего) столбца переносятся в ячейку [А] и ячейку 6 второго (т. е. текущего) столбца соответственно. Аналогичным образом заполняются остальные ячейки таблицы вплоть до ячейки [С] столбца k . На этом расчет в прямом ходе закончен. После этого определяют фокусное расстояние, задний отрезок и положение задней главной плоскости. Далее проводят расчет в обратном ходе. Он требуется только для определения $s_{i(\bar{F})}$ и S_1H , так как \bar{f} вычисляется по формуле

(2.6) при известных f' и показателях преломления $n_k, n'_k: \bar{f} = -f'(n_k/n'_k)$. В наиболее распространенном случае $n_i = n'_k$ (например, оптическая система находится в воздухе) выполняется условие $\bar{f} = -f'$. Определение значения \bar{f} при расчете в обратном ходе дает возможность проконтролировать вычисления.

В качестве примера численного примера рассмотрим расчет характеристик зеркально-линзового объектива J. Flügge [7.1]. Этот объектив содержит склеенные поверхности (2, 4), зеркальную поверхность (3) и плоскую поверхность (9). Радиусы r_x зеркальной и всех последующих поверхностей указаны для развернутого состояния! Развернутые поверхности обозначены пунктиром. Значения n_x указаны здесь для линии d . Для расчета в обратном ходе система была перевернута. На практике необходимо при задании входных значений и при проведении вычислений применять более высокую точность. Если бы это было сделано, то точка F' лежала бы на поверхности 9. Объектив может быть использован только так, как это не показано на рисунке, который находится на схеме расчета слева внизу (но не с параллельным пучком, идущим через поверхность 9, как при расчете в обратном ходе). Рассчитанные положения фокальных и главных точек отмечены на схеме без соблюдения масштаба. В ячейках записаны только округленные величины, а вычисление примера велось с большим числом десятичных знаков.

Очевидно, что вычисления можно также выполнять и в том случае, когда вместо $s_1 = \infty$ задано конечное значение (положение точки O предмета). Тогда в результате расчета находится положение точки O' , т. е. $s'_{i(O')}$. В этом случае линейное увеличение для системы из нескольких поверхностей вычисляется по формуле (1.17)

⁶ Следует напомнить, что первое издание книги «Техническая оптика» вышло в 1974 году, когда большинство инженерных расчетов велось «вручную», т. е. без использования компьютеров. Тем, кто родился после 1980 года, уже трудно представить, каких трудов стоило заполнить (без ошибок!) все ячейки схемы, которая приведена на стр. 55. Сегодня, при широком распространении персональных ЭВМ, расчеты параксиальных величин ведутся с помощью специальных программ. Но можно рекомендовать в учебных целях выполнить несколько расчетов по описанной в этом абзаце схеме. (Прим. пер.)

		Прямой ход									Обратный ход									
1	Форма поверхности и материал	K3 (SSK1) SSK1 K3			K3 H' H			K3 F'			K3			K3 (SSK1) SSK1 K3						
		Зеркало									Зеркало									
2	Номер поверхности →	1	2	3	4	5	6	7	8	9	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
3	d'_x	—	8	26	26	8	41	14	41	55		55	41	14	41	8	26	26	8	
4	n'_x	1 ^{n₁}	1,518	1,617	1,617	1,518	1	1,518	1	1,518	1	1,518	1	1,518	1	1,518	1,617	1,617	1,518	
5	r_x	-168	+1271	+340	-1271	+168	+66	+96	+55	∞	∞	-55	-96	-66	-168	+1271	+340	-1271	+168	
6	Исходные данные $s_1 = ∞$	h_x	100	101,62	106,46	95,005	91,212	73,241	63,897	36,494	-0,1759	100	100,00	61,385	55,754	12,779	7,4625	-8,7671	-23,656	-28,526
7	I_x	$\frac{n_1 h_1}{s_1} = 0$	-0,3083	-0,3004	0,7122	0,7196	0,4383	1,0132	0,6684	1,0121	0	0	0,9418	0,6106	1,0482	1,0088	1,0094	0,9260	0,9241	
8	$\frac{n'_x - n_x}{r_x} \cdot h_x$		-0,3083	0,0079	1,0126	0,0074	-0,2812	0,5748	-0,3448	0,3437	0	0	0,9418	-0,3312	0,4376	-0,0394	0,0006	-0,0834	-0,0018	0,0880
9	$I_{x+1} = A + B$		-0,3083	-0,3004	0,7122	0,7196	0,4383	1,0132	0,6684	1,0121	1,0121	0	0,9418	0,6106	1,0482	1,0088	1,0094	0,9260	0,9241	1,0121
10	$\frac{d'_x}{n'_x} \cdot C$		-1,6249	-4,8305	11,451	3,7922	17,971	9,3440	27,403	36,670		0	38,615	5,6313	42,975	5,3163	16,230	14,889	4,8702	
11	$h_{x+1} = h_x - D$		101,62	106,46	95,005	91,212	73,241	63,897	36,494	-0,1759		100,00	61,385	55,754	12,779	7,4625	-8,7671	-23,656	-28,526	
Для зеркальной поверхности: $2 \cdot n'_x \cdot h_x$, где r_x — радиус развернутой (!) отражающей поверхности		$f' = \frac{h_1 \cdot n'_k}{C_k}$			Результаты расчета (развернутая система) $f' = 98,8064$ мм						$f'_{(R)} = \frac{h_1 \cdot n'_k}{C_k}$			Результаты расчета (развернутая система). С учетом смены знака! $f = -98,8064$ мм						
Сведения о системе:		$s'_k = \frac{h_k \cdot n'_k}{C_k}$			$s'_k = -0,1738$ мм						$s'_{k(R)} = \frac{h_k \cdot n'_k}{C_k}$			$s_1 = 28,1856$ мм						
Схематическое изображение системы		$S_k H' = s'_k - f'$			$S_k H' = -98,9802$ мм						$S_k H'_{(R)} = s'_{k(R)} - f'_{(R)}$			$S_1 H = 126,9920$ мм						
Зеркально-линзовый объектив J. Flügel											Фамилия				Дата					
Схема расчета с примером.											Подпись				Номер листа					

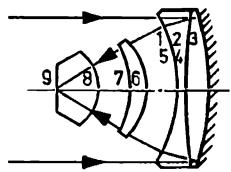


Схема расчета с примером.

при $a = s_x$, $a' = s'_x$ ($\beta'_x = s'_x \cdot n_x / s_x \cdot n'_x$) и по формуле (1.19). В результате линейное увеличение равно:

$$\beta' = \frac{n_1}{n'_k} \cdot \prod_{x=1}^k \frac{s'_x}{s_x}$$

Величину s'_x получают из выражения (2.36); далее выполняется переход $s_{x+1} = s'_x - d'_x$.

Так как линейное увеличение β'_x одной поверхности по определению равно y'_x / y_x , то из уравнения (1.17) следует

$$\frac{y'_x}{y_x} = \frac{s'_x \cdot n_x}{s_x \cdot n'_x}$$

Если подставить в последнее выражение $s = h/\sigma$, $s' = h/\sigma'$ (рис. 2.2), то получим инвариант $y_x \cdot n_x \cdot \sigma_x = y'_x \cdot n'_x \cdot \sigma'_x$. При переходах между поверхностями выполняются равенства $y_{x+1} = y'_x$, $n_{x+1} = n'_x$, $\sigma_{x+1} = \sigma'_x$ (пространство предметов текущей поверхности соответствует пространству изображений предыдущей поверхности). Тогда $y_1 \cdot n_1 \cdot \sigma_1 = y'_k \cdot n'_k \cdot \sigma'_k$. Следовательно, для любой системы выполняется инвариант Лагранжа—Гельмгольца:

$$y n \sigma = y' n' \sigma' \quad (2.18)$$

2.2.3. Линзы

Параксиальные характеристики одиночной линзы можно найти, применяя изложенные в разд. 2.2.2 методы к оптической системе из двух поверхностей. Далее будут рассмотрены аналитические формулы для наиболее важного случая — одиночная линза, которая находится в воздухе. Для линз с незначительным расстоянием между вершинами поверхностей эти уравнения можно быть упрощены.

Конструктивными параметрами линзы являются: d'_1 , r_1 , r_2 , $n_1 = n'_2 = 1$ (воздух), n'_1 . При отказе от излишних индексов остаются следующие величины:

- d — расстояние между вершинами поверхностей линзы ($d = S_1 S_2$);
- r_1, r_2 — радиусы кривизны поверхностей линзы;
- n — показатель преломления материала линзы.

По результатам расчета в прямом ходе задний фокальный отрезок и заднее фокусное расстояние равны:

$$s'_{2(F')} = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{r_2 [n \cdot r_1 - (n-1) \cdot d]}{(n-1) \cdot d + n \cdot (r_2 - r_1)} \quad (2.19)$$

$$f' = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{n \cdot r_1 \cdot r_2}{(n-1) \cdot d + n \cdot (r_2 - r_1)} \quad (2.20)$$

Так как среды по обе стороны линзы одинаковые, то $\bar{f} = -f'$. Расстояние от вершины второй поверхности до задней главной точки H' равно

$$S_2 H' = -\frac{r_2 \cdot d}{(n-1) \cdot d + n \cdot (r_2 - r_1)} \quad (2.21)$$

По результатам расчета в обратном ходе находят расстояние от вершины первой поверхности до передней главной точки

$$S_1H = -\frac{r_1 \cdot d}{(n-1) \cdot d + n \cdot (r_2 - r_1)}. \quad (2.22)$$

Из уравнений (2.31) и (2.32) следует:

$$\frac{S_1H}{S_2H'} = \frac{r_1}{r_2}. \quad (2.23)$$

Расстояние между главными точками линзы равно $HH' = d - S_1H + S_2H'$, т. е.

$$HH' = d \cdot \left(1 - \frac{r_2 - r_1}{(n-1) \cdot d + n \cdot (r_2 - r_1)} \right). \quad (2.24)$$

Выражения (2.20)—(2.22), (2.24) связывают оптические характеристики и конструктивные параметры «толстой» линзы, т. е. когда расстояние между вершинами линзы d не является пренебрежимо малым.

Часто расстояние между вершинами линзы d мало по сравнению с радиусами, т. е. $d \ll |r_2 - r_1|$. Так как для «тонкой» линзы величина $(n-1)d$ пренебрежимо мала, то формулы (2.20)—(2.22), (2.24) можно представить в виде

$$f' = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{(r_2 - r_1)}. \quad (2.25)$$

$$S_1H = -\frac{r_1}{(r_2 - r_1)} \cdot \frac{d}{n}; \quad S_2H' = -\frac{r_2}{(r_2 - r_1)} \cdot \frac{d}{n}; \quad HH' = d \cdot \frac{n-1}{n}. \quad (2.26)$$

Формулы (2.25), (2.26) можно дополнительно упростить, если принять $d = 0$. Изготовить такую линзу нельзя, но данное упрощение является рациональным приемом при анализе оптических характеристик многолинзовых систем, если толщинами одиночных линз можно пренебречь. При $d = 0$ из формул (2.26) следует, что вершины поверхностей и главные точки совпадают. В этом случае линзу можно рассматривать как перпендикулярную оптической оси плоскость («бесконечно тонкая линза»).

Существуют два основных типа линз. После положительной линзы лучи пучков более сильно сходятся или меньше расходятся (рис. 1.5, в, d —ж), т. е. выходящий пучок более сильно сходится или менее сильно расходится, чем падающий пучок. Из-за своей формы такие линзы называют выпуклыми. Отрицательные (рассеивающие, вогнутые) линзы (рис. 1.5, б) обладают противоположными свойствами. На рис. 2.6, а и б показаны призмённые модели положительной и отрицательной линз.

Положительные линзы в середине всегда более толстые, чем на краю. Они имеют действительные фокусы и положительные задние фокусные расстояния f' (рис. 2.6, в) Отрицательные линзы всегда более тонкие в середине, чем на краю. Они имеют мнимые фокусы и отрицательные задние фокусные расстояния f' (рис. 2.6, г).

Есть другая возможность определить тип линзы. Для этого линзу кладут на лист с текстом. Если немного приблизить линзу к глазу, то при положительной линзе изображение текста будет увеличенным, а при отрицательной линзе уменьшенным.

При заданном фокусном расстоянии f' форма линзы может меняться в весьма широких пределах, так как f' зависит от n , d , r_1 , r_2 . Выбором подходящей формы

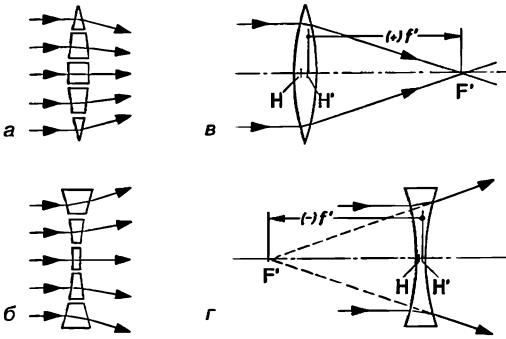


Рис. 2.6. Линзы и их призмные модели. Ход лучей на рисунках *в*, *г* показан в парапаксиальном приближении.

линзы можно обеспечить выполнение дополнительных требований (в том числе получить требуемые значения тех или иных aberrаций). Даже если оставить неизменными n и d , то при одинаковом фокусном расстоянии можно выбирать различные комбинации значений радиусов поверхностей и получить линзы с различной формой (рис. 2.7).

Билинзы		Линзы с плоскими поверхностями	Мениски
Симметричные	Несимметричные		

Рис. 2.7. Линзы различной формы.

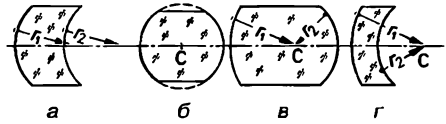
Если при постоянных значениях f' , n , d изменяется форма линзы (начиная от симметричной билинзы), то обе главные точки сдвигаются в сторону поверхности с меньшим по абсолютному значению радиусом кривизны. Для линз в воздухе всегда выполняется условие $\bar{f} = -f'$! При развороте линзы (или при изменении направления распространения света) парапаксиальные оптические свойства остаются неизменными, только меняются местами точки \bar{F} и F' , а также H и H' .

Характеристики линз с различной формой («прогибом») определяются по формулам (2.20)–(2.26). Далее при обзоре свойств линз для упрощения принимается $n = 1,5$ (приближенная величина для стекла типа «крон»). Тогда для тонкой линзы из формулы (2.26) следует: $HN' = d/3$.

В симметричных билинзах главные точки расположены симметрично относительно вершин поверхностей. При $n = 1,5$ для тонкой линзы получается $f' = r_1$.

В линзах, где одна из поверхностей плоская, главная точка всегда лежит в вершине сферической поверхности (т. е. $S_1H = 0$ или $S_2H' = 0$), а фокусное расстояние не зависит от толщины. При $n = 1,5$ и $r_2 = \infty$ получается $f' = 2r_1$.

Рис. 2.8. Линзы с концентрическими поверхностями, радиусы одинаковые (*a*).



Мениск с равными радиусами показан на рис. 2.8, *a*. Так как $r_2 = r_1$, то $r_2 - r_1 = 0$, и такую линзу нельзя считать тонкой. При $n = 1,5$ получается $f' = 6r_1^2/d$, $S_1H = S_2H' = -2r_1$. Всегда выполняется условие $f' > 0$.

Линза с концентрическими поверхностями показана на рис. 2.8, *б–г*. В этом случае центры кривизны обеих поверхностей совпадают, так как $d = r_1 - r_2$ (d всегда положительный!), а передняя и задняя главные точки находятся в центре кривизны C обеих поверхностей: $NN' = 0$. (В этом отношении такие линзы сходны с линзами, у которых толщина равна нулю!) При $n = 1,5$ получается $f' = 3 \cdot r_1 \cdot r_2 / (r_2 - r_1)$.

Линзы с бесконечно большим фокусным расстоянием. Особый случай представляют афокальные (телескопические) линзы. При $f' = \infty$ знаменатель в формуле (2.20) должен быть равен нулю. При $n = 1,5$ линза является афокальной в том случае, когда $d = 3(r_1 - r_2)$.

Примеры расчетов линз:

1. Найти значение фокусного расстояния f' стеклянного шара диаметром 40 мм при $n = 1,5$. Где находится задняя фокальная точка F' ?

(Стеклянный шар представляет собой линзу с концентрическими поверхностями $r_1 = -r_2 = 20$ мм. Следовательно, $f' = 30$ мм. Так как точки H и H' совпадают с центром шара, то точка F' лежит на расстоянии 10 мм от вершины второй поверхности.)

2. Для двояковыпуклой линзы ($f' = 150$ мм, $r_1/r_2 = -1/6$, $d = 10$ мм, $n = 1,519$) определить радиусы r_1 и r_2 . (По формуле (2.20) для «толстой» линзы: $r_1 = 90,33$ мм, $r_2 = -542$ мм.)

3. Четыре линзы имеют одинаковые параметры $f' = 500$ мм, $d = 10$ мм, $n = 1,5$, но различную форму («прогиб»). Радиусы первых поверхностей линз равны

(1)	(2)	(3)	(4)
$r_1 = 498$ мм;	350 мм;	250 мм;	50 мм

Найти значения радиусов r_2 вторых поверхностей линз и определить положения главных плоскостей.

Решение:

	(1)	(2)	(3)	(4)
$r_2 =$	-498,7	-866,7	∞	58,33
$S_1H =$	3,34	1,92	0	-28,58
$S_2H' =$	-3,35	-4,76	-6,67	-33,34

Формы линз и положения главных плоскостей показаны (без соблюдения масштаба) на рис. 2.7 (верхний ряд).

4. Известны следующие данные тонкой линзы: $r_1 = 45,4$ мм, $r_2 = -272,5$ мм, $n_e = 1,519$ (ВК 7). Линза из того же стекла, но с толщиной $d = 10$ мм должна иметь фокусное расстояние, равное фокусному расстоянию тонкой линзы. Какой величины должны быть радиусы?

Решение:

С указанными значениями r_1 и r_2 для тонкой линзы по формуле (2.25) находится $f'_0 = 74,98$ мм, по формуле (2.20) для толстой линзы находится $f'_d = 75,80$ мм. Следовательно, надо изменить радиусы в $f'_0 / f'_d = 0,989$ раза. Тогда для толстой линзы: $r_1 = 44,9$ мм, $r_2 = -269,5$ мм.

5. Для линзы из примера 2 взято стекло с $n_c = 1,520$. Какой толщины нужно сделать линзу, если фокусное расстояние и радиусы не должны измениться?

Решение:

Из формулы (2.20) находится значение $d = 13,61$ мм, которое отличается от $d = 10$ мм при $n_c = 1,519$. Незначительные изменения толщины обеспечивают тонкую коррекцию фокусного расстояния.

6. В результате измерений для линзы определены следующие параметры: $r_1 = r_2 = 19,0$ мм, $d = 6,00$ мм, $f' = 300$ мм. Чему равен показатель преломления стекла линзы? ($n = 1,559$).

2.2.4. Многокомпонентные оптические системы

Оптические характеристики (f' , S_kH , S_kH') системы (например, одиночной линзы или многолинзового объектива) могут быть известны из результатов расчета, из конструкторской документации или по результатам измерений. Если многокомпонентная система состоит из отдельных элементов с известными оптическими характеристиками, то оптические свойства новой системы также можно описать величиной фокусного расстояния и положением главных точек. Расчет луча через последовательность отдельных оптических компонентов аналогичен расчету луча через систему одиночных поверхностей. Вместо вершин поверхностей роль опорных точек здесь выполняют главные точки оптических компонентов. Для особенно важного случая системы из двух компонентов далее будут получены простые аналитические формулы.

В отличие от номеров поверхностей 1, 2, ..., χ , ..., k для нумерации компонентов системы будут использоваться обозначения (1), (2), ..., (χ), ..., (k). На рис. 2.9 показаны две последовательно расположенные системы (в данном случае это линзы). Для указания расстояния между компонентами системы целесообразно выбрать расстояние e' от задней главной точки H' данного компонента до передней главной точки H последующего компонента. Иногда для этой цели используют расстояние t' между соответствующими фокальными точками. По аналогии с формулами (1.12)–(1.18), выражения, которые относятся к фокальным точкам, обведены голубой рамкой, а формулы, которые относятся к главным точкам, обведены красной рамкой. Но в этом разделе дан подробный вывод только для выражений, где используются величины, которые относятся к главным точкам. Расстояние между главными точками (соответственно, между фокальными точками) компонентов равны:

$$e'_{(\chi)} = H'_{(\chi)}H_{(\chi+1)}; \quad t'_{(\chi)} = F'_{(\chi)}F_{(\chi+1)}. \quad (2.27)$$

Возможны отрицательные значения величин e' и t' !

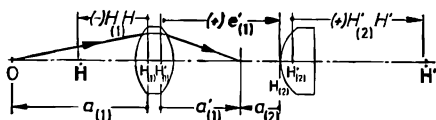


Рис. 2.9. Система из двух линз.

Если при анализе многокомпонентной оптической системы не принимать во внимание внутреннюю структуру входящих в нее компонентов, то для каждого отдельного компонента можно принять $H_{(x)}H'_{(x)} = 0$. При этом компоненты представляют собой перпендикулярные оптической оси плоскости, а e' является расстоянием между двумя такими соседними плоскостями. Если задано положение предмета $a_{(1)}$ относительно первого компонента, то положение промежуточного изображения $a'_{(1)}$ находится из уравнения (1.14). Изображение (чаще всего оно мнимое), которое получено на первом шаге расчета, рассматривается как предмет на втором шаге. Для перехода к последующему компоненту используют формулу $a_{(2)} = a'_{(1)} - e'_{(1)}$ или, в общем виде,

$$a_{(x+1)} = a'_{(x)} - e'_{(x)}; \quad z_{(x+1)} = z'_{(x)} - f'_{(x)}. \quad (2.28)$$

На последнем шаге находят положение изображения $a'_{(k)}$ для всей многокомпонентной системы. Линейное увеличение всей системы β' равно произведению линейных увеличений составляющих ее компонентов.

Если в начале расчета $a_{(1)} = \infty$, то $a'_{(k)} = H'_{(k)}F'$ является расстоянием от задней главной точки последнего компонента до задней фокальной точки всей многокомпонентной системы. Фокусное расстояние можно определить из выражения:

$$\frac{a'}{a} = \frac{a'_{(1)}}{a_{(1)}} \cdot \frac{a'_{(2)}}{a_{(2)}} \cdot \dots \cdot \frac{a'_{(k)}}{a_{(k)}}.$$

Если $a \rightarrow \infty$, то: $a_{(1)} \rightarrow \infty$, $a/a_{(1)} = 1$, $a'_{(1)} = f'_{(1)}$. Тогда

$$f' = f'_{(1)} \frac{a'_{(2)} \cdot \dots \cdot a'_{(x)} \cdot \dots \cdot a'_{(k)}}{a_{(2)} \cdot \dots \cdot a_{(x)} \cdot \dots \cdot a_{(k)}}; \quad f' = f'_{(1)} \frac{f'_{(2)} \cdot \dots \cdot f'_{(x)} \cdot \dots \cdot f'_{(k)}}{z_{(2)} \cdot \dots \cdot z_{(x)} \cdot \dots \cdot z_{(k)}}. \quad (2.29)$$

Одновременно можно найти положения главных точек H и H' всей системы

$$H'_{(k)}H' = a'_{(k)} - f'; \quad H_{(1)}H = a_{(1)} - \bar{f}. \quad (2.30)$$

Для определения положения главных точек всей системы необходимо знать $a'_{(k)}$ и $a_{(1)}$. Значение $a_{(1)}$ вычисляется при расчете в обратном ходе, если в качестве начального значения принять $a'_{(k)} = \infty$!

При описании особенно часто встречающегося случая системы из двух компонентов необходимо указать расстояние $e'_{(1)}$ (коротко e) и фокусные расстояния каждого компонента. Если расчет выполняется при $a_{(1)} = \infty$, как это было показано выше, то положение фокуса всей системы равно

$$a'_{(2)} = \frac{(f'_{(1)} - e) \cdot f'_{(2)}}{f'_{(1)} + f'_{(2)} - e}.$$

Тогда из формулы (2.29) следует

$$f' = \frac{f'_{(1)} \cdot f'_{(2)}}{f'_{(1)} + f'_{(2)} - e}; \quad f' = -\frac{f'_{(1)} \cdot f'_{(2)}}{t}. \quad (2.31)$$

Далее по формуле (2.30) находят положение главных точек. С использованием фокусного расстояния f' всей системы получают

$$\begin{array}{|c|} \hline H_{(1)}H = e \cdot \frac{f'}{f'_{(2)}}; \\ \hline \end{array}
 \qquad
 \begin{array}{|c|} \hline H'_{(2)}H' = -e \cdot \frac{f'}{f'_{(1)}}. \\ \hline \end{array}
 \qquad (2.32)$$

$$\begin{array}{|c|} \hline \bar{F}_{(1)}\bar{F} = -\frac{(f'_{(1)})^2}{t}; \\ \hline \end{array}
 \qquad
 \begin{array}{|c|} \hline F'_{(2)}F' = -\frac{(f'_{(2)})^2}{t}. \\ \hline \end{array}$$

Оптическую силу двухкомпонентной системы находят из выражения (2.31) как обратную величину фокусного расстояния. Тогда при $e = 0$ получается формула, которую легко обобщить на любое число компонентов, если расстояние между их соседними главными плоскостями пренебрежимо мало:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f'_{(1)}} + \frac{1}{f'_{(2)}} + \frac{1}{f'_{(3)}} + \dots \quad (2.33)$$

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

Прежде всего формула (2.33) описывает случай расположенных вплотную друг к другу линз.

Примеры:

1. Две тонкие линзы с фокусными расстояниями 100 и 50 мм последовательно располагаются на расстояниях $e = 200$ мм, 150 мм, 100 мм, 50 мм и 0 мм. Чему равны фокусные расстояние и расстояния между главными плоскостями двухлинзовой системы?

Решение:

$e = 200$	150	100	50	0	мм
$f' = -100$	∞	100	50	33,33	мм
$H_{(1)}H = -400$	∞	200	50	0	мм
$H'_{(2)}H' = 200$	∞	-100	-25	0	мм

2. Камера с объективом (2) может наводиться на резкость в диапазоне расстояний от $a_{(2)} = \infty$ до $a_{(2)} = -1,5$ м. Для съемки близко расположенных предметов перед камерой размещают тонкую линзу (1) с $f' = 1000$ мм. Передняя насадочная линза находится на расстоянии $e = 20$ мм перед передней главной точкой $H_{(2)}$ объектива. В каком диапазоне расстояний можно получать резкое изображение предмета с помощью системы «объектив + насадочная линза»? (Насадочная линза должна создавать мнимое изображение предмета в плоскости наводки объектива (2). Границы соответствующего диапазона равны $a'_{(1)} = \infty$ и $-1,48$ м. Из уравнения (1.12) следует: $a_{(1)} = -1$ м и $-0,597$ м соответственно. Тем самым можно получать резкое изображение в диапазоне дистанций [измеряются от $H_{(2)}$] от $-1,02$ до $-0,617$ м.)

3. Для системы из двух тонких линз заданы значения $f'_{(1)}$, $f'_{(2)}$, e . Определить линейное увеличение β' , если предметная плоскость проходит через фокальную точку $\bar{F}_{(1)}$ ($a_{(1)} = -f'_{(1)}$).

Решение:

Из формул (2.31), (2.32) находится фокусное расстояние и положения главных точек всей системы. Тогда расстояние a от передней главной точки всей системы H до предмета составит: $a = a_{(1)} - H_{(1)}H$. Следовательно:

$$a = \frac{-f_{(2)}^2 - f_{(1)}f_{(2)}}{f_{(1)} + f_{(2)} - e}.$$

С учетом $\bar{f} = -f'$ из формулы (1.15) следует:

$$\frac{1}{\beta'} = \frac{a}{f'} + 1.$$

После подстановки a и f' в формулу (2.31) находится значение $\beta' = -f'_{(2)}/f'_{(1)}$. Так как промежуточное изображение между линзами лежит в бесконечности, то линейное увеличение не зависит от расстояния e между линзами. Плоскость изображения проходит, конечно, через $F'_{(2)}$.

2.3. Плоские поверхности, плоскопараллельные пластинки, призмы и светоделители

При оптических расчетах плоскую преломляющую или отражающую поверхность можно рассматривать как сферическую поверхность с бесконечно большим радиусом кривизны ($r = \infty$). Плоскопараллельной пластиной называют оптическую деталь, которая ограничена двумя параллельными плоскостями. Плоскопараллельной пластине эквивалентны защитные, покровные и выравнивающие стекла, фильтры и т. д. Эти оптические детали могут существенно повлиять на оптические характеристики системы. Оптические системы из плоских зеркал (и эквивалентные им отражающие призмы) используются для изменения направления оптической оси системы и для оборачивания изображения.

2.3.1. Одиночная плоская поверхность

На рис. 2.10, а показан ход лучей, которые исходят из предметной точки O и преломляются на плоской поверхности. Из формулы (2.36) при $r = \infty$ следует

$$s' = s \cdot \frac{n'}{n}. \quad (2.34)$$

Кажущееся смещение предмета соответствует расстоянию $OO' = s' - s$ между предметной точкой и ее изображением:

$$OO' = s \cdot \frac{n' - n}{n}. \quad (2.35)$$

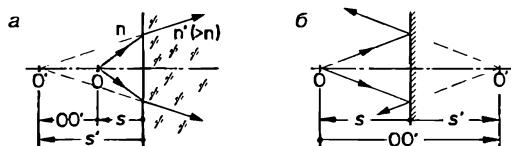


Рис. 2.10. Преломление и отражение на плоской поверхности.

При подстановке $n' = -n$ (см. разд. 2.2.1) в выражения (2.34), (2.35) получаются формулы для плоской зеркальной поверхности: $s' = -s$, $OO' = -2s$ (рис. 2.10, б).

Плоские поверхности дают мнимое изображение действительного предмета с линейным увеличением $\beta' = +1$.

Пример:

С высоты 2 м от спокойной водной поверхности надо сфотографировать предмет, который находится на глубине 4 м. На какое расстояние надо сфокусировать фотокамеру?

Решение:

В данном случае $n = 1,33$; $n' = 1$; $s = -4$ м, следовательно, $s' = -3$ м (мнимое изображение находится на расстоянии 3 м от поверхности воды). Камеру надо сфокусировать на расстояние 5 м.

2.3.2. Плоскопараллельная пластина

На рис. 2.11, а показана плоскопараллельная пластина, которая ограничена двумя параллельными плоскостями 1 и 2. Расстояние между плоскостями — толщина пластины — равно d' . Расчет хода лучей через пластину аналогичен расчету лучей через две сферические поверхности. Если плоскопараллельная пластина находится в воздухе ($n_1 = n_2 = 1$), то

$$s_2' = s_1 - \frac{d}{n}, \tag{2.36}$$

где $n_1' = n$ — показатель преломления материала пластины, $d' = d$.

В соответствии с рис. 2.11, б осевое продольное смещение изображения OO' (кажущееся смещение предмета), обусловленное действием плоскопараллельной пластины, равно $OO' = s_2' - s_1 + d'$ или

$$OO' = d \cdot \frac{n-1}{n}. \tag{2.37}$$

Если $n = 1,5$, то $OO' = d/3$.

Если несколько плоскопараллельных пластин (1), (2), (3), ... расположены по ходу луча, то для вычисления осевого продольного смещение изображения надо сложить значения осевых продольных смещений от всех пластин. Это правило остается верным даже тогда, когда между пластинами нет воздушных промежутков (например, склеенные пластины).

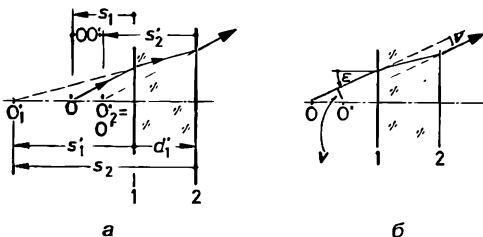


Рис. 2.11. а — осевое продольное смещение изображения; б — поперечное смещение при прохождении луча через плоскопараллельную пластину.

Плоскопараллельные пластины дают мнимое изображение действительного предмета с линейным увеличением $\beta' = +1$.

Если с двух сторон пластины находятся одинаковые среды (чаще всего воздух), то луч после прохождения пластины будет параллелен прямой, по которой он шел до падения на пластину (рис. 2.11, б). Поперечное смещение луча равно $v = OO' \sin \varepsilon$. Для параксиальной области ($\varepsilon \rightarrow 0$) из формулы (2.37) следует

$$v = \varepsilon \cdot d \cdot \frac{n-1}{n}. \quad (2.38)$$

Эта зависимость используется в одной из конструкций оптического микрометра, а также в зрительных трубах для контроля поперечных смещений (см. разд. 6.6.4) и в компенсаторах сдвига изображения киноаппаратов (см. разд. 6.4.3).

Примеры:

1) Пучок параллельных лучей падает на плоскопараллельную пластину ($d = 20$ мм, $n = 1,5$). В начальном положении пластина перпендикулярна пучку, затем ее поворачивают на 5° . Чему равно поперечное смещение лучей пучка v ?

Решение:

$$v = 0,58 \text{ мм.}$$

2) В микроскоп видно резкое изображение предмета (например, шкалы). Если между шкалой и объективом микроскопа ввести плоскопараллельную пластину с $d = 3,00$ мм, то для получения резкого изображения нужно передвинуть предметный столик на $1,16$ мм. Чему равен показатель преломления n плоскопараллельной пластины?

Решение:

Из формулы (2.37) следует $n = 1,63$.

Плоскопараллельная пластина, которая вводится в сходящийся или расходящийся пучок лучей, может сильно повлиять на изображение. Это показывает следующий пример.

Линза с $f' = 35$ мм строит изображение предмета при $a = -70$ мм. Тогда $a' = 70$ мм и $\beta' = -1$. Между предметом и линзой вдвигается толстая плоскопараллельная пластина ($d = 60$ мм, $n = 1,5$). Это вызывает осевое продольное смещение $OO' = 20$ мм. При этом на линзу падают лучи, которые после прохождения пластины создают мнимое изображение (точка O'); тогда $a'_{\text{нсу}} = -50$ мм. Положение изображения после линзы и линейное увеличение равны $a'_{\text{нсу}} = 116,7$ мм и $\beta'_{\text{нсу}} = -2,33$! Следовательно, положение и величина изображения существенно изменились.

Другой результат получается, если плоскопараллельную пластину поставить между линзой и изображением. Теперь она никак не влияет на a . Линейное увеличение при этом равно $\beta' = -1$. Изображение сместится на $OO' = 20$ мм вправо, а величина изображения не изменится, так как плоскопараллельная пластина обладает линейным увеличением $\beta' = +1$.

2.3.3. Системы плоских зеркал и отражательные призмы

Система плоских зеркал состоит из двух или нескольких плоских зеркал, которые неподвижно закреплены друг относительно друга. Система плоских зеркал обеспе-

чивает отклонение пучков лучей в заданном направлении и/или изменение ориентации изображения. Вместо конструкций из плоских зеркал можно использовать отражательные призмы, которые представляют собой оптические детали с плоскими отражающими и преломляющими гранями. Во многих случаях в призмах можно использовать явление полного внутреннего отражения, что дает возможность отказаться от нанесения зеркальных покрытий. Большинство отражательных призм для проходящих через них световых пучков аналогичны толстым плоскопараллельным пластинам, которые получают в результате развертывания призмы. Следовательно, отражательная призма дает то же осевое продольное смещение OO' и обладает теми же aberrациями, что и эквивалентная ей плоскопараллельная пластина. Системы плоских зеркал и отражательные призмы примерно одинаково действуют в отношении изменения ориентации изображения и направления пучков лучей. Поэтому последующие разделы книги относятся как к плоским зеркалам, так и к отражающим призмам. Призмы используют более часто, так как они более компактны и углы между гранями призм неизменны, что делает ненужной юстировку, как у системы из отдельных плоских зеркал. Если это не оговорено особо, то в дальнейшем все зеркала системы являются компланарными, т. е. они имеют общую плоскость падения. Для рисунков это означает, что все зеркала перпендикулярны плоскости чертежа.

На рис. 2.12, а показано отклонение луча одиночным плоским зеркалом. Угол отклонения δ всегда является углом, на который поворачивается луч относительно своего первоначального направления. На рис. 2.12, б показан ход луча через систему двух плоских зеркал («угловое зеркало») при неизменном угле α между зеркалами. Математически угол отклонения луча для этих двух случаев описывается формулами:

$$\delta = 180^\circ - 2\varepsilon \text{ (одиночное плоское зеркало);} \tag{2.39}$$

$$\delta = 2\alpha \text{ («угловое зеркало»).} \tag{2.40}$$

Сравнение двух последних формул указывает на существенные различия. Поворот одиночного зеркала относительно направления падающего луча на угол $\Delta\varepsilon$ отклоняет выходящий луч на удвоенный угол: $\Delta\delta = -2\Delta\varepsilon$. Этот факт используется в гальванометрах и других приборах со световой стрелкой. Напротив, одновременный поворот пары зеркал вокруг оси, которая перпендикулярна плоскости чертежа (такая ось перпендикулярна любой плоскости падения), не изменяет угол отклонения δ !

Например, при $\alpha = 45^\circ$ величина угла отклонения равна 90° независимо от такого поворота.

На рис. 2.12, в показана система, которая получена в результате добавления к системе двух зеркал третьего плоского зеркала. Если совместно повернуть все три зеркала, то луч после второго отражения сохранит направление, которое было до поворота, так как $\delta_{1,2}$ зависит только от $\alpha_{1,2}$. Но относительно этого луча поворотной оказывается поверхность 3. Тогда угол отклонения луча $\delta_{1,2,3}$ зависит от поворота системы! Поэтому можно сделать следующий вывод:

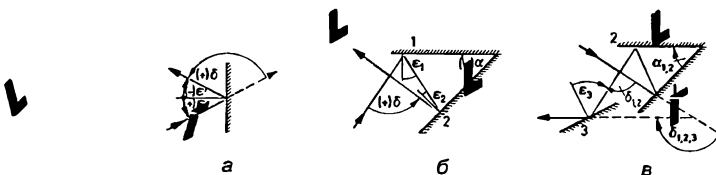


Рис. 2.12. Изменение направление луча системой плоских зеркал.

При четном числе компланарных плоских и неподвижных друг относительно друга зеркал направление пучка после отражения от всех зеркал не зависит от угла поворота всей зеркальной системы относительно оси, которая перпендикулярна плоскости падения лучей. При нечетном числе зеркал это условие не выполняется.

Ориентация изображения по отношению к предмету может быть различной. Для большей наглядности на рис. 2.13, *a* предмет показан в виде *L*-образной пластины с отверстиями. Изображение этого предмета может быть прямым (рис. 2.13, *б*), может быть симметричным предмету относительно одной из осей x' или y' (рис. 2.13, *в*), симметрично относительно двух осей, т. е. полностью перевернутое изображение (рис. 2.13, *г*), повернуто на угол $\pm 90^\circ$ или на другой угол.

На последующих рисунках, где *L*-образный предмет показан в аксонометрии, направление оси x предмета (короткий отрезок *L*) всегда перпендикулярно плоскости аксонометрической проекции (т. е. плоскости рисунка). Направление распространения света совпадает с положительным направлением оси z . Изображение символа «*L*» служит только для указания ориентации предмета и изображения, но это не означает, что предмет или изображение находятся в этих местах!

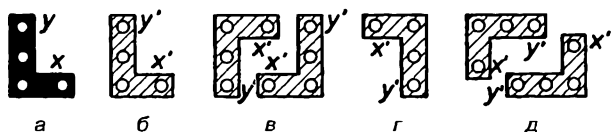


Рис. 2.13. Предмет и варианты ориентации его изображений.

Одиночное зеркало обеспечивает оборот только вокруг одной оси. В результате получается изображение, симметричное предмету относительно одной оси (на рис. 2.14, *a*, это ось y); два зеркала дают прямое изображение (рис. 2.14, *б*) или обеспечивают полное оборачивание изображения (рис. 2.14, *в*).

Для определения ориентации изображения всегда нужно смотреть в направлении противоположном оси z ! Три зеркала снова обеспечивает оборот только вокруг одной оси. Эти факты можно обобщить следующим образом.

При четном числе компланарных зеркал получается прямое или полностью перевернутое изображение. Нечетное число зеркал обеспечивает оборот только вокруг одной оси.

На рис. 2.15, *a–в* показано три примера простых отражательных призм. Уже для стекла с $n = 1,5$ при угле падения 45° имеет место полное внутреннее отражение. Прямоугольная призма (рис. 2.15, *a*) с углом отклонения 90° чувствительна к повороту. Пентапризма (рис. 2.15, *б*) к повороту не чувствительна, но из-за малого угла падения отсутствует эффект полного внутреннего отражения. Прямоугольная

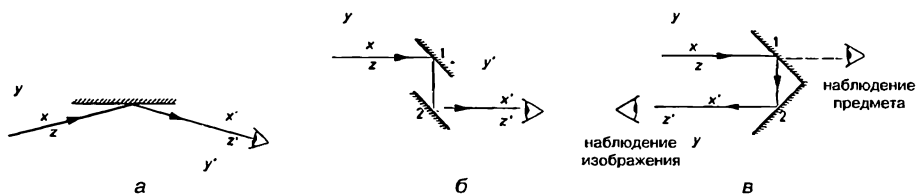


Рис. 2.14. Изменение ориентации изображения различными системами зеркал.

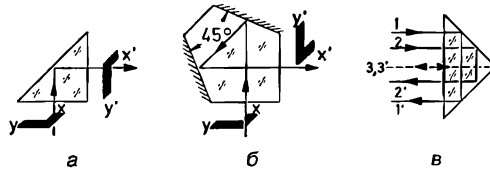


Рис. 2.15. Примеры отражательных призм.

призма с двумя отражающими поверхностями обеспечивает угол отклонения 180° . Величина этого угла не изменяется при разворотах призмы. Ориентация изображения для этой призмы показана на рис. 2.14, в.

На рис. 2.16, а показана система некопланарных зеркал в двух проекциях. Два зеркала отклоняют пучок на 90° каждое, но плоскости падения взаимно перпендикулярны. Вследствие этого поворот изображения равен 90° (рис. 2.13, д).

Из рис. 2.14 и 2.15 можно сделать вывод, что зеркала влияют только на направление оси y , которая лежит в плоскости чертежа (плоскости падения). Перпендикулярная плоскости чертежа ось x сохраняет свое направление. Ее можно обратить, если одну плоскую отражающую поверхность заменить на две отражающие поверхности, образующие прямой двугранный угол. За характерный вид такая пара зеркал называется «крышей». Соответственно, к названию призмы, где используется такая пара зеркал, добавляются слова «с крышей». Грани «крыши» действуют подобно призме на рис. 2.15, в. Ребро «крыши» D (линия пересечения граней «крыши») лежит в плоскости чертежа; обе грани крыши образуют угол $\pm 45^\circ$ с плоскостью чертежа. Тем самым они некопланарны по отношению к остальным поверхностям призмы. Используя рис. 2.15, а, б и 2.16, б, в, можно сравнить направление оси x в призмах с крышей и без нее. Главный луч⁷ пучка (он показан красным) проходит точно через ребро крыши D . Окружающие его лучи отражаются от одной из двух граней крыши (ср. также рис. 2.15, в).

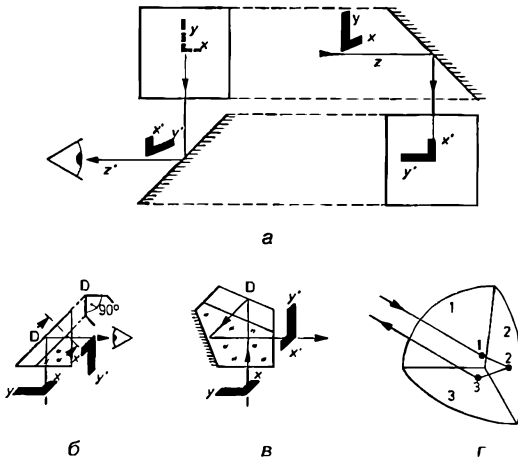


Рис. 2.16. а — поворот изображения в системе некопланарных зеркал; б, в — призмы с «крышей», г — световозвращатель из трех зеркал.

⁷ Здесь — ось симметрии падающего пучка.

Замена одной плоской отражающей поверхности на пару зеркал, образующих между собой прямой угол («крышу»), приводит к дополнительному одностороннему оборачиванию изображения.

Если заменяют поверхность призмы с зеркальным покрытием на «крышу», то вместо зеркального покрытия можно использовать эффект полного внутреннего отражения. Это связано с тем, что первоначальный угол падения $\varepsilon < \varepsilon_g$ на поверхность призмы увеличивается при отражении от граней крыши на ε_d , который удовлетворяет условию: $\cos \varepsilon_d = 0,7071 \cos \varepsilon$, где $\varepsilon_d \geq 45^\circ$. Следовательно, возможно полное внутреннее отражение.

На рис. 2.16, *г* показан световозвращатель из трех зеркал. Три его зеркальные поверхности образуют прямой пространственный угол. После того как луч отразится от каждого зеркала, направление луча изменится на 180° . Этот световозвращатель нечувствителен к поворотам вокруг любых осей (!), в то время как призма на рис. 2.15, *в* инвариантна к повороту только вокруг оси, которая перпендикулярна к плоскости рисунка.

На рис. 2.17, *а, б* показаны два других примера использования прямоугольной призмы (ср. с рис. 2.15, *а*). Прямоугольная призма с двумя отражающими гранями и углом отклонения луча 90° (призма Бауернфайнда) изображена на рис. 2.17, *а*. У этой призмы угол отклонения не чувствителен к углу разворота самой призмы. На рис. 2.17, *б* показана призма Дове, которая не изменяет направления и обеспечивает односторонний оборот изображения. На рис. 2.17, *в—е* показаны системы призм для полного оборачивания изображения. Оборачивающую систему Порро I рода (рис. 2.17, *в*) часто используют в полевых биноклях, так как при действительном промежуточном изображении в телескопической системе имеет место полное оборачивание изображения. Для получения прямого изображения используются системы призм. В оборачивающей системе Порро I рода оборачивание изображение по направлениям вверх—вниз и право—лево происходит поочередно (обдумайте использование здесь «крыши»). В системе Порро II рода (рис. 2.17, *д*) происходят два поворота изображения на 90° , аналогично показанной на рис. 2.16, *а* системе из двух некопланарной зеркал.

В современных полевых биноклях используют более компактные оборачивающие призмные системы Шмидта—Пехана (рис. 2.17, *д*) и Уппендаля (рис. 2.17, *е*). Эти системы, в отличие от систем Порро, являются системами прямого видения, т. е. входящий и выходящий главные лучи идут вдоль одной прямой.

Имеется еще очень большое число специальных призм и призмных систем для изменения направления пучков и решения других задач. Для анализа их воздействия на направления пучка и ориентацию изображения можно использовать уже известные нам правила. Поэтому полезно определить у уже рассмотренных призм (рис. 2.15—2.17) ориентацию изображения и чувствительность к повороту призмы направления выходящего пучка в зависимости от числа зеркальных поверхностей.

При подсчете числа компланарных зеркал две грани «крыши» считаются как одна поверхность!

Пентапризма с «крышей» на рис. 2.16, *в* соответствуют две отражающих поверхности. Ее поворот и смещение по оси y не влияют на направление выходящего пучка. Дополнительно эта призма оборачивает изображение вокруг оси x . Ориентацию изображения можно также определить, если расположить карандаш в направлении оси y со стороны предмета. Далее следует перемещать его параллельно самому себе по главному лучу, а на каждой зеркальной поверхности разворачивать карандаш в соответствии с ходом луча. В конце ориентация карандаша соответствует направлению оси y' . Направление оси x' находят аналогично (пример для тренировки дан на рис. 2.16, *а*).

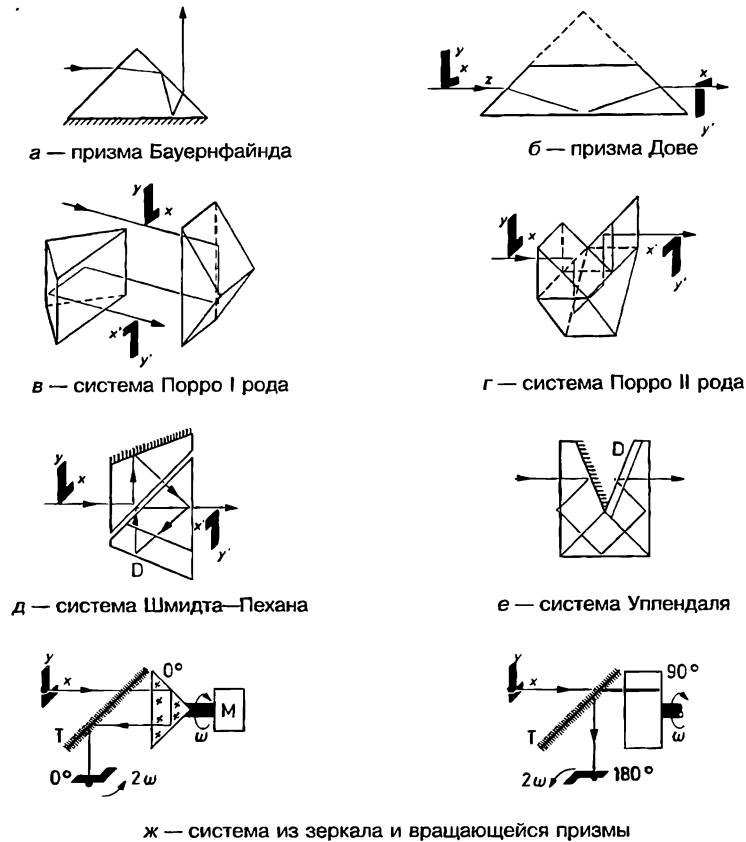


Рис. 2.17. Призмы и системы призм.

На рис. 2.17, а, д, е показано, что одна и та же плоская поверхность может за счет явления полного внутреннего отражения преломлять и отражать пучки, если только обеспечиваются соответствующие углы падения. При повороте призмы Дове (рис. 2.17, б) вокруг оси (предмет неподвижен) с угловой скоростью ω изображение поворачивается с удвоенной угловой скоростью 2ω . Этот же эффект обеспечивает система из зеркала и вращающейся прямоугольной призмы с двумя отражающими поверхностями. На рис. 2.17, ж эта система показана в положениях 0° и 90° . Наоборот, неподвижное изображение при вращающемся предмете обеспечивает призмный компенсатор вращения [9.22]!

При разворачивании призмы в плоскопараллельную пластину находят ее изображение относительно отражающей грани. При нескольких отражающих гранях эти изображения последовательно находят от каждой грани. На рис. 2.18 показаны примеры разворачивания в плоскопараллельную пластину призм, которые ранее были изображены на рис. 2.15, б и 2.17, а. В результате разворачивания получают плоскопараллельные пластины значительной толщины. Входная и выходная грани призм чаще всего перпендикулярны к направлению пучка лучей.

Исключения показаны на рис. 2.17, а, б. Однако в этих случаях отклонения, вызванные преломлением пучка на входной и выходной поверхностях, взаимно

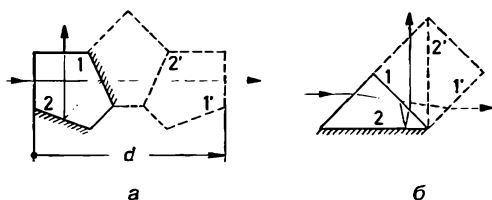


Рис. 2.18. Развертывание призм в плоскопараллельные пластины.

компенсируют друг друга и не влияют на угол отклонения пучка всей призмой. Для расчета осевого продольного смещения OO' [формула (2.37)] необходимо знать толщину эквивалентной плоскопараллельной пластины d . Эту толщину можно также найти как путь в стекле главного луча пучка (оси симметрии падающего пучка). На рис. 2.15—2.17 этот путь складывается из лежащих в пределах стекла отрезков, выделенных красным цветом. Для «крыши» берут длину того луча, который попадает на ребро «крыши» (см. рис. 2.16, б, в).

Если через призму проходит сходящийся или расходящийся пучок лучей, то лучи пучка падают на поверхности, где используется эффект полного внутреннего отражения, под различными углами ε . Для крайних лучей пучка с самыми малыми углами необходимо проверить выполнение условия полного внутреннего отражения. При необходимости следует выбрать стекло с более высоким показателем преломления или нанести на грань отражающее покрытие.

2.3.4. Светоделители

Часто необходимо разделить световой поток на равные или неравные части, которые идут в разных направлениях. Это можно обеспечить при разделении поперечного сечения пучка зеркалом или призмой («геометрическое» разделение, рис. 2.19, а—в). Если при этом поперечное сечение пучка делится отражающими участками в виде пятен или полос (как на рис. 2.19, а и в) слишком малых поперечных размеров, то влияние дифракции может быть существенным. При использовании в качестве светоделителя полупрозрачной зеркальной поверхности с соответствующими коэффициентами отражения и пропускания форма поперечного сечения не меняется («физическое» разделение, рис. 2.19, д); разделение пучка происходит равномерно по всему поперечному сечению. Поглощение на полупрозрачном покрытии должно быть сведено к минимуму. Расположенная наклонно тонкая плоскопараллельная пластина (рис. 2.19, е) представляет собой самый простой светоделитель такого типа. В этом случае на двух поверхностях суммарно отражается примерно 10 % света, в то время как 90 % проходит. Светоделителем называется светоделитель, коэффициенты отражения и пропускания полупрозрачного слоя которого существенно зависят от длины волны. Светоделители рассмотрены в разд. 5.3.3.

Временное разделение пучков обеспечивают вращающиеся (рис. 2.19, е) или колеблющиеся светоделители: зеркальная поверхность попеременно отклоняет и пропускает поток света. Таким светоделителем является зеркальный obtюратор в кинокамерах, который в промежутках между экспозициями направляет световой поток в видоискатель.

На рис. 2.19, ж светоделитель в виде стеклянной пластины установлен перед студийной телекамерой. Диктор, смотря прямо в камеру, видит мнимое изображение телеэкрана с текстом, который снимает вспомогательная камера.

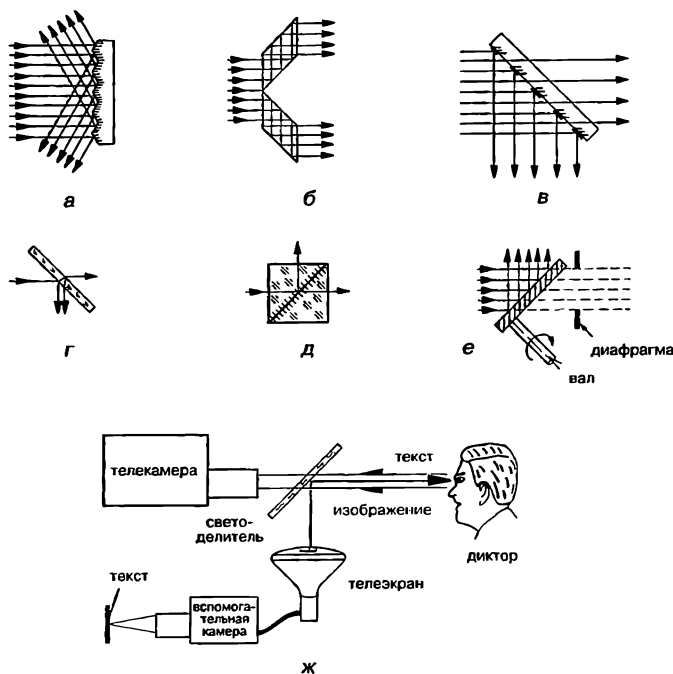


Рис. 2.19. Светоделители: ж — пример использования светоделителя в виде пластины (а).

2.4. Преломляющие призмы и клинья

В этом разделе рассматриваются призмы, которые изменяют направление пучка лучей при его преломлении на двух не параллельных плоскостях. Из-за дисперсии стекла (см. разд. 2.1.1) величина отклонения луча зависит от длины волны α . Преломляющие (диспергирующие) призмы наиболее часто используются для получения спектра некогерентного излучения. В призмах прямого видения направления падающего и преломленного лучей для средней длины волны совпадают. Наоборот, ахроматическая призма отклоняет лучи с различной длины волны практически в одном направлении (т. е. при незначительной хроматической аберрации, см. разд. 2.5.7). Преломляющие клинья представляют собой призмы с малым углом между преломляющими плоскостями, что позволяет упростить расчеты.

2.4.1. Отклонение пучка

Здесь рассматриваются только призмы, которые находятся в воздухе. Линия пересечения преломляющих граней призмы называется «преломляющее ребро»; плоскость, перпендикулярная преломляющему ребру, называется плоскостью главного сечения. Двугранный угол, образованный преломляющими гранями, называется преломляющим углом и обозначается как α . На рис. 2.20 показано главное сечение призмы, преломляющие грани 1 и 2, преломляющее ребро и преломляющий угол. В результате преломления на грани 1 отклонение луча составит $\delta_1 = \epsilon_1' - \epsilon_1$, а преломление на грани 2 отклоняет луч на $\delta_2 = \epsilon_2' - \epsilon_2$. Тогда отклонение луча призмой равно

$$\delta = \alpha + \varepsilon_2' - \varepsilon_1, \quad (2.41)$$

где $\alpha = \varepsilon_1' - \varepsilon_2$.

Значение угла ε_2' определяется по известным значениям α и ε_1'

$$\varepsilon_2' = \arcsin \left[\cos \alpha \cdot \sin \varepsilon_1 - \sin \alpha \sqrt{n'^2 - \sin^2 \varepsilon_1} \right]. \quad (2.42)$$

Если для призмы исследовать изменение угла отклонения как функцию угла падения, то минимальное отклонение δ_{\min} получается при симметричном ходе луча через призму (рис. 2.21, а), т. е. при $\varepsilon_2' = -\varepsilon_1$ и $\varepsilon_1' = -\varepsilon_2 = \alpha / 2$ выполняется условие $d\delta/d\varepsilon_1 = 0$.

Для получения симметричного хода луча угол падения должен быть равен $\varepsilon_1 = \varepsilon_{1 \text{ sym}}$, где

$$\sin \varepsilon_{1 \text{ sym}} = n' \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (2.43)$$

Тогда по формуле (2.41) минимальное отклонение составит

$$\delta_{\min} = \alpha - 2\varepsilon_{1 \text{ sym}}. \quad (2.44)$$

Из формул (2.43) и (2.44) следует

$$\sin \frac{\alpha - \delta_{\min}}{2} = n' \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (2.45)$$

Так как α и δ_{\min} можно измерить с высокой точностью, то последнее выражение позволяет определить показатель преломления n' .

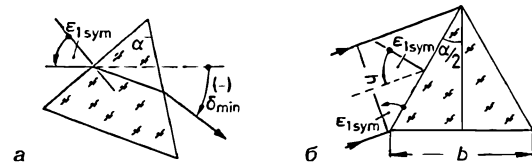


Рис. 2.21. а — минимальное отклонение луча призмой; б — к определению угловой дисперсии.

2.4.2. Угловая дисперсия

Угловая дисперсия призмы характеризует зависимость угла отклонения луча от длины световой волны. Угловая дисперсия призмы равна производной угла отклонения по длине волны, т. е. $d\delta/d\lambda$. С учетом равенства

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{d\delta}{dn'} \cdot \frac{dn'}{d\lambda}$$

и формул (2.43), (2.44) угловая дисперсия при минимальном угле отклонения равна

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n'^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \cdot \frac{dn'}{d\lambda} \quad (2.46)$$

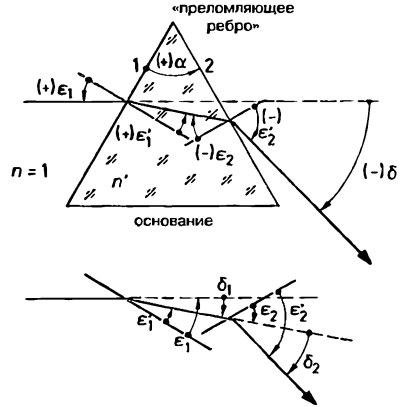


Рис. 2.20. Ход луча через призму.

или более коротко $d\delta/d\lambda = -(b/h) \cdot dn'/d\lambda$, где h — ширина пучка (при минимальном отклонении!) и b ширина основания (см. рис. 2.21, б).

Значение $dn'/d\lambda$ определяется видом дисперсионной кривой $n'(\lambda)$ используемого сорта стекла. В качестве приближенного значения можно взять из каталога стекла величину $\Delta n'/\Delta\lambda$, т. е. отношение разности показателей преломления для смежных линий Фраунгофера к соответствующему интервалу $\Delta\lambda$.

Пример:

Чему равны угол падения и угол отклонения (для линии e при минимальном угле отклонения) у равносторонней призмы из стекла SF 6 (см. табл. 2.1)? Чему равна средняя угловая дисперсия для области длин волн от F' до C' ?

Решение:

$\epsilon_{i, \text{сум}} = 65,002^\circ$, $\delta_{\text{мин}} = -70,005^\circ$. При дисперсии стекла $\Delta n'/\Delta\lambda = -1,965810^{-4} \text{ нм}^{-1}$ средняя угловая дисперсия будет равна $\Delta\delta/\Delta\lambda = 4,6519 \cdot 10^{-4} \text{ нм}^{-1}$. При этом для линий F' и C' ($\Delta\lambda = 163,8 \text{ нм}$) $\Delta\delta$ составляет примерно $4,4^\circ$.

2.4.3. Клинья

При малом преломляющем угле α и малом угле падения ϵ_1 можно воспользоваться указанной ниже аппроксимацией формулы (2.42). При $\cos \alpha \approx 1$, $\sin(\alpha, \epsilon_1, \epsilon_2) \approx \alpha, \epsilon_1, \epsilon_2$, $\sin^2 \epsilon_1 \approx 0$ получается $\epsilon_2' = \epsilon_1 - n' \cdot \alpha$. Тогда из формулы (2.41) следует

$$\delta = -\alpha(n' - 1). \tag{2.47}$$

Клинья отклоняют пучки лучей на малые углы. Клин с переменным преломляющим углом обеспечивает непрерывное изменение угла отклонения δ . На рис. 2.22 показан клин с переменным преломляющим углом α , который выполнен из двух подвижно соединенных линз: плосковыпуклой и вогнуто-плоской (также можно использовать линзы с цилиндрическими преломляющими поверхностями). На рис. 2.22, б изображена в трех положениях пара вращающихся клиньев. Чтобы пучок отклонялся только в одной плоскости (здесь плоскости рисунка), клинья должны поворачиваться во взаимно противоположных направлениях на угол ϑ . Тогда отклонение луча (начиная от $\vartheta = 0$ в положении 1) равно

$$\delta = -2|\alpha|(n' - 1) \cos \vartheta. \tag{2.48}$$

Например, для положения 2: $\vartheta = 90^\circ$ и $\delta = 0$, для положения 3: $\vartheta = 180^\circ$ и $\delta = +2|\alpha|(n' - 1)$, т. е. луч отклоняется в противоположном направлении относительно положения 1.

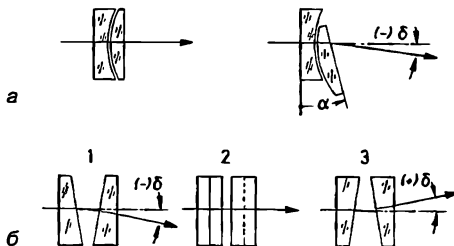


Рис. 2.22. Изменение отклонения луча:

а — клин с переменным преломляющим углом; б — вращающиеся клинья.

2.5. Аберрации

До этого места предполагалось, что оптическая система обладает следующими важными для практических приложений свойствами:

- падающий на оптическую систему гомоцентрический пучок лучей преобразуется на выходе из оптической системы также в гомоцентрический пучок. Таким образом, каждой точке пространства предметов соответствует своя точка в пространстве изображений;
- изображение всякой плоской фигуры, распложенной в плоскости, перпендикулярной оптической оси, находится в плоскости, перпендикулярной оптической оси, и геометрически подобно этой фигуре.

Для большинства оптических систем эти свойства строго выполняются только в параксиальной области. Отступления от этих свойств при выходе за пределы параксиальной области описываются геометрическими аберрациями. Дальнейшее изложение основ учения об аберрациях будет основано на теории аберраций третьего порядка Зейделя⁸. Если при выводе формул для параксиальной области (см. разд. 1.4.3) принимался во внимание только первый член степенного ряда

$$\sin \sigma = \sigma - \frac{1}{3!} \cdot \sigma^3 + \frac{1}{5!} \cdot \sigma^5 - \dots,$$

то для представления тригонометрических функций в рамках теории аберраций третьего порядка учитываются два члена соответствующих степенных рядов, т. е. до σ^3 включительно (на что и указывают слова «третьего порядка» в названии). Вывод формул аберраций третьего порядка в данной книге не приводится, а рассматриваются только наиболее важные с точки зрения технической оптики следствия из теории аберраций третьего порядка.

Условно все виды аберраций третьего порядка можно разделить на две группы⁹. Если в оптической системе присутствуют аберрации первой группы, то лучи, исходящие из точки предметной плоскости и прошедшие через оптическую систему, не собираются в одну точку в плоскости изображения (рис. 2.23). В случае аберраций второй группы эти лучи собираются в одну точку, но нарушается условие геометрического подобия предмета и изображения: линейное увеличение меняется в пределах плоскости изображения.

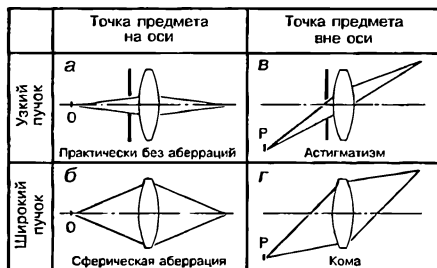


Рис. 2.23. Виды аберраций третьего порядка, при которых лучи, исходящие из единой точки предметной плоскости и прошедшие через оптическую систему, не собираются в одну точку в плоскости изображения

⁸ Филипп Людвиг фон Зейдель (1821—1896) — немецкий математик и астроном. (Прим. пер.)

⁹ Обычно изображение точки искажено всеми видами монохроматических аберраций одновременно. Исключение составляют точки на оси оптической системы, для которых имеет место только сферическая аберрация (см. ниже). (Прим. пер.)

Все хроматические aberrации обусловлены дисперсией, т. е. зависимостью показателя преломления от длины волны. Поэтому эти aberrации не играют роли для систем, которые работают в монохроматическом свете. Полностью свободны от хроматических aberrаций чисто зеркальные системы, где луч не проходит через среды из оптического стекла и подобных ему материалов. Однако большинство оптических систем, работающих в широком спектральном диапазоне, содержат линзы, призмы, пластины и т. д. Из-за дисперсии результаты расчета хода луча через такие оптические системы зависят не только от начального положения луча в пространстве предметов, но и от длины волны излучения. Это приводит к возникновению хроматических aberrаций. Хроматические aberrации присутствуют в оптической системе одновременно со всеми другими видами aberrаций, но специфической особенностью хроматических aberrаций и отличием их от монохроматических является то, что они присутствуют уже в параксиальной области. Например, решение уравнения (2.3) зависит от значения показателя преломления, следовательно, и от длины волны.

Полное исправление всех aberrаций в оптической системе невозможно, так как условия исправления одних видов aberrаций противоречат условиям исправления aberrаций других видов. Поэтому при коррекции aberrаций в оптической системе ищется некоторое компромиссное решение, которое определяется областью применения оптической системы. Одновременное исправление многих видов aberrаций в оптической системе возможно при наличии в конструкции оптической системы большого числа преломляющих и отражающих поверхностей и/или при использовании таких дополнительных возможностей, как асферические поверхности и материалы с экстремальными значениями показателя преломления и числа Аббе.

В дальнейшем геометрические aberrации рассматриваются без учета влияния дифракции. Не принимаются во внимание ошибки изготовления (т. е. отклонения от расчетных значений форм поверхностей, углов и т. д.). На рисунках величины aberrаций специально показаны преувеличенными.

2.5.1. Сферическая aberrация

Если на линзу направить широкий гомоцентрический пучок лучей от точки на оптической оси (рис. 2.24, а), то после прохождения через линзу лучи от внешней кольцевой зоны линзы пересекут оптическую ось в точке \bar{O}' , которая не совпадает с точкой O' параксиального изображения. Каждая кольцевая зона линзы с радиусом h (высота падения луча) построит изображение точки \bar{O}' на ином расстоянии от линзы. Сферическую aberrацию можно представить как зависимость разности продольных отрезков $\bar{s}' - s'$ от высоты h (см. рис. 2.28, а). Если $\bar{s}' - s' > 0$, то сферическая aberrация переисправлена (это бывает у рассеивающих линз и плоскопараллельных пластинок). При $\bar{s}' - s' < 0$ сферическая aberrация недоисправлена (типично для собирающих линз). В последнем случае точки изображений \bar{O}' лежат (по направлению света) перед точкой параксиального изображения O . На перпендикулярной оптической оси плоскости анализа изображения (например, на фотопленке) в том месте, где в параксиальном приближении должно было быть изображение точки, получается кружок рассеяния. Наилучшее положение плоскости анализа изображения совпадает с местом наибольшего сужения всего пучка лучей. Это положение не совпадает с плоскостью параксиального изображения, но находится ближе к точке пересечения оптической оси лучами от краевой зоны линзы¹⁰.

¹⁰ В случае сферической aberrации наилучшее положение плоскости изображения зависит от структуры наблюдаемого предмета. Для протяженного предмета это положение может быть одним, а для предмета малых размеров — немного другим. (Прим. пер.)

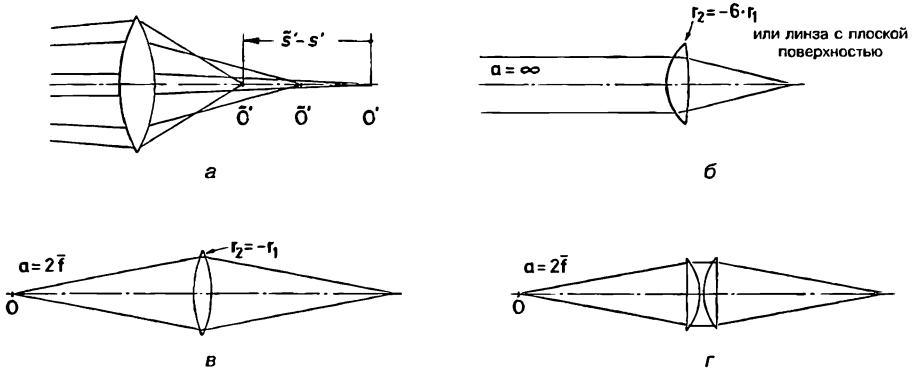


Рис. 2.24. Сферическая аберрация и выбор наилучшей формы линзы.

Для одной и той же оптической системы сферическая аберрация существенно зависит от расстояния a между оптической системой и плоскостью предмета. Расчеты лучей показывают, что для уменьшения сферической аберрации углы падения луча на поверхности оптической системы должны быть минимальными, величина отклонения луча при преломлении должна быть примерно одинаковой для всех поверхностей.

Сферическая аберрация одиночной линзы может быть равна нулю только при совершенно определенных условиях (см. ниже). В общем случае для одиночной линзы возможно достигнуть только ее минимального значения.

Продольная сферическая аберрация $\bar{s}' - s'$ возрастает пропорционально h^2 . Радиус кружка рассеяния ρ возрастает пропорционально h^3 . Поэтому сокращение диаметра падающего на оптическую систему пучка очень значительно уменьшает сферическую аберрацию. При заданных значениях заднего фокусного расстояния f' , показателя преломления n и высоте падения луча h можно найти наиболее благоприятную форму линзы. На рис. 2.24, б–г показано три примера. Для случая $a = \infty$ в результате расчетов получены следующие соотношения: $r_2 = -6r_1$ (при $n = 1,5$), $r_2 = \infty$ (при $n = 1,686$), которые определяют наиболее благоприятную форму тонкой линзы. Приблизительно условие минимума сферической аберрации выполняется для сильно несимметричных двояковыпуклых линз и выпукло-плоских линз. Если $a = \bar{f}$ и одновременно $a' = \infty$, то минимальной сферической аберрацией обладает линза противоположной формы.

Если расстояние от предмета до линзы больше, чем расстояние от линзы до изображения, то для минимизации сферической аберрации следует расположить одиночную линзу так, чтобы поверхность с малым радиусом кривизны была обращена в сторону предмета. Если расстояние от предмета до линзы меньше, чем расстояние от линзы до изображения, то поверхность линзы с малым радиусом кривизны должна быть обращена в сторону изображения.

Если $a = 2\bar{f}$ и $\beta' = -1$ (рис. 2.24, в), то для получения минимальной сферической аберрации следует использовать симметричную двояковыпуклую линзу ($r_2 = -r_1$). Значительного уменьшения сферической аберрации можно достигнуть, если разделить симметричную двояковыпуклую линзу на две плосковыпуклые линзы (см. рис. 2.24, г). Это связано с тем, что использование четырех поверхностей вместо двух уменьшает углы падения луча на каждую поверхность. Такая двухлинзовая система часто используется в конденсорах для получения изображения спирали лампы накаливания (например, в диапроекторах).

Плоскопараллельные пластины также обладают сферической aberrацией. Исходящие из точки O под разными углами $\bar{\sigma}$ лучи не соберутся снова в одной точке. Продольная сферическая aberrация плоскопараллельной пластины с хорошей точностью описывается выражением

$$\bar{s}' - s' = d \cdot \frac{n^2 - 1}{2n^3} \sin^2 \bar{\sigma}. \quad (2.49)$$

Для коррекции сферической aberrации используют комбинацию собирающей и рассеивающей линз с различными фокусными расстояниями, имеющих равные по абсолютному значению и противоположные по знаку продольные сферические aberrации (оптическая сила всей системы остается положительной). Этим приемом удастся исправить сферическую aberrацию только при одном значении высоты падения луча на линзу. Для остальных зон линзы имеет место остаточная сферическая aberrация. На рис. 2.28, *a* сферическая aberrация не исправлена. На рис. 2.28, *б* в оптической системе с положительным фокусным расстоянием сферическая aberrация исправлена. Сферическая aberrация от плоскопараллельных пластин (например, призм полевого бинокля) должна учитываться при коррекции aberrаций всей системы.

Сферическая aberrация исправлена для всех высот падения луча при выполнении следующих условий:

- плоское зеркало при любых положениях предмета;
- плоскопараллельная пластина, если предмет находится в бесконечности;
- сферическое зеркало, а также преломляющая поверхность и линза с концентрическими поверхностями, если осевая точка предмета совпадает с центром кривизны поверхности;
- осевая точка предмета совпадает с апланатической точкой преломляющей поверхности (см. ниже);
- асферические поверхности при выполнении определенных условий (см. разд. 2.6).

Пусть преломляющая поверхность задана n, n', r . Апланатической парой точек называются точки O и O' , которые лежат на оптической оси на расстояниях

$s = r \cdot \frac{n + n'}{n};$	$s' = r \cdot \frac{n + n'}{n'} \quad (2.50)$
---------------------------------	---

от вершины сферической поверхности. Гомоцентрический пучок лучей с вершиной в точке O после преломления на сферической поверхности переходит в гомоцентрический пучок лучей с вершиной в точке O' . Таким образом, сферическая aberrация для апланатических точек равна нулю. Из формул (2.50) следует: $s \cdot n = s' \cdot n'$, поэтому отрезки s и s' будут иметь один знак; а это означает, что если предметная точка действительная, то ее изображение мнимое, и наоборот, если предметная точка мнимая, то ее изображение действительное.

Используя свойство апланатических точек можно получить положительный и отрицательный апланатические мениски, в которых изображение апланатической точки, созданное первой поверхностью, является апланатической точкой предмета для второй поверхности. В другом варианте линзы первая поверхность концентрична предметной точке, а вторая поверхность является апланатической для этой же предметной точки. Положительный апланатический мениск используется в многокомпонентных системах для увеличения апертуры системы¹¹. Поэтому если поставить перед первой линзой апланатический мениск, то угол расходимости падающего на конденсор пучка (рис. 2.24, *з*) можно увеличить. Иногда для аналогичных целей используют мениски с малым прогибом.

¹¹ Обычно апланатическими системами являются фронтальные компоненты конденсоров, входящих в состав осветительной системы микроскопа. (Прим. редакции)

2.5.2. Условие синусов

Если сферическая аберрация исправлена, то широкий гомоцентрический пучок лучей с вершиной в точке O на оптической оси преобразуется в гомоцентрический пучок с вершиной в точке O' также на оптической оси. Кроме точки на оптической оси желательно обеспечить безаберрационное изображение точек предметной плоскости, которые находятся вблизи точки O , например, точки P . Для этого необходимо, чтобы линза создавала изображение малого перпендикулярного оптической оси отрезка $OP = y$ при одновременном выполнении следующих условий:

- исправлена сферическая аберрация;
- все отрезки $\bar{O}'\bar{P}' = \bar{y}'$, которые формируют отдельные зоны линзы, имеют одинаковую длину.

Последнее условие эквивалентно равенству линейных увеличений $\bar{\beta}' = \beta' = \text{const}$, где линейное увеличение для одиночной зоны линзы по аналогии с выражением (1.17) равно $\bar{\beta}' = (\bar{a}' \cdot n_1) / (\bar{a} \cdot n'_k)$. Тогда условие равенства линейных увеличений примет вид $(\bar{a}' \cdot n_1) / (\bar{a} \cdot n'_k) = \beta'$. Из рис. 2.25 следует: $\sin \bar{\sigma}_1 = h/\bar{a}$, $\sin \bar{\sigma}_k = h/\bar{a}'$. Окончательно условие синусов Аббе примет вид:

$$\frac{n_1 \cdot \sin \bar{\sigma}_1}{n'_k \cdot \sin \bar{\sigma}_k} = \beta'. \quad (2.51)$$

Так как $\beta' = y'/y$, то условие синусов можно также записать в виде инварианта Лагранжа—Гельмгольца для непараксиальных пучков [ср. с формулой (2.18)]:

$$y \cdot n \cdot \sin \bar{\sigma} = y' \cdot n' \cdot \sin \bar{\sigma}'. \quad (2.52)$$

При выполнении условия синусов можно ввести понятия передней и задней главных сфер. Центры этих сфер находятся в точках O и O' , а радиусы равны OH и $O'H'$ соответственно. Основным свойством главных сфер является то, что расстояние от оси до точки пересечения любого луча, который исходит из точки O , с передней главной сферой равно расстоянию от оси до точки пересечения этого же луча с задней главной сферой. Это свойство главных сфер напоминает свойства главных плоскостей в параксиальной области. Если $a = \infty$, то передняя главная сфера превращается в плоскость, при этом радиус задней главной сферы равен f' . В этом случае условие синусов преобразуется в условие равенства задних фокусных расстояний для любой зоны линзы: $f' = \bar{f}' = \text{const}$. Фокусное расстояние для широкого пучка лучей ($n'_k = 1$) определяется по формуле

$$\bar{f}' = \frac{\bar{h}_1}{\sin \bar{\sigma}'_k}. \quad (2.53)$$

В параксиальной области формула (2.53) эквивалентна формуле (1.7).

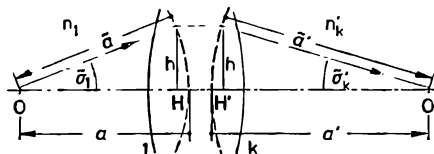


Рис. 2.25. К выводу условия синусов.

В апланатических менисках кроме полного исправления сферической aberrации строго выполняется условие синусов (только для апланатических точек!). Апланатами называют оптические системы, в которых исправлена сферическая aberrация и выполнено условие синусов. Это важно для систем, которые обладают малым полем и значительной апертурой¹². Примером таких систем являются объективы микроскопов (см. разд. 6.8.2).

2.5.3. Астигматизм и кривизна поля

На рис. 2.23, в показан еще один вариант отступления от законов параксиальной области. В этом случае узкий пучок лучей исходит из точки P , которая находится на значительном расстоянии от оптической оси. Очевидно, что такой пучок будет несимметричен относительно оптической оси. Рассмотрим лучи, которые идут в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Меридиональная плоскость (на рис. 2.23, в и 2.26, а она совпадает с плоскостью чертежа) содержит оптическую ось и главный луч пучка. Сагиттальная плоскость содержит главный луч пучка и перпендикулярна меридиональной плоскости. Из-за отсутствия симметрии лучи, которые идут в меридиональной плоскости, соберутся в точку P'_{mer} (рис. 2.23, а), а лучи, которые идут в сагиттальной плоскости, соберутся в точку P'_{sag} (рис. 2.23, б). Соответственно, все лучи пучка после прохождения через линзу не соберутся в одной точке. Пусть плоскость анализа изображения перпендикулярна оптической оси и проходит через точку P'_{mer} . В этом случае точки пересечения лучей пучка с плоскостью находятся на прямой линии. Передвинем плоскость анализа изображения вдоль оптической оси до точки P'_{sag} . При этом точки пересечения лучей пучка с плоскостью также находятся на прямой линии. Подобное нарушение гомоцентричности пучка лучей носит название астигматизма. Количественно астигматизм характеризуется величиной $s'_{sag} - s'_{mer}$, где s'_{mer} — расстояние вдоль оптической оси от линзы до точки P'_{mer} , s'_{sag} — расстояние вдоль оптической оси от линзы до точки P'_{sag} . Чем дальше находится

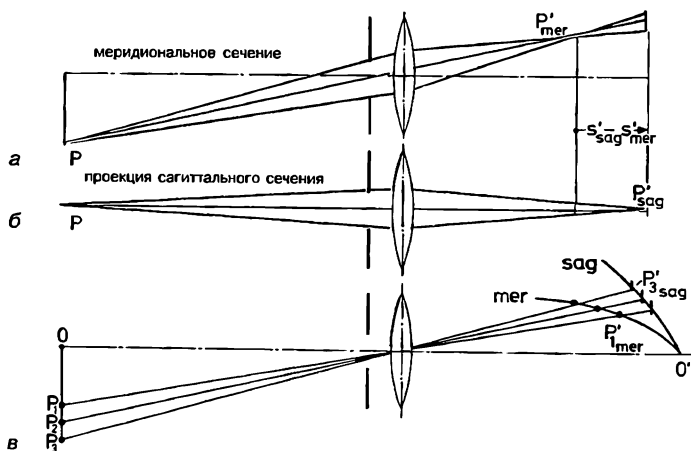


Рис. 2.26. Астигматизм.

¹² Выполнение условия синусов эквивалентно исправлению комы (см. ниже) для точек вблизи оптической оси. (Прим. пер.)

точка P от оптической оси, тем больше астигматизм. Если для нескольких точек P_1, P_2, P_3, \dots найти положения точек $P'_{1mer}, P'_{2mer}, P'_{3mer}, \dots, P'_{1sag}, P'_{2sag}, P'_{3sag}, \dots$, то получим две кривые, которые показаны на рис. 2.23, в. Обе кривые исходят из точки O' , для которой астигматизм отсутствует. При вращении этих кривых вокруг оптической оси образуются две поверхности.

Астигматизм зависит не только от величины удаления точки P от оптической оси, но и от положения апертурной диафрагмы (см. гл. 3). Это связано с тем, что точка пересечения главного луча пучка с линзой зависит от положения апертурной диафрагмы. Варьированием формы линзы, изменением положения апертурной диафрагмы, введением в оптическую систему новых линз можно менять форму кривых $O'P'_{1mer}, P'_{2mer}, P'_{3mer}, \dots$ и $O'P'_{1sag}, P'_{2sag}, P'_{3sag}, \dots$. Можно найти параметры, при которых эти кривые совпадут, т. е. астигматизм будет устранен. В результате вращения данной единой кривой вокруг оптической оси получим поверхность Петцваля¹³. В самом общем случае поверхность Петцваля не является плоскостью. Поэтому говорят о кривизне поля изображения. Ее радиус r_p для системы из k тонких линз определяется по формуле

$$\frac{1}{r_p} = \sum_{\chi=1}^{(k)} \frac{1}{n_{(\chi)} \cdot f'_{(\chi)}}, \quad (2.54)$$

где $n_{(\chi)}$ и $f'_{(\chi)}$ — показатель преломления и заднее фокусное расстояние тонкой линзы. Плоское поле изображения обеспечивается при выполнении условия $r_p \rightarrow \infty$.

Анастигматом называют объектив, у которого для широкого поля устранены астигматизм и кривизна поля изображения. Для одиночной линзы достичь исправления кривизны поля изображения невозможно. Рисунки 2.28, в—д показывают различные состояния коррекции астигматизма и кривизны поля.

Преломляющая призма (см. разд. 2.4) обладает астигматизмом в том случае, когда она стоит в сходящемся или расходящемся пучке лучей.

2.5.4. Кома

Неблагоприятные условия для изображения точки возникают, если широкий пучок лучей исходит из внеосевой точки предмета (рис. 2.23, ж). В этом случае появляется несимметричная аберрация — кома. При наличии комы вместо круглого пятна рассеяния появляются фигуры, которые симметричны только относительно меридиональной плоскости. В самом простом случае при меридиональной коме (кома в узком смысле) фигура рассеяния имеет каплевидную или кометообразную форму с неравномерным распределением света. Эта форма обусловлена одновременным наложением большого числа неконцентрических кругов.

Положение апертурной диафрагмы очень сильно влияет на кому. При определенном положении апертурной диафрагмы кома исчезает. Благоприятными условиями для исправления комы обладают системы, которые симметричны относительно апертурной диафрагмы. Для малых полевых углов кома устраняется одновременно с выполнением условия синусов.

2.5.5. Дисторсия

Если линейное увеличение в плоскости изображения изменяется по мере удаления от оптической оси (система обладает вращательной симметрией), то это является проявлением аберрации, которая носит название «дисторсия». Если в оптической

¹³ Й. Петцваль (1807—1891) — венгерский математик и физик (*Прим. пер.*)

системе присутствует дисторсия, то наклонные пучки не пересекают плоскость изображения в соответствующей точке параксиального изображения. Дисторсия обусловлена сферической aberrацией для изображений апертурной диафрагмы¹⁴. Исправление сферической aberrации для предмета, который находится на значительном расстоянии от оптической системы, не гарантирует отсутствия сферической aberrации для апертурной диафрагмы. Если в параксиальном приближении точка изображения находится на расстоянии y' от оптической оси, а фактически это расстояние равно \bar{y}' , то величина относительной дисторсии определяется по формуле (2.55)

$$V = \frac{\bar{y}' - y'}{y'} \cdot 100\%.$$

Бочкообразной называют дисторсию в том случае, когда $V < 0$ и линейное увеличение уменьшается при удалении от оптической оси (рис. 2.27, а). Этот случай может наблюдаться, если апертурная диафрагма стоит перед оптической системой¹⁵. При $V > 0$ говорят о подушкообразной дисторсии (рис. 2.27, б). Подушкообразную дисторсию можно получить, если расположить апертурную диафрагму за оптической системой¹⁶. Объектив из двух симметричных (относительно диафрагмы) частей при $\beta' = -1$ свободен от дисторсии, а при других значениях линейного увеличения дисторсия незначительна. Объективы, предназначенные для измерения линейных величин (в том числе аэрофотосъемочные объективы), должны иметь незначительную дисторсию ($V < 1\%$), так как в противном случае изменение масштаба изображения по полю кадра сильно осложняет проведение измерений.

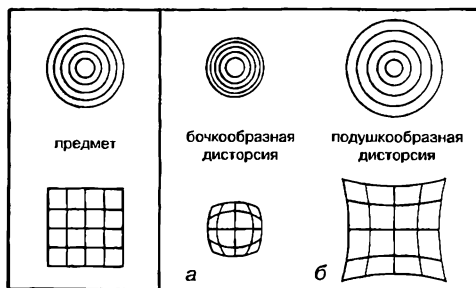


Рис. 2.27. Дисторсия.

2.5.6. Хроматические aberrации

Хроматические aberrации обусловлены зависимостью показателя преломления от длины волны. Хроматические aberrации встречаются уже в параксиальной области, т. е. когда действует приближение $\sin \sigma = \sigma$ («aberrации первого порядка»). По аналогии со сферической aberrацией и условием синусов можно классифицировать параксиальные хроматические aberrации следующим образом:

1) **поперечный хроматизм**: плоскости изображения для каждой длины волны находятся на различных расстояниях вдоль оптической оси;

2) **хроматизм увеличения**: линейное увеличение зависит от длины волны.

¹⁴ Строго это условие выполняется только для систем, длина которых вдоль оптической оси близка к нулю. (Прим. пер.)

¹⁵ Это правильно для тонких линз и не вполне корректно для сложных многолинзовых объективов. (Прим. пер.)

¹⁶ См. предыдущую сноску. (Прим. пер.)

Для исследования и коррекции хроматических аберраций предпочитают использовать длины волн F' (480,0 нм) в синем и C' (643,8 нм) в красном спектральном диапазоне (см. рис. 1.1 и разд. 2.1.1). Они перекрывают область наибольшей чувствительности глаза. В качестве средней длины волны выбирают линию e (546,1 нм) вблизи максимума чувствительности глаза (зеленая линия). Иногда используют длины волн F , d , C . При коррекции хроматических аберраций фотообъективов вместо длин волн F' , C' целесообразно использовать длины волн g , d . Это связано с тем, что область чувствительности фотоматериалов смещена к коротковолновой границе спектра.

Зависимость от длины волны также имеет место для всех аберраций, которые встречаются уже в монохроматическом свете. Таким образом, сферическая аберрация для длин волн F' , e , C' может иметь разные значения. Но это явление в данной книге подробно не рассматривается.

Разность фокусных расстояний $f'_F - f'_C$ для синего и красного света характеризует хроматизм увеличения.

В результате дифференцирования по n формулы (2.25), которая описывает фокусное расстояние тонкой линзы, получим

$$\frac{df'}{dn} = -\frac{1}{(n_e - 1)^2} \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 - r_2}.$$

Так как

$$\frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 - r_2} = f'_e (n_e - 1),$$

то

$$df' = -\frac{dn}{n_e - 1} \cdot f'_e.$$

В результате замены в последней формуле df' и dn на $\Delta f' = f'_F - f'_C$ и $\Delta n = n_F - n_C$ соответственно получается

$$f'_F - f'_C = -\frac{f'_e}{v_e}, \quad (2.56)$$

где v_e — число Аббе [см. формулу (2.2.)].

Таким образом, хроматизм увеличения обратно пропорционален числу Аббе и прямо пропорционален заднему фокусному расстоянию для средней длины волны.

Пример

Для положительной линзы из стекла SF 6 ($v_e = 25,24$) при $f' = 150$ мм получается $f'_F - f'_C = -5,94$ мм. Напротив, хроматизм увеличения для отрицательной линзы положителен!

Фокусное расстояние f' двухлинзовой системы описывается уравнением (2.31). Из-за хроматических аберраций фокусные расстояния линз $f'_{(1)}$ и $f'_{(2)}$ зависят от λ . (Расстояние e также зависит от λ из-за незначительного смещения главных точек, но этим можно пренебречь.)

С использованием правила логарифмического дифференцирования найдем производную функции (2.31) по λ . После промежуточных преобразований получим

$$df' = \frac{f'^2}{f'_{(1)} \cdot f'_{(2)}} \cdot \left[\frac{df'_{(1)}}{f'_{(1)}} (f'_{(2)} - e) + \frac{df'_{(2)}}{f'_{(2)}} (f'_{(1)} - e) \right], \quad (2.57)$$

где df' , $df'_{(1)}$ и $df'_{(2)}$ описывают изменения фокусных расстояний при изменении длины волны на $d\lambda$.

Если заменить дифференциалы фокусных расстояний на конечные разности $\Delta f' = f'_F - f'_C$, $\Delta f'_{(1)} = f'_{F(1)} - f'_{C(1)}$, $\Delta f'_{(2)} = f'_{F(2)} - f'_{C(2)}$, то формула (2.57) описывает хроматизм увеличения $\Delta f'$ для двухлинзовой системы как функцию хроматизма увеличения составляющих его компонентов. Хроматизм увеличения исправлен ($\Delta f' = 0$) только тогда, когда выражение в скобках в формуле (2.57) равно нулю. После подстановки в выражение (2.57)

$$\Delta f'_{(1)} = -\frac{f'_{e(1)}}{v_{e(1)}}, \quad \Delta f'_{(2)} = -\frac{f'_{e(2)}}{v_{e(2)}}$$

[см. формулу (2.56)] условие коррекции хроматизма увеличения примет вид

$$\frac{f'_{(2)} - e}{f'_{(1)} - e} = -\frac{v_{(1)}}{v_{(2)}}, \quad (2.58)$$

где $v_{(1)}$, $v_{(2)}$ — числа Аббе для первой и второй линзы. При выполнении этого условия фокусные расстояния для длин волн F' и C' будут одинаковыми.

Из условия коррекции следуют два важных вывода:

1) при $e \approx 0$ (тонкие линзы склеены или находятся на малом расстоянии друг от друга) условие (2.58) примет вид:

$$f'_{(2)}/f'_{(1)} = -v_{(1)}/v_{(2)}.$$

Так как оба числа Аббе положительны, то одна из линз должна быть отрицательной ($f' < 0$);

2) если для двух линз использовать одинаковое стекло ($v_{(1)} = v_{(2)}$), то из формулы (2.58) следует

$$e = \frac{f'_{(1)} + f'_{(2)}}{2}. \quad (2.59)$$

О применении формулы (2.59) при расчетах окуляров см. разд. 6.5.2.

Хроматизм положения описывается разностью продольных отрезков $a'_F - a'_C$ для синего и красного света. Из уравнения (1.14) следует, что a' является функцией a и f' . Причем a неизменно, а f' и a' зависят от λ . Если продифференцировать уравнение по λ , то после преобразований получается $da' = a'^2 \cdot df'/f'^2$. Из последнего выражения и формулы (2.56) (индекс e далее опускается) следует

$$da' = -\frac{a'^2}{f' \cdot v}. \quad (2.60)$$

Если выразить задний отрезок через линейное увеличение и фокусное расстояние [формула (1.14)]: $a' = f'(1 - \beta')$, то хроматизм положения $\Delta a' = a'_F - a'_C$ будет равен:

$$a'_F - a'_C = -\frac{f'}{v} \cdot (1 - \beta')^2. \quad (2.61)$$

В случае положительного фокусного расстояния хроматизм положения отрицательный («недоисправленный хроматизм»). Для отрицательных линз хроматизм положительный («переисправленный хроматизм»). При $\beta' = 0$ ($a = \infty$, $a' = f'$) выражение (2.61) переходит в формулу (2.56).

Пример

Рассмотренная ранее линза с $f' = 150$ мм, $\nu_c = 25,24$ должна строить изображение предмета с линейным увеличением $\beta' = -9$. Хроматизм положения достигает при этом значительной величины $a'_F - a'_C = -3,96f' = -594$ мм! Плоскость изображения для синего цвета примерно на 0,6 м ближе к линзе, чем плоскость изображения для красного цвета.

В двухлинзовой системе промежуточное изображение, которое формирует первая линза, уже обладает хроматизмом положения $da'_{(1)}$, который вычисляется по формуле (2.60). В этом случае для второй линзы отрезок $a_{(2)} = a'_{(1)} - e$ зависит от λ : $da_{(2)} = da'_{(1)}$. Таким образом, хроматизм положения $da'_{(2)}$ всей системы зависит от $da_{(2)}$ и $df'_{(2)}$. После дифференцирования уравнения (1.12), которое описывает положение плоскости изображения для второй линзы, и подстановки в него $da_{(2)} = da'_{(1)}$ [формула (2.60)] и $df'_{(2)}$ [выражение (2.56)] получается

$$da'_{(2)} = -a'^2_{(2)} \cdot \left[\frac{1}{f'_{(1)} \cdot \nu_{(1)}} \cdot \frac{a'^2_{(1)}}{a^2_{(2)}} + \frac{1}{f'_{(2)} \cdot \nu_{(2)}} \right]. \quad (2.62)$$

Из выражения в квадратных скобках следует условие коррекции хроматизма положения ($da'_{(2)} = 0$):

$$\frac{f'_{(1)}}{f'_{(2)}} = -\frac{\nu_{(1)}}{\nu_{(2)}} \cdot \left(1 - \frac{e}{a'_{(1)}} \right)^2. \quad (2.63)$$

Если $e = 0$ (или часто на практике $e \approx 0$), то:

$$\frac{f'_{(1)}}{f'_{(2)}} = -\frac{\nu_{(1)}}{\nu_{(2)}}. \quad (2.64)$$

Таким образом, при $e = 0$ условия коррекции хроматизма положения (2.64) и хроматизма увеличения (2.58) совпадают.

Хроматизм положения плоскопараллельной пластины определяется из формулы (2.36), если продифференцировать s'_2 по n , а затем заменить ds'_2 , dn на $\Delta s'_2 = s'_F - s'_C$, $\Delta n = n_F - n_C$ соответственно. В результате получается

$$s'_F - s'_C = d \cdot \frac{n_F - n_C}{n_e^2}. \quad (2.65)$$

Плоскопараллельная пластина обладает переисправленным хроматизмом, так же как и отрицательная линза. Поэтому точка изображения O'_F (синий цвет) лежит (по направлению света) за O'_C (красный цвет). Линейное увеличение для любой длины волн равно +1, следовательно, хроматизм увеличения полностью отсутствует.

2.5.7. Ахроматы и подобные им элементы

Ахроматом называют систему линз, для которой выполняется условие ахроматизации (2.64) для двух длин волн (рис. 2.28, ж). Ахромат состоит из положительной и отрицательной линз, которые расположены на малом расстоянии друг от друга или (наиболее часто) склеены. Пусть ахромат имеет фокусное расстояние f' и заданы

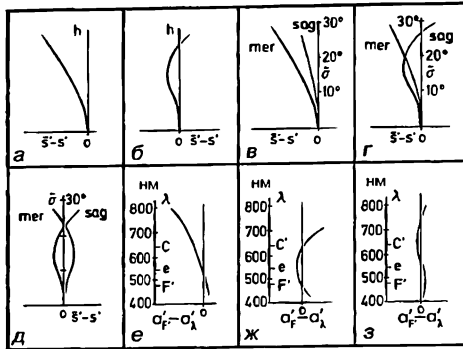


Рис. 2.28. Графики aberrаций:

а — сферическая aberrация одиночной линзы; б — коррекция сферической aberrации; в — астигматизм; г — коррекция астигматизма; д — исправлен астигматизм и кривизна поля; е — хроматизм положения; ж — ахроматическая коррекция; з — апохроматическая коррекция.

Общепринятый масштаб при $f' = 100$ мм: 4 : 1 для h ; 20 : 1 для $\Delta f'$.

два сорта стекла с числами Аббе $\nu_{(1)}$ и $\nu_{(2)}$, тогда фокусные расстояния линз определяются из системы уравнений (2.32), (2.64) при $e = 0$.

Так как форма линз не оказывает влияния на условие ахроматизации, то соответствующим выбором формы линз можно устранить другие aberrации. Поэтому в большинстве ахроматов исправлена сферическая aberrация для средней длины волны (зеленой) и выполнено условие синусов. Благодаря выбору специальных марок стекол с высоким показателем преломления и низкой дисперсией (большое ν) возможно рассчитать «новый ахромат», который имеет анастигматическую коррекцию при исправленной сферической aberrации.

Пример

Из двух «массовых» стекол (1) BK 7 и (2) SF 2 должен быть изготовлен склеенный ахромат с $f' = 250$ мм. Параметры стекол даны в табл. 2.1.

На основании предварительных расчетов (Н. Halting) для достижения хорошей коррекции остальных aberrаций при $e \approx 0$ следует выполнить следующие условия $r_1 = 0,612 \cdot f'$, $d_{(1)} = 0,024 \cdot f'$, $d_{(2)} = 0,5 \cdot d_{(1)}$.

Необходимо вычислить: $f'_{(1)}$, $f'_{(2)}$, $r_{(1)}$, $r_{(2)}$, $r_{(3)}$, $d_{(1)}$, $d_{(2)}$.

Решение:

$$f'_{(1)} = 118,67 \text{ мм}; f'_{(2)} = 225,89 \text{ мм}; r_{(1)} = 153,00 \text{ мм}; r_{(2)} = -101,61 \text{ мм}; r_{(3)} = -331,25 \text{ мм};$$

$$d_{(1)} = 6,00 \text{ мм}; d_{(2)} = 3,00 \text{ мм}.$$

Из графика на рис. 28, ж следует, что для ахромата положения плоскостей изображения совпадает только для длин волн F' и C' . Для других длин волн этого не происходит. Данное явление носит название вторичного спектра. Устранение вторичного спектра возможно в трехлинзовой системе при специальном выборе стекол. (В двухлинзовой схеме для этого надо одну из линз сделать из флюорита, который имеет особенно малую дисперсию.) Таким образом, получают апохроматические системы. В апохроматах плоскость изображения находится в одном и том же месте для трех длин волн (рис. 2.28, з), сферическая aberrация хорошо исправлена для двух длин волн и выполняется условие синусов.

Аналогично ахроматическим линзам рассчитывается система из двух склеенных клиньев (ахроматический клин). Для сравнения на рис. 2.29, а показаны тон-

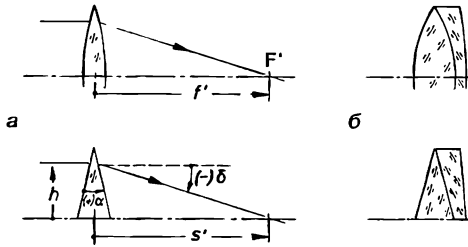


Рис. 2.29. а — сравнение линзы с клином; б — линзовый ахромат и ахроматический клин.

кий клин и тонкая линза. Так как фокусное расстояние линзы f' для клина аналогично отрезку s' , то условие ахроматизации (2.64) для клиньев примет вид

$$s'_{(2)}/s'_{(1)} = -v_{(1)}/v_{(2)}. \quad (2.65)$$

Так как для малых углов $s' = -h/\delta$, то из формул (5.9) и (2.65) следует:

$$\frac{\alpha_{(1)}}{\alpha_{(2)}} = -\frac{v_{(1)}}{v_{(2)}} \cdot \frac{n'_{(2)} - 1}{n'_{(1)} - 1}, \quad (2.66)$$

где значения v и n' нужно взять для линии e . Из последнего уравнения получается, что $\alpha_{(1)}$ и $\alpha_{(2)}$ должны иметь различные знаки (рис. 2.29, б).

Так как ахроматический клин должен обеспечить отклонение луча на определенный угол δ , то из выражения $\delta = \delta_{(1)} + \delta_{(2)}$ следует второе уравнение для преломляющих углов:

$$\delta = -[\alpha_{(1)}(n'_{(1)} - 1) + \alpha_{(2)}(n'_{(2)} - 1)]. \quad (2.67)$$

Окончательные выражения для преломляющих углов следуют из формул (2.66) и (2.67):

$\alpha_{(1)} = \frac{\delta}{(n'_{(1)} - 1) \cdot \left(\frac{v_{(2)}}{v_{(1)}} - 1\right)};$	$\alpha_{(2)} = \frac{\delta}{(n'_{(2)} - 1) \cdot \left(\frac{v_{(2)}}{v_{(1)}} - 1\right)}. \quad (2.68)$
--	---

Пример

Для комбинации стекол (1) BK 7 и (2) SF 10 (см. табл. 2.1) получается $\alpha_{(1)} = -\delta \cdot 3,45$ и $\alpha_{(2)} = \delta \cdot 1,07$.

Для ахроматических призм с большими преломляющими углами требуются более точные расчеты.

Клинья прямого видения должны обеспечивать спектральное разложение и не изменять направление излучения средней длины волны, т. е. $\delta = 0$ и $\delta_{(1)} = -\delta_{(2)}$. Из формулы (2.47) следует

$$\frac{\alpha_{(1)}}{\alpha_{(2)}} = -\frac{n'_{(2)} - 1}{n'_{(1)} - 1}, \quad (2.69)$$

где значения n' соответствуют линии e . Главная дисперсия $\delta_{F'} - \delta_{C'}$ клиньев прямого видения равна

$$\delta_{F'} - \delta_{C'} = -\left[\frac{\alpha_{(1)}(n'_{(1)} - 1)}{v_{(1)}} + \frac{\alpha_{(2)}(n'_{(2)} - 1)}{v_{(2)}} \right]. \quad (2.70)$$

Окончательные выражения для преломляющих углов получаются из формул (2.69) и (2.70).

$$\alpha_{(1)} = -\frac{\delta_{F'} - \delta_{C'}}{n'_{(1)} - 1} \cdot \frac{v_{(1)} \cdot v_{(2)}}{v_{(2)} - v_{(1)}}; \quad \alpha_{(2)} = -\frac{\delta_{F'} - \delta_{C'}}{n'_{(2)} - 1} \cdot \frac{v_{(1)} \cdot v_{(2)}}{v_{(2)} - v_{(1)}}. \quad (2.71)$$

Для призм прямого видения с большими преломляющими углами требуются более точные расчеты. Можно также разделить призму прямого видения на три или пять отдельных призм и получить высокую угловую дисперсию при не очень больших углах α каждой призмы. Призма прямого видения аналогична двухлинзовой склеенной системе с фокусным расстоянием, равным бесконечности. Такая специально рассчитанная двухлинзовая система с хроматической абберацией (одного знака) может использоваться для компенсации хроматизма (равного, но противоположно-го по знаку) других частей сложной оптической системы.

2.6. Применение асферических поверхностей

Асферическими называют все поверхности, форма которых отличается от сферы или плоскости. В узком смысле это название применяют к поверхностям вращения. Чаще всего такие поверхности используются для коррекции aberrаций. Это дает возможность обеспечить высокое качество изображения при малом числе поверхностей в оптической системе.

Другую большую группу асферических поверхностей составляют поверхности, которые не являются поверхностями вращения, но обладают двумя взаимно перпендикулярными плоскостями симметрии. Такие поверхности могут быть использованы для создания в двух взаимно перпендикулярных направлениях различных линейных увеличений, т. е. для получения анаморфированных изображений.

Изготовление и контроль асферических поверхностей в большинстве случаев гораздо более трудоемко, чем сферических поверхностей. Существует целый ряд методов изготовления асферических поверхностей. Выбор конкретного метода зависит от требуемой точности, величины максимального отступления от сферы, габаритов детали и т. д. В массовом производстве наиболее экономически целесообразными являются методы термопластичного формирования стекломассы или полимеризации из полимерных материалов. Но пока такими методами могут быть изготовлены только детали с невысокими требованиями к точности поверхности.

В параксиальной области любая вращательно-симметричная асферическая поверхность эквивалентна сферической поверхности (радиус r , кривизна $c = 1/r$). Вне параксиальной области меридиональное сечение (это сечение содержит ось вращения) асферической поверхности отклоняется от окружности. Наиболее часто форма вращательно-симметричной асферической поверхности задается в виде:

$$z = \frac{c \cdot h^2}{1 + \sqrt{1 - (K + 1) \cdot c^2 \cdot h^2}} + \underbrace{K_4 \cdot h^4 + K_6 \cdot h^6 + K_8 \cdot h^8}_{(2.72)},$$

Поверхность второго порядка


Деформация

$K < -1$ Гиперboloид

$K = -1$ Параболоид

$-1 < K < 0$ Эллипсоид 

$K = 0$ Сфера. При $c = 0$
плоскость

$K > 0$ Эллипсоид 

Каждая поверхность второго порядка может быть дополнительно деформирована. При этом коэффициенты K_4, K_6, K_8 не равны нулю.

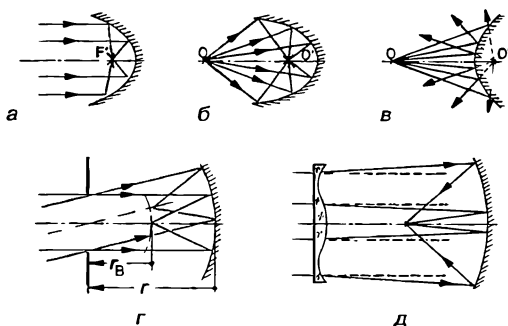


Рис. 2.30. Вращательно-симметричные асферические поверхности:

a — параболоид; *б* — эллипсоид; *в* — гиперboloид; *г* — диафрагма в центре сферического зеркала; *д* — пояснение принципа работы камеры Шмидта.

где z — стрелка прогиба для точки, удаленной от оптической оси на расстояние h . Коэффициенты K_4 , K_6 , K_8 преимущественно влияют на удаленные от оптической оси зоны поверхности.

Для отражающих поверхностей в виде гиперboloидов, параболоидов и эллипсоидов вращения легко найти положения предмета и изображения, при которых (и только при них!) сферическая aberrация полностью исправлена для всех лучей пучка (рис. 2.30, *a—в*). Соответствующие зеркала используют в осветительных устройствах и зеркальных телескопах. Сферическая aberrация также может быть полностью устранена путем введения в оптическую систему асферических преломляющих поверхностей. Например, в двухлинзовом конденсоре (рис. 2.24, *з*) можно заменить сферические поверхности на асферические. В результате получается конденсор с минимальным числом элементов, работающий при достаточно широком угле расходимости падающего на него пучка. Однако меридиональные сечения данных асферических поверхностей отличаются от кривых второго порядка. Нужно учитывать, что устранение aberrаций происходит только в пределах малого поля (например, для небольшой спирали нити накаливания). Асферические поверхности могут быть использованы не только для исправления сферической aberrации, но и для обеспечения выполнения условия синусов и коррекции комы¹⁷.

Профиль поверхности коррекционной пластинки в меридиональном сечении не является монотонной функцией. В качестве примера рассмотрим расположение диафрагмы и коррекционной пластинки в камере Шмидта¹⁸. В свое время камера Шмидта привела к большому прогрессу в строительстве зеркальных телескопов с большими полями зрения (астрокамеры).

Если поставить диафрагму в центре кривизны сферического зеркала (рис. 2.30, *г*), то астигматизм и кома полностью отсутствуют, так как главный луч любого наклонного пучка перпендикулярен поверхности зеркала. Следовательно, все падающие на зеркало пучки лучей равноценны. Значительная сферическая aberrация сферического зеркала может быть компенсирована коррекционной пластиной (рис. 2.30, *д*), которая находится в плоскости диафрагмы. В середине коррекционной пластинка работает как слабая собирающая линза, а на краю — как слабая рассеивающая линза (максимальные отклонения от плоскости составляют от 0,1 до 0,01 мм!).

¹⁷ Также возможно использование вращательно-симметричных асферических поверхностей для коррекции астигматизма и дисторсии. На кривизну поля изображения асферические поверхности практически не влияют. (Прим. пер.)

¹⁸ Первую камеру Бернгардт Шмидт (1879—1935) построил в 1930 году. (Прим. пер.)

Поверхность изображения является сферической с радиусом $r_B = f' = r/2$. Такая кривизна поля может быть скомпенсирована прогибом поверхности фотоматериала или дополнительными коррекционными линзами.

Линза Френеля чаще всего представляет собой отштампованный из пластмассы тонкий диск, одна (или две) поверхности которого имеет ступенчатый профиль (рис. 2.31). Если сдвинуть зоны ступенчатой поверхности до образования непрерывного профиля, то получится толстая линза. Такая толстая линза по своим оптическим свойствам очень близка к линзе Френеля. При незначительной ширине действующие зоны поверхности выполнены в виде конусообразных круговых канавок (реализация «призматической модели», рис. 2.6, а!). Профиль ступенчатой поверхности рассчитывается из условия минимума аберраций. Поэтому линза Френеля ведет себя как асферическая линза, хотя и обладает остаточными аберрациями. Линза Френеля при незначительных габаритах и массе пригодна для простых оптических систем (лупы, осветительные приборы). Например, линзы Френеля с относительно малым фокусным расстоянием и большими поперечными габаритами (в том числе квадратными) находят применение в графопроекторах (Overhead—Projektoren). Так как границы между отдельными зонами линзы Френеля создают мешающую экранирующую решетку, то кольцевые зоны делают как можно более тонкими. На рис. 2.31 показана линза Френеля, в которой совмещены ступенчатые профили от двух линз с различными фокусными расстояниями. Соответствующие профили обозначены на рис. 2.31 красным и голубым цветом. Такие линзы хорошо использовать в качестве фокусирующих экранов в зеркальных фотокамерах при применении различных сменных объективов.

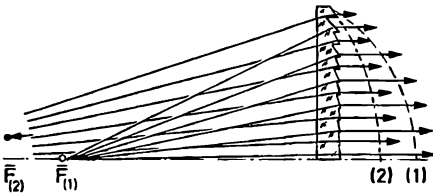


Рис. 2.31. Линза Френеля, в которой совмещены ступенчатые профили от двух линз с различными фокусными расстояниями.

У торической поверхности следует различать две плоскости: меридиональную плоскость (m) и перпендикулярную ей плоскость вращения (r). Тор пересекает меридиональную плоскость и плоскость вращения по окружностям, которые имеют различные радиусы $r_m \neq r_r$. На рис. 2.32 показано образование различных видов торических поверхностей. Дуга окружности с радиусом r_m вращается вокруг прямой A , которая лежит в меридиональной плоскости и перпендикулярна оптической оси. В этом случае вершина S описывает дугу окружности с радиусом r_r . При $r_m = \infty$ получается цилиндрическая поверхность, ось которой совпадает с прямой A . Если r_m и r_r имеют разные знаки, то поверхность получается седлообразной. Случай $r_m = r_r$ соответствует сферической поверхности.

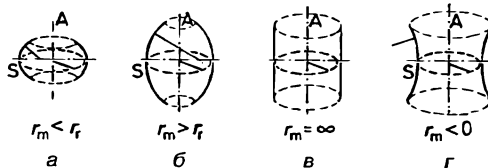


Рис. 2.32. Не вращательно-симметричные асферические поверхности:

а, б — торическая поверхность; в — цилиндрическая поверхность; г — седлообразная поверхность.

В отличие от сферической поверхности, которая обладает астигматизмом для наклонных пучков лучей, для торической поверхности астигматизм имеет место и для точки O на оси. Это связано с тем, что хотя оптические характеристики торической поверхности вычисляются по тем же формулам, что и для сферы, но отдельно для двух плоскостей симметрии m и r .

Для компенсации мешающего астигматизма могут использоваться линзы и зеркала с торическими поверхностями.

Цилиндрическая поверхность является частным случаем торической поверхности. Цилиндрические поверхности используются наиболее часто, так как их сравнительно просто изготавливать. Если одна из преломляющих поверхностей линзы цилиндрическая, то вторая поверхность чаще всего плоская. Для создания анаморфированного изображения используются две скрещенные цилиндрические линзы (рис. 2.33). Ось цилиндрической поверхности первой линзы перпендикулярна плоскости $y - z$ (плоскость рисунка); фокусное расстояние в плоскости $y - z$ равно f'_y , а в плоскости $x - z$ первая линза имеет бесконечно большое фокусное расстояние. Ось цилиндрической поверхности второй линзы перпендикулярна плоскости $x - z$; фокусное расстояние в плоскости $x - z$ равно f'_x , а в плоскости $y - z$ вторая линза имеет бесконечно большое фокусное расстояние. При формировании анаморфированного изображения необходимо обеспечить выполнение условия стигматизма для плоскости изображения¹⁹. При выполнении этого условия все лучи, которые исходят от любой точки предметной плоскости, после прохождения ими оптической системы пересекаются в единой точке плоскости изображения. Таким образом, должны совпасть точки O'_y и O'_x , в которых пересекаются плоские пучки лучей исходящие из точки $O_y = O_x$ и идущие в плоскостях $y - z$ и $x - z$ соответственно. Если цилиндрические линзы считать тонкими, а расстояние между линзами равно e , то, последовательно применяя формулу (1.14) к плоскости $y - z$ и к плоскости $x - z$, при выполнении условий $a_y = a_x + e$, $a'_y = a'_x + e$ (см. рис. 2.33) получается:

$$\frac{1}{a_y} = \frac{1}{e} - \frac{1}{2f'_y} \pm \frac{1}{2f'_y} \cdot \sqrt{1 + \frac{4 \cdot f'_y \cdot f'_x}{e^2}}. \quad (2.73)$$

Линейные увеличения β'_x и β'_y в плоскостях $y - z$ и $x - z$ определяются по формуле (1.18).

При различных значениях линейных увеличений β'_x и β'_y получается анаморфированное изображение. Действительное анаморфированное изображение действительного предмета получается только при отрицательных значениях a_y и a_x .

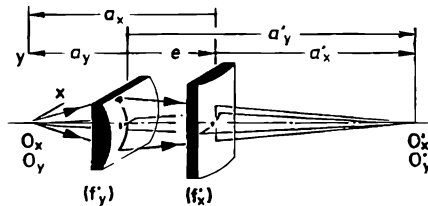


Рис. 2.33. Система из двух цилиндрических линз.

¹⁹ Имеется в виду, что условия стигматизма выполняются для параксиальной области. Так же как и линзы с вращательно-симметричными поверхностями, системы с торическими и цилиндрическими линзами обладают aberrациями. (Прим. пер.)

При $f'_y = f'_x$ и $e = 0$ система из двух тонких цилиндрических линз (оси цилиндрических поверхностей взаимно перпендикулярны) эквивалентна обычной линзе со сферическими поверхностями. Если оси цилиндрических поверхностей двух линз параллельны, то фокусное расстояние всей системы для плоскости, которая перпендикулярна осям цилиндрических поверхностей, определяется по формуле (2.32), как для линзы со сферическими поверхностями. Во второй плоскости $f' = \infty$.

Анаморфированное изображение используется, например, в широкоэкранном кинематографе. Анаморфотная насадка на объективе камеры при съемке сжимает снимаемую сцену по ширине ($|\beta'_x| < |\beta'_y|$). При проекции происходит компенсация искажений ($|\beta'_x| > |\beta'_y|$). Цилиндрические линзы могут использоваться в осветительных приборах. В этом случае обычно нет необходимости в получении стигматического изображения светящейся поверхности. Например, цилиндрические линзы необходимы для согласования нити накаливания в форме квадрата с прямоугольной щелью.

Анаморфотные системы могут быть построены очень многими способами, в том числе с призмами и в виде комбинации зрительной трубы из цилиндрических линз с линзой со сферическими поверхностями. Такие анаморфотные системы всегда могут быть заменены на эквивалентную систему из двух скрещенных цилиндрических линз.

Использование цилиндрических линз при создании и воспроизведении стереоскопических изображений изложено в разд. 6.4.4.

Пример

В устройстве охранной сигнализации (световой барьер) нить лампы накаливания размером 3×3 мм должна с помощью двух тонких плоскоцилиндрических линз резко проецироваться на прямоугольное отверстие шириной 9 мм и высотой 21 мм. При этом необходимо, чтобы изображение нити накаливания полностью заполняло отверстие. Отверстие находится на расстоянии 200 мм от нити лампы. Требуется рассчитать фокусные расстояния и положения обеих линз, а также радиусы кривизны поверхностей линз при использовании стекла ВК 7.

Решение:

Если пренебречь толщинами линз, то $a'_y - a_y = 200$ мм; $a'_y/a_y = \beta'_y = -7$; $a'_x - a_x = 200$ мм; $a'_x/a_x = \beta'_x = -3$. Тогда $a_y = -25$ мм; $a'_y = 175$ мм; $a_x = -50$ мм; $a'_x = 150$ мм. Из уравнения (1.14) следует: $f'_y = 21,88$ мм, $f'_x = 37,5$ мм. При $r_1 = \infty$ по формуле (2.25) находятся радиусы вторых поверхностей линз: $r_{2y} = -11,35$ мм, $r_{2x} = -19,45$ мм. Линзы удалены от лампы накаливания на 25 и 50 мм соответственно. Расположение линз соответствует рис. 2.33.

2.7. Расчет хода лучей вне параксиальной области

На основе расчетов параксиальных лучей определяют основные характеристики оптической системы. Но для вычисления аберраций (см. разд. 2.5) и при решении еще целого ряда задач необходимо выполнить расчет через оптическую систему реальных (т. е. не параксиальных) лучей. Расчет хода луча состоит из двух основных шагов. На первом шаге определяется точка пересечения луча с поверхностью, а на втором шаге вычисляется направление преломленного луча с использованием закона преломления [уравнение (1.4)]. Расчет луча можно вести по аналитическим формулам или использовать графические методы.

2.7.1. Расчет хода луча

Последующее изложение основ расчета хода луча ограничено случаем меридионального луча в центрированной системе (луч и оптическая ось, лежат в одной плоскости, т. е. луч или пересекает оптическую ось или параллелен ей). Основные обозначения представлены на рис. 2.2. Чтобы различать величины, которые не относятся к лучам в параксиальной области, от соответствующих параксиальных величин, обозначения непараксиальных величин дополняются волнистой линией (тильдой, «~»).

Пусть для поверхности χ известны параметры r , n , n' . Чаще всего в качестве координат падающего луча используются \bar{s} , $\bar{\sigma}$. Если вместо $\bar{\sigma}$ задана высота \bar{h} точки пресечения луча с поверхностью, то угол между лучом и осью $\bar{\sigma}$ находят из выражения

$$\bar{\sigma} = \arctg \frac{\bar{h}}{\bar{s} - r \underbrace{\left[1 - \cos \left(\arcsin \frac{\bar{h}}{r} \right) \right]}_{\text{стрелка прогиба } p}}. \quad (2.74)$$

По входным координатам \bar{s} , $\bar{\sigma}$ рассчитываются координаты преломленного луча:

$$\bar{\sigma}' = \underbrace{\arcsin \left(\frac{\bar{s} - r}{r} \sin \bar{\sigma} \right)}_{\bar{\varepsilon}} - \underbrace{\arcsin \left(\frac{n}{n'} \cdot \frac{\bar{s} - r}{r} \sin \bar{\sigma}' \right)}_{\bar{\varepsilon}'}, \quad (2.75)$$

$$\bar{s}' = r + (\bar{s} - r) \frac{n \cdot \sin \bar{\sigma}}{n' \cdot \sin \bar{\sigma}'}. \quad (2.76)$$

Если подставить $\sin \sigma = \sigma$ в выражение (2.75), то после соответствующих преобразований из формулы (2.76) снова получается уравнение (2.36).

Для плоской поверхности ($r = \infty$), которая перпендикулярна оси, формулы (2.74)–(2.76) упрощаются:

$$\bar{\sigma} = \arctg \frac{\bar{h}}{\bar{s}}; \quad (2.77)$$

$$\bar{\sigma}' = \arcsin \left(\frac{n}{n'} \sin \bar{\sigma} \right); \quad (2.78)$$

$$\bar{s}' = \bar{s} \frac{\tg \bar{\sigma}}{\tg \bar{\sigma}'}. \quad (2.79)$$

Если падающий луч параллелен оптической оси ($\bar{s} = \infty$, $\bar{\sigma} = 0$), то должно быть задано значение \bar{h} . Так как в этом случае $\sin \bar{\varepsilon} = \bar{h}/r$, то координаты преломленного луча равны

$$\bar{\sigma}' = \arcsin \frac{\bar{h}}{r} - \arcsin \frac{n}{n'} \cdot \frac{\bar{h}}{r}; \quad (2.80)$$

$$\bar{s}' = r + \frac{n \cdot \bar{h}}{n' \cdot \sin \bar{\sigma}'}. \quad (2.81)$$

Кроме этих специальных случаев расчет хода луча через поверхность χ ведется по формулам (2.75) и (2.76). Для перехода к следующей поверхности $\chi + 1$ используются соотношения:

$$\tilde{\sigma}_{\chi+1} = \tilde{\sigma}'_{\chi}; \quad n_{\chi+1} = n'_{\chi}; \quad \tilde{s}_{\chi+1} = \tilde{s}'_{\chi} - d'_{\chi}. \quad (2.82)$$

Для вычисления высоты $\tilde{h}_{\chi+1}$ точки пересечения луча с поверхностью $\chi + 1$ используется формула (индекс $\chi + 1$ опущен):

$$\tilde{h} = r \cdot \sin \left[\tilde{\sigma} + \arcsin \left(\frac{\tilde{s} - r}{r} \sin \tilde{\sigma} \right) \right]. \quad (2.83)$$

Для плоскопараллельной пластины, которая находится в воздухе, осевое смещение преломленного реального луча равно

$$O\tilde{O}' = d \cdot \left[1 - \frac{\cos \tilde{\varepsilon}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \tilde{\varepsilon}}} \right], \quad (2.84)$$

где $\tilde{\varepsilon} (= \tilde{\sigma})$ — угол падения луча на пластинку. В параксиальной области ($\cos \varepsilon \approx 1$; $\sin \varepsilon \approx \varepsilon \ll n$) последняя формула переходит в выражение (2.37). Поперечное смещение луча равно

$$v = O\tilde{O}' \sin \tilde{\varepsilon}. \quad (2.85)$$

В параксиальном приближении формула (2.85) и выражение (2.38) эквивалентны.

Пример

После формулы (2.4) приведен пример, в котором использовались следующие данные: $r = 80$ мм, $n = 1$, $n' = 1,5$, $s = -200$ мм. Теперь из той же осевой точки предмета ($\tilde{s} = -200$ мм) под углом $\tilde{\sigma} = -6^\circ$ к оптической оси выходит реальный луч (см. рис. 2.2). Из выражения (2.75) получаем $\tilde{\varepsilon} = 21,459879^\circ$, $\tilde{\varepsilon}' = 14,116822^\circ$. Соответственно, координаты выходящего луча равны $\tilde{\sigma}' = 1,343057^\circ$, $\tilde{s}' = 912,471$ мм. А для параксиального луча ранее было получено значение $s' = 1200$ мм!

Хотя угол луча с осью -6° является относительно малым, углы $\tilde{\varepsilon}$ и $\tilde{\varepsilon}'$ достигают величин, которые приводят к значительным отклонениям от параксиального приближения. Например, при $\tilde{\sigma} = -0,5^\circ$ получаются значения $\tilde{\sigma}' = 0,083517^\circ$, $\tilde{s}' = 1197,517$ мм, что близко к параксиальным величинам.

2.7.2. Графическое построение хода лучей

На рис. 2.34, а показана сферическая поверхность, которая разделяет стекло и воздух. Падающий луч пересекает поверхность в точке P . Точка P является центром дуг окружностей с отношением радиусов $r/r' = n/n'$ (показатели преломления для линии e или другой длины волны). Здесь, например, $r = 100,0$ мм, $r' = 162,4$ мм (данные стекла F 2, см. табл. 2.1).

Луч пересекает дугу окружности с радиусом r во вспомогательной точке Q . Проведем прямую PC и параллельно ей прямую QR , которая пересекает дугу окружности с радиусом r' во вспомогательной точке R . Тогда преломленный луч идет вдоль прямой PQ .

Для быстрого построения хода луча через несколько поверхностей можно использовать шаблон [2.8], на котором нанесены дуги окружностей для воздуха и входящих в оптическую систему стекол (рис. 2.34, в). При построении точка P шаблона совмещается с точкой пересечения луча с поверхностью.

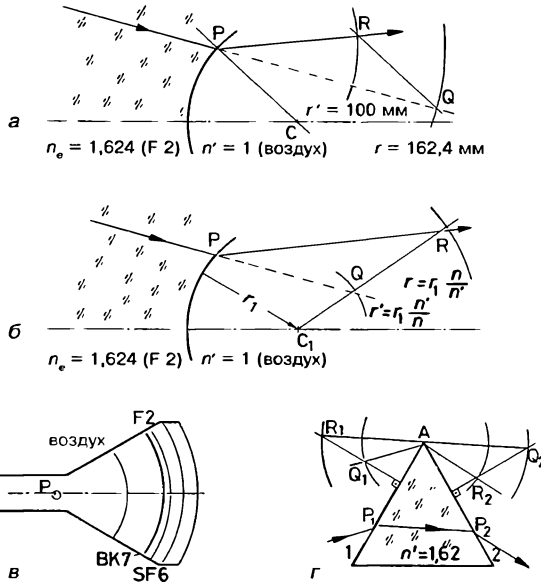


Рис. 2.34. Графическое построение хода лучей:

a — дуги окружности с центром в точке P ; *б* — дуги окружности с центром в точке C_1 ; *в* — шаблон; *г* — ход луча через призму.

Если необходимо выполнить расчет многих лучей через систему с малым числом поверхностей, то целесообразно обратиться к способу, который показан на рис. 2.34, б. Пусть на сферическую преломляющую поверхность с центром кривизны в точке C_1 и радиусом r_1 в точке P падает луч. Построим две вспомогательные дуги окружностей с центром в точке C_1 и радиусами $r = r_1 n/n'$ и $r' = r_1 n'/n$. Падающий луч пересекает дугу окружности с радиусом r' во вспомогательной точке Q . Прямая $C_1 Q$ пересечет дугу окружности с радиусом r в точке R . Преломленный луч идет вдоль прямой PR .

При построении хода луча через плоскую поверхность вместо радиуса PC (рис. 2.34, а) используется перпендикуляр в точке P . Направления луча после преломления на двух поверхностях призм находят в соответствии с рис. 2.34, г. На этом рисунке отрезок QA параллелен падающему на призму лучу; прямая $R_1 Q_2$ параллельна отрезку $P_1 P_2$; отрезок AR_2 параллелен выходящему из призмы лучу. Построение хода луча графическим методом требует относительно больших затрат времени, чем расчет луча с использованием калькулятора, который автоматически рассчитывает тригонометрические функции. Кроме того, графический метод обладает худшей точностью, но этот метод сразу дает наглядную картину прохождения лучей, необходимых световых диаграмм линзы и т. д. Графический метод достоячен для простых систем (например, линзы осветительных приборов) и применим также в случае децентрированных поверхностей²⁰ (например, линзы с поперечным смещением или наклоном)!

²⁰ Современное программное обеспечение позволяет рассчитывать ход лучей практически через любые оптические системы. Результаты расчетов могут быть представлены в виде массивов чисел или в виде рисунков. В настоящее время формулы разд. 2.7.1 и методы графического построения хода лучей фактически используются только в учебном процессе. (Прим. пер.)

2.8. Потери на отражение и просветляющие покрытия

Коэффициент отражения (спектральный коэффициент отражения, см. разд. 4.1.4) ρ_x на границе двух преломляющих поверхностей рассчитывается по формулам Френеля с учетом положения плоскости поляризации (вектор напряженности электрического поля параллелен или перпендикулярен плоскости падения):

$$\rho_{\parallel} = \left(\frac{n \cdot \cos \varepsilon' - n' \cdot \cos \varepsilon}{n \cdot \cos \varepsilon' + n' \cdot \cos \varepsilon} \right)^2; \quad (2.86a)$$

$$\rho_{\perp} = \left(\frac{n' \cdot \cos \varepsilon' - n \cdot \cos \varepsilon}{n' \cdot \cos \varepsilon' + n \cdot \cos \varepsilon} \right)^2.$$

Для неполяризованного света коэффициент отражения равен $\rho_x = (\rho_{\parallel} + \rho_{\perp})/2$. Если падающий луч перпендикулярен поверхности ($\varepsilon = 0^\circ$, $\cos \varepsilon = \cos \varepsilon' = 1$), то плоскость падения не определена. Коэффициент отражения в этом случае вычисляется по формуле

$$\rho_x = \left(\frac{n'_x - n_x}{n'_x + n_x} \right)^2. \quad (2.86b)$$

В большинстве случаев рассчитанный для перпендикулярного падения луча коэффициент отражения достаточно точно соответствует действительности, так как коэффициент отражения медленно растет с ростом угла падения. Например, для границы воздух/стекло ($n = 1$, $n' = 1,55$) для неполяризованного света получается $\rho_x = 4,65\%$ при $\varepsilon = 0^\circ$ и $\rho_x = 6,50\%$ при $\varepsilon = 50^\circ$. Если значение показателя преломления стекла неизвестно, то для границы воздух/стекло можно принять $\rho_x = 5-6\%$. Для линзы или пластины с двумя поверхностями общие потери на отражение составляют примерно 10%, а общий коэффициент пропускания $\tau \approx 90\%$. Тогда для k отдельно расположенных линз получается $\tau \approx 0,9^k$. Например, при шести линзах коэффициент пропускания составит 53%! Но для трех склеенных друг с другом линз коэффициент пропускания будет таким же, как для одной линзы, так как согласно уравнению (2.86) на склеенных поверхностях потери на отражение очень незначительны. По сравнению с потерями на отражение поглощением в стекле можно пренебречь.

Кроме уменьшения коэффициента пропускания, многократное отражение от поверхностей в системе линз приводит к понижению контраста, так как рассеянный свет попадет на плоскость изображения. Поэтому для систем с большим числом границ стекло/воздух необходимо уменьшать потери на отражение.

Для получения малых потерь при отражении на границе стекло/воздух используют просветляющие покрытия, действие которых основано на явлении интерференции. Пусть между воздухом (n) и стеклом (n') находится промежуточный слой (n_s). Волны, отраженные от граничных поверхностей n/n_s и n_s/n' , взаимно гасятся при выполнении следующих условий: амплитуды волн равны; разность оптических путей составляет $\lambda/2$ (рис. 1.2, *в*; ср. также разд. 7.1). Такой же результат, но при учете многократного отражения получен в [1.3, 2.20]. Равные амплитуды имеют место при совпадении коэффициентов отражения от двух граничных поверхностей. Тогда из уравнения (2.86) следует: $(n_s - n)^2/(n_s + n)^2 = (n' - n_s)^2/(n' + n_s)^2$. Для выполнения условия равенства амплитуд показатель преломления просветляющего слоя должен быть равен:

$$n_s = \sqrt{n \cdot n'}; \text{ для границы воздух/стекло: } n_s = \sqrt{n}. \quad (2.87)$$

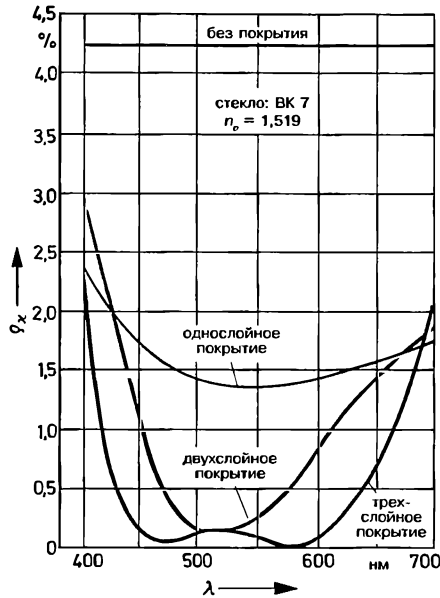


Рис. 2.35. Снижение потерь на отражение при различном числе слоев просветляющего покрытия для границы стекло/воздух.

Далее следует обеспечить разность оптических путей $\lambda/2$ при геометрической толщине просветляющего слоя d_s . При перпендикулярном падении отраженная от второй граничной поверхности волна дважды проходит просветляющий слой d_s , поэтому разность оптических путей составляет $2d_s n_s$. Из условия разности оптических путей следует:

$$d_s = \frac{\lambda}{4n_s}. \quad (2.88)$$

Интерференционное гашение отраженного света приводит к увеличению доли энергии проходящего света. Полностью избежать потерь на отражение нельзя, так как условие оптических путей выполняется только для средней длины волны, например для $\lambda = 550$ нм. Также нельзя строго выполнить условие равенства амплитуд, так как для просветляющего слоя нет материалов с нужным показателем преломления. Обычно в высоком вакууме напыляется слой из фторида магния MgF_2 с $n_s = 1,38$. При этом условии равенства амплитуд будет строго выполнено только для стекла с $n_s = 1,91$. Использование просветляющих покрытий позволяет уменьшить коэффициент отражения примерно с 5 до менее 1%. Очень хорошее, равномерное снижение потерь на отражение в широком спектральном диапазоне получают напылением до трех слоев с различными показателями преломления и толщиной. Но это требует значительно более высоких затрат на изготовление²¹.

Снижение потерь на отражение при различном числе слоев просветляющего покрытия показано на рис. 2.35.

²¹ В настоящее время для расчета многослойных покрытий с заданными спектральными характеристиками (просветляющие покрытия, цветоделительные покрытия, интерференционные фильтры и т. д.) используется компьютерное моделирование. (Прим. пер.)

ГЛАВА 3

ОГРАНИЧЕНИЕ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

3.1. Диафрагмы

До этого места при изучении свойств оптических элементов использовался расчет отдельных вспомогательных лучей. На рис. 3.1 изображена упрощенная схема фотокамеры. Черными линиями на этом рисунке показан ход вспомогательного луча, который исходит из точки P_1 параллельно оптической оси; после прохождения линзы этот луч пересекает плоскость пленки в точке P'_1 (сравните рис. 1.9 и 3.1). Однако в действительности изображение точки P_1 формируют совсем другие лучи, которые проходят через оправу линзы (на рис. 3.1 эти лучи выделены красным цветом). Таким образом, оправу линзы ограничивает световые габариты пучка (апертуру), и поэтому ее называют апертурной диафрагмой (АД).

На рис. 3.1 синим цветом показаны вспомогательные лучи, которые идут от точек P_2, P_1, Q_1, Q_2 и проходят через главные точки линзы. Однако те участки пленки, где должны находиться изображения точек P_2 и Q_2 , перекрыты кадровой рамкой. Так как кадровая рамка определяет границы изображаемого поля, то она называется полевой диафрагмой (ПД).

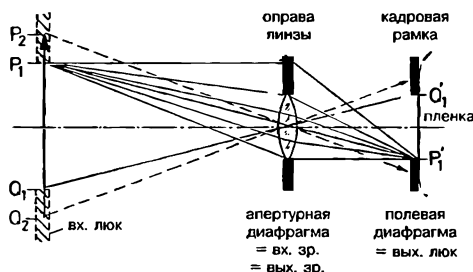


Рис. 3.1. Апертурная и полевая диафрагмы.

Ограничению пучков в оптической системе следует уделять большое внимание, так как от этого сильно зависит освещенность изображения, величина aberrаций, разрешающая способность и глубина резко изображаемого пространства.

На рис. 3.2 пучки ограничивает не оправу линзы, а специально установленная перед линзой АД. От точек P, Q и от всех других точек предмета исходят пучки лучей, которые после прохождения диафрагмы падают на оптическую систему. Поэтому в рассматриваемом случае АД выполняет роль входного зрачка (вх. зр.). Линза строит изображение АД точно так же, как и любого другого предмета. Изображение входного зрачка (или АД) называется выходным зрачком (вых. зр.). Данное название указывает на то, что выходной зрачок определяет световые габариты пучков лучей, которые после прохождения оптической системы собираются в точ-

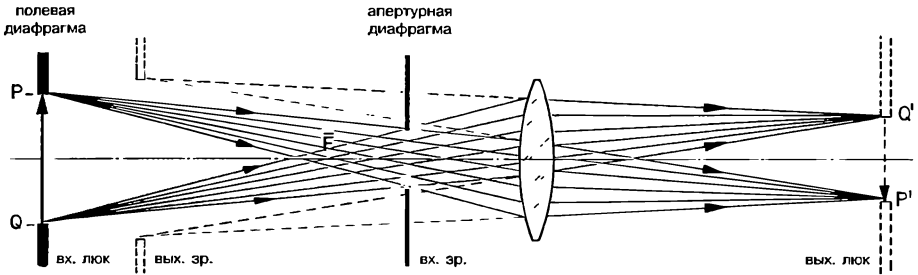


Рис. 3.2. Люки и зрачки как изображения соответствующих диафрагм.

как плоскости изображения (P' , Q' и т. д.). Так как на рис. 3.2 выходной зрачок является мнимым изображением АД, то его пересекают не сами лучи, а продолжения этих лучей.

Если АД расположена за оптической системой (по направлению распространения света), то она является выходным зрачком, так как все идущие к точкам изображения пучки лучей должны пройти через отверстие диафрагмы. Тогда изображение выходного зрачка (в обратном ходе лучей через систему) является входным зрачком! Часто (например, в фотообъективах) АД расположена между двумя частями оптической системы (каждая часть системы может состоять из нескольких линз). Тогда сама АД не является ни входным, ни выходным зрачком. Изображения диафрагмы через соответствующие части системы (1) и (2) являются входным и выходным зрачками (рис. 3.3). Мнимое изображение входного зрачка можно увидеть при взгляде через передние линзы объектива. В этом случае направление распространения света (справа налево) противоположно обычно принятому! При нормальном (слева направо) направлении распространения света входной зрачок можно рассматривать как мнимый предмет, а АД — как его действительное изображение (см. пример 2!).

Примерами АД являются ирисовые диафрагмы в камерах, оправы объективов или зеркал, ограничители светового потока у источников света (см. ниже).

Если АД лежит внутри оптической системы, то для определения входного зрачка следует построить изображение диафрагмы через ту часть оптической системы, которая расположена между предметом и диафрагмой. Для определения выходного зрачка следует построить изображение АД через ту часть оптической системы, которая расположена между диафрагмой и плоскостью изображения.

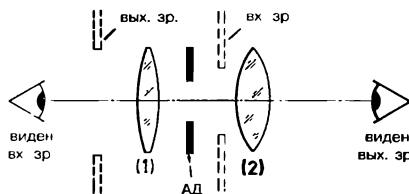


Рис. 3.3. Апертурная диафрагма между двумя частями оптической системы.

Поле системы на рис. 3.2 ограничивает ПД, которая находится в плоскости предмета. Пусть, например, предметом является слайд. Тогда ПД является рамка слайда, так как она определяет границы проецируемой части слайда. Полевая диафрагма в этом случае выполняет роль входного люка (вх. люк). Очевидно, что оптическая система строит изображение входного люка точно так же, как предмета. Изображение входного люка называется выходным люком (вых. люк). Полевая диафрагма может быть также расположена в плоскости изображения (см. рис. 3.1). Тогда она совпадает с выходным люком; изображение ПД (выходного люка) в обратном ходе лучей лежит в предметной плоскости и является входным люком! В многокомпонентных системах ПД может также находиться в плоскости промежуточного изображения (например, диафрагма в окуляре зрительной трубы или микроскопа). Тогда сама ПД не совпадает ни с входным, ни с выходным люком. Входным и выходным люками являются изображения ПД через соответствующие части оптической системы.

3.2. Свойства зрачков и люков

В оптической системе можно выделить две группы плоскостей: плоскости зрачков и плоскости люков.

Этим группам плоскостей соответствуют апертурные и полевые диафрагмы и/или их изображения.

При одном и том же ходе лучей люки и зрачки никогда не совпадают. Зрачки оптически сопряжены (т. е. они соответствуют друг другу как предмет и его изображение). Апертурной диафрагмой называется материальная (т. е. реально существующая) диафрагма, которая оптически сопряжена со зрачками. Она может совпадать с входным зрачком или с выходным зрачком.

Люки оптически сопряжены. Полевой диафрагмой называется материальная диафрагма, которая оптически сопряжена с люками. Она может совпадать с входным люком или с выходным люком.

Если точки входного зрачка соединить лучами с соответствующими точками входного люка (аналогично для выходного зрачка и выходного люка), как это показано на рис. 3.4, то можно дать следующее определение для зрачков и люков.

Входной зрачок является общим поперечным сечением всех конусообразных (гомоцентрических) пучков, вершины которых лежат в пределах входного люка. Входной люк является общим поперечным сечением всех конусообразных пучков, вершины которых лежат в пределах входного зрачка. Для выходного зрачка и выходного люка эти определения аналогичны.

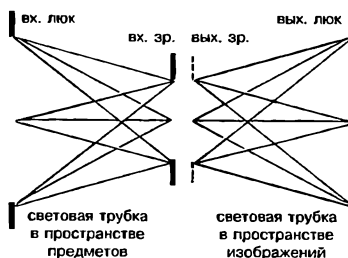


Рис. 3.4. Гомоцентрические пучки при зрачках и люках.

В каждой оптической системе, в том числе если она состоит из нескольких компонентов, только одна диафрагма является АД и только одна диафрагма является ПД. Если по ходу луча расположены несколько диафрагм, то для нахождения АД определяют, какая диафрагма или какое изображение диафрагмы в пространстве предметов видны из осевой точки предмета под наименьшим углом. Эта диафрагма сильнее всего ограничивает световые габариты пучка¹; другие диафрагмы при этом не оказывают влияния. Для другой точки на оптической оси (измененное положение предмета) АД может быть иная диафрагма.

Аналогично находятся границы поля системы. Если в предметной плоскости, в плоскости изображения или (при необходимости) в плоскости промежуточного изображения расположены диафрагмы, то полевой будет та диафрагма, которая сильнее всего ограничивает поле системы.

Характер взаимной зависимости между распределением освещенности в плоскости зрачка и распределением освещенности в плоскости люка обусловлен тем, что любая точка входного (выходного) люка соединяется лучами со всеми точками входного (выходного) зрачка² (см. рис. 3.4).

При локальных изменениях освещенности в отдельных зонах плоскости зрачка освещенность в каждой точке плоскости люка изменяется в одно и то же число раз, т. е. распределение освещенности в плоскости люка остается неизменным с точностью до константы. Аналогичное правило действует для зрачка в случае изменения распределения освещенности в плоскости люка.

Например, при повороте кольца ирисовой диафрагмы закрываются внешние зоны зрачка, т. е. происходит локальное изменение освещенности в плоскости зрачка. При этом поле изображения в плоскости пленки не уменьшается, но изображение будет более темным.

Из этого также следует, что малая частица, которая приводит к частичному затенению плоскости зрачка (амплитудный объект), в плоскости изображения будет малозаметной, т. е. мелкие царапины, пузыри, пыль на поверхностях линз вблизи зрачков на изображении не видны. Они только уменьшают — по большей части несущественно — яркость изображения (без учета увеличения рассеянного света, обусловленного дифракцией). Но подобные дефекты не должны располагаться поблизости от люков, так как тогда они будут накладываться на изображение!

Наоборот, прозрачные фазовые объекты (местные неоднородности оптических поверхностей, локальные изменения показателя преломления в форме свилей и т. д.) вблизи люков оказывают на изображение незначительное влияние. В то же время такие дефекты значительно ухудшают изображение, если находятся поблизости от зрачков.

При известных положениях фокальных и главных точек оптической системы положение и величину изображения можно рассчитать или определить графическим способом. Однако такой расчет или графическое построение не дают никакой информации о фактическом прохождении лучей. При известных положениях и размерах входного и выходного зрачков можно найти ход граничных (крайних) лучей пучка. Обратимся снова к рис. 3.2. Так как АД находится перед системой, то она является входным зрачком. Параметры ее изображения (т. е. выходного зрачка) можно найти, используя формулу (1.14), или графически построить ход вспомогательных лучей, идущих из точки на краю диафрагмы. После того как определены положение и размеры выходного зрачка, в пространстве изображений можно про-

¹ Имеется в виду пучок, исходящий из осевой точки предмета. (Прим. пер.)

² Это верно, если в системе отсутствует виньетирование. (Прим. пер.)

следить ход граничных лучей пучков. Для этого следует соединить точки края выходного зрачка с соответствующими точками в плоскости изображения (выходной люк). На рис. 3.4 эти построения показаны для более общего случая. Главные лучи пучков (они выделены голубым цветом) проходят через центр входного и соответственно через центр выходного зрачка. Заполненное лучами пространство между соответствующими люками и зрачками называют световой трубкой. Световые трубки между входным люком и входным зрачком относятся к пространству предметов, световые трубки между выходным зрачком и входным люком относятся к пространству изображений.

При расчете и конструировании оптических приборов необходимо учитывать габариты световых трубок, которые определяются ходом соответствующих граничных лучей. Когда в границы световых трубок попадают элементы конструкции, диафрагмы, крепежные устройства и т. д., то нерезкие изображения подобных элементов появляются в плоскости изображения. При этом изменяется распределение освещенности в плоскости изображения, и поле изображения не имеет резких границ. Такое затенение пучков лучей носит название виньетирования. Следовательно, лежащие в пределах световых трубок элементы, например зеркало или призма, должны иметь определенные размеры, достаточные для того, чтобы световые трубки не срезались. С другой стороны, при известных габаритах световых трубок можно располагать вспомогательные диафрагмы таким образом, чтобы через них проходили только световые трубки, а мешающий рассеянный свет задерживался!

На рис. 3.5 показана оптическая схема, в которой предмет не является самосветящимся и не рассеивает диффузно падающее на него излучение. Например, такая схема используется при диаскопической проекции, где предметом может быть слайд (см. разд. 6.3). На каждую точку предмета (в том числе точку P) от каждой точки светящейся поверхности (спирали лампы накаливания) падают лучи света. В точке P лучи не изменяют своего направления. Тогда размеры и положение светящейся поверхности определяют габариты входящего в оптическую систему пучка.

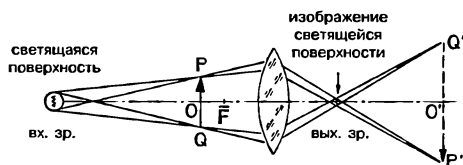


Рис. 3.5. Светящаяся поверхность, которая действует как зрачок.

При этом светящаяся поверхность действует так же, как входной зрачок, а изображение светящейся поверхности является выходным зрачком. В плоскости выходного зрачка находится максимальное сужение пучка лучей в пространстве изображений. Все исходящие от светящейся поверхности и прошедшие через систему лучи также проходят через изображение светящейся поверхности. На оправе линзы может иметь место виньетирование: оправка обрезает края пучка и, если полевая диафрагма отсутствует, ограничивает (при распычатых краях) поле изображения.

Примеры:

1. Тонкая линза строит изображение предмета с линейным увеличением $\beta' = -0,5$. Плоскость изображения находится на расстоянии 150 мм от предметной плоскости. Для пяти диафрагм указаны диаметры D и расстояния l от предметной плоскости до плоскости диафрагмы:

- Диафрагма 1: $l_1 = 0$ мм, $D_1 = 80$ мм
- Диафрагма 2: $l_2 = 90$ мм, $D_2 = 10$ мм
- Диафрагма 3: $l_3 = 100$ мм, $D_3 = 25$ мм

Диафрагма 4: $l_4 = 120$ мм, $D_4 = 30$ мм
 Диафрагма 5: $l_5 = 150$ мм, $D_5 = 30$ мм

Задания:

- Определить положение линзы и ее фокусное расстояние.
- Начертить расположение диафрагм относительно линзы в масштабе 1 : 1.
- Какая диафрагма является полевой? Какая диафрагма является апертурной?
- Где расположены зрачки и люки?
- Какие диафрагмы не ограничивают пучок лучей?

Решение:

- Из формулы (1.12) следует, что линза расположена в плоскости диафрагмы 3 и имеет фокусное расстояние $f' = 33,3$ мм. Диафрагма 3 является оправой линзы.
- Диафрагма 5 является полевой диафрагмой и выходным люком; диафрагма 2 является апертурной диафрагмой и входным зрачком.
- Входной люк является действительным изображением диафрагмы 5 в плоскости диафрагмы 1 (в обратном ходе). Выходной зрачок является мнимым изображением диафрагмы 2. Так как $a_{д,2} = -10$ мм, то $a'_{д,2} = -14,3$ мм. Диаметр выходного зрачка равен 14,3 мм.
- Диафрагма 1 и диафрагма 4.

2. На расстоянии 30 мм за главной плоскостью H' объектива ($f' = 100$ мм, $HH' = 10$ мм) находится апертурная диафрагма диаметром 20 мм.

- Является ли эта диафрагма входным или выходным зрачком?
- Рассчитать положение и диаметр изображения диафрагмы.

Решение:

- Диафрагма является выходным зрачком.
- Входной зрачок здесь следует рассматривать как мнимый предмет, действительное изображение которого является выходным зрачком. Так как задано $a' = 30$ мм, то входной зрачок находится на расстоянии $a = 42,86$ мм от H . ($a > 0$ следовательно, входной зрачок мнимый.) Линейное увеличение в зрачках равно $\beta' = a'/a$, тогда $D_{вх.зр} = 28,57$ мм.

На рис. 3.6, а показан случай, когда апертурная диафрагма находится в задней фокальной плоскости F' объектива (т. е. в пространстве изображений) и, следовательно, совпадает с выходным зрачком. Входной зрачок (изображение апертурной

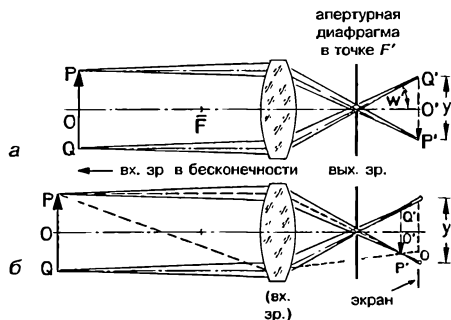


Рис. 3.6. Влияние смещения объектива на величину изображения при телецентрическом (красный цвет) и обычном (голубой цвет) ходе лучей.

диафрагмы) лежит в бесконечности. Тогда изображение точек предмета O, P, Q формируют пучки, у которых в пространстве предметов главные лучи идут параллельно оптической оси (после объектива главные лучи идут через центр выходного зрачка, точку F'). На установленном неподвижно экране расположены резкие изображения O', P', Q' .

Если теперь немного сдвинуть предмет вдоль оптической оси (при неизменном положении экрана), то положение плоскости изображения (которое рассчитывается по формулам параксиальной оптики) сместится относительно экрана. Изображения точек на экране будут в этом случае нерезкими.

Следует особо отметить, что полевые углы w' главных лучей крайних пучков не изменяются. Длина отрезка u' в плоскости экрана остается постоянной (рис. 3.6, б).

Поэтому телецентрический ход лучей (т. е. когда главные лучи пучка параллельны оптической оси) играет важную роль в измерительной технике, например в измерительных проекторах, где по результатам измерений линейных размеров изображения детали должны быть определены точные размеры самой детали. При использовании телецентрического хода лучей можно вести расчеты при одном и том же значении линейного увеличения β' , даже если предмет немного смещен вдоль оптической оси и его изображение немного не резко. В рассматриваемом случае имеет место телецентрический ход луча в пространстве предметов. Выходной зрачок, который является центром перспективы, лежит в бесконечности. Поэтому получается параллельная проекция предмета. В пространстве изображений должны быть неизменными расстояния объектив — апертурная диафрагма — экран. Наоборот, голубые лучи на рис. 3.6, б показывают, что при центральной проекции (центр перспективы — входной зрачок — находится на конечном расстоянии) при смещении объекта и при неизменном положении экрана происходит изменение отрезка u' . Телецентрический ход лучей может быть использован только для относительно малых предметов, так как из рис. 3.6, а следует, что световой диаметр системы должен быть большим, чем диаметр поля предмета.

Если располагают апертурную диафрагму в фокальной точке \bar{F} , то она является входным зрачком, и выходной зрачок лежит в бесконечности. Получают телецентрический ход луча в пространстве изображений. Тогда при неизменном положении предмета небольшое смещение экрана не вызывает изменения линейного увеличения β' .

3.3. Параметры, характеризующие ограничения пучков

Световые габариты пучка, который исходит из точки предмета O , определяются положением и световыми габаритами входного зрачка. Широкий пучок обеспечивает высокую освещенность в плоскости изображения, малые дифракционные искажения, но обладает более большими aberrациями, чем узкий пучок. Для описания световых габаритов пучка применяется система согласованных параметров.

1. Для систем, которые предназначены для работы с предметами, находящимися на различных и достаточно больших расстояниях (зрительная труба и фотообъектив, проекционный объектив, если его рассматривать в обратном ходе лучей), указывают диафрагменное число k (DIN 4522 Bl. 1):

$$k = \frac{f'}{D_{\text{вх. зр.}}}, \tag{3.1}$$

где $D_{\text{вх. зр.}}$ — диаметр входного зрачка (рис. 3.7, а). Если входной зрачок не круглый, то под $D_{\text{вх. зр.}}$ понимают диаметр круга, площадь которого равна диаметру входного

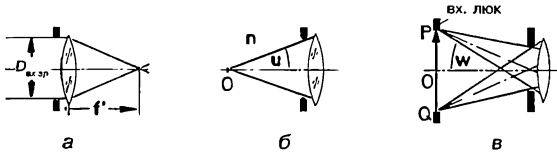


Рис. 3.7. К описанию:

a, b — световых габаритов пучка; v — и величины поля системы.

зрчка. Диафрагменное число возрастает с уменьшением диаметра входного зрчка. Для того чтобы иметь параметр, который пропорционален диаметру входного зрчка, вводится понятие относительного отверстия $1/k$ (DIN 4521). Например, при диафрагменном числе $k = 2,8$ относительное отверстие указывается в формате $1 : 2,8$. У зрительных труб просто указывается диаметр входного зрчка (DIN 58386). Пример: Гравировка на оптическом прицеле « 4×15 » означает: увеличение $4\times$, $D_{\text{вх. зр.}} = 15$ мм.

2. Для систем, в которых предмет расположен на незначительном и слабо меняющемся расстоянии (лампа перед конденсором в проекторе, препарат перед объективом микроскопа), указывают числовую апертуру A :

$$A = n \cdot \sin u, \quad (3.2)$$

где n — показатель преломления в пространстве предметов; u — половинный угол при вершине пучка лучей, исходящих из предметной точки (рис. 3.7, б). Чаще всего $n = 1$.

Пример

Объектив, в котором выполняется условие синусов, имеет следующие параметры $f' = 70$ мм, $k = 2.8$. Этот объектив строит бесконечно удаленное изображение. Чему равна числовая апертура? ($n = 1$).

Решение:

$$A = 1/2k; A = 0,179.$$

Полевая диафрагма устанавливается в тех случаях, когда поле изображения должно иметь резкие границы. Поперечные размеры полевой диафрагмы обычно выбираются из условия обеспечения в пределах всего поля системы допустимых значений aberrаций. Величину поля системы можно описывать двумя различными способами:

1) непосредственно указывается диаметр поля системы (или линейные размеры, например при прямоугольном поле системы). Тогда также нужно указывать соответствующее расстояние до предмета, чтобы можно было сравнивать поля различных оптических приборов. Например, для полевого бинокля поле системы можно описать так: «поле в пространстве предметов 120 м для дистанции 1000 м».

У микроскопов расстояние до предмета чуть больше, чем переднее фокусное расстояние объектива, и определяется условиями наблюдения. В этом случае просто указывается диаметр поля предмета в миллиметрах;

2) для любых систем размеры поля можно описывать угловым полем³ $2w$. При этом полевой угол w равен углу между оптической осью и главным лучом пучка, исходящего из крайней точки предмета (рис. 3.7, в).

³ Это нельзя сделать при телецентрическом ходе лучей. (Прим. пер.)

Пример

Какое угловое поле $2w$ соответствует описанному выше полевому биноклю?

Решение:

$$\operatorname{tg} w = 0,06; 2w \approx 6,9^\circ.$$

3.4. Полевые линзы и конденсоры

В разд. 2.2.4 был рассмотрен расчет параметров многокомпонентных оптических систем. Тогда не было необходимости рассматривать прохождение пучков лучей, формирующих оптическое изображение. На рис. 3.8, а показана оптическая система из двух тонких компонентов $L_{(1)}$ и $L_{(2)}$. Поверхность предмета перпендикулярна оптической оси. За компонентом $L_{(1)}$ находится плоскость промежуточного изображения, которая не совпадает с экраном и не лежит в пределах какой-либо оптической

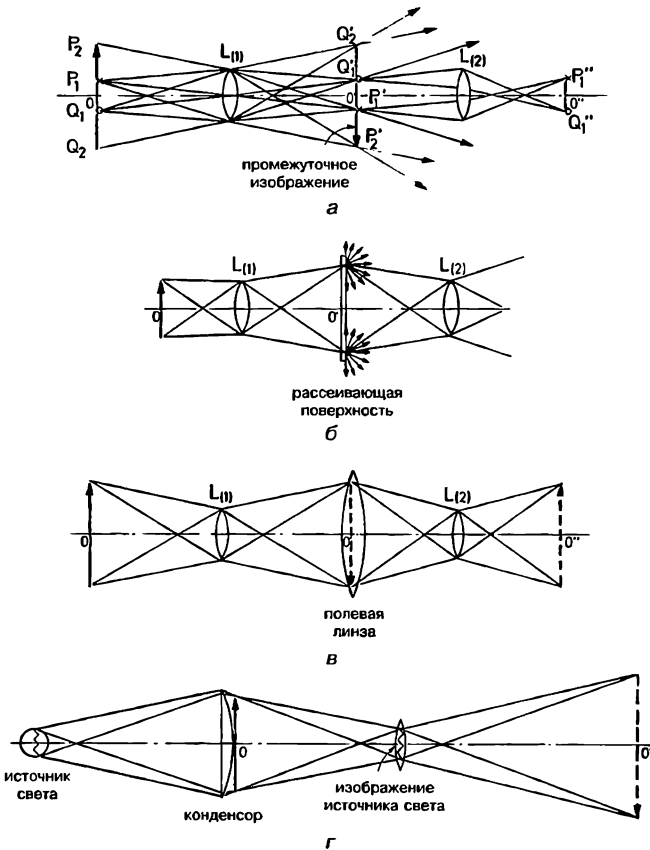


Рис. 3.8. Согласование размеров поля для двух компонентов оптической системы при использовании рассеивающей поверхности и с применением полевой линзы. Ход лучей через конденсор и объектив при диапроекции.

кой детали. Положения точек O' , P'_1 , P'_2 , O'_1 , O'_2 в этой плоскости соответствуют вершинам гомоцентрических пучков лучей. Эти пучки лучей за плоскостью промежуточного изображения становятся расходящимися, но лучи пучка не изменяют своего направления. Так как лучи из точек P'_2 , Q'_2 на второй компонент не попадают, то после второго компонента изображения этих точек не будут видны. Необходимое условие, при котором за вторым компонентом получается изображение точки, состоит в том, что лучи из этой точки должны попадать на компонент $L_{(2)}$. Это условие выполнено только для малого поля, чьи точки изображаются с полной освещенностью. В качестве границы этого поля можно рассматривать точки P'_1 и Q'_1 . Для этих точек через компонент $L_{(2)}$ еще проходит половина пучка. Поле изображения имеет в этом случае распылчатые края, которые обусловлены срезанием пучков оправой компонента $L_{(2)}$.

Можно обеспечить получение после компонента $L_{(2)}$ изображений всех точек промежуточного изображения. Для этого между двумя компонентами на месте промежуточного изображения надо установить рассеивающую поверхность (матовое стекло, просветный экран). Тогда пучок лучей от компонента $L_{(1)}$ за рассеивающей поверхностью перестает быть направленным (рис. 3.8, б). При построении изображения через компонент $L_{(2)}$ роль предмета выполняет изображение на матовом стекле, свойства которого соответствуют «самосветящемуся предмету». Это обусловлено тем, что от каждой точки матового стекла пучки лучей исходят в большую область пространства, в том числе в направлении $L_{(2)}$. Теперь $L_{(2)}$ строит изображение всего поля промежуточного изображения, но освещенность его незначительна, так как излучение рассеивается в пределах всего полупространства; только малая его часть проходит через $L_{(2)}$.

Большое поле изображения с полной освещенностью получают только тогда, когда на месте (или поблизости) промежуточного изображения ставят полевую линзу (рис. 3.8, в). Полевая линза так изменяет направление пучков, что они идут через $L_{(2)}$. Для достижения максимального эффекта полевая линза должна строить изображение плоскости, в которой находится $L_{(1)}$, в той плоскости, где расположен компонент $L_{(2)}$. Тогда все лучи, выходящие из $L_{(1)}$, проходят также через его изображение и, соответственно, через $L_{(2)}$!

Так как отдельные компоненты могут состоять из нескольких элементов, то в общем случае полевая линза должна строить изображение выходного зрачка данного компонента во входном зрачке следующего компонента.

В оптической системе, создающей изображение, все люки оптически сопряжены. Вблизи люков находятся полевые линзы, которые оптически сопрягают зрачки отдельных компонентов системы.

Расположенные между отдельными компонентами оптической системы полевые линзы преобразуют световые трубки пространства изображений данного компонента в световые трубки пространства предметов следующего компонента.

Если промежуточное изображение лежит в главной передней плоскости полевой линзы, то оно проецируется в главную заднюю плоскость полевой линзы с линейным увеличением $\beta' = +1$. Это приводит только к малому поперечному смещению промежуточного изображения. Во многих случаях полевая линза может быть смещена относительно плоскости промежуточного изображения. Тогда полевая линза изменяет линейное увеличение промежуточного изображения и, соответственно, линейное увеличение всей системы.

В зрительных трубах (см. разд. 6.6) и микроскопах полевые линзы расположены между объективом ($L_{(1)}$) и глазной линзой окуляра ($L_{(2)}$). Вместе полевая и глазная линзы образуют оптическую систему, которую называют окуляром. Из рис. 3.8, а видно, что без полевой линзы глазная линза окуляра должна иметь очень большой

диаметр, если необходимо обеспечить достаточно большое поле изображения. Но так как глазная линза окуляра должна иметь малое фокусное расстояние, то ее диаметр не может быть большим.

В разд. 3.2 был рассмотрен случай, когда предмет не является самосветящимся и не диффузно-рассеивающим (см. рис. 3.5). В этом случае входной зрачок совпадает со светящейся поверхностью. Для получения большого поля необходимо вблизи плоскости предмета поместить линзу, которая проецировала бы плоскость источника света во входной зрачок объектива (рис. 3.8, ж). Такая «полевая линза для источника света» называется конденсором. Часто в качестве конденсора используют двух- или трехлинзовые системы. Все лучи, которые исходят от источника света и проходят конденсор, идут также через изображение светящейся поверхности, а следовательно, и через объектив.

При проекции в проходящем свете (диапроекция) конденсор создает изображение источника света во входном зрачке проекционного объектива.

При этом неравномерное распределение освещенности по площади источника света (например, спирали лампы накаливания) не влияет на равномерность освещения поля изображения.

Из разд. 3.2 следует, что на экране не могут быть одновременно резко видимы проецируемый предмет (диапозитив) и спираль лампы накаливания.

Примеры

1. Тонкая линза ($f' = 600$ мм, $k = 10$), которая выполняет роль объектива зрительной трубы, создает изображение бесконечно удаленного предмета. Вторая тонкая линза ($f' = 100$ мм) выполняет роль глазной линзы окуляра. Она обеспечивает получение бесконечно удаленного изображения.

- а) Чему равно расстояние между линзами?
- б) Какое фокусное расстояние должна иметь тонкая полевая линза, если она стоит в плоскости промежуточного изображения между линзами?
- в) Какой наименьший световой диаметр должна иметь вторая линза?

Решение:

- а) 700 мм.
- б) Полевая линза должна строить изображение плоскости, где находится первая линза на месте второй линзы. Линейное увеличение при этом составит $\beta' = -1/6$. Из формулы (1.16) следует $f' = 85,7$ мм.
- в) Так как диаметр первой линзы равен $D_{\text{вх. зр.}} = 60$ мм, то световой диаметр второй линзы не может быть меньше 10 мм, если виньетирование недопустимо.

2. Ртутная лампа сверхвысокого давления с почти точечной светящейся поверхностью диаметром примерно 0,25 мм освещает прозрачную шкалу. Объектив в виде тонкой линзы ($f' = 100$ мм, $D_{\text{вх. зр.}} = 30$ мм) строит изображение этой шкалы с линейным увеличением $\beta' = -100$. Расстояние между светящейся поверхностью и объективом равно 150 мм.

- а) Чему равен диаметр изображения шкалы на экране при отсутствии конденсора?
- б) Какое фокусное расстояние должен иметь тонкий конденсор, который расположен на расстоянии 10 мм перед плоскостью шкалы (между лампой и шкалой)?

Решение:

- а) При $\beta' = -100$ шкала находится почти в фокальной плоскости \bar{F} объектива. Лучи, которые идут из точечного источника в край зрачка объектива, пересекают плоскость шкалы по окружности диаметром 10 мм.

б) Конденсор, который строит изображение светящейся поверхности в плоскости входного зрачка объектива, должен иметь фокусное расстояние $f' = 29$ мм (ср. рис. 3.8, ж). Изображение светящейся поверхности существенно меньше светового диаметра объектива.

Примечание переводчика

Приведенные в данной главе определения терминов «входной зрачок», «выходной зрачок», «апертурная диафрагма» соответствуют отечественной терминологии. Это же относится и к термину «полевая диафрагма». Однако применявшийся ранее термин «люк» отменен ГОСТ 7427—76. Вместо термина «входной люк» используется термин «поле оптической системы в пространстве предметов». Вместо термина «выходной люк» используется термин «поле оптической системы в пространстве изображений».

Согласно ГОСТ 7427—76 виньетирующей диафрагмой является любая диафрагма, кроме апертурной и полевой, которая ограничивает пучки лучей, выходящих из точек предмета, лежащих вне оптической оси. Изображение виньетирующей диафрагмы в пространстве предметов (изображений) называется входным (выходным) окном.

ГЛАВА 4

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. Введение

Количественной характеристикой оптического излучения является энергия. Мощность оптического излучения равна отношению энергия/время. Наряду с абсолютной мощностью оптического излучения большой интерес представляет пространственное распределение мощности излучения: излучающая поверхность может быть больших или малых размеров; при распространении излучение может равномерно расходиться во все стороны или концентрироваться в узкой области пространства. Также следует обращать внимание на спектральный состав излучения, т. е. на распределение мощности по длинам волн. Например, спектральный состав может быть ограничен очень узкой областью длин волн (монохроматическое излучение) или представлять собой непрерывную совокупность излучений в широкой области (полихроматическое излучение).

Попадающее на приемник излучение (входной сигнал) вызывает соответствующий выходной сигнал. Для глаза таким выходным сигналом являются зрительные впечатления¹, а для фотоэлектрических приемников — выходной ток; попадающее на фотослой излучение вызывает в нем химические изменения, которые становятся видимыми после соответствующей обработки.

Так как различные приемники могут обладать неодинаковой абсолютной чувствительностью, то на одинаковый входной сигнал разные приемники не обязательно реагируют одной и той же величиной выходного сигнала. Кроме того, необходимо учитывать спектральное распределение чувствительности. Хотя глаз имеет очень высокую абсолютную чувствительность, он, например, не реагирует на ИК-излучение. Тем не менее это излучение будет хорошо восприниматься соответствующими фотоэлектрическими приемниками.

Если необходимо оценить эффективность приемника, спектральная чувствительность которого меняется в зависимости от длины волны падающего излучения, то воздействующее на приемник излучение (входной сигнал) должно быть соотнесено со спектральной чувствительностью приемника. Аналогично, при количественной оценке излучения по вызываемому им зрительному впечатлению, излучение соотносится со спектральной чувствительностью глаза, т. е. происходит переход к системе световых величин.

На пути от источника к приемнику излучение может изменяться как по абсолютной величине, так и по спектральному составу. Например, нейтрально-серый фильтр примерно одинаково ослабляет излучение всех длин волн, а цветной фильтр

¹ В колориметрии (см. разд. 7.5.1) различают: цветовой тон — субъективный признак, который познается через ощущения и определяется словами — синий, зеленый, красный и др.; насыщенность — субъективный признак, характеризующий интенсивность цветового тона; светлота — субъективный признак, характеризующий ощущение объективной величины — яркости. (*Прим. пер.*)

поглощает излучение определенных участков длин волн. Влияние на излучение среды распространения описывается энергетическими и светотехническими характеристиками материала. Оптические системы между источником и приемником могут изменять пространственное распределение излучения. Например, на малую площадку приемника может концентрироваться высокая мощность излучения.

В последующих разделах дается количественное описание распространения и приема излучения.

4.1.1. Энергетические величины

Распространение излучения без учета спектральных характеристик приемника описывается энергетическими величинами² (DIN 5031, Blatt 1). При обозначениях энергетических величин используется индекс e .

Мощность, которая исходит от источника оптического излучения, называется также потоком излучения Φ_e . Для измерения потока излучения используется та же единица измерения, что и для мощности, — ватт (Вт). При одной и той же величине потока излучения Φ_e более высокая сила излучения (ее также называют энергетической силой света) получается в том случае, когда излучение распространяется в пределах узкой области пространства вблизи одного предпочтительного направления, а не когда излучение равномерно расходится по всем направлениям пространства. При описании распространения излучения часто используют понятие телесного угла Ω (рис. 4.1, а). Пусть на сфере, центр которой находится в точке O , задана некоторая замкнутая линия (ее форма может быть произвольной). Если все точки этой линии соединить с центром сферы, то образуется конусообразная поверхность. Эта конусообразная поверхность охватывает некоторую часть пространства — телесный угол. Величина телесного угла Ω вычисляется по формуле $\Omega = A/r^2$, где A — площадь участка поверхности сферы, ограниченного замкнутой линией, r — радиус сферы. Из простых геометрических соображений ясно, что величина телесного угла Ω не зависит от радиуса сферы r . Единицей измерения телесного угла является стерадиан (ср). Чтобы было более наглядно, пишут: $\Omega = A/r^2 \Omega_0$, где $\Omega_0 = 1$ ср — единичный телесный угол. Максимальный телесный угол соответствует телесному углу всего пространства вокруг точки O , $\Omega = (4\pi r^2/r^2) \cdot \Omega_0 = 4\pi$ ср. Для малых телесных углов можно приближенно считать площадку A плоской. Пусть в точке O — вершине телесного угла находится источник оптического излучения, геометрическими размерами источника можно пренебречь. В пределах телесного угла Ω поток излучения от этого источника равен Φ_e . Тогда сила излучения равна:

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\Omega}. \quad (4.1)$$

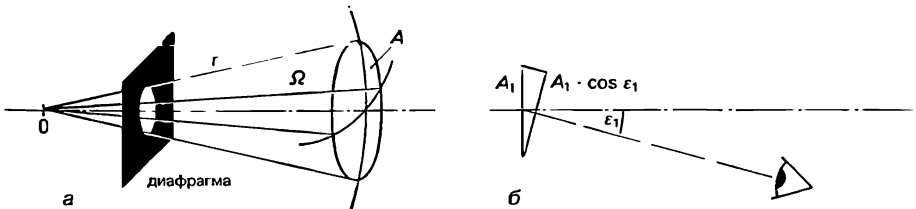


Рис. 4.1. Распространение излучения в пространстве:

а — излучение в телесном угле; б — площадь проекции излучающей площадки в направлении наблюдения.

² См. ГОСТ 26148—84 «Фотометрия. Термины и определения». (Прим. пер.)

Единицей энергетической силы излучения является $\text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1}$. Если в пределах телесного угла поток излучения распределен неравномерно, то значение, вычисленное по формуле (4.1), соответствует средней силе излучения.

Если из заданного направления рассматривают источник излучения, то интенсивность источника излучения тем больше, чем меньше площадь проекции излучающей площадки A_1 в направлении наблюдения (рис. 4.1, б) и чем больше создаваемая ей сила излучения I_e . Таким образом, вводится понятие энергетической яркости L_e . Энергетическая яркость в заданном направлении характеризуется отношением

$$L_e = \frac{I_e}{A_1 \cdot \cos \varepsilon_1}, \quad (4.2)$$

где ε_1 — угол между нормалью к излучающей площадке и направлением наблюдения. Единица энергетической яркости — $\text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$.

При неравномерном распределении силы света по площадке A_1 вычисленное по формуле (4.2) значение соответствует средней энергетической яркости. Если поток излучения Φ_e падает на площадку A_2 , то создаваемая им энергетическая освещенность E_e на этой площадке равна

$$E_e = \frac{\Phi_e}{A_2}. \quad (4.3)$$

Единица энергетической освещенности — $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. При неравномерном освещении площадки A_2 значение, вычисленное по формуле (4.3), соответствует средней энергетической освещенности.

До этого места при рассмотрении энергетических величин ничего не говорилось о спектральном составе излучения. Пусть спектральный диапазон излучения лежит в пределах определенной спектральной области. Разобьем эту область на малые интервалы шириной $d\lambda$ (например, 1 нм) и укажем, какой поток излучения $d\Phi_e$ приходится на каждый интервал $d\lambda$. Тогда спектральная плотность потока излучения (или более коротко — спектральный поток излучения) $\Phi_{e\lambda}$ равна:

$$\Phi_{e\lambda} = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}. \quad (4.4)$$

Единица спектрального потока излучения — $\text{Вт} \cdot \text{нм}^{-1}$.

Функция $\Phi_{e\lambda}(\lambda)$ описывает спектральное распределение излучения. Общий поток излучения Φ_e находится интегрированием в пределах диапазона длин волн от λ_1 до λ_2 , на котором функция $\Phi_{e\lambda}$ отлична от нуля:

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda. \quad (4.5)$$

Аналогично даются определения спектральных плотностей остальных величин: $I_{e\lambda}$, $L_{e\lambda}$, $E_{e\lambda}$.

Здесь представлены только самые важные энергетические параметры излучения. Они приведены в табл. 4.1, которая также содержит их точные дифференциальные определения. Дифференциальные определения необходимо использовать, если излучение неравномерно распределено по площади или в телесном угле.

4.1.2. Расчет выходного сигнала приемников

В стандарте DIN 5031, Вл. 2 содержится определение термина «чувствительность приемника»³. Пусть $d\Phi_e = \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda$ — поток излучения в узком интервале длин волн

³ См. ГОСТ 4.431—86 «Система показателей качества продукции. Приемники излучения фотоэлектрические. Номенклатура показателей». (Прим. пер.)

Таблица 4.1. Важнейшие энергетические величины

Величина	Обозначение	Определение		Единица измерения
		упрощенное	точное	
Поток излучения	Φ_e	Мощность излучения		Вт
Сила излучения	I_e	$\frac{\Phi_e}{\Omega}$	$\frac{d\Phi_e}{d\Omega}$	Вт·ср ⁻¹
Энергетическая яркость	L_e	$\frac{I_e}{A_1 \cdot \cos \varepsilon_1}$	$\frac{dI_e}{dA_1 \cdot \cos \varepsilon_1}$	Вт·ср ⁻¹ ·м ⁻²
Энергетическая освещенность	E_e	$\frac{\Phi_e}{A_2}$	$\frac{d\Phi_e}{dA_2}$	Вт·м ⁻²
Спектральный поток излучения	$\Phi_{e\lambda}$	—	$\frac{d\Phi_e}{d\lambda}$	Вт·нм ⁻¹

от λ до $\lambda + d\lambda$. Если данный поток излучения $d\Phi_e$ падает на приемник, то возникает выходной ток dJ . Аналогично формуле (4.4) этот ток можно представить в виде $dJ = J_\lambda d\lambda$. При различных длинах волн λ одним и тем же значениям $d\Phi_e$ соответствуют отличающиеся друг от друга величины dJ . Таким образом, чувствительность приемника зависит от длины волны. В рассматриваемом случае чувствительность определяется как:

$$s(\lambda) = \frac{dJ}{d\Phi_e} \text{ или } s(\lambda) = \frac{J_\lambda}{\Phi_{e\lambda}},$$

а ее единицей измерения может быть, например, мА·Вт⁻¹.

Вместо потока излучения можно воспользоваться другими входными величинами (например, E_e). Выходной сигнал приемника также может быть иной величиной (например, напряжением U).

Поэтому целесообразно ввести следующие обозначения: входная величина X_e ; выходная величина Y . Соответствующие спектральные плотности (они отмечены индексом λ ; см. разд. 4.1.1) удовлетворяют соотношениям:

$$dX_e = X_{e\lambda} \cdot d\lambda, \quad dY = Y_\lambda \cdot d\lambda.$$

Тогда абсолютная спектральная чувствительность равна

$$s(\lambda) = \frac{dY}{dX_e} \text{ или } s(\lambda) = \frac{Y_\lambda}{X_{e\lambda}}. \quad (4.6)$$

Если соотнести эту спектральную чувствительность со значением $s(\lambda_0)$ для произвольно выбранной длины волны λ_0 , то относительная спектральная чувствительность равна

$$s(\lambda)_{rel} = \frac{s(\lambda)}{s(\lambda_0)}. \quad (4.7)$$

Очевидно, что $s(\lambda_0)_{rel} = 1$. Если выбрать в качестве λ_0 длину волны максимума чувствительности, то $0 \leq s(\lambda)_{rel} \leq 1$. Кривая спектральной чувствительности приемника выглядит в этом случае более наглядно.

Если на приемник падает излучение широкого спектрального диапазона (в интервале длин волн от λ_1 до λ_2), то в соответствии с формулой (4.5) входная величина равна

$$X_e = \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} X_{e\lambda} \cdot d\lambda.$$

Предположим, что выходные величины dY можно суммировать аналогично (для глаза это соответствует теореме сложения). Тогда, с учетом формулы (4.6) выходная величина Y (например, возникающий в приемнике ток) равна

$$Y = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} X_{e\lambda} \cdot s(\lambda) \cdot d\lambda.$$

Если в последнюю формулу подставить выражение (4.7) для относительной чувствительности, то выходная величина для излучения в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 равна:

$$Y = s(\lambda_0) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} X_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda. \tag{4.8}$$

Абсолютная чувствительность приемника равна

$$s = \frac{Y}{X}. \tag{4.9}$$

(Вместо X_e записано X , так как речь должна идти вообще о входной величине, а не только об энергетических величинах.)

До сих пор считалось, что выходная величина Y линейно зависит от X , но так бывает далеко не всегда. На рис. 4.2 представлена нелинейная характеристика (Y как функция от X). Тогда дифференциальная чувствительность находится по формуле

$$s_d = \frac{dY}{dX}. \tag{4.10}$$

Дифференциальная чувствительность показывает изменение выходной величины dY при изменении входной величины на dX . Из рис. 4.2 можно сделать вывод, что при нелинейной характеристике s и s_d зависят от значения входной величины X , т. е. от рабочей точки на графике. Для линейной характеристики $Y = \text{const} \cdot X$ и $s = s_d$.

Описанное в этом разделе обобщенное представление характеристик приемника позволяет получить функциональные зависимости, которые могут теперь быть использованы для любого приемника (глаз, фотослой, фотоэлектрический приемник).

4.1.3. Световые величины

В основе построения системы световых величин лежит оценка излучения по вызываемому им зрительному ощущению, т. е. по реакции человеческого глаза. Для перехода от энергетических к световым величинам целесообразно использовать уравнение (4.8). При этом под выходной величиной Y понимается световая величина, которая соответствует воспринимаемой глазом входной энергетической величине X_e . Так как из светового потока можно снова вывести все другие световые величины, то далее будет рассмотрен переход от энергетического потока излучения Φ_e (входная величина X_e) к световому потоку Φ (выходная величина Y). Для этого в уравнение (4.8) необходимо подставить следующие величины.

1. $X_{e\lambda} \rightarrow \Phi_{e\lambda}$, где $\Phi_{e\lambda}$ — спектральный поток излучения.
2. $s(\lambda)_{rel} \rightarrow V(\lambda)$, где $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность для дневного зрения (относительная спектральная чувствительность глаза;



Рис. 4.2. Определение чувствительности при нелинейной характеристике.

см. рис. 4.21). Значения $V(\lambda)$ табулированы⁴ в DIN 5031, Вл. 3, для «нормального наблюдателя» с шагом 1 нм. Своего максимального значения функция $V(\lambda) = 1$ достигает при $\lambda_0 = 555$ нм. На границах видимой области ($\lambda = 380$ нм и $\lambda = 780$ нм) функция принимает пренебрежимо малые значения [$V(\lambda) \approx 10^{-5}$].

3. $s(\lambda_0) \rightarrow K_m$, где K_m — абсолютная спектральная чувствительность глаза при $\lambda_0 = 555$ нм. Она также называется максимальной световой спектральной эффективностью для дневного зрения, $K_m = 683$ лм/Вт (люмен (лм) — единица измерения светового потока).

Тогда в соответствии с формулой (4.8) световой поток Φ равен

$$\Phi = K_m \cdot \int_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} \Phi_e \cdot V(\lambda) \cdot d\lambda. \quad (4.11)$$

Световой поток находится в результате редуцирования (приведения) потока излучения в соответствии со спектральной чувствительностью глаза.

Аналогично табл. 4.1 составлена табл. 4.2, где приведены основные световые величины. Следует отметить, что единицы измерения световых величин отличаются от единиц измерения энергетических величин. Базовой единицей системы световых величин является сила света в одну канделу. С 1979 года одна кандела (кд) соответствует монохроматическому излучению на длине волны $\lambda = 555$ нм при силе излучения 1/683 Вт/ср в направлении измерения.

В отличие от энергетических величин, в обозначениях световых величин индекс e не ставится. Во избежание путаницы в обозначениях световых величин можно использовать индекс v .

Таблица 4.2. Важнейшие световые величины.

Величина	Обозначение	Определение		Единица измерения
		упрощенное	точное	
Световой поток	Φ	См. формулу (4.11)		люмен (лм) 1 лм = 1 кд · 1 ср
Сила света	I	$\frac{\Phi}{\Omega}$	$\frac{d\Phi}{d\Omega}$	кандела (кд) (базовая единица)
Яркость	L	$\frac{I}{A_1 \cdot \cos \varepsilon_1}$	$\frac{dI}{dA_1 \cdot \cos \varepsilon_1}$	кд · м ⁻²
Освещенность	E	$\frac{\Phi}{A_2}$	$\frac{d\Phi}{dA_2}$	люкс (лк) 1 лк = 1 лм · 1 м ⁻²

Пример

Почти точечный источник света с пространственно равномерным распределением излучения (сила света одинакова во всех направлениях) на расстоянии 8 м создает освещенность 100 лк.

- Чему равна величина силы света I в канделах?
- Чему равен весь исходящий от источника световой поток?

⁴ Эти сведения также приведены в ГОСТ 8.332—78 «Световые измерения. Значения относительной спектральной световой эффективности монохроматического излучения для дневного зрения». Для приближенных расчетов можно использовать аппроксимирующую формулу $V(\lambda) = \exp[-\eta(\lambda - \lambda_0)^2]$, где $\lambda_0 = 0,56$ мкм, $\eta = 275$ мкм⁻². (Прим. пер.)

Решение:

а) Используя для расчета I и E формулы из табл. 4.2, а также определение телесного угла $\Omega = A_2/r^2$, можно получить следующее соотношение $I = E \cdot r^2$, где r — расстояние. Тогда $I = 6,4 \cdot 10^3$ кд.

б) Так как сила света во всем пространстве является постоянной, то в полном телесном угле $\Omega = 4\pi$ ср световой поток равен: $\Phi = 8,042 \cdot 10^4$ лм.

4.1.4. Прохождение потока излучения через элементы оптических систем

На пути от источника к приемнику излучение может проходить через различные оптические элементы (например, детали из стекла). Далее будет рассмотрен наиболее простой случай, когда пластина из стекла находится в воздухе (рис. 4.3). Так как в этом разделе не рассматриваются изменения направления излучения, то полученные результаты можно обобщить для оптических элементов в виде линз, призм и т. д. Проходящее излучение ослабляется из-за отражения на поверхностях раздела сред и из-за поглощения в стекле. Так как величина ослабления зависит от длины волны, то при описании прохождения излучения будут использоваться спектральные характеристики материала. Далее предполагается, что излучение является монохроматическим с длиной волны λ .

Так как каждая поверхность разделяет среды с различными показателями преломления, то часть излучения будет отражаться. Падающий на первую поверхность спектральный поток излучения $\Phi_{e\lambda}$ уменьшается до спектрального потока $(\Phi_{e\lambda})_{i1}$ прошедшего в среду. Из-за поглощения в пластине поток излучения будет постепенно уменьшаться. До второй поверхности доходит спектральный поток $(\Phi_{e\lambda})_{e2}$. На этой поверхности часть потока снова отражается. Поэтому после прохождения стеклянной пластины спектральный поток излучения составит $(\Phi_{e\lambda})_r$. Отраженный от поверхности спектральный поток $(\Phi_{e\lambda})_p$ равен разности падающего и прошедшего через эту поверхность потоков.

Указанные потоки излучения далее будут использоваться для определения спектральных параметров оптических элементов и сред.

Спектральный коэффициент пропускания $\tau(\lambda)$ равен

$$\tau(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_r}{\Phi_{e\lambda}}. \tag{4.12}$$

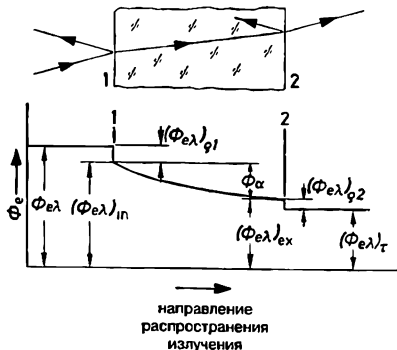


Рис. 4.3. Прохождение излучения через пластину.

Если пропускание пластины равно $\tau(500 \text{ нм}) = 0,7$, то это означает, что при прохождении излучения с длиной волны 500 нм потери на поглощение и отражение составляют 30 %.

Спектральный коэффициент отражения $\rho(\lambda)$ равен

$$\rho(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_{\rho}}{\Phi_{e\lambda}}, \quad (4.13)$$

где $(\Phi_{e\lambda})_{\rho}$ — полный отраженный от оптического элемента спектральный поток излучения. Он может возникать от одной (например, зеркала) или от нескольких поверхностей (пластина на рис. 4.3).

Спектральный коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$ равен

$$\alpha(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_{\alpha}}{\Phi_{e\lambda}}, \quad (4.14)$$

где $(\Phi_{e\lambda})_{\alpha}$ — полный поглощенный оптическим элементом спектральный поток излучения. На рис. 4.3 $(\Phi_{e\lambda})_{\alpha} = (\Phi_{e\lambda})_{in} - (\Phi_{e\lambda})_{ex}$.

По закону сохранения энергии сумма отраженного, поглощенного и прошедшего потоков излучения должна быть равна падающему потоку излучения, следовательно

$$\rho(\lambda) + \alpha(\lambda) + \tau(\lambda) = 1. \quad (4.15)$$

Если рассматривать только поток излучения в пластине, т. е. без учета потерь на отражение на первой и второй поверхностях («чистый» поток), то можно дополнительно ввести следующие коэффициенты.

Чистый (внутренний) спектральный коэффициент пропускания

$$\tau_i(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_{ex}}{(\Phi_{e\lambda})_{in}}. \quad (4.16)$$

Чистый (внутренний) спектральный коэффициент поглощения

$$\alpha_i(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_{in} - (\Phi_{e\lambda})_{ex}}{(\Phi_{e\lambda})_{in}}. \quad (4.17)$$

По закону сохранения энергии

$$\alpha_i(\lambda) + \tau_i(\lambda) = 1. \quad (4.18)$$

Пример

Для одиночной пластины (рис. 4.3) для длины волны 500 нм указаны следующие значения: $\Phi_{e\lambda} = 5 \text{ Вт} \cdot \text{нм}^{-1}$, $(\Phi_{e\lambda})_{in} = 4,75 \text{ Вт} \cdot \text{нм}^{-1}$, $(\Phi_{e\lambda})_{ex} = 4,74 \text{ Вт} \cdot \text{нм}^{-1}$, $(\Phi_{e\lambda})_{\tau} = 4,5 \text{ Вт} \cdot \text{нм}^{-1}$. Тогда:

$$\tau(500) = 0,9; \rho(500) = 0,098; \alpha(500) = 0,002;$$

$$\tau_i(500) = 0,9979; \alpha_i(500) = 0,0021.$$

В некоторых случаях вместо коэффициента пропускания целесообразно использовать оптическую плотность. Например, **спектральная оптическая плотность равна**

$$D(\lambda) = \lg \frac{1}{\tau(\lambda)}. \quad (4.19)$$

Таблица 4.3. Коэффициенты пропускания, отражения, поглощения и оптическая плотность.

	Пропускание	Отражение	Поглощение	Оптическая плотность
Спектральные коэффициенты	$\tau(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_{\tau}}{\Phi_{e\lambda}}$	$\rho(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_{\rho}}{\Phi_{e\lambda}}$	$\alpha(\lambda) = \frac{(\Phi_{e\lambda})_{\alpha}}{\Phi_{e\lambda}}$	$D(\lambda) = \lg \frac{1}{\tau(\lambda)}$
Интегральные коэффициенты (отмечены индексом e)	$\tau_e = \frac{(\Phi_e)_{\tau}}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \tau(\lambda) \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda}$	$\rho_e = \frac{(\Phi_e)_{\rho}}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \rho(\lambda) \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda}$	$\alpha_e = \frac{(\Phi_e)_{\alpha}}{\Phi_e} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \alpha(\lambda) \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda}$	$D_e = \lg \frac{1}{\tau_e}$
Коэффициенты, соответствующие приемнику с относительной спектральной чувствительностью $s(\lambda)_{rel}$ (отмечены индексом s)	$\tau_s = \frac{(\Phi_s)_{\tau}}{\Phi_s} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \tau(\lambda) \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda}$	$\rho_s = \frac{(\Phi_s)_{\rho}}{\Phi_s} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \rho(\lambda) \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda}$	$\alpha_s = \frac{(\Phi_s)_{\alpha}}{\Phi_s} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \alpha(\lambda) \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda}$	$D_s = \lg \frac{1}{\tau_s}$
Визуальные коэффициенты	$\tau = \frac{\Phi_{\tau}}{\Phi} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \tau(\lambda) \cdot V(\lambda) \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) \cdot d\lambda}$	$\rho = \frac{\Phi_{\rho}}{\Phi} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \rho(\lambda) \cdot V(\lambda) \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) \cdot d\lambda}$	$\alpha = \frac{\Phi_{\alpha}}{\Phi} = \frac{\int \Phi_{e\lambda} \cdot \alpha(\lambda) \cdot V(\lambda) \cdot d\lambda}{\int \Phi_{e\lambda} \cdot V(\lambda) \cdot d\lambda}$	$D = \lg \frac{1}{\tau}$

Для ранее рассмотренной пластины $D(500) = 0,046$, т. е. пластина имеет малую оптическую плотность для излучения $\lambda = 500$ нм. Для полностью непрозрачной пластины $D = \infty$.

Совершенно другое значение имеет название «оптически более плотная среда» (см. разд. 1.3).

Здесь шла речь только о самых важных спектральных характеристиках оптических элементов. Определения остальных терминов даны в DIN 1349 Bl. I и DIN 5036 Bl. 1.

До этого места предполагалось, что на пластину падает монохроматическое излучение. Теперь рассмотрим случай, когда спектральный диапазон падающего излучения ограничен длинами волн λ_1 и λ_2 . Тогда в соответствии с уравнением (4.5) падающий поток излучения равен:

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e\lambda} \cdot d\lambda.$$

Из формул (4.5) и (4.12) следует, что прошедший через пластину поток излучения равен:

$$(\Phi_e)_r = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e\lambda} \cdot \tau(\lambda) \cdot d\lambda.$$

Интегральный коэффициент пропускания равен отношению потоков излучения $(\Phi_e)_r$ и Φ_e . Аналогично находятся интегральные коэффициенты отражения и поглощения (см. табл. 4.3).

Если между приемником и источником немонахроматического излучения поместить светофильтр, то отношение выходных сигналов приемника после и до введения светофильтра будет равно коэффициенту пропускания светофильтра для данного приемника излучения. Коэффициент пропускания (и аналогичные коэффициенты отражения и поглощения) для приемника с относительной спектральной чувствительностью $s(\lambda)_{rel}$ вычисляется по формулам, которые приведены в табл. 4.3. По этим же формулам, при подстановке в них $s(\lambda)_{rel} = V(\lambda)$, рассчитываются визуальные коэффициенты пропускания, отражения и поглощения. Эти визуальные коэффициенты соответствуют случаю, когда в качестве приемника излучения выступает глаз (см. разд. 4.1.3).

4.2. Световой поток, освещенность и яркость при формировании оптического изображения

В самом простом случае между источником света и приемником нет никаких оптических элементов. При формировании оптического изображения (например, между источником и приемником расположена линза) распределение светового потока в плоскости приемника изменяется. В результате этого на малой площадке может быть получена высокая освещенность. Созданное одним оптическим компонентом изображение можно рассматривать как предмет для последующих оптических компонентов. Если при этом в плоскости промежуточного изображения происходит диффузное рассеяние (т. е. там установлены матовое стекло или рассеивающий экран), то промежуточное изображения для последующих компонентов можно считать самосветящимся предметом.

В последующих разделах используются световые величины. Однако все уравнения действительны для энергетических величин, а также для величин, которые относятся к иному приемнику, чем глаз.

Как и ранее, рассматривается случай, когда оптическая система находится в воздухе; диафрагмы являются круглыми; предметная плоскость, плоскость изображения, диафрагмы и т. д. перпендикулярны оптической оси; зрачки совмещены с главными плоскостями. Следовательно, расстояние от входного зрачка до плоскости предмета равно a и расстояние от выходного зрачка до плоскости изображения равно a' (самый простой случай: в одиночной линзе пучки ограничиваются правой линзой). Рекомендуется также обратиться к гл. 3.

4.2.1. Непосредственное освещение поверхности приемника

На рис. 4.4 показаны малая излучающая площадка A_1 с постоянной по всем направлениям яркостью и элемент поверхности приемной площадки dA_2 . Телесный угол, под которым площадка dA_2 видна из A_1 , равен

$$d\Omega = \frac{dA_2 \cos \varepsilon_2}{r^2} \cdot \Omega_0,$$

где r — расстояние между площадками A_1 и dA_2 ; ε_2 — угол между прямой, соединяющей центры площадок, и нормалью к площадке dA_2 . В соответствии с табл. 4.2 сила света в направлении на площадку dA_2 равна $I = L \cdot A_1 \cdot \cos \varepsilon_1$, где ε_1 — угол между прямой, соединяющей центры площадок, и нормалью к площадке A_1 . Световой поток, который распространяется в телесном угле $d\Omega$, равен $d\Phi = I \cdot d\Omega$. Тогда на площадку dA_2 падает световой поток

$$d\Phi = L \cdot \frac{A_1 \cdot \cos \varepsilon_1 \cdot dA_2 \cdot \cos \varepsilon_2}{r^2} \cdot \Omega_0. \tag{4.20}$$

Последняя формула показывает, что на площадку dA_2 попадает только очень малая часть светового потока, который исходит от поверхности A_1 . Освещенность на площадке dA_2 равна $E = d\Phi/dA_2$.

Пример

Лампа накаливания с площадью спирали $A_1 = 4 \text{ мм}^2$ и яркостью 720 кд/см^2 освещает находящуюся от нее на расстоянии 30 см площадку приемника. Площадь площадки приемника $dA_2 = 1,5 \text{ см}^2$. Нормали к поверхностям площадок составляют углы $\varepsilon_1 = 45^\circ$ и $\varepsilon_2 = 60^\circ$ с прямой, соединяющей центры площадок (см. рис. 4.4, а). Расчет по формуле (4.20) дает следующие значения: световой поток $d\Phi = 0,0170 \text{ кд} \cdot \text{ср}$ (= лм); освещенность $E = 113,3 \text{ лм/м}^2$ (= лк).

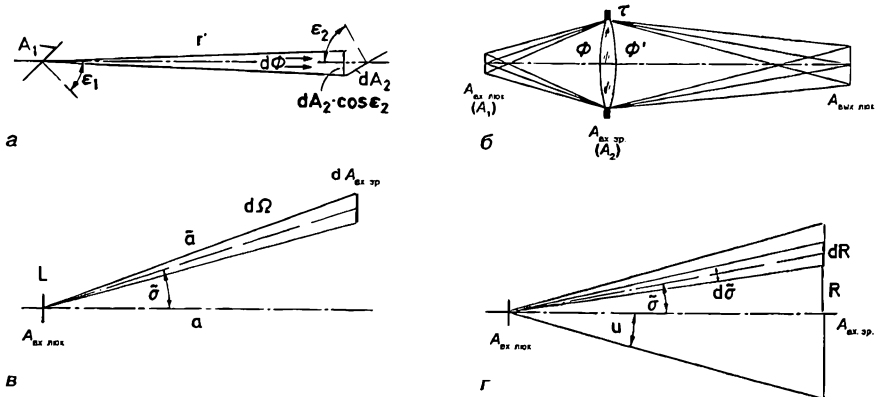


Рис. 4.4. Схемы для расчета освещенности. Пояснения даны в тексте.

4.2.2. Световой поток и освещенность изображения в оптической системе

На рис. 4.4, б линза строит изображение расположенной на оси малой излучающей площадки A_1 . Эту площадку можно рассматривать как входной люк, а ее изображение как выходной люк. По сравнению с рис. 4.4, а, на поверхность линзы — более точно входной зрачок — попадает значительно больший световой поток Φ , который далее идет к плоскости изображения. Разумеется, в пространство изображений попадает немного меньший поток света $\Phi' = \Phi \cdot \tau$, где τ — коэффициент пропускания линзы.

В рассматриваемом случае непосредственно освещаемой поверхностью A_2 является поверхность зрачка $A_{\text{вх. зр.}}$. На рис. 4.4, в показана элементарная площадка $dA_{\text{вх. зр.}}$ входного зрачка. В соответствии с формулой (4.20) на эту площадку падет световой поток

$$d\Phi = L \cdot \frac{A_{\text{вх. люк}} \cdot \cos^3 \bar{\sigma}}{\bar{a}^2} \cdot \Omega_0 \cdot dA_{\text{вх. зр.}} \quad (4.21)$$

Полный световой поток Φ находится интегрированием по поверхности зрачка $A_{\text{вх. зр.}}$. Для этого в качестве элементарной площадки $dA_{\text{вх. зр.}}$ принимается кольцо с шириной dR (рис. 4.4, з): $dA_{\text{вх. зр.}} = 2\pi R dR$. При $R = \bar{a} \cdot \sin \bar{\sigma}$ и $dR = \bar{a} \cdot d\bar{\sigma} / \cos \bar{\sigma}$ получается $dA_{\text{вх. зр.}} = 2\pi \bar{a}^2 \cdot \sin \bar{\sigma} \cdot d\bar{\sigma} / \cos \bar{\sigma}$. Тогда

$$d\Phi = 2\pi \cdot L \cdot A_{\text{вх. люк}} \cdot \cos \bar{\sigma} \cdot \sin \bar{\sigma} \cdot d\bar{\sigma} \cdot \Omega_0.$$

После интегрирования в пределах от $\bar{\sigma} = 0$ до $\bar{\sigma} = u$ (апертурный угол $u = \bar{\sigma}_{\text{max}}$) световой поток равен:

$$\Phi = \pi \cdot L \cdot A_{\text{вх. люк}} \cdot \sin^2 u \cdot \Omega_0. \quad (4.22)$$

Световой поток пропорционален квадрату передней апертуры.

Освещенность E в пределах малой площадки изображения $A_{\text{вых. люк}}$ равна

$$E = \frac{\tau \cdot \Phi}{A_{\text{вых. люк}}}. \quad (4.23)$$

Из формул (4.22), (4.23) и равенства $A_{\text{вх. люк}} / A_{\text{вых. люк}} = 1/\beta^2$ следует

$$E = \pi \cdot L \cdot \tau \cdot \frac{\sin^2 u}{\beta^2} \cdot \Omega_0. \quad (4.24)$$

Если выполняется условие синусов (2.51), то последняя формула примет вид

$$E = \pi \cdot L \cdot \tau \cdot \sin^2 u' \cdot \Omega_0. \quad (4.25)$$

Освещенность пропорциональна квадрату задней апертуры.

Пример

Чему равны световой поток Φ и освещенность E , если объектив ($f' = 200$ мм, $k = 2,8$, $\tau = 0,9$) создает изображение малой площадки ($A_{\text{вх. люк}} = 1,53$ мм², $L = 550$ кд/см²) с линейным увеличением $\beta' = -0,2$?

Решение:

При заданных величинах β' и f' по формуле (1.15) находится $a = -1200$ мм; по диафрагменному числу k и фокусному расстоянию f' можно определить $D_{\text{вх.зр.}} = 71,43$ мм. Следовательно, $|\sin u| = 0,02975$. Окончательно $\Phi = 0,02340$ лм, $E = 3,441 \cdot 10^5$ лк.

4.2.3. Падение освещенности на краю изображения

Освещенность E , которая вычислена по формуле (4.25), соответствует случаю расположенной на оси малой площадки изображения $A_{\text{вх.лук}}$. Теперь рассмотрим случай, когда малая площадка $A_{\text{вх.лук}}$ смещена с оптической оси. При этом главный луч, соединяющий центр этой площадки с центром входного зрачка, образует угол w с оптической осью (рис. 4.5). Очевидно, что углы между главным лучом и нормалью площадок $A_{\text{вх.лук}}$ и $A_{\text{вх.зр.}}$ также равны w . Обусловленное этой причиной падение освещенности пропорционально $\cos^2 w$. Кроме того, расстояние между площадками теперь равно $\bar{a} = a/\cos w$. Вследствие этого падение освещенности также пропорционально $\cos^2 w$. Окончательно «естественное» уменьшение освещенности на краю изображения описывается выражением

$$E(w) = E \cdot \cos^4 w, \quad (4.26)$$

где $E(w)$ — освещенность площадки изображения для полевого угла w ; E — освещенность на оси. (См. также [1.16.], 1990, S. 104.) Спад светового потока на краю изображения описывается аналогичной формулой.

Другим эффектом, который оказывает значительное влияние на распределение освещенности в плоскости изображения, является виньетирование на оправе объектива. Эффект виньетирования проявляется уже в безлинзовой камер-обскуре (рис. 4.6, а). С ростом полевого угла действующее отверстие приобретает лункообразную форму⁵. Если входное отверстие выполнено в виде усеченного конуса, то виньетирование отсутствует, а падение освещенности описывается формулой (4.26). Для сравнения на рис. 4.6, б показано виньетирование в объективе. Более узкая диафрагма (рис. 4.6, в) уменьшает виньетирование, т. е. виньетирование имеет место только для углов, которые больше полевого угла $w_{\text{гр}}$ (граничный угол).

Обусловленное виньетированием уменьшение освещенности пропорционально $A_{\text{вх.зр.}}(w)/A_{\text{вх.зр.}}$, где $A_{\text{вх.зр.}}(w)$ — действующая площадь зрачка для полевого угла w , $A_{\text{вх.зр.}}$ — действующая площадь зрачка при $w = 0$. Таким образом, на основании формулы (4.26) освещенность равна⁶

$$E(w) = E \cdot \frac{A_{\text{вх.зр.}}(w)}{A_{\text{вх.зр.}}} \cdot \cos^4 w. \quad (4.27)$$

⁵ В данном случае под лункой понимается геометрическая фигура, которая образована пересечением двух окружностей. (Прим. пер.)

⁶ При рассмотрении падения освещенности на краю изображения не учитывались aberrации. Например, при выводе формулы (4.24) было принято $A_{\text{вх.лук}}/A_{\text{вх.зр.}} = 1/\beta'^2 = \text{const}$. Но если система обладает дисторсией, то линейное увеличение (а вместе с ним и отношение площадей $A_{\text{вх.лук}}/A_{\text{вх.зр.}}$) является функцией угла w . Исходя из этого в объективах с большой отрицательной дисторсией возможно $E(w) > E$. Другой важнейший фактор, который влияет на падение освещенности на краю изображения, — aberrационные искажения изображения апертурной диафрагмы (если диафрагма не совпадает со входным зрачком). Современное программное обеспечение позволяет выполнить расчеты падения освещенности на краю изображения с учетом aberrаций. (Прим. пер.)

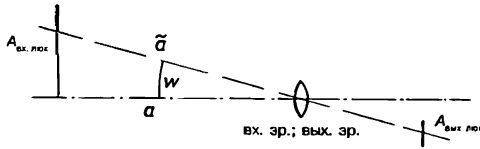


Рис. 4.5. К определению падения освещенности на краю изображения.

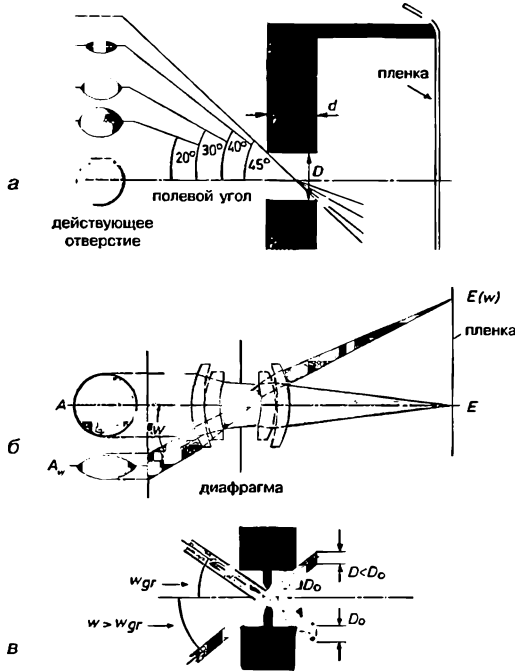


Рис. 4.6. Виньетирование:

а — безлинзовая камер-обскура с цилиндрическим отверстием; б — виньетирование в объективе; в — эффект диафрагмирования.

4.2.4. Яркость изображения и геометрический фактор

Если в плоскости изображения находится диффузно отражающая поверхность (например, белый матовый экран), то падающий на изображение световой поток Φ' рассеивается в полупространство. Тогда поверхность изображения можно рассматривать как источник света, который обладает яркостью $L_{\text{диф}}$ (диффузная яркость).

В дальнейшем принимается, что экран является «идеально матовым»: падающее излучение рассеивается в полупространство таким образом, что яркость $L_{\text{диф}}$ остается одинаковой по всем направлениям (закон Ламберта), а направленное отражение (блеск) полностью отсутствует. Если воспользоваться формулой (4.22) для светового потока Φ'' , который диффузно отражается площадкой $A_{\text{вых.люк}}$ то

$$\Phi'' = \pi \cdot L_{\text{диф}} \cdot A_{\text{вых.люк}} \cdot \sin^2 u'' \cdot \Omega_0. \tag{4.28}$$

Так как Φ'' будет излучаться во все полупространство, то $u'' = 90^\circ$. С другой стороны

$$\Phi'' = \Phi' \cdot \rho, \tag{4.29}$$

где ρ — коэффициент отражения экрана (см. табл. 4.3), который учитывает потери при отражении падающего светового потока Φ' ($\rho < 1$). Так как $E = \Phi'/A_{\text{вых. люк}}$, то из формул (4.28) и (4.29) следует

$$L_{\text{диф}} = \frac{E \cdot \rho}{\pi} \cdot \frac{1}{\Omega_0}. \tag{4.30}$$

Пример

Падающий на белую матовую поверхность бумаги с $\rho = 0,1$ свет создает освещенность $E = 100$ лк. Тогда яркость $L_{\text{диф}} = 22,3$ лк · ср⁻¹ или $L_{\text{диф}} = 22,3$ кд · м⁻².

Теперь рассмотрим случай, когда плоскость изображения (в том числе плоскость промежуточного изображения) находится в воздухе, а не на диффузной отражающей поверхности или матовом стекле. Поток света Φ' падает из телесного угла Ω' на $A_{\text{вых. люк}}$ и выходит, в отличие от предыдущего случая рассеивающей поверхности, в телесный угол той же самой величины. Детальное рассмотрение показывает, что в рассматриваемом случае яркость изображения L' равна

$$L' = \tau \cdot L, \tag{4.31}$$

где τ — коэффициент пропускания оптической системы.

При отсутствии потерь ($\tau = 1$) яркость изображения L' равна яркости предмета L . L' никогда не может быть больше L . Освещенность изображения E и диффузная яркость $L_{\text{диф}}$ зависят от условий формирования изображения.

Это может быть пояснено при сравнении рис. 4.7, а и б. Две линзы с одинаковыми значениями $D_{\text{вх. зр.}}$, τ , и строят изображения двух одинаковых излучающих площадок $A_{\text{вх. люк}}$. При этом от каждой площадки до пространства изображений доходит одинаковый световой поток Φ' . Но фокусные расстояния линз не равны друг другу. Следовательно, линейные увеличения будут в этих двух случаях различными. Например, $\beta'_a = -1$, $\beta'_b = -2$. Тогда: $A_{\text{вых. люк (б)}} = 4A_{\text{вых. люк (а)}}$, а для телесных углов $\Omega'_{(б)} = 0,25\Omega'_{(а)}$.

По определению $E = \Phi'/A_{\text{вых. люк}}$, $I' = \Phi'/\Omega'$ (сила света для плоскости изображения, находящейся в воздухе), $L' = I'/A_{\text{вых. люк}}$. Тогда для этого примера

$$E_b = 0,25E_a; I'_b = 4I'_a; L'_b = L'_a.$$

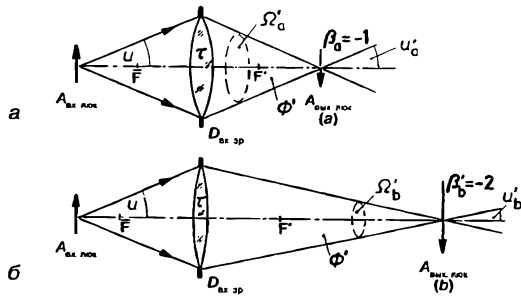


Рис. 4.7. К оценке влияния линейного увеличения на освещенность и яркость.

При одинаковом световом потоке Φ' рост линейного увеличения β' приводит к уменьшению освещенности пропорционально β'^2 и увеличению силы света пропорционально β'^2 . Яркость изображения остается постоянной.

Введем понятие геометрического фактора G

$$G = \pi \cdot A_{\text{вх. люк}} \cdot \sin^2 u \cdot \Omega_0. \quad (4.32)$$

Тогда формулу (4.22) можно представить в виде

$$\Phi = L \cdot G. \quad (4.33)$$

Это уравнение совершенно универсально. Например, формулу (4.20) можно записать в виде произведения яркости L и геометрического фактора G . Если диаметры зрачков и люков значительно меньше расстояния между ними (строго это выполняется только в параксиальной области), то $\sin u = D_{\text{вх. зр.}}/2a$, и

$$\pi \cdot \sin^2 u = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{D_{\text{вх. зр.}}^2}{a^2}, \text{ а также } \pi \cdot \sin^2 u = \frac{A_{\text{вх. зр.}}}{a^2}.$$

Тогда геометрический фактор можно представить в виде

$$G = \frac{A_{\text{вх. зр.}} \cdot A_{\text{вх. люк}}}{a^2} \cdot \Omega_0, \text{ следовательно, } G' = \frac{A_{\text{вых. зр.}} \cdot A_{\text{вых. люк}}}{a'^2} \cdot \Omega_0, \quad (4.34)$$

т. е. через габариты световых трубок.

С помощью геометрического фактора G можно количественно оценить пригодность оптической системы для прохождения световой энергии. Поэтому G также называется оптическим потоком вектора телесного угла.

Если в многокомпонентной оптической системе световые трубки с помощью полевых линз правильно согласуются друг с другом (см. разд. 3.4), то световая энергия не теряется из-за геометрических ограничений. Тогда уменьшение светового потока и яркости в каждом компоненте обусловлено только коэффициентом пропускания τ данного компонента. Поэтому согласно формуле (4.33) геометрический фактор G должен оставаться постоянным [из формулы (4.34) также получается $G' = G$].

При правильном использовании в многокомпонентной оптической системе полевых линз и конденсоров геометрический фактор световых трубок всех компонентов остается постоянным.

Пример

Малоформатным фотоаппаратом (формат кадра 24×36 мм, объектив $f' = 50$ мм, $k = 8$) фотографируется чертеж с расстояния $a = -1,5$ м. Вычислить геометрический фактор G по формулам (4.32) и (4.34); результаты сравнивать.

Решение:

В соответствии с формулой (1.15) $\beta' = -0,0344828$. При заданном формате кадра фотографируемая часть чертежа имеет площадь $A_{\text{вх. люк}} = 0,726624 \text{ м}^2$. По диафрагменному числу k находится $D_{\text{вх. зр.}} = 6,25$ мм; следовательно, $|\sin u| = 2,08333 \cdot 10^{-3}$. По формуле (4.32) $G = 0,990776 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$, а по формуле (4.34.) $G = 0,990780 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$. Отклонение значения геометрического фактора от параксиального приближения в этом случае незначительно. Высокая точность вычислений была здесь использована только для того, чтобы заметить различие.

4.3. Источники света

4.3.1. Основные характеристики

Источники излучения преобразуют часть потребляемой ими энергии в энергию излучения. В тепловых источниках излучения (к ним относятся, например, лампы накаливания) потребляемая энергия сначала преобразуется в тепловую энергию, а излучение возникает вследствие теплового возбуждения атомов. В отличие от этого люминесцентное излучение возникает при возбуждении атомов и молекул вещества за счет любого другого вида энергии, кроме тепловой (например, электрической). К люминесцентным источникам излучения относятся люминесцентные трубки, газоразрядные лампы, светодиоды. Люминесцентные источники излучения обладают высоким лучеиспусканием при низкой температуре рабочего вещества.

Источники излучения могут работать в непрерывном (например, лампы накаливания) или импульсном режимах (например, импульсные газоразрядные лампы).

Световая отдача η (DIN 5031, Вл. 4) для источника излучения рассчитывается по формуле

$$\eta = \frac{\Phi}{P}, \quad (4.35)$$

где P — потребляемая источником света мощность (например, электрическая мощность); Φ — световой поток от источника. Для расчета светового потока Φ может быть использована формула (4.11). Единицей измерения световой отдачи является (лм · Вт⁻¹).

Пример

Пусть спектр излучения источника состоит только из одной линии $\lambda = 555$ нм. Тогда весь поток излучения приходится на максимум чувствительности глаза. Если нет потерь при преобразовании энергии в излучение, то световая отдача составит $\eta = K_m = 683$ лм/Вт (см. разд. 4.1.3). Такая теоретическая максимальная величина не достигается практически. Излучатель, который соответствует абсолютно черному телу, имеет в лучшем случае (при 6000 К) $\eta = 95$ лм/Вт. Излучатели с линейчатым спектром могут иметь примерно такую же световую отдачу. Для ламп накаливания этот показатель значительно меньше.

Если вместо глаза используется, например, фотоэлектрический приемник, то источник излучения вместо световой отдачи целесообразно охарактеризовать коэффициентом использования потребляемой мощности η_s (ср. с разд. 4.1.2). Пусть на приемник падает все излучение от источника. При этом выходной ток приемника равен J . В соответствии с выражением (4.6) на длине волны λ_0 абсолютная спектральная чувствительность равна $s(\lambda_0) = dJ/d\Phi$. Относительная спектральная чувствительность $s(\lambda)_{rel}$ определяется по формуле (4.7). Пусть границы рабочего спектрального диапазона приемника равны λ_1 и λ_2 , т. е. в пределах этой области длин волн $s(\lambda)_{rel} \neq 0$. Тогда выходной ток рассчитывается по формуле (4.8)

$$J = s(\lambda_0) \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e\lambda} \cdot s(\lambda)_{rel} \cdot d\lambda, \quad (4.36)$$

а коэффициент использования потребляемой мощности равен

$$\eta_s = \frac{J}{P}. \quad (4.37)$$

Коэффициент использования потребляемой мощности показывает, в каком соотношении находится выходной сигнал с приемника к потребляемой (израсходованной) источником излучения мощности. Если приемником является глаз, то коэффициент использования потребляемой мощности эквивалентен световой отдаче.

Важнейшей характеристикой источника излучения является спектральное распределение потока излучения Φ_{ex} . Если функция Φ_{ex} отлична от нуля в пределах достаточно широкого диапазона длин волн и на этом же интервале является гладкой, то излучатель имеет непрерывный спектр. Наоборот, источники с линейчатым спектром излучают энергию только в узко ограниченных диапазонах длин волн.

Непрерывным спектром обладает абсолютно черное тело (излучатель Планка), относительное спектральное распределение потока излучения ($\Phi_{\text{ex,rel}}$), которого зависит только от температуры⁷ (рис. 4.8). Реально абсолютно черного тела в природе не существует, но можно создать его модель. Такая модель представляет собой нагретую до соответствующей температуры полость с малым выходным отверстием. Из графиков на рис. 4.8 можно сделать два вывода:

- 1) с ростом абсолютной температуры растет общий поток излучения (он пропорционален площади под графиком). Эта зависимость имеет вид $\Phi_{\text{e}} \sim T^4$ (закон Стефана—Больцмана);
- 2) с увеличением абсолютной температуры максимум излучения сдвигается к коротковолновой области длин волн. Эта зависимость имеет вид $\lambda_{\text{max}} \sim T^{-1}$ (закон смещения Вина).

Другие тепловые излучатели при той же самой температуре обладают меньшим лучеиспусканием, чем абсолютно черное тело. Относительные спектральные распределения потока излучения «серого» излучателя и абсолютно черного тела совпадают, но от «серого» излучателя исходит несколько меньший поток излучения.

Относительное спектральное распределение потока излучения селективных излучателей отличается от относительного спектрального распределения потока излучения абсолютно черного тела с той же температурой.

На рис. 4.9 приведены относительные спектральные распределения потока излучения для источников света, которые наиболее часто используются в оптических приборах.

В ряде случаев целесообразно описывать спектральные характеристики источника света путем сравнения спектральных распределений потоков излучений от данного источника и от абсолютно черного тела. Так как температура однозначно определяет спектральное распределение потока излучения абсолютно черного тела, то полученное в результате такого сравнения значение температуры можно использовать в качестве характеристики (конечно, менее детальной, чем графики и таблицы) спектральных свойств источника излучения (DIN 5031, Вл. 5). В зависимости от целей сравнение относительных спектральных потоков излучений абсолютно черного тела и данного источника можно вести по различным критериям. Достаточно часто в качестве такого критерия используется цветность (см. разд. 7.5.4).

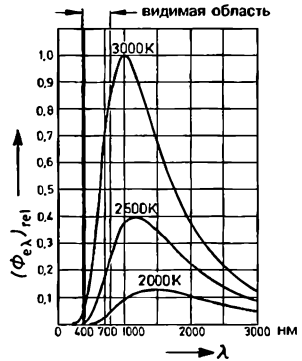


Рис. 4.8. Относительное спектральное распределение потока излучения абсолютно черного тела при различных температурах.

⁷ Функция ($\Phi_{\text{ex,rel}}$) с точностью до постоянного множителя совпадает с функцией Φ_{ex} (Прим. пер.)

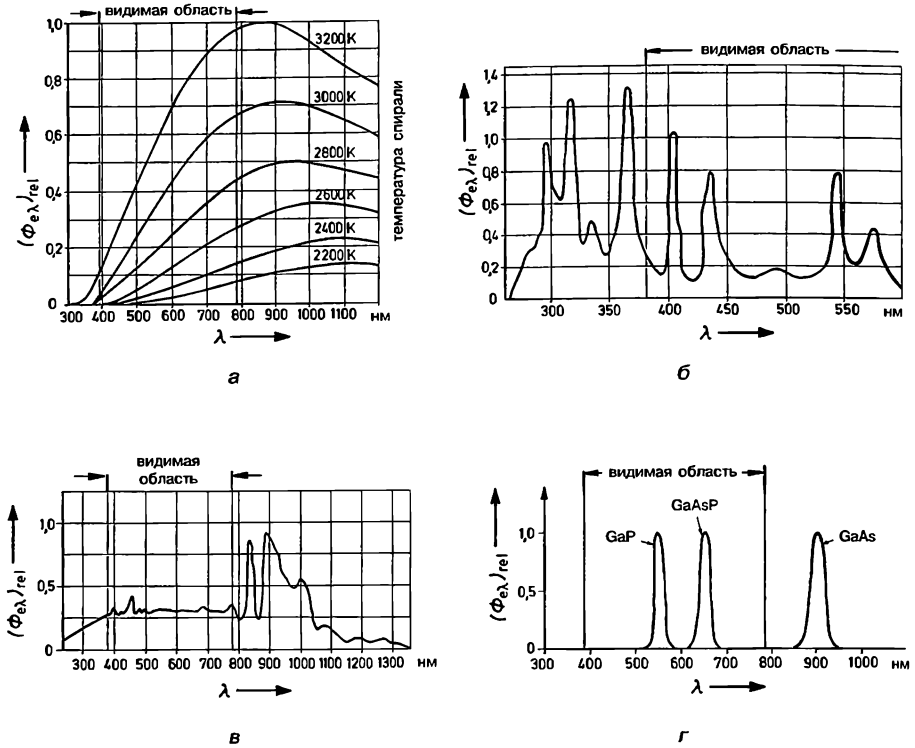


Рис. 4.9. Относительные спектральные распределения потока излучения от источников света:

а — лампы накаливания при различной температуре спирали; б — ртутные лампы сверхвысокого давления; в — ксеноновая лампа высокого давления; г — полупроводниковые электролюминесцентные диоды.

Цветности излучения абсолютно черного тела при разных температурах образуют на диаграмме цветностей линию (см. рис. 7.15). Если координаты цветности исследуемого источника света (спектр источника может быть также линейным!) лежат на этой кривой, то цветовая температура T_f равна соответствующей температуре абсолютно черного тела. Для «серых» излучателей цветовая температура и температура самого излучателя совпадают ($T_f = T$).

Цветовая температура T_f источника света равна температуре абсолютно черного тела, при которой цветность его излучения одинакова с цветностью излучения исследуемого источника.

Цветовую температуру используют и для характеристики излучений, цветности которых не находятся на линии цветностей абсолютно черного тела, но близки к ней. В этом случае излучению соответствует коррелированная цветовая температура T_r , определяющая на линии черного тела точку, цветность которой наиболее близка к цветности источника света. Подробно метод определения коррелированной цветовой температуры изложен в DIN 5033, Вл. 8.

4.3.2. Лампы накаливания

Благодаря простоте в эксплуатации и разнообразию типов лампы накаливания являются наиболее важными источниками излучения для оптических приборов. В качестве материала нитей накала обычно используется вольфрам (точка плавления ≈ 3653 К). При работе лампы вольфрам постепенно испаряется и осажается на стенках колбы, что приводит к уменьшению светового потока из-за потемнения колбы. Для снижения скорости испарения мощные лампы заполняют инертными газами (N_2 , Ar, Kr, Xe). Однако лампы малой мощности делают вакуумными, так как заполнение их газом не оправдано из-за больших тепловых потерь, обусловленных газовым заполнением. Закручивание нитей накала в узкую спираль позволяет уменьшить тепловые потери (световая отдача сильно увеличивается с температурой). Для оптических приборов часто требуются лампы с высокой яркостью, т. е. дающие высокий световой поток при малой площади излучающей поверхности. Этому требованию удовлетворяют низковольтные лампы, которые имеют маленькую спираль из толстой проволоки и более высокую световую отдачу, чем высоковольтные лампы. Это подтверждается сравнением двух проекционных ламп с различными рабочими напряжениями, но с одинаковой потребляемой мощностью (табл. 4.4, верхние строки).

Таблица 4.4. Характеристики ламп с одинаковой потребляемой мощностью.

Тип лампы	Световой поток	Площадь излучающей поверхности	Срок службы	Габариты колбы
Лампа накаливания 220 В/100 Вт	1650 лм	46 мм ²	25 ч	78 мм × Ø 24 мм
Лампа накаливания 12 В/100 Вт	2800 лм	12 мм ²	25 ч	78 мм × Ø 25 мм
Галогенная лампа 12 В/100 Вт	3000 лм	9,7 мм ²	50 ч	44 мм × Ø 11 мм
Ртутная лампа 100 Вт	2200 лм	$\approx 0,063$ мм ²	200 ч	85 мм × Ø 13,5 мм
Ксеноновая лампа 75 Вт	1000 лм	$\approx 0,125$ мм ²	400 ч	90 мм × Ø 10 мм

Для достижения более высокой силы света непосредственно в конструкцию лампы могут входить оптические элементы (лампы с линзой, эллипсоидные зеркальные лампы т. д.). На рис. 4.10 даны примеры конструктивных форм ламп накаливания для оптических приборов. Колбы с матовым стеклом или в виде трубок могут значительно снижать яркость.

К большому прогрессу в области ламп накаливания привело создание галогенных ламп [3.12]. Галогенная лампа накаливания представляет собой лампу, в колбу которой вводится небольшое количество галогена (чаще всего соединений брома). Испаряющиеся с нити накала атомы вольфрама соединяются с галогеном, в результате чего образуется газообразное вещество. Эта реакция происходит при температуре, близкой к температуре колбы. При температуре, близкой к температуре нагретой нити лампы, такое газообразное вещество распадается на галоген и восстановленный вольфрам, который частично оседает на спирали. Возвращение распяленного вольфрама на спираль лампы предотвращает осаждение вольфрама на стенки колбы и, следовательно, потемнение колбы.

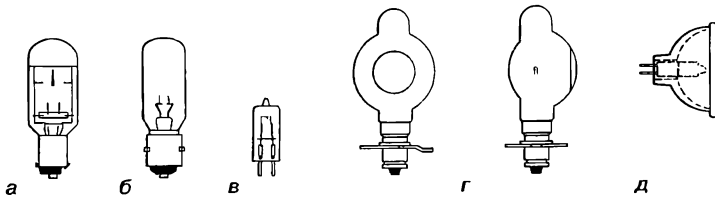


Рис. 4.10. Сравнение конструктивных форм ламп накаливания с одинаковой потребляемой мощностью 100 Вт:

а — 220 В; б — 12 В; в — галогенная лампа 12 В; г — лампа 12 В с эллипсоидным зеркалом; д — галогенная лампа 12 В с эллипсоидным зеркалом.

Малые размеры нити накаливания и узкая компактная кварцевая колба галогенных ламп обусловлены высокой температурой колбы. Для повышения световой отдачи в такой колбе может быть создано избыточное давление заполняющего ее газа. Кроме того, маленькая колба позволяет создавать компактные осветительные системы с большой апертурой. Конденсорные линзы в этом случае могут располагаться на малом расстоянии от спирали нити накала. Преимущества галогенных ламп отражены в табл. 4.4.

В целом галогенные лампы по сравнению с обычными лампами накаливания дают при сопоставимом сроке службы более высокую световую отдачу благодаря избыточному давлению заполняющего газа и обеспечивают почти неизменный световой поток во время всего срока службы за счет добавки галогенидов. Кроме того, галогенные лампы имеют незначительные габариты. Так как рабочая температура нити накаливания достаточно высокая, то при включении с перенапряжением может быть превышена температура плавления вольфрама!

Эксплуатационные характеристики ламп накаливания зависят от конструкции и температуры спирали накаливания. Так как эта температура зависит от рабочего напряжения, то для наглядности можно представить параметры ламп в виде функций напряжения. Эти зависимости приведены в табл. 4.5 (по [3.11]). Формулы из табл. 4.5 можно использовать в качестве средних значений для оценки изменения параметров ламп различных типов при увеличении или уменьшении питающего напряжения.

Таблица 4.5. Зависимость основных параметров ламп накаливания от электрического напряжения.

	Вакуумные лампы	Газонаполненные лампы	Галогенные лампы
Сила тока J	$J \sim U^{0,6}$	$J \sim U^{0,5}$	$J \sim U^{0,6}$
Потребляемая мощность P	$P \sim U^{1,6}$	$P \sim U^{1,5}$	$P \sim U^{1,6}$
Световой поток Φ (I, L, E)	$\Phi \sim U^{3,6}$	$\Phi \sim U^{3,8}$	$\Phi \sim U^{3,0}$
Световая отдача η	$\eta \sim U^{2,0}$	$\eta \sim U^{2,3}$	$\eta \sim U^{1,4}$
Температура T	$T \sim U^{0,34}$	$T \sim U^{0,4}$	$T \sim U^{0,34}$
Срок службы Z	$Z \sim U^{-14}$	$Z \sim U^{-14}$	$Z \sim U^{-14}$ при $U > U_N$ $Z \sim U^{-14} \dots U^{-10}$ при $U < U_N$

Например, для светового потока Φ и срока службы Z вакуумных ламп в табл. 4.5 указаны следующие зависимости

$$\Phi = \Phi_N \left(\frac{U}{U_N} \right)^{3,6}; \quad Z = Z_N \left(\frac{U}{U_N} \right)^{-14},$$

где Φ_N, Z_N — номинальные значения, которые указываются изготовителем для номинального напряжения U_N . Аналогично определяются остальные величины. Очевидно, что для световых величин I, L, E зависимости от напряжения имеют тот же вид, что и для светового потока.

Три диаграммы на рис. 4.11 помогают быстро установить влияния изменения накала на эксплуатационные характеристики.

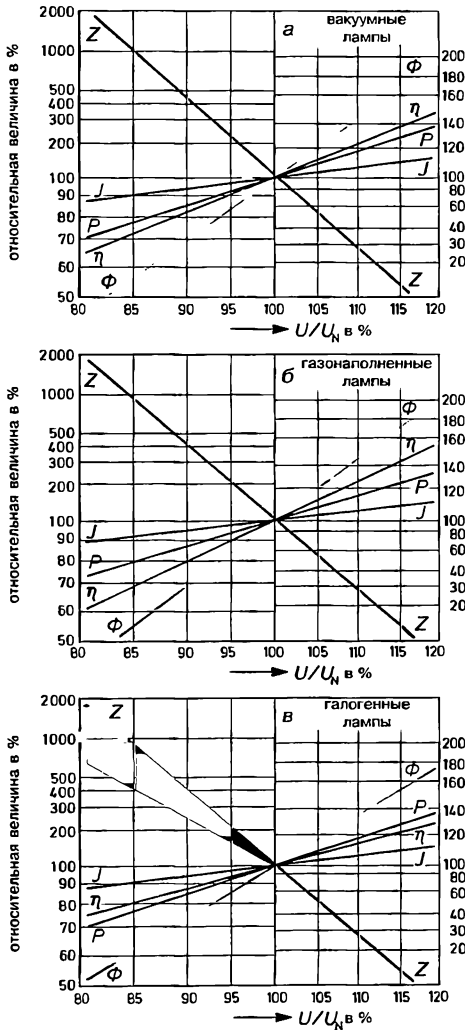


Рис. 4.11. Характеристики ламп накаливания:

U — напряжение, U_N — номинальное напряжение, Φ — световой поток, Z — срок службы, J — сила тока, P — потребляемая мощность, η — световая отдача.

Отклонения номинального напряжения оказывают очень сильное влияние на срок службы ламп накаливания. Меньший накал дает возможность использования лампы в течение более длительного срока эксплуатации при относительно незначительном снижении светового потока.

Температура T проволоки спирали лежит примерно в следующих диапазонах:

вакуумная лампа накаливания	от 2300 до 2700 К
газонаполненная лампа накаливания	от 2600 до 3000 К
галогенная лампа накаливания	от 3000 до 3400 К

Так как вольфрам «серым» излучателем можно считать только приближенно, то для цветовой температуры имеет место неравенство $T_f > T$ (см. рис. 4.12, б). На рис. 4.12, а показано изменение цветовой температуры в зависимости от световой отдачи.

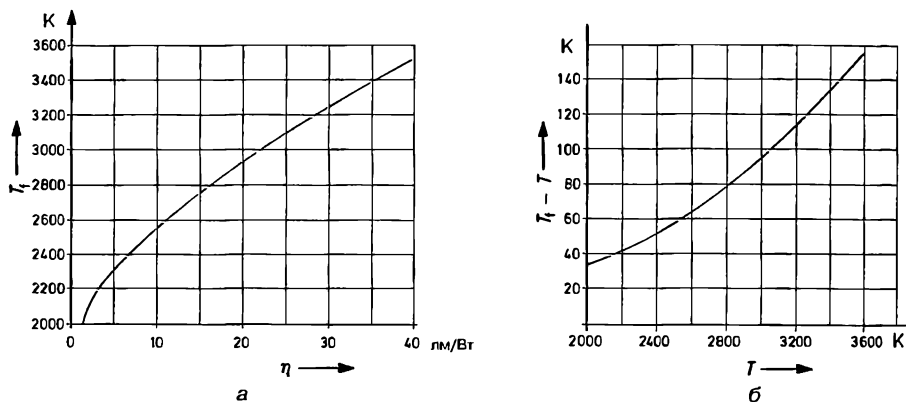


Рис. 4.12. Цветовая температура ламп накаливания:
 а — цветовая температура как функция световой отдачи; б — разность между цветовой температурой и температурой спирали в зависимости от температуры спирали.

Пример

Для вакуумной лампы накаливания изготовитель указал следующие номинальные значения: 6 В, 5 А, 350 лм, 600 ч. Тогда: $P_N = 30$ Вт, $\eta_N = 11,67$ лм/Вт. Цветовая температура составляет $(T_f)_N \approx 2600$ К. Следовательно, температура спирали накаливания $T_N \approx 2540$ К. Требуется, чтобы лампа давала высокий световой поток при сроке службы не менее $Z = 50$ ч вместо $Z_N = 600$ ч по номиналу. С каким напряжением должна работать лампа? Как изменяются параметры лампы?

Решение:

Из зависимости напряжения от срока службы напряжение питания получается равным $U = 7,16$ В (перенапряжение около 19 %). Тогда световой поток увеличивается до $\Phi = 661$ лм, потребляемая мощность до $P = 39,8$ Вт, светоотдача до $\eta = 16,6$ лм/Вт. Температура спирали накаливания доходит до $T \approx 2700$ К, а цветовая температура увеличивается до $T_f \approx 2770$ К (рис. 4.12, б). Эти расчеты могут служить только хорошей оценкой, но не точными данными для конкретной лампы.

4.3.3. Газоразрядные лампы

В газоразрядных лампах используется излучение газов или паров металлов, возникающее под действием проходящего через них электрического тока, т. е. электролюминесценция газового разряда. Газоразрядная лампа представляет собой стеклянную или кварцевую трубку, внутреннее пространство которой заполнено газом или парами металла. В торцах трубки расположены электроды. Если к электродам приложена определенная разность потенциалов, то под воздействием возникающего между электродами электрического поля происходит перемещение свободных электронов к аноду. При таком движении происходят столкновения электронов с атомами газа. В результате столкновений происходит ионизация и возбуждение атомов. Возбуждение атома заключается в переводе его с нормального уровня на тот или иной более высокий энергетический уровень в зависимости от сообщенной ему при столкновении энергии. В возбужденном состоянии атом пребывает лишь весьма короткое время, после чего он снова возвращается на нормальный уровень, излучая при этом световой квант с энергией, равной разности энергий атома в возбужденном и нормальном состояниях. Подробности здесь не рассматриваются.

При низком давлении (когда нет никаких взаимных возмущающих воздействий атомов) излучение газоразрядных ламп имеет линейный спектр. С повышением давления происходит расширение линий, которые постепенно сливаются в непрерывный спектр.

Благодаря флуоресценции люминофора, коротковолновое излучение может быть преобразовано в длинноволновое излучение с непрерывным спектром (люминесцентная лампа). На рис. 4.13 показано несколько типов газоразрядных ламп.

Ртутные лампы в зависимости от давления паров ртути можно разделить на лампы низкого давления (около 0,1 торр), лампы высокого давления (от 1 до 20 атм) и лампы сверхвысокого давления⁸ (до 30 атм).

Лампа низкого давления дает сильное излучение на спектральной линии $\lambda = 254$ нм (УФ-область спектра), которое хорошо подходит для возбуждения флуоресценции (например, в люминесцентных лампах и при исследовании флуоресцирующих материалов). Значительная доля излучения ламп высокого давления приходится на видимый диапазон (линии: 435 нм/голубой, 546 нм/зеленый, 578 нм/желтый).

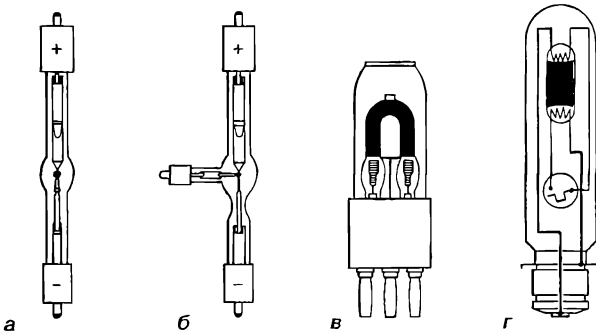


Рис. 4.13. Примеры газоразрядных ламп:

a, б — ксеноновая лампа высокого давления без и с пусковыми электродами (аналогична ртутной лампе сверхвысокого давления); *в* — ксеноновая импульсная газоразрядная лампа 15 Вт, например для использования в стробоскопе; *г* — спектральная лампа (например, натриевая) с устройством для зажигания тлеющего заряда.

⁸ 1 торр = 1 мм. рт. ст. = 133,3 Па, 1 атм = 105 Па. (Прим. пер.)

Для оптических приборов наибольший интерес представляют ртутные лампы сверхвысокого давления. Излучение этих ламп имеет линейчатый спектр с непрерывным фоном (см. рис. 4.9, б). Из-за большей доли излучения, приходящегося на красную область спектра ртутные лампы сверхвысокого давления более благоприятны для освещения цветных поверхностей. Кроме того, при минимальных габаритах электрической дуги можно получить очень высокую яркость. В табл. 4.4 приведены характеристики ртутной лампы сверхвысокого давления НВО 100 W (номинальная электрическая мощность 100 Вт). При габаритах излучающей поверхности примерно $0,25 \times 0,25$ мм лампа представляет собой практически «точечный» источник света! Яркость такой лампы составляет $170\,000$ кд/см².

Ртутные лампы сверхвысокого давления очень требовательны в эксплуатации. Чаще всего для них необходимо постоянное напряжение с очень незначительной составляющей переменного напряжения, стабилизация по току, а также высоковольтное высокочастотное устройство зажигания. Срок службы зависит от числа включений.

Параметры ксеноновых ламп сверхвысокого давления (рабочее давление примерно до 30 атм) схожи с ртутными лампами сверхвысокого давления при другом спектральном распределении. Ксеноновые лампы сверхвысокого давления имеют очень высокий спектральный поток излучения в ближнем ИК-диапазоне (рис. 4.9, в) и почти равномерное распределение спектрального потока в видимой области. При цветовой температуре от 5000 до 6000 К свет ксеноновых ламп похож на солнечный. Это особенно благоприятно для цветопередачи. Поэтому ксеноновые лампы используются при проекции цветных фильмов; освещение ксеноновыми лампами применяется при сравнении цветных образцов. Ксеноновую лампу ХВО 75 W/2 можно приблизительно сравнить с упомянутой ранее 100-ваттной лампой (см. табл. 4.4). Яркость составляет $40\,000$ кд/см².

Если в оптических приборах (интерференционные приборы, приборы для измерения показателя преломления и т. д.) необходимо использовать монохроматическое излучение, то его можно выделить из непрерывного спектра с помощью монохроматоров (см. разд. 7.5.2). Значительно проще монохроматическое излучение с высокой энергетической яркостью может быть получено при использовании специальных спектральных ламп. Эти лампы представляют собой газоразрядные лампы, которые снабжены накаливаемыми электродами. Излучение таких ламп содержит спектральные линии газов и паров металлов. Благодаря балластному дросселю для питания спектральных ламп может быть непосредственно использован переменный ток. Для достижения требуемого давления паров металла и выхода на полную мощность лампам с разрядом на парах металла после включения требуется несколько минут.

Для выделения из излучения спектральной лампы линии или группы линий с нужной длиной волны можно использовать набор поглощающих фильтров (см. разд. 5.3.1). Однако общий коэффициент пропускания такого набора фильтров обычно очень маленький. Лучшим вариантом является использование интерференционного фильтра (см. разд. 5.3.3). Спектральные лампы, содержащие смесь паров ртути и кадмия, являются наиболее универсальными. Излучение этих ламп содержит спектральные линии обоих металлов, которые достаточно благоприятно распределены в видимой и ультрафиолетовой областях спектра (ср. рис. 1.1).

4.3.4. Светодиоды

Полупроводниковые источники света в виде малогабаритных диодов из соединений III/V групп элементов таблицы Менделеева (например, арсенид галлия GaAs) относятся к электролюминесцентным излучателям. При прямом напряжении в p-диоде происходит инжекция носителей заряда. При рекомбинации электронов и

дырок выделяется энергия излучения. Спектральный интервал излучения светодиодов достаточно узкий и относится к видимой или к инфракрасной областям спектра. Для совместной работы с фотоэлектрическими приемниками особенно хорошо подходят инфракрасные диоды на основе GaAs (λ_{max} примерно от 900 до 970 нм в зависимости от легирующих примесей). Излучение диодов на основе GaP и GaAsP лежит в видимой области спектра. Поэтому такие диоды часто используются в индикаторах.

Предельная частота модуляции светодиодов лежит в области мегагерц. Для питания светодиодов необходимо только низкое напряжение. В отличие от ламп накаливания светодиоды нечувствительны к механическим ударам. Также у светодиодов нет высокого пускового импульса тока, который характерен для спиральных нитей накаливания. При постоянном токе в открытом состоянии величина потока излучения светодиода со временем постепенно снижается. Срок службы светодиодов (примерно 10^5 ч) определяется временем, в течение которого поток излучения уменьшается до 50 % от начального значения. Коэффициент полезного действия светодиодов относительно мал и максимально составляет несколько процентов. Площадь излучающей поверхности у светодиодов находится в пределах от 10^{-3} до 1 мм^2 (например, $0,4 \times 0,4 \text{ мм}$). Таким образом, светодиод представляет собой практически «точечный» источник излучения. Конструктивное исполнение (например, заливка пластиком, корпус с линзой или плоским окном) светодиодов аналогично фотоэлектрическим приемникам. Соответственно, сходны пространственные характеристики распределения излучения и чувствительности приемников (рис. 4.26).

Пример

Светодиод LD 57C (Siemens) на основе GaP подходит не только для индикации, но и для освещения. Он излучает желто-зеленый свет в области максимума чувствительности глаза ($\lambda_{\text{max}} = 560 \pm 15 \text{ нм}$). При токе в открытом состоянии 10 мА сила света примерно равна $30 (>20) \text{ мкд}$ (милликандел). Это примерно в 10 раз больше, чем у сопоставимых типов. Хотя постоянный ток в открытом состоянии не может превышать 60 мА , но при работе в импульсном режиме максимальное значение тока может быть равно 1 А (при длительности ниже 1 мкс!). При этом обеспечивается высокая мощность в импульсе.

4.3.5. Лазер

Лазер (аббревиатура слов английской фразы: «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation»⁹) представляет особый интерес для науки и техники. Это связано с тем, что лазер является источником когерентного излучения, характеризующегося высокой направленностью и большой плотностью энергии.

Кванты излучения (фотоны) с энергией $h \cdot \nu$ ($h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ — постоянная Планка, ν частота) взаимодействуют с частицами вещества (атомами, молекулы). Каждый атом может принимать различные состояния энергии (например, электронная орбита в модели атома Бора), которые можно показать на диаграмме энергетических уровней. На рис. 4.14 показано только два уровня энергии W_1 и W_2 . «Возбужденный» атом (уровень W_2) чаще всего после очень короткого (около 10^{-8} с), но не точно фиксированного времени переходит в основное состояние W_1 . При этом выделяется энергия $W_2 - W_1 = h \cdot \nu$ в виде кванта излучения (короткий цуг волны). Так бывает при спонтанном излучении.

⁹ Усиление света в результате вынужденного излучения. (Прим. пер.)

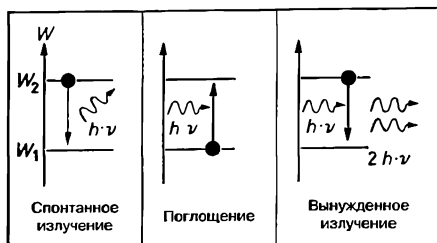


Рис. 4.14. Диаграмма энергетических уровней.

Если квант с «подходящей» частотой ν (т. е. $h \cdot \nu = W_2 - W_1$) встречает атом, то возможны два случая. В первом случае квант поглощается. При этом атому сообщается энергия $h \cdot \nu$ и атом переходит из основного (нормального) состояния W_1 в возбужденное состояние W_2 . Во втором случае падающий квант вызывает переход атома из состояния W_2 в состояние W_1 (эффект резонанса). В результате такого вынужденного (не спонтанного) перехода возникает новый квант, который имеет ту же фазу, что и квант, вызвавший этот переход. В результате происходит когерентное усиление падающей волны («вынужденное излучение»). Это является основой принципа действия лазера.

При гораздо большем числе атомов (например, в объеме газа) один из двух противоположных процессов, т. е. поглощение или вынужденное излучение, будет перевешивать. Если число атомов в состоянии W_2 больше, чем в состоянии W_1 (т. е. плотность населенности $N_2 > N_1$ [атом/м³]), то преобладает вынужденное излучение, а при $N_1 > N_2$ — поглощение. Так как атомы в нормальных условиях пребывают в основном состоянии, то генерация лазерного излучения возможна, только когда специально создается «инверсная населенность» ($N_2 > N_1$). Для создания инверсной населенности используют «накачку», т. е. осуществляют подвод энергии извне. Очевидно, что за счет тепловой энергии (повышения температуры) нельзя получить $N_2 > N_1$. Поэтому для накачки используют, например, оптическое излучение, поток электронов или энергию химической реакции.

На рис. 4.15 приведена принципиальная схема лазера. В активной среде лазера (газ, жидкость, твердое тело, также полупроводниковый материал) происходит усиление вынужденного излучения. Кроме того, к активной среде лазера подводится энергия накачки. Усиление растет экспоненциально от пути, пройденного волной (сгенерированные кванты вызывают «цепную реакцию» последующих квантов). Поэтому оптический резонатор (система зеркал) должен обеспечить многократное прохождение волны через активную среду лазера («оптическая обратная связь»). После компенсации всех потерь оставшаяся часть энергии выводится наружу через полупрозрачное зеркало («лазерный пучок»).



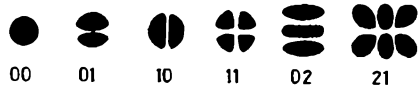
Рис. 4.15. Схема лазера:

L — длина резонатора, S — зеркало, T — полупрозрачное зеркало.

Различные типы резонаторов отличаются радиусами кривизны зеркал и длиной резонатора L . Особенно стабильными и легко юстируемыми является конфокальные резонаторы¹⁰, примерная схема которых показана на рис. 4.15. (Радиусы зеркал равны L , фокальные точки зеркал совпадают и лежат на расстояниях $L/2$ от вершин зеркал.)

При выполнении условия $L = m \cdot \lambda / (2 \cdot n)$ [n — показатель преломления, m — целое число (порядок), ν — частота генерации] в пределах длины резонатора образуется «стоячая волна». Так как это условие выполняется для различных λ и ν , то резонатор может генерировать большое число осевых мод с разномод по частоте $\Delta\nu = c / (2 \cdot nL)$, где c — скорость света. Кроме того, поперечное сечение лазерного пучка может быть разделено на несколько (в зависимости от обстоятельств) областей, колеблющихся в противофазе, т. е. возможно появление различных поперечных мод (рис. 4.16). Эти области ограничены узловыми линиями¹¹. Появление поперечных мод зависит от конструкции резонатора и его юстировки. Предпочтительными в резонаторе являются собственные колебания с самыми низкими потерями. Основной моды TEM_{00} (TEM — transverse electromagnetic mode; индекс — число узловых линий в направлениях осей x и y) добавляются в измерительной технике. Тогда получается пучок с однородной фазой колебаний и гауссовым падением интенсивности от оси к краю пучка.

Рис. 4.16. Примеры для поперечных мод. 00 — TEM_{00} и т. д.; узловые линии показаны белым цветом.



Активная среда лазера определяет, какие из всех возможных частот генерации ν резонатора могут быть задействованы. Фиксированной частоте ν , которая однозначно определяется уровнями W_1 и W_2 ($h \cdot \nu = W_2 - W_1$), не соответствует абсолютно узкая спектральная линия. Ширина этой спектральной линии $\Delta\nu$ обусловлена временем нахождения атома в состоянии W_2 перед спонтанным излучением и другими явлениями (эффект Доплера, расширения из-за соударений). Усиливаемые частоты должны лежать в пределах ширины спектральной линии (более точно: в пределах колоколообразного «профиля усиления»). Если при создании путем накачки инверсной населенности оказывается задействованным, по меньшей мере, следующий энергетический уровень W_3 активной среды лазера (рис. 4.17, а), то получается простейший вариант трехуровневого лазера (например, рубиновый лазер). В этом случае за счет оптической накачки с частотой ν_p ($h \cdot \nu_p = W_3 - W_1$) атомы вещества сначала переводятся в состояние W_3 . Затем происходит быстрый (10^{-8} с) безызлучательный переход атомов на относительно стабильный уровень W_2 , где атомы могут находиться относительно долго (например, 10^{-3} с, «метастабильное» состояние). В результате этого перехода на уровне W_2 создается избыточная населенность ΔN относительно уровня W_1 . Далее атомы лавинообразно возвращаются на уровень W_1 , и при этом возникает когерентное (лазерное) излучение. Если уровень W_3 достаточно широкий (широкая линия ν_p), то для получения $\Delta N > 0$ требуется минимальная мощность накачки.

Значительно меньшей мощности накачки требует четырехуровневый лазер (рис. 4.17, б). Им, например, является неодимовый лазер. В этом случае лазерное излучение возникает при переходе с уровня W_3 на уровень W_2 . Так как уровень W_2 не совпадает с основным уровнем W_1 , то при комнатной температуре уровень W_2 не заселен. Благодаря этому легко достигается избыточная населенность ΔN .

¹⁰ Конфокальные резонаторы не являются самыми распространенными. (Прим. пер.)

¹¹ Под узловыми линиями здесь понимаются линии, все точки которых независимо от времени имеют нулевую амплитуду. (Прим. пер.)

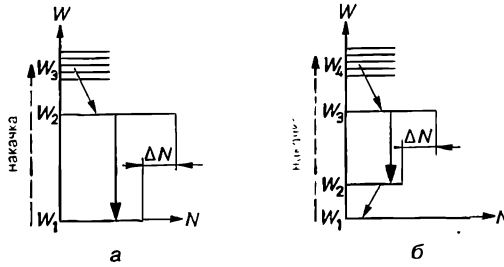


Рис. 4.17. Схемы энергетических уровней лазеров:
 а — трехуровневый лазер; б — двухуровневый лазер; N — населенность.

Свойства лазерного излучения будут рассмотрены на примере основной моды TEM_{00} , генерируемой конфокальным резонатором (радиус зеркала $r = L$). Так как из-за гауссового спада интенсивности пучок резко не ограничен, то чаще всего под диаметром пучка D понимается диаметр круга, на краю которого интенсивность составляет $1/e^2$ (около 13,5%) от интенсивности в центре. В середине резонатора ($L/2$) пучок имеет наименьший диаметр D_0 («перетяжка»)

$$D_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot L \cdot \lambda}{\pi}} \tag{4.38}$$

С увеличением расстояния от перетяжки диаметр пучка возрастает, т. е. пучок является расходящимся с углом расходимости 2δ . Угол δ (измеренный по отношению к оси пучка) равен

$$\delta = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{D_0} \tag{4.39}$$

Таким образом, из-за дифракции угол расходимости тем больше, чем меньше диаметр перетяжки. Угол δ можно уменьшить за счет расширения пучка. Для этого используют оптическую систему, аналогичную зрительной трубе, но лазерный пучок проходит ее в противоположном направлении (входит со стороны окуляра, выходит со стороны объектива). Хотя при этом увеличивается диаметр пучка с D до D' , (половинный) угол расходимости уменьшается с δ до δ' . Эти диаметры и углы расходимости связаны равенством

$$\Gamma' = \frac{D'}{D} = \frac{\delta}{\delta'} \tag{4.40}$$

где Γ' — увеличение зрительной трубы.

При малом угле расходимости лазерное излучение можно считать практически параллельным пучком. Тогда лазерное излучение можно сфокусировать линзой с фокусным расстоянием f' в очень малое фокальное пятно¹² с радиусом $y' = \delta \cdot f'$. Таким образом, энергетический поток излучения Φ_e концентрируется на очень малую площадь $A' = \pi \delta^2 \cdot f'^2$. Энергетическая освещенность в этом случае равна

$$E_e = \frac{\Phi_e}{\pi \delta^2 (f')^2} \tag{4.41}$$

Высокая энергетическая освещенность представляет, например, интерес при лазерной обработке материалов.

¹² Даже без учета aberrаций наименьшее пятно при фокусировке лазерного излучения обычно не находится в фокальной плоскости. (Прим. пер.)

В табл. 4.6 представлены некоторые из многочисленных примеров использования лазеров. На рис. 4.18 показаны конструкции лазеров различных типов. Газовые лазеры чаще всего используются в непрерывном режиме работы. В гелий-неоновом лазере атомы гелия возбуждаются разрядом в газе и посредством соударений передают энергию накачки атомам неона. Лазерное излучение в этом случае возникает при переходе атомов неона из возбужденного состояния в основное. На концах газоразрядной трубки (рис. 4.18, а) в качестве окон приклеиваются или привариваются оптические полированные стекла под углом Брюстера ϵ_p (разд. 8.2.1) к оси трубки. При таком угле для линейно поляризованного света, плоскость поляризации которого совпадает с плоскостью падения, потери на отражение равны нулю. Поэтому свет газовых лазеров линейно поляризован. При оптической накачке твердотельных лазеров на стержень лазера L должно концентрироваться излучение стержнеобразной лампы-вспышки B (рис. 4.18, б). Для этой цели применяется цилиндрическое зеркало с эллиптическим поперечным сечением. В полупроводниковом лазере, схожем по принципу действия с люминесцентным диодом, параллельные торцевые поверхности S (рис. 4.18, в) действуют как зеркала резонатора. Свет лазера в плоскости, перпендикулярной к щелевидному pp -переходу, достаточно сильно расходится, так как ширина щели незначительна [ср. с формулой (4.39)].

Таблица 4.6. Характеристики некоторых лазеров.

Лазер	Состояние	Рабочая среда	Важнейшие длины волн, нм	Режим работы (предпочтительный)	Мощность (примерная)	Примеры областей применения
Гелий-неоновый	Газ	Ne	632,8	Непрерывный	От 0,5 до 50 мВт	Измерительная техника Голография
Аргон	Газ	Ar ⁺	488,0; 514,5	Непрерывный	До 100 Вт	Голография Спектроскопия
Гелий-кадмиевый	Газ	Cd ⁺	325,0; 441,6	Непрерывный	До 50 мВт	Литография Спектроскопия
Криптон	Газ	Kr ⁺⁺	350,7	Непрерывный	До 10 Вт	Литография Спектроскопия
Диоксид углерода	Газ	CO ₂	10600	Непрерывный	До 10 кВт	Обработка материалов
Азот	Газ	N ₂	337,1	Импульсный	100 кВт	Накачка лазеров на красителях
Рубиновый	Твердое тело	Cr ⁺⁺⁺	694,3	Импульсный	От 100 Вт до ГВт	Обработка материалов Лидары
Nd-YAG	Твердое тело	Nd ⁺⁺	1064	Импульсный	10 МВт	Точная обработка материалов
Красители	Жидкость	Органические красители	От 310 до 1200	Импульсный	10 кВт	Спектроскопия
Полупроводниковый	Твердое тело	GaAs	От 850 до 910	Импульсный	10 кВт	Оптическая передача информации

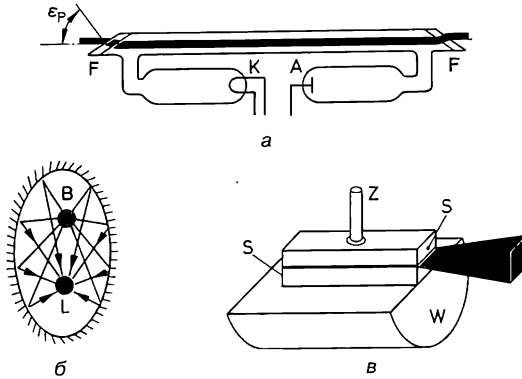


Рис. 4.18. Примеры конструкций лазеров:

a — газоразрядная трубка гелий-неонового лазера: *F* — окно, *K* — катод, *A* — анод; *б* — поперечное сечение устройства для накачки твердотельного лазера: *B* — лампа-вспышка, *L* — стержень лазера; *в* — полупроводниковый лазер: *S* — параллельные торцевые поверхности, *Z* — подача питания, *W* — теплоотвод.

4.4. Глаз

4.4.1. Глаз как оптическая система

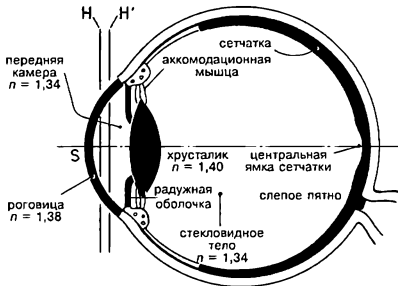


Рис. 4.19. Поперечный разрез глаза (правый глаз, вид сверху).

На рис. 4.19 показан поперечный разрез глаза. Между передней поверхностью роговицы и сетчаткой (региной) находятся элементы, создающие изображение: роговица, внутриглазная жидкость, хрусталик, стекловидное тело. Сравнение показателей преломления показывает, что наибольший скачок показателя преломления (1,00/1,38) имеет место только на границе воздух/роговица. Эта граница между воздухом и глазом ($n \approx 1,34$) дает наибольший вклад в общую оптическую силу глаза.

Главные точки H и H' лежат на расстоянии примерно 1,3 и 1,6 мм за вершиной роговицы S . Фокусные расстояния глаза составляют примерно $\bar{f} = -17$ мм и $f' = 23$ мм (разные среды по обе стороны поверхности раздела двух сред!). Все данные округлены и соответствуют случаю, когда глаз находится в покое (аккомодационная мышца не напряжена). Хрусталик состоит из отдельных слоев с возрастающим вовнутрь показателем преломления. Хрусталик оказывает только корректирующее влияние на изображение, так как показатель преломления хрусталика мало отличается от показателя преломления окружающих его сред. Фокусное расстояние хрусталика может варьироваться ориентировочно между 70 и 40 мм за счет изменения кривизны поверхности.

Лежащая перед хрусталиком радужная оболочка глаза действует как апертурная диафрагма (зрачок глаза). Диаметр зрачка глаза варьируется при адаптации глаза к освещенности примерно от 2 до 8 мм (см. разд. 4.4.2).

Под аккомодацией понимают адаптацию оптической системы глаза к текущему расстоянию до предмета (своего рода «автоматическую наводку на резкость» глаза). Для этого аккомодационная мышца может уменьшать диаметр хрусталика, что приводит к росту кривизны поверхности хрусталика. В возрасте 25 лет общее фокусное расстояние глаза при аккомодации может изменяться от $f' \approx 23$ мм до $f' \approx 19,5$ мм.

Способность глаза к аккомодации характеризуется ближней и дальней точками ясного зрения. Ближняя точка ясного зрения соответствует наименьшему расстоянию a_p от глаза наблюдателя до предмета, отчетливо различаемого при максимальной аккомодации. Дальняя точка ясного зрения характеризуется расстоянием a_R от глаза до наблюдаемого предмета, отчетливо видимого при полном покое аккомодационной мышцы. Расстояние между ближней и дальней точками ясного зрения является мерой пространства, в пределах которого наблюдатель может отчетливо видеть все предметы благодаря аккомодационной способности глаза. Это расстояние, выраженное для глаза в единицах оптической силы, принято называть объемом аккомодации $(1/a_R) - (1/a_p)$ [$\text{м}^{-1} = \text{дптр}$ (диоптрия¹³)]. В табл. 4.7 приведены данные об изменении аккомодации с возрастом. Конечно, при этом речь может идти только о средних значениях, которые нужно рассматривать для конкретного случая в качестве грубого ориентировочного значения!

Таблица 4.7. Уменьшение объема аккомодации с возрастом.

Возраст в годах	10	20	30	40	50	60	70	80
a_p в см	-8	-9	-12	-19	-50	-90	-100	-100
a_R	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
$\frac{1}{a_R} - \frac{1}{a_p}$, дптр	12,5	11,1	8,3	5,3	2,0	1,1	1,0	1,0

В этой книге для расстояний всегда используется оптическое правило знаков.

При $a_R = \infty$ глаз считается нормальным. Если $a_R > 0$, то глаз называется дальнорезким, а при $a_R < 0$ близорезким. Очки, которые используются для коррекции глаз, должны строить изображение бесконечно удаленной точки предмета в дальней точке ясного зрения глаза (ср. также пример на стр. 62). Для этого при дальнорезкости необходима положительная линза, а при близорезкости — отрицательная линза (рис. 4.20). Очень малый объем аккомодации (начиная примерно с 50 лет, см. табл. 4.7) очками не увеличивается. Тогда для близких и дальних расстояний необходима различная очковая коррекция.

При расчетах характеристик оптических приборов, которые работают совместно с глазом (например, увеличения), нужно задать стандартное ближнее расстояние ясного зрения, которое было бы еще комфортно для людей среднего возраста. Это расстояние принято равным 250 мм. В соответствии с принятым правилом знаков:

расстояние наилучшего зрения $a_s = -250$ мм.

Зрение двумя глазами будет рассмотрено в разд. 6.4.4.

¹³ См. примечание на стр. 35. (Прим. пер.)

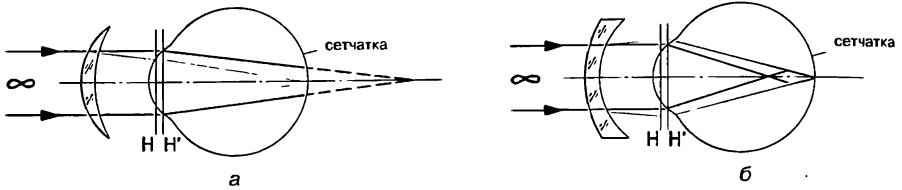


Рис. 4.20. Коррекция дальнозоркости (а) и близорукости (б) очками.

4.4.2. Глаз как приемник оптического излучения

На поверхности сетчатки находятся две разновидности световоспринимающих элементов: около $1,3 \cdot 10^8$ палочек (диаметр около 2 мкм) и около $7 \cdot 10^6$ колбочек (диаметр около 4 мкм). Основные характеристики палочек и колбочек приведены в табл. 4.8.

Таблица 4.8. Основные характеристики палочек и колбочек.

Колбочки	Палочки
Расположены главным образом в центральной ямке сетчатки	С наибольшей плотностью расположены вне центральной ямки сетчатки
Малое поле зрения с большим разрешением	Большое поле зрения с малым разрешением
Колбочки действуют при дневном зрении	Палочки действуют при ночном зрении
Возможно цветное зрение	Не различаются цвета
Малая светочувствительность: $K'_m = 683 \text{ лм/Вт}$	Высокая светочувствительность: $K'_m = 1699 \text{ лм/Вт}$
Относительная спектральная световая эффективность для дневного зрения $V(\lambda)$ с $\lambda_{\text{max}} = 555 \text{ нм}$	Относительная спектральная световая эффективность для ночного зрения $V'(\lambda)$ с $\lambda_{\text{max}} = 507 \text{ нм}$

Высокая острота зрения днем обеспечивается только в пределах малого полевого угла ($2w \approx 4^\circ$), которому соответствует центральная ямка сетчатки. Здесь изображение наблюдаемого предмета имеет минимальные аберрации. При перемещении взгляда глазное яблоко быстро поочередно сканирует большее поле. Наибольшая разрешающая способность ($1'$) имеет место только в центральной части поля с угловым диаметром около 1° .

Палочки и колбочки распределены по поверхности сетчатки неравномерно: в центральной ямки сетчатки находятся главным образом плотно расположенные колбочки. По мере удаления от центральной ямки плотность размещения колбочек понижается и повышается плотность размещения палочек. Несколько палочек могут действовать на один зрительный нерв.

Поглощенный поток излучения вызывает в зрительном пигменте световоспринимающего элемента (колбочки или палочки) химические реакции. В результате этих реакций в зрительном нерве возникает возбуждение, которое далее передается в мозг.

Под адаптацией понимают способность глаза приспосабливаться к различным яркостям наблюдаемого пространства. Глаз может работать в весьма широком диапазоне яркостей (свыше $1 : 10^9$). Адаптация происходит двумя путями:

- 1) быстрая адаптация в узкой области (максимально $1 : 16$) вследствие изменения диаметра зрачка от 2 до 8 мм;
- 2) медленная адаптация вследствие изменения процессов в сетчатке:
 - а) при $L < 10^{-3}$ кд · м⁻² в качестве приемника действуют только палочки (ночное зрение); при $L > 10$ кд · м⁻² в качестве приемника действуют только колбочки (дневное зрение); между этими значениями яркости находится переходная область;
 - б) совместное включение нескольких палочек на один зрительный нерв. Благодаря этому достигается еще более высокая чувствительность;
 - в) изменение чувствительности световоспринимающих элементов.

Темновая адаптация может длиться более 30 мин. Если яркость предмета при данном состоянии адаптации вызывает чрезмерное раздражение сетчатки глаза, то происходит уменьшение диаметра глазного зрачка.

Относительная спектральная чувствительность различна для колбочек и палочек. На рис. 4.21 представлены относительная спектральная световая эффективность для дневного зрения $V(\lambda)$ и относительная спектральная световая эффективность для ночного зрения $V'(\lambda)$.

Смещение максимума чувствительности на короткие волны при ночном зрении приводит к эффекту Пуркинье. Этот эффект состоит в следующем. Пусть энергетические яркости монохроматических излучений голубого (например, 480 нм) и желтого (например, 580 нм) излучений примерно равны. Тогда при ночном зрении более светлым кажется голубое излучение, а при дневном зрении более светлым кажется желтое (рис. 4.21).

Абсолютная спектральная чувствительность для монохроматического излучения с длиной волны λ равна:

$$K(\lambda) = K_m \cdot V(\lambda). \quad (4.42)$$

$K(\lambda)$ называют световой эффективностью для монохроматического излучения. (При $\lambda = 500$ нм имеем $V(500) = 0,323$, тогда $K(500) = 683 \cdot 0,323$ лм/Вт.)

Абсолютная чувствительность для полихроматического излучения равна:

$$K = \frac{\Phi}{\Phi_e}. \quad (4.43)$$

K называют световой эффективностью для полихроматического излучения [Φ и Φ_e рассчитываются по формулам (4.5) и (4.11)].

Глаз является очень чувствительным приемником. При полевых углах менее 10° глаз еще будет различать предметы с яркостью в 10^{-5} кд · м⁻², если их окружает поле с нулевой яркостью (абсолютный порог ощущения). На рис. 4.22 показан относительный порог распознавания $\Delta L/L$ как функция яркости фона L .

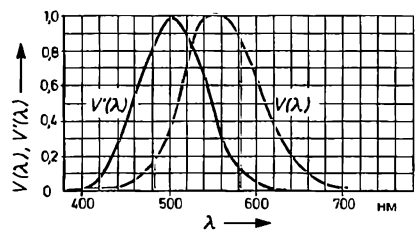


Рис. 4.21. Относительная спектральная световая эффективность $V(\lambda)$ для дневного зрения и относительная спектральная световая эффективность $V'(\lambda)$ для ночного зрения (DIN 5031). При переходе от дневного зрения к ночному происходит инверсия зрительной оценки яркости голубого и желтого (красного) излучений.

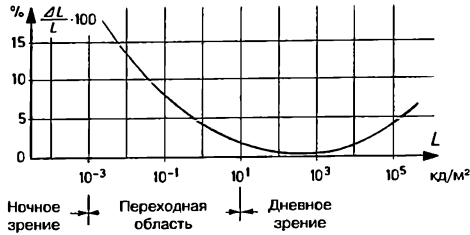


Рис. 4.22. Уровень распознавания различий в яркости при различной яркости фона.

4.4.3. Разрешающая способность

Так как сетчатка состоит из отдельных световоспринимающих элементов, то глаз может одновременно (параллельно) получать большой объем информации о предмете. Объем информации будет тем больше, чем больше мелких деталей, которые еще различимы глазом.

Так как абсолютная величина различаемых деталей предмета зависит от расстояния до предмета, то указывают минимальный угол w_{\min} , под которым две освещенные точки, два края, линии и т. д. еще воспринимаются раздельно. Примерные значения углов указаны на рис. 4.23. Разрешающая способность возрастет с уменьшением угла w_{\min} . Она зависит от формы предметов, контраста и яркости.

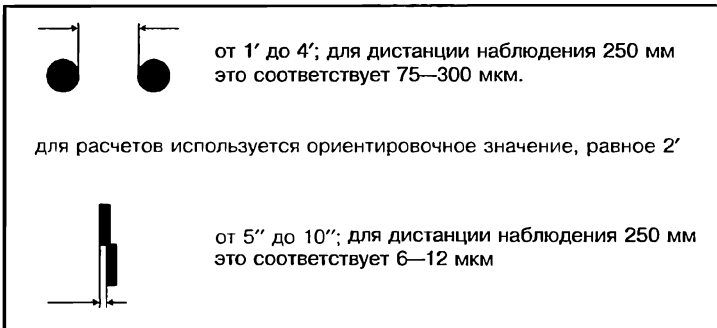


Рис. 4.23. Разрешающая способность глаза при наблюдении объектов различной формы.

4.5. Фотоэлектрические приемники

4.5.1. Основные характеристики

В фотоэлектрических приемниках в результате взаимодействия оптического излучения с веществом освобождаются носители зарядов. Это приводит к повышению электропроводности приемника. Фотоэлектрические приемники можно разделить на две группы.

Внешний фотоэффект используется в вакуумных и газонаполненных фотоэлементах, а также во вторичных фотоэлектронных умножителях (ВЭУ). В этом случае кванты излучения вызывают эмиссию электронов с поверхности катода в свободное пространство (в колбу, где создан вакуум или которая наполнена газом).

Внутренний фотоэффект используется в полупроводниковых приемниках. В этом случае энергия квантов увеличивает число носителей заряда внутри кристаллической решетки.

Относительная спектральная чувствительность у фотоэлектрических приемников очень разная. Поэтому они хорошо согласуются с разнообразными источниками излучения. На рис. 4.24 показаны примерные графики спектральной чувствительности некоторых фотоприемников. Так как на спектральное распределение оказывают влияние легирующие добавки и технология изготовления, то спектральные распределения чувствительности различных приемников с одним и тем же основным полупроводниковым материалом будут немного отличаться. Приемники на основе германия имеют максимум чувствительности вблизи 1,5 мкм. Приемники на основе кремния хорошо подходят к спектральному распределению лампы накаливания и GaAs-диода.

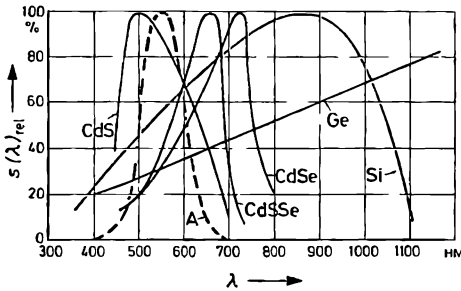


Рис. 4.24. Спектральная чувствительность полупроводниковых фотоприемников: А — спектральная чувствительность глаза (для сравнения).

Абсолютная чувствительность равна

$$s_{\Phi} = \frac{J}{\Phi} \quad (\text{например, в мкА/лм}),$$

или

$$s_E = \frac{J}{E} \quad (\text{например, в мкА/лк}).$$

Однако лучше выразить чувствительность через поток излучения Φ_e и энергетическую освещенность E_e . При этом должно быть известно спектральное распределение излучения или, по крайней мере, указана цветовая температура T_f .

Во многих оптических системах используется модуляция потока излучения, т. е. величина потока излучения плавно или скачкообразно (например, серия импульсов) изменяется во времени. Желательно, чтобы такой изменяющийся во времени сигнал был преобразован в электрический сигнал с минимальными искажениями.

Так как на генерацию и перенос носителей заряда, а также самовосстановление приемника требуется определенное время, то дифференциальная чувствительность s_d [см. формулу (4.10)] уменьшается с ростом частоты сигнала.

Граничная частота соответствует частоте, на которой чувствительность приемника уменьшается до значения $0,707(1/\sqrt{2})$ от величины при постоянном во времени освещении. Граничная частота фотоэлектрических приемников различных типов отличается очень сильно (от нескольких герц до мегагерц).

4.5.2. Характеристики различных видов фотоприемников

Фоторезистором называют приемник излучения, у которого под действием потока излучения вследствие внутреннего фотоэффекта меняется сопротивление. Значение сопротивления фоторезистора не зависит от направления тока. Из полупроводниковых материалов для фоторезисторов чаще всего используют соединения кадмия (например, сульфид кадмия CdS). Для фоторезисторов, которые работают в ИК-области, также используют сульфид свинца PbS. Связь между сопротивлением R и освещенностью E описывается приближенной формулой $R \sim E^{-\gamma}$, где значение γ («крутизна») лежит примерно между 0,6 и 1. При изменении освещенности сопротивление фоторезистора медленно изменяется на новое значение R . Эта инерционность может уменьшаться при высокой освещенности. Фоторезисторы на основе CdS применяют в устройствах регулирования искусственного освещения, экспонометрах, в системах автоматизации производственных процессов и т. д. При этом частота переключения не должна превышать примерно 10 Гц.

Фотодиодами называются полупроводниковые приборы, основанные на внутреннем фотоэффекте и использующие одностороннюю проводимость pn -перехода. При освещении фотодиода возникает электродвижущая сила (фотогальванический режим) или (при наличии питания) изменяется значение обратного тока (фотодиодный режим). Один и тот же приемник при необходимости может использоваться в обоих режимах работы.

При работе в фотогальваническом режиме генерируемое напряжение холостого хода U_L логарифмически возрастает с освещенностью вплоть до величины насыщения (примерно от 450 до 550 мВ для кремния Si). Это напряжение не зависит от размеров площадки приемника. Наоборот, ток короткого замыкания J_k (режим работы при малом внешнем сопротивлении) линейно увеличивается с ростом площади фоточувствительной площадки и освещенности.

Кремниевые фотоэлементы с большой площадью поверхности используются в качестве солнечных фотоэлементов, которые непосредственно преобразуют энергию падающего на них излучения в электрическую энергию. Коэффициент полезного действия составляет при этом от 8 до 11 %.

В фотодиодном режиме обратный ток pn -перехода растет пропорционально освещенности. В качестве полупроводникового материала используется германий (высокая чувствительность), а чаще всего кремний (незначительная зависимость темнового тока от температуры). Граничная частота очень высокая (находится в диапазоне мегагерц).

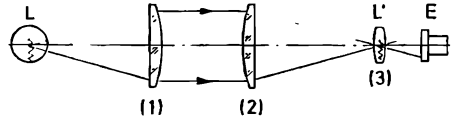
Фототранзистор представляет собой полупроводниковый прибор с двумя pn -переходами, обладающий свойством усиления фототока при воздействии лучистой энергии. Поэтому фототранзисторы имеют более высокую чувствительность, но более низкую граничную частоту, чем аналогичные им фотодиоды.

4.5.3. Освещение светочувствительной поверхности фотоприемников

Фотоэлементы и многие фоторезисторы имеют относительно большую площадь фоточувствительной площадки приемника (до 1 см²), в то время как для фотодиодов и фототранзисторов характерны малые размеры фоточувствительной площадки. Увеличить площадь, с которой поток излучения попадает на фоточувствительную площадку, можно за счет размещения на корпусе линзы. В этом случае линза фокусирует на площадку приемника падающее на ее поверхность излучение. Конструктивное исполнение приемника с окном в виде стеклянной пластины используется в тех случаях, когда с помощью оптической системы необходимо получить на фоточувствительной площадке приемника точное изображение поверхности ис-

Рис. 4.25. Равномерное освещение площадки приемника:

L — спираль лампы накаливания; L' — изображенные спирали; E — приемник; (3) — полевая линза.



точника света. При этом можно согласовать с приемной площадкой размеры изображения источника света.

Пусть на фоточувствительной площадке приемника расположено резкое изображение спиральной нити накала. Так как обычно площадка приемника имеет неодинаковую чувствительность в разных зонах, то при перемещении изображения нити накаливания (в пределах площадки приемника) выходной ток может колебаться. Снизить этот нежелательный эффект можно за счет нерезкого изображения нити накаливания (например, при сильном сдвиге приемника относительно плоскости изображения).

Применение полевой линзы (это показано на рис. 4.25) обеспечивает равномерное освещение площадки приемника.

Чувствительность фотозлектрических приемников зависит также от направления падения света. На рис. 4.26, *а* показан «широкоугольный» приемник с открытой площадкой (нет ограничения падающего света корпусом). На рис. 4.26, *б* и *в* показаны одинаковые типы фототранзисторов. По сравнению с плоским окном линза формирует диаграмму направленности с узким «лепестком». Таким образом, при необходимости можно исключить фоновый боковой свет.

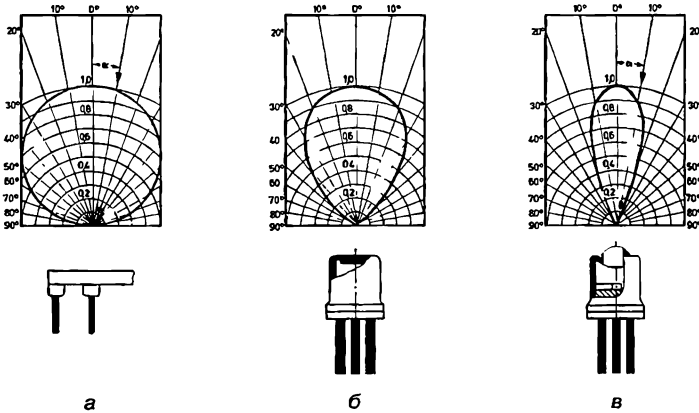


Рис. 4.26. Пространственное распределение чувствительности приемника:

а — площадка приемника без корпуса; *б* — корпус с плоским стеклом; *в* — корпус с линзой

4.6. Фотослои

4.6.1. Общие характеристики

Глаз и фотозлектрические приемники реагируют на поток (т. е. мощность) излучения. В отличие от них фотослой реагирует на общее количество суммарной энергии излучения, которая равна произведению потока и времени. Различия мощности энергии излучения можно компенсировать за счет времени воздействия (про-

должительности экспонирования) фотоматериала. Так, при очень низком уровне освещенности объекта выдержка при съемке может быть очень длительной (например, длительные выдержки в астрономии). С другой стороны, при высокой освещенности достаточно очень кратковременных экспозиций (пример: съемка быстротекущих процессов, см. разд. 6.4.3).

Фотослои имеют очень высокое пространственное разрешение (высокая плотность хранения информации).

Благодаря энергии квантов падающее на фотослой (чаще всего светочувствительное вещество представляет собой галогениды серебра AgCl , AgBr , AgI) излучение вызывает в нем физико-химические изменения (образование «скрытого» изображения). Для превращения скрытого изображения в видимое обычно используют специальные процессы обработки (проявление). Подробно это изложено в книге [7.3].

4.6.2. Чувствительность и характеристическая кривая

По относительной спектральной чувствительности черно-белые фотослои можно разделить на несенсибилизированные и спектрально-сенсибилизированные (рис. 4.27). Несенсибилизированные фотоматериалы обладают чувствительностью к сине-фиолетовой части видимого спектра (рис. 4.27, а), что обусловлено собственной чувствительностью галогенида серебра (для AgBr граница собственной чувствительности примерно равна 490 нм).

Ортохроматически сенсибилизированные слои чувствительны к сине-фиолетовой и желто-зеленой части спектра (рис. 4.27, б). Панхроматически сенсибилизированные слои (рис. 4.27, в) чувствительны ко всей видимой области спектра. Поэтому панхроматически сенсибилизированные слои наиболее предпочтительны для черно-белых фотографий цветных объектов.

Для фотослоев в качестве входной величины X (см. разд. 4.1.2) принимается логарифм произведения освещенности E (в наиболее общем случае указывается энергетическая освещенность E_e) и времени экспозиции t , т. е. логарифм экспозиции H :

$$H = E \cdot t. \quad (4.44)$$

Единицей измерения экспозиции является люкс · секунда (лк · с).

Выходной величине Y соответствует уменьшение пропускания после фотохимической обработки. Для количественного описания уменьшения пропускания используется оптическая плотность D (см. табл. 4.3):

$$D = \lg \frac{1}{\tau}. \quad (4.45)$$

Для фотобумаги оптическая плотность вычисляется по формуле $D = \lg(1/\rho)$, где ρ — коэффициент отражения.

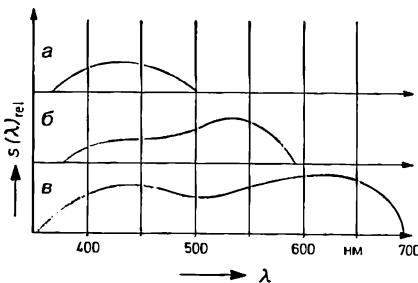


Рис. 4.27. Относительная спектральная чувствительность фотослоев:

а — несенсибилизированный; б — ортохроматическая сенсибилизация; в — панхроматическая сенсибилизация. В качестве источника освещения использовалась лампа накаливания.

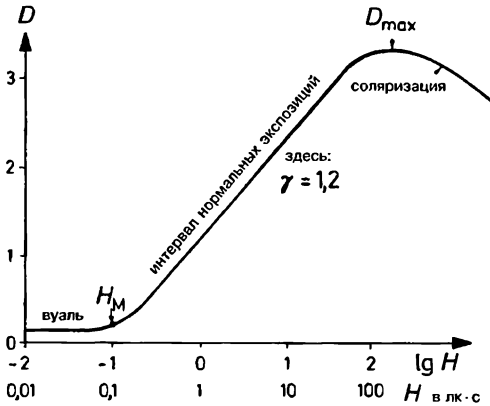


Рис. 4.28. Характеристическая кривая фотоматериала:

H_M — минимальная экспозиция.

Зависимость оптической плотности D от десятичного логарифма экспозиции H , выраженную в графической форме, называют характеристической кривой фотослоя (рис. 4.28). Данная кривая показывает, что фотослой как приемник излучения обладает нелинейной характеристикой. Форма характеристической кривой зависит не только от самого фотослоя, но и от условий химической обработки, прежде всего от времени проявления. Оптическую плотность, возникающую в процессе проявления неэкспонированных фотоматериалов ($H = 0$), называют оптической плотностью вуали. Оптическая плотность вуали обусловлена поглощением в подложке фотоматериала, потерями на отражение и проявлением неэкспонированных зерен. После переходной области на характеристической кривой следует большой прямолинейный участок. «Рабочая точка» должна лежать на данной линейной части характеристической кривой, т. е. должна выбираться подходящая экспозиция H . Если при большой экспозиции все зерна $AgVg$ восстанавливаются до серебра, то получается максимальная оптическая плотность (насыщение). При еще большей экспозиции оптическая плотность может снова уменьшиться (!). На характеристической кривой такому явлению соответствует область соляризации. Крутизну характеристической кривой в линейной области или, во всяком случае, крутизну в выбранной рабочей точке можно описать при помощи коэффициента контрастности («гаммы») фотоматериала $\gamma = \Delta D / \Delta H$.

При увеличении времени проявления сильно увеличивается коэффициент контрастности γ ; чувствительность увеличивается слабо (сдвиг кривой к более малой величине $\lg H$), но также одновременно возрастает оптическая плотность вуали!

Коэффициент контрастности γ существенно влияет на воспроизведение изображения. При $\gamma = 1$ контраст изображения равен контрасту предмета. При $\gamma > 1$ контраст изображения повышается (контрастный фотослой), при $\gamma < 1$ контраст изображения уменьшается (мягкий фотослой).

Абсолютная чувствительность фотослоя тем выше, чем меньше требуется экспозиция для достижения определенной оптической плотности. В соответствии с DIN 4512, В. 1 устанавливается минимальная экспозиция H_M , при которой оптическая плотность выше плотности вуали на $\Delta D = 0,1$. Светочувствительность S_{DIN} в числах DIN рассчитывается по формуле:

$$S_{DIN} = 10 \cdot \lg \frac{1}{H_M}, \quad (4.46)$$

где в качестве единицы измерения экспозиции H_M используется люкс · секунда. В отличие от логарифмической системы DIN светочувствительность в единицах ASA прямо пропорциональна чувствительности¹⁴.

Соотношение чисел светочувствительности

DIN:	12	15	18	21	24	27	30	DIN
ASA:	12	25	50	100	200	400	800	ASA

В обозначении по системе ISO указываются оба значения чисел светочувствительности, например 100/21. Только в ограниченной области освещенностей действует (до этого места предполагалось, что он выполняется всегда) закон взаимозаменяемости. Согласно этому закону равные по величине экспозиции $H = E \cdot t$ должны вызывать в фотослое одинаковый фотографический эффект (одинаковые по своей оптической плотности почернения).

Например, при 5-кратном увеличении освещенности время экспозиции сократится в 5 раз. Вне области действия закона взаимозаменяемости (зависит от вида фотослоя) чувствительность уменьшается. При очень малом E и, соответственно, длительном времени экспозиции такое уменьшение чувствительности называется эффектом Шварцшильда. При очень большом E и, соответственно, коротком времени экспозиции (при съемках быстропротекающих процессов, см. разд. 6.4.3) также имеет место отклонение от закона взаимозаменяемости. В качестве примера на рис. 4.29 для одного из видов фотопленки показана необходимая для получения неизменной оптической плотности экспозиция H как функция от E .

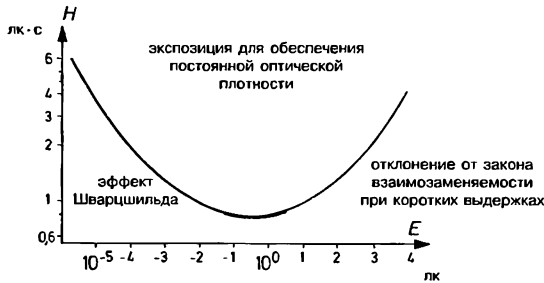


Рис. 4.29. Эффект Шварцшильда и отклонение от закона взаимозаменяемости при коротких выдержках. Красным показана окрестность вблизи минимума, где выполняется закон взаимозаменяемости.

4.6.3. Разрешающая способность

Разрешающая способность фотографического слоя соответствует максимальному числу линий на отрезке единичной длины (чаще всего на 1 мм) фотографического слоя, при котором еще можно распознать отдельные линии. Более полно способность фотографического слоя передавать мелкие детали изображения описывает функция передачи модуляции.

¹⁴ Светочувствительность в числах ГОСТ примерно совпадает с числами светочувствительности ASA. Для фотоматериалов различного назначения методы определения светочувствительности в числах ГОСТ приведены в ГОСТ 10691.0—84, ГОСТ 10691.1—84, ГОСТ 10691.2—84, ГОСТ 10691.3—84, ГОСТ 10691.4—84, ГОСТ 10691.5—88, ГОСТ 10691.6—88. (Прим. пер.)



Высокую разрешающую способность имеют тонкие мелкозернистые слои¹⁵. Но при малых размерах зерен фотослой имеет более низкую светочувствительность. Кроме величины кристаллов AgBr, важное значение имеет характер распределения зерен. Видимая зернистость обусловлена неравномерными скоплениями отдельных зерен металлического серебра на различной глубине слоя после проявления. На разрешающую способность также оказывают влияние светорассеяние в фотослое и ореол рассеяния.

Слой с высокой разрешающей способностью мелкозернистый, имеет незначительную светочувствительность и высокий коэффициент контрастности γ . Наоборот, слой с высокой светочувствительностью крупнозернистый, имеет малую разрешающую способность и малый коэффициент контрастности γ .

¹⁵ К концу XX века были созданы слои, которые одновременно обладают высокой светочувствительностью и значительной разрешающей способностью. (Прим. пер.)

ГЛАВА 5

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА, ПРОЕКЦИОННЫЕ ЭКРАНЫ, СВЕТОФИЛЬТРЫ

5.1. Волоконная оптика

Световодом называется оптический элемент, при прохождении через который свет многократно отражается от боковых поверхностей. В простейшем случае световод представляет собой цилиндрический стержень с плоскими торцами из стекла или пластмассы. Благодаря явлению полного внутреннего отражения луч при распространении в таком световоде многократно отражается от боковой поверхности — границы стержня с воздухом. Важным преимуществом световода является то, что стержень может быть изогнут. Однако одиночный световод не может передавать изображения. Это связано с тем, что если на входной поверхности имеет место неравномерное распределение яркости (т. е. на входной поверхности находится предмет), то выходная поверхность будет освещена более или менее равномерно.

Очень тонкие световоды из стекла или пластмассы обладают двумя преимуществами: они представляют собой гибкие волокна и их можно использовать для переноса изображений (каждое волокно переносит свой элемент изображения предмета). При соединении таких световодных волокон в жгут необходимо принять меры, чтобы на боковых поверхностях не нарушалось условие полного внутреннего отражения из-за соприкосновения волокон. Для достижения этой цели каждое отдельное волокно следует светоизолировать от других. Для обеспечения светоизоляции волокно делают составным (сердцевина + оболочка, см. разд. 5.1.1).

Волоконно-оптические элементы представляют собой жгуты светоизолированных волокон. Для этих элементов используются волокна с диаметром от 5 до 200 мкм (диаметры пластиковых волокон несколько больше). Нерегулярные (с неупорядоченным расположением волокон) волоконно-оптические жгуты используются для передачи светового потока (осветительные устройства). Регулярные (с упорядоченным расположением волокон) волоконно-оптические жгуты используются для передачи изображений.

Литература по волоконной оптике: [4.1]—[4.4]. В [4.3] рассмотрены интересные для практического применения свойства волоконно-оптических элементов.

5.1.1. Оптические характеристики одиночного волокна

На рис. 5.1, *a* показан ход луча в прямом цилиндрическом волокне. Для обеспечения светоизоляции сердцевина из стекла с показателем преломления n_1 окружена стеклянной оболочкой с более низким показателем преломления n_2 . Условие полного внутреннего отражения на границе сердцевина/оболочка имеет вид $\epsilon_1 \geq \epsilon_c$. Тогда половинный апертурный угол $u = \epsilon_{\text{омак}}$ (максимальный угол падения на торцевую поверхность) находится из уравнения:

$$\sin u = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (5.1)$$

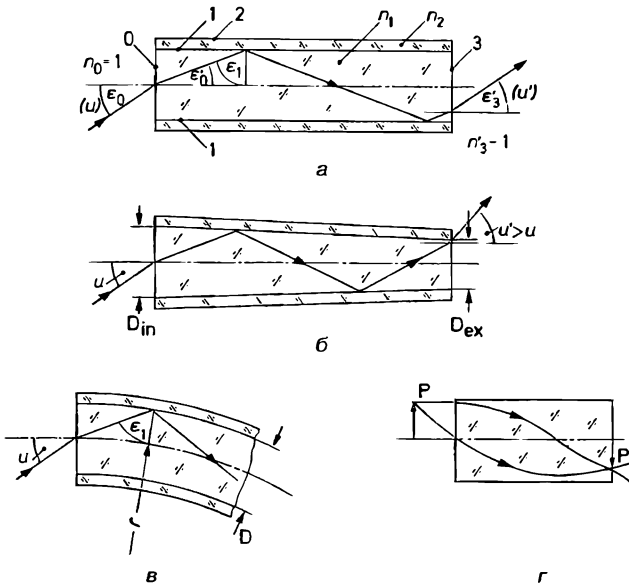


Рис. 5.1. Траектория луча в световоде:

a — прямое цилиндрическое волокно; *б* — прямое коническое волокно; *в* — искривленное цилиндрическое волокно; *г* — градиентное волокно.

Числовая апертура (см. разд. 3.3) прямого цилиндрического волокна равна $A = \sin u$. При выводе формулы (5.1) было принято $n_0 = 1$ (торец волокна граничит с воздухом).

Для прямого цилиндрического волокна (рис. 5.1, *a*) входная апертура равна выходной апертуре, а для конических волокон (рис. 5.1, *б*) концентрация светового потока на меньшую выходную площадку ($D_{\text{ex}} < D_{\text{in}}$) приводит к увеличению задней апертуры: $\sin u' > \sin u$. В [4.3] указана величина максимально возможной входной апертуры конического волокна. В случае изгиба цилиндрического волокна (рис. 5.1, *в*) максимально возможная входная апертура рассчитывается по формуле

$$\sin u = \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \left(1 + \frac{D}{2r}\right)^2}, \quad (5.1a)$$

где D — диаметр сердцевинки волокна; r — радиус изгиба. Апертура изогнутого волокна меньше, чем апертура прямого волокна. При $r = \infty$ формула (5.1a) эквивалентна выражению (5.1).

Формулы (5.1) и (5.1a) соответствуют меридиональным лучам, траектория которых пересекает ось волокна (см. рис. 5.1). Максимально возможная апертура для «косых» лучей (их траектории не пересекают ось волокна) больше, так как углы падения таких лучей на границу сердцевина/оболочка несколько больше [4.3]. Таким образом, формулы (5.1) и (5.1a) определяют апертуру волокна с некоторым запасом.

Примеры:

1. Чаще всего для волокон используют комбинацию стекол со следующими показателями преломления: $n_1 = 1,62$; $n_2 = 1,52$. Для этого случая нужно рассчи-

тать: предельный угол ε_g падения на боковую поверхность, числовую апертуру волокна A , максимальный апертурный угол $2u$ падающего пучка, при котором еще выполняется условие полного внутреннего отражения для всех лучей пучка; диафрагменное число объектива k , который имеет такую же апертуру, что и волокно (см. также разд. 3.3, пример 1).

Решение:

$\varepsilon_g = 69,8$; $A = 0,56$; $2u = 68$; $k = 0,89$. Следовательно, только очень светосильный объектив имеет такую же апертуру, что и волокно!

2. Очень часто используемые волокна с $D = 70$ мкм, $n_1 = 1,62$; $n_2 = 1,52$ должны изгибаться так сильно, как это допускает прочность ($r = 12$ мм). Какую апертуру тогда еще можно использовать?

Результат:

Из формулы (5.2) следует $\sin u = 0,548$ (приблизительно $\sin u \approx 0,55$). Сравнение с ранее полученным результатом для прямого волокна показывает, что даже при сильном изгибе апертура волокна уменьшается очень незначительно!

Чистый спектральный коэффициент пропускания $\tau(\lambda)$ [см. формулу (4.16)] обусловлен поглощением в материале сердцевины и потерями при полном внутреннем отражении (загрязнения на границе между сердцевиной и оболочкой, а также затуханием волны из-за поглощения в оболочке). Оба вида потерь возрастают с увеличением длины волокна. Спектральный коэффициент пропускания $\tau(\lambda)$ также учитывает потери на входной и выходной поверхностях. При безупречно отполированных торцевых поверхностях эти дополнительные потери рассчитываются по формулам Френеля (см. разд. 2.8). При удовлетворительной или дефектной полировке потери на торцевых поверхностях будут гораздо больше!

Для обеспечения малых потерь при полном внутреннем отражении оболочка волокна не должна быть очень тонкой. Толщина оболочки составляет примерно от 0,5 до 2 мкм. Полное внутреннее отражение нельзя заменить нанесением зеркального слоя на волокно: так как число отражений на метр длины волокна составляет от 10^3 до 10^4 , то почти весь световой поток будет поглощаться зеркальным слоем.

Элементы с волокнами из пластмассы дешевы, так как вместо полировки торцов достаточно гладко отрезать волокно. Полотка волокна практически исключена. Пластиковые волокна имеют несколько большие диаметры, чем волокна из стекла, например 250 мкм. В результате старения коэффициент пропускания пластиковых волокон уменьшается. График функции $\tau(\lambda)$ может иметь локальные минимумы. Например, могут встречаться минимумы коэффициента пропускания в районе примерно 900 и 1000 нм, вследствие чего излучение GaAs-диода не проходит.

Область пропускания обычных волокон из стекла соответствует диапазону от 400 до 2000 нм. За пределами этой области используют инфракрасные волокна (из специальных стекол) и ультрафиолетовые волокна (сердцевина из кварца, а оболочка из пластмассы).

Принцип действия градиентных волокон (рис. 5.1, з) несколько иной. Их свойства описаны в [1.3] и [4.4]. Градиентные волокна изготавливают путем ионного обмена в стержнях из специального стекла диаметром примерно от 0,5 до 2 мм. В результате ионного обмена показатель преломления в стержне плавно убывает в радиальном направлении от центра к краю. Если на оси волокна показатель преломления равен n_c , а на расстоянии r от оси волокна показатель преломления равен n_r , то $n_r = n_c(1 - k^2r^2)$, где k — постоянная. Траектории лучей в градиентном волокне имеют синусообразную форму. Исходящие из точки P лучи снова пере-

секутся в точке P' («самофокусирующее волокно»). Следовательно, возможна передача изображений одиночным волокном! Оптические свойства отрезка градиентного волокна соответствуют длине эквивалентной свойством миниатюрной линзы.

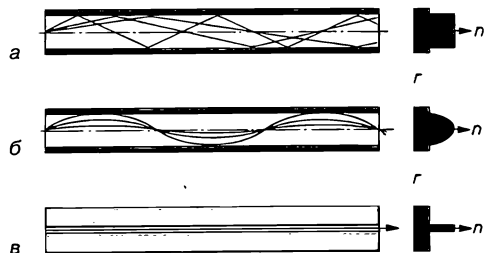
Оптические волокна для передачи информации на большие расстояния должны иметь очень малые потери. Их спектральный коэффициент поглощения рассчитывается по формуле $\alpha(\lambda) = 10 \cdot l^{-1} \cdot \lg(\tau_i(\lambda))$ [дБ/км], где l — длина; $\tau_i(\lambda)$ — чистый спектральный коэффициент пропускания. Например, если $\tau_i = 0,5$ (при $\lambda \approx 800$ нм), то коэффициент поглощения 3 дБ/км. Большое значение также имеет величина пропускной способности волоконно-оптической линии связи. Пусть при передаче цифровой информации на вход волокна подается последовательность световых импульсов с малыми временными интервалами между импульсами. Очевидно, что на другом конце эти импульсы должны быть еще различимы, т. е. приемник должен воспринимать их отдельно. Многомодовые волокна со ступенчатым профилем (рис. 5.1, а и 5.2, а) для этой цели подходят плохо. Распространение излучения в волокне характеризуется модой, которая определяется типом распределения электромагнитного поля. В лучевом представлении моды соответствуют различным зигзагообразным траекториям (рис. 5.2, а). Так как эти траектории имеют разную длину, то это приводит к уширению (расплыванию) длительности импульса. Максимальная разность времени прохождения получается в том случае, когда идущий по оси волокна луч (самый короткий путь) сравнивают с максимально наклоненным лучом [этот луч соответствует предельному углу полного внутреннего отражения (рис. 5.1, а, $\varepsilon_1 = \varepsilon_g$)]. Длина траектории идущего по оси луча равна l (длина волокна), а время прохождения им волокна равно $t = l \cdot n_1/c$. Длина зигзагообразной траектории, которая соответствует предельному случаю полного внутреннего отражения [$\sin \varepsilon_g = n_2/n_1$, см. формулу (1.6)], согласно рис. 5.1, равна $l_g = l \cdot n_1/n_2$. Соответствующее время прохождения $t_g = l \cdot n_1^2/n_2 \cdot c$. Таким образом, уширение импульса равно $\Delta t = t_g - t$. Если $n_1 \approx n_2$, то $\Delta t = l \cdot (n_1 - n_2)/c$, т. е. бесконечно короткий импульс на входе будет иметь на выходе длительность Δt . Вследствие этого при определенных обстоятельствах соседние импульсы будут накладываться друг на друга. Так как Δt возрастет с длиной волокна l , то многомодовые волокна со ступенчатым профилем не подходят для дальних волоконно-оптических линий. Для рассмотренного в примере 1 из разд. 5.1.1 волокна при $l = 1$ км значение Δt равно 0,33 мкс. Это очень большая величина для передачи информации!

В многомодовом градиентном оптическом волокне отдельные моды также имеют траектории различной геометрической длины (рис. 5.2, б), но их оптические пути (сумма, каждое слагаемое которой равно произведению длины элементарного отрезка траектории и показателя преломления) и, соответственно, время прохождения импульса почти равны. Более длинные траектории в краевой области волокна компенсируются за счет уменьшения показателя преломления к периферии. При оптимальном профиле показателя преломления уширение импульса не будет равно нулю из-за дисперсии материала. В пределах незначительной ширины полосы $\Delta\lambda$ лазерной линии (или более широкого спектрального диапазона излучения полу-

Рис. 5.2. Типы оптических волокон для линий связи:

а — многомодовое со ступенчатым профилем показателя преломления; б — градиентное многомодовое; в — одномодовое со ступенчатым профилем показателя преломления.

Голубым цветом обозначена оболочка с более низким показателем преломления. Справа показан соответствующий профиль показателя преломления $n(r)$.



проводникового светодиода) дисперсия $n(\lambda)$ (разд. 2.2.1) приводит к различному времени прохождения различных спектральных составляющих излучения. Общая величина Δt лежит в интервале от нано- до пикосекунд.

Особенно благоприятные свойства имеют одномодовые волокна со ступенчатым профилем показателя преломления (в них может распространяться только одна мода), так как временная разность в распространении мод отсутствует. Эти волокна применяются для передачи информации, а также используются в датчиках, в том числе в волоконно-оптических интерферометрах (например, волоконных гироскопах). Это связано с тем, что в одномодовом волокне распространяется только одна волна; поэтому положение фазы определяется однозначно. Как уже было показано выше, в сердечниках волокон, чей диаметр больше длины волны, могут распространяться многие моды, которые можно представить в виде различных видов траекторий лучей. Подобное описание неприемлемо, если диаметр сердцевин сопоставим с длиной волны. Тогда количество мод, которые могут распространяться в волокне, уменьшается вплоть до наступления одномодового режима распространения. Количество мод, которые могут распространяться в волокне, определяет параметр волокна V

$$V = 2\pi \cdot \frac{r_k}{\lambda} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \tag{5.2}$$

где r_k — радиус сердцевин.

Чем меньше λ по отношению к произведению радиуса сердечника и числовой апертуры [формула (5.1)], тем большее число мод может распространяться.

Из решения волнового уравнения определяется предельное значение V , при котором возможен только одномодовый режим распространения. Это значение $V = 2,4048$ является первым корнем функции Бесселя нулевого порядка $J_0(x)$. Следовательно, при $V \leq 2,405$ возможен только одномодовый режим распространения излучения в волокне. Если при уменьшении λ значение V оказывается большим этого предела, то в волокне также могут распространяться моды более высокого порядка. Для волокна с параметрами r_k, n_1, n_2 длина волны среза равна

$$\lambda_c = \frac{2 \cdot \pi}{2,405} \cdot r_k \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \tag{5.2a}$$

Если длина волны излучения больше λ_c , то оптическое волокно работает в одномодовом режиме¹.

Пример

Для одномодового волокна даны следующие значения: $n_1 = 1,463, n_2 = 1,457, r_k = 2$ мкм. Тогда $\lambda_c = 0,69$ мкм. При $\lambda > \lambda_c$ (например, полупроводниковый лазер с $\lambda_c = 0,85$ мкм) имеет место одномодовый режим.

Оптические свойства волокна позволяют использовать его как чувствительный элемент датчика. В качестве простого примера можно привести датчик, чувствительным элементом которого является волокно, уложенное в извилистом канале между двумя плитами. Из формулы (5.1a) следует, что многочисленные изгибы с

¹ С достаточной точностью можно считать, что электромагнитное поле на выходе одномодового волокна соответствует моде TE_{00} (см. разд. 4.3.5). Перетяжка при этом находится на торце волокна. Для одномодового волокна со ступенчатым профилем показателя преломления диаметр перетяжки D_0 , параметр V и радиус сердцевин волокна r_k связаны соотношением: $2r_k/D_0 = 0,65 + 1,619/V^{3/2} + 2,879/V^6$. Были сообщения о создании одномодового градиентного волокна. В связи с этим полезно иметь в виду, что в каталогах для одномодовых волокон чаще всего указывают именно диаметр перетяжки. (Прим. пер.)

малым радиусом волокна приводят к нарушению условий полного внутреннего отражения. Следовательно, поток излучения на выходе волокна уменьшается. Данное свойство позволяет точно измерить малые смещения плит друг относительно друга, а также величину силы и давление. Отрезок волокна с оголенной сердцевинной (удалена оболочка с показателем преломления n_2) может быть использован в качестве датчика изменения показателя преломления окружающей среды, так как n_2 влияет на числовую апертуру [формула (5.1)] и, соответственно, на величину потока излучения на выходе волокна. Это дает возможность быстро регистрировать изменения окружающей среды (контроль уровня жидкости; технологические рефрактометры). К преимуществам волоконно-оптических датчиков относится их нечувствительность к электромагнитным полям, возможность проведения измерений во взрывоопасных помещениях и вблизи высоковольтных электрических установок (волокно является хорошим изолятором), незначительные габариты и сравнительно низкая цена. С другой стороны, при точных измерениях необходимо принять меры, чтобы измеряемый сигнал не искажался внешними воздействиями (например, температурой, случайными изгибами подводящего волокна).

5.1.2. Волоконно-оптические жгуты для передачи излучения

Светопропускание жгута зависит от светопропускания единичных световодных волокон, из которых он набран. Но в жгуте имеют место дополнительные потери. Они обусловлены тем, что при равномерном освещении входного торца жгутом будет переноситься только та часть светового потока, которая попадает на поперечные сечения сердцевин волокон. Поперечные сечения оболочки и промежутки между волокнами представляют неиспользуемую площадь поперечного сечения жгута. Поэтому желательно обеспечить высокую плотность упаковки волокон. Кроме того, неиспользуемую площадь поперечного сечения жгута увеличивают сломанные волокна.

В качестве примера на рис. 5.3, а показаны графики спектрального коэффициента пропускания $\tau(\lambda)$ при различных длинах l жгутов из одного и того же типа волокон. На рис. 5.3, б спектральные коэффициенты пропускания представлены в виде функции длины жгута l . В результате экстраполяции определяется значение коэффициента пропускания при $l = 0$ (характеризует неиспользуемую часть поперечного сечения, отражение на торцах и т. д.). Из представленных графиков следует, что коэффициент пропускания экспоненциально уменьшается при увеличении длины жгута.

Соединение двух волоконно-оптических жгутов торцевыми поверхностями приводит к увеличению потерь, так как поперечные сечения отдельных волокон обоих жгутов не лежат точно напротив друг друга.

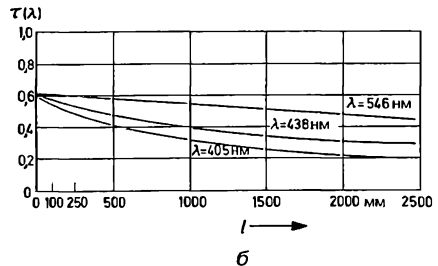
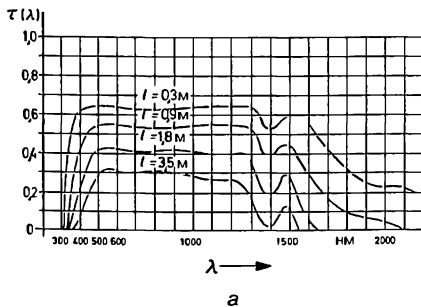


Рис. 5.3. Спектральные коэффициенты пропускания волоконно-оптических жгутов.

Распределение потока излучения на выходе из торца волоконно-оптического жгута обладает следующими свойствами.

У одиночного цилиндрического волокна входная и выходная апертуры равны. Аналогичным свойством обладают волоконно-оптические жгуты. В начале рассмотрим случай вращательно-симметричного освещения входного торца волоконно-оптического жгута. При этом источник излучения (например, подчиняющийся закону Ламберта излучатель) имеет большие поперечные размеры, и апертурный угол падающего на входной торец пучок лучей не превышает u . При таком освещении входного торца жгута пространственное распределение потока излучения, исходящего из выходного торца жгута, описывается лепестковидной диаграммой (рис. 5.4, б). Максимум излучения соответствует оси симметрии жгута; касательные к диаграмме в ее начальной точке составляют с осью жгута углы $\sigma' = \sigma$.

При косом освещении входного торца под углом ϵ к оси волокна и апертурном угле σ (рис. 5.4) также имеет место вращательно-симметричное пространственное распределение потока излучения, исходящего из выходного торца жгута. Максимум излучения соответствует кольцу, положение которого определяется углом $\epsilon' = \epsilon$. На рис. 5.4, а для различных направлений облучения ϵ , но при постоянном апертурном угле $\sigma = 15^\circ$ показаны относительные распределения потока излучения.

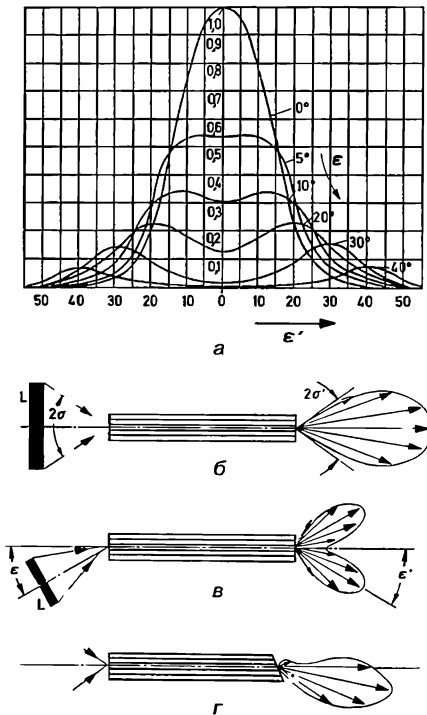


Рис. 5.4. Пространственное распределение потока излучения, исходящего из волоконно-оптического жгута:

a — относительное распределение потока излучения при различных углах освещения входного торца жгута ϵ ; *б* — вращательно-симметричное освещение входного торца ($\epsilon = 0$); распределение потока излучения представлено в полярных координатах («лепесток»); *в* — косое освещение входного торца (сравни с (*a*)); *г* — вращательно-симметричное освещение входного торца, но выходной торец не перпендикулярен оси волокон.

При больших углах ϵ кольцо особенно заметно. Если выходной торец не перпендикулярен оси волокна, то распределение потока излучения не будет вращательно-симметричным (рис. 5.4, ϵ).

Осветительные (нерегулярные) волоконно-оптические жгуты сравнительно легко изготавливаются путем укладки неупорядоченных волокон в защитном рукаве. Торцы волокон склеиваются и полируются в защитной втулке. Если при изгибе жгута волокна могут свободно передвигаться в защитном рукаве, то опасность их поломки минимальна. Непосредственно после изготовления волоконно-оптический жгут заключается в пластмассовую оболочку, что делает его удобным в эксплуатации.

Для освещения входного торца волоконно-оптического жгута используют высокоапертурный конденсор с теплозащитным фильтром или, например, осветительную систему из лампы и эллиптического зеркала с теплозащитным интерференционным отражающим покрытием (см. рис. 4.10 и 6.4, δ). Нормальные стекловолокна прозрачны для излучения с длиной волны до 2 мкм. Тепловое излучение они пропускают слабо. Но теплозащитный фильтр во многих случаях все же необходим. При использовании жгута из пластиковых волокон необходимо тщательно защищать торцы волокон от воздействия теплового излучения! Максимально равномерное освещение на выходе волоконно-оптического жгута получают при использовании полевой линзы (см. рис. 4.25).

При правильном согласовании апертуры волокна с апертурой падающего на его входной торец пучка света волоконно-оптические жгуты и одиночные волокна могут передавать очень большой световой поток. Очевидно, что спектральный состав передаваемого излучения должен соответствовать той области длин волн, где коэффициент пропускания волокон достаточно высок. При этом только малая часть излучения, которая поглощается в волокне, вызывает нагрев жгута. С помощью гибкого волоконно-оптического жгута можно направить световой поток высокой мощности от осветительного устройства к удаленному предмету. Так как тепловое излучение сильно поглощается в волокне, то выходной конец осветительного опико-волоконного жгута практически эквивалентен почти холодному высокоинтенсивному источнику света с незначительными поперечными габаритами. Такие свойства позволяют использовать, например, волоконно-оптический жгут в качестве осветителя микроскопа. Так как выходной конец волоконно-оптического жгута может располагаться вплотную к освещаемому объекту, то высокая освещенность обеспечивается без дополнительных оптических элементов. Волоконно-оптический жгут может быть также использован для освещения взрывоопасных помещений, так как к выходному концу жгута не подводится электрическая энергия.

Волоконно-оптический жгут с разведенными выходными концами² дает возможность освещать одной лампой несколько различных мест (рис. 5.5, a). На рис. 5.5, b показан волоконно-оптический жгут, на одном конце которого сведены волокна двух каналов: через волокна первого канала на исследуемую площадку подводится световой поток от лампы; через волокна второго канала диффузно отраженный от исследуемой площадки свет достигает приемника.

Осветительный жгут также может быть изготовлен из волокон, которые пропускают ультрафиолетовое излучение. Таким образом, флуоресцирующая марка М может возбуждаться ультрафиолетовым излучением. Тогда возникающий в результате флуоресценции свет может передаваться к приемнику по обычному, прозрачному в видимом диапазоне волокну. На рис. 5.5, ϵ показаны возможные виды взаимного расположения волокон двух каналов на одном торце жгута.

Многочисленные применения находят волоконно-оптические преобразователи поперечного сечения. Так как оба конца волоконно-оптического жгута могут иметь самые различные формы поперечного сечения, то можно без использования других

² В отечественной практике такой тип жгута называют «медуза». (Прим. пер.)

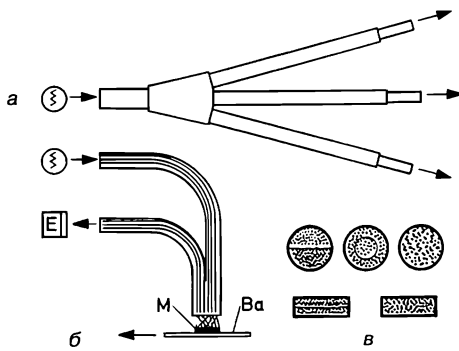


Рис. 5.5. Волоконно-оптические жгуты с разведенными концами:

a — освещение одной лампой нескольких различных мест; *б* — волоконно-оптический жгут с совмещенными осветительным (красный) и приемным (голубой) каналами; *в* — возможные виды взаимного расположения волокон двух каналов на одном торце (см. рис. 5.6, *в*).

оптических элементов (например, цилиндрических линз) добиться оптимального согласования источника и освещаемой поверхности. Таким образом, можно создать изображение спирали лампы на входном квадратном торце жгута, а другим концом жгута освещать щель с узким поперечным прямоугольным сечением. При расположении волокон в один слой получают поперечное сечение торца жгута в виде щели, ширина которой равна диаметру волокна. Рисунок 5.6 показывает применение преобразователя поперечного сечения для двойной разводки света.

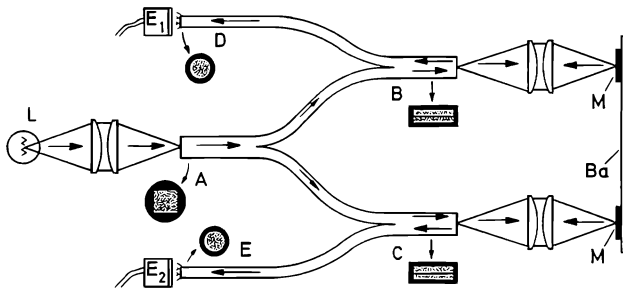


Рис. 5.6. Волоконно-оптический жгут для двойной разводки света с трансформацией поперечного сечения:

A — торец с поперечным сечением в виде квадрата для обоих осветительных каналов; *B, C* — торцы с поперечным сечением в виде щелей; *D, E* — торцы приемных каналов; *Ba* — путь движения марки *M*.

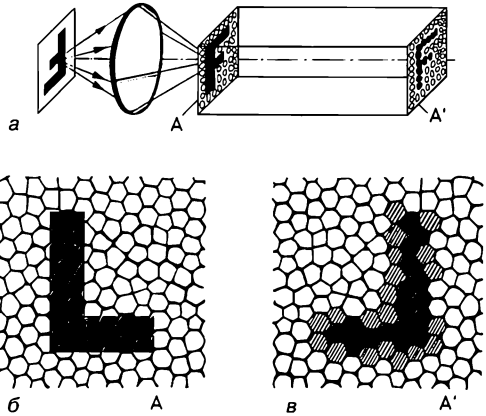
5.1.3. Оптико-волоконные жгуты для передачи изображения

В волоконных жгутах для передачи изображений, которые также называют регулярными волоконными жгутами, волокна единообразно упорядочены на входном *A* и выходном *A'* торцах, т. е. относительное положение входных и выходных торцов волокон одинаковое. Так как плоскость, в которой находится передаваемое изображение, должна совпадать с *A*, то изображение предмета находится непосредственно на *A* (рис. 5.7, *a*). Небольшую поверхность предмета (шкалу, пластину в виде буквы, маленький слайд) можно также непосредственно приводить в контакт с *A*. На рис. 5.7, *б* показан входной торец *A* волоконного стержня, в котором благодаря сплавлению волокон уменьшена неиспользуемая площадь сечения. Если на входном торце разместить пластину в виде буквы «*L*», то на выходном торце *A'* появля-

Рис. 5.7. Растровая структура изображения, получаемого с помощью регулярного волоконно-оптического жгута:

a — изображение предмета в виде буквы «F» на входном торце *A*; *б* — входной торец *A*; *в* — растровое изображение на выходном торце *A'*.

Сплошным красным цветом показаны полностью перекрытые («черные») торцы волокон, красной штриховкой обозначены частично перекрытые («серые») торцы волокон.



ется растровое изображение буквы (рис. 5.7, *в*). Волокна, концы которых полностью перекрыты на *A*, остаются темным, в то время как концы частично перекрытых волокон будут «серыми», т. е. с уменьшенной, но примерно равномерной яркостью по их поперечному сечению. Следовательно, края буквы будут расплывчатыми.

Разрешающая способность волоконно-оптического жгута определяется растровой структурой, т. е. диаметром волокон, видом и плотностью их упаковки. На примере двойного креста (рис. 5.8) можно убедиться, что вид упаковки волокон ведет к различной разрешающей способности в различных направлениях!

Верхний предел разрешающей способности волоконно-оптического жгута составляет примерно от 50 до 70 линий/мм; однако для большинства жгутов разрешающая способность значительно меньше, например 15 линий/мм. Значения от 50 до 70 линий/мм примерно соответствуют разрешающей способности высококучувательной пленки. Так как размеры поперечного сечения волоконно-оптического жгута маленькие (например, от 4×4 до 20×20 мм²), то передаваемое изображение должно быть соответственно уменьшено.

Для распознавания деталей на растровых изображениях решающее значение имеет не разрешающая способность в линиях/мм, а общее число элементов, на которые изображение разлагается. Например, жгут из 60 000 одиночных волокон в 5 раз хуже, чем цветной телевизионный экран. Если необходимо распознать более мелкие детали, то следует увеличить размеры изображения на входном торце *A* (рис. 5.7, *a*). Последующее увеличение изображения, которое появляется на выходном торце *A'*, (например, при использовании окуляра с большим увеличением), не приводит к повышению разрешающей способности, так как одновременно увеличиваются и размеры раstra.

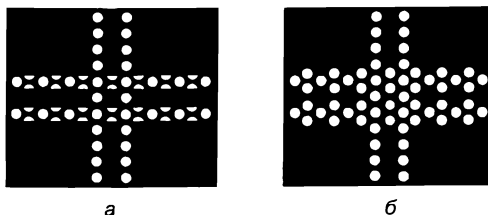


Рис. 5.8. Зависимость разрешающей способности от направления:

a — двойной крест в качестве предмета; *б* — растровое изображение на выходном торце.

Качество изображения ухудшается из-за сломанных волокон и из-за нерегулярного расположения концов отдельных волокон на торцах жгута. Эти дефекты могут привести к ошибочным представлениям о структуре наблюдаемого предмета. Для описания качества передачи изображения волоконно-оптическим жгутом можно также использовать функцию передачи модуляции.

Волоконно-оптические элементы для передачи изображения могут быть жесткими или гибкими. Гибкий волоконно-оптический жгут обеспечивает передачу изображения по любой трассе. Это свойство позволяет использовать волоконно-оптический жгут в медицинских или технических эндоскопах, предназначенных для осмотра труднодоступных мест (рис. 5.9). Для освещения исследуемой труднодоступной полости чаще всего в таких приборах используется нерегулярный волоконно-оптический жгут, уложенный вместе со жгутом для передачи изображения. В целях получения резкого изображения необходимо с помощью дистанционного управления установить объектив на соответствующее расстояние до предмета. Для коррекции кривизны поля поверхности А и А' могут быть выполнены сферическими.

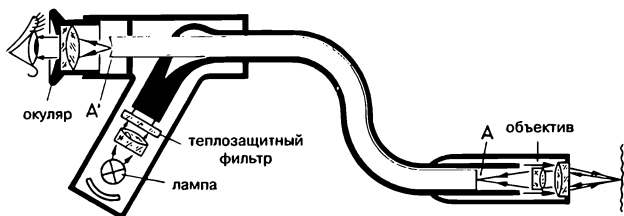


Рис. 5.9. Волоконно-оптический эндоскоп. Красным цветом показан осветительный волоконно-оптический жгут. Голубым цветом показан волоконно-оптический жгут для передачи изображения.

С помощью гибкого волоконно-оптического жгута можно без использования зеркальных или призмных систем произвольным образом разворачивать изображение относительно положения предмета. Для этого конец волокна с выходным торцом А' перекручивается по отношению к А. Однако оборачивание изображения только в одном направлении не происходит, как это можно предполагать на основании рис. 5.7, б и в. Оба рисунка показывают вид снаружи на конец волокна. При сравнении изображений на обеих поверхностях следует смотреть в одном и том же направлении (как на рис. 5.7, а).

В жестких волоконно-оптических стержнях волокна по всей длине спечены друг с другом (см. также рис. 5.7, б, в). Такие стержни используются для освещения или для переноса изображений. Их можно обрабатывать как обычные стеклянные стержни. После нагрева до 700°C их можно изогнуть с малым радиусом кривизны ($r > D_{\text{стержень}}$). При повороте обоих концов стержня друг относительно друга получается оптический элемент с постоянно установленным поворотом изображения относительно положения предмета. В результате вытяжки одного из концов стержня на более малый диаметр (например, $D_{A'} = 2D_A$) получается волоконный конус (фонон), где все отдельные волокна имеют коническую форму. Фоконы могут использоваться для увеличения или для уменьшения изображения. Увеличение не улучшает в этом случае распознаваемость деталей, так как число волокон на А и А' одинаково.

Волоконные пластины представляют собой жесткие волоконно-оптические стержни с большой площадью поперечного сечения (от см^2 до дм^2), но с малой дистанцией передачи изображения (расстояние от А до А' от нескольких миллиметров до

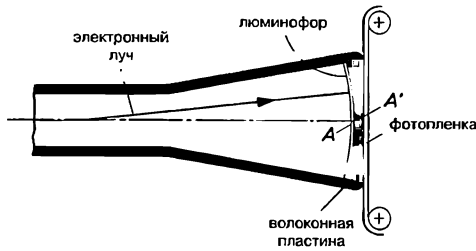


Рис. 5.10. Вакуумно-плотная волоконная пластина в качестве передней пластины электронно-лучевой трубки.

нескольких сантиметров). Волоконные пластины делают из очень тонких волокон (диаметр примерно от 5 до 6 нм). Поэтому такие пластины обладают высокой разрешающей способностью (от 60 до 70 линий/мм). Так как волоконные пластины содержат примерно 10^7 до 10^8 волокон (!), то распознаваемость деталей на растровом изображении очень хорошая. В результате спекания под давлением из пучков волокон могут быть изготовлены вакуумно-плотные пластины. Эти пластины могут быть использованы, например, в качестве передних пластин электронно-лучевых трубок (рис. 5.10). Люминофор наносится на вогнутую сторону А; видимое изображение появляется на плоской стороне А'. Фотопленки могут экспонироваться при непосредственном контакте с волоконной пластиной. Это дает значительно более высокую освещенность и одновременно более короткое время экспозиции, чем при обычном фотографировании экрана³, так как значение числовой апертуры волоконной пластины примерно равно 1.

Для передачи изображения используются гибкие или жесткие волоконно-оптические элементы с регулярным расположением волокон. Торцы волоконно-оптического элемента можно рассматривать как поверхности предмета и изображения. Разрешающая способность ограничена растровой структурой. Максимальное разрешение обеспечивают элементы с большой площадью поперечного сечения и с тонкими волокнами при высокой плотности упаковки волокон.

5.2. Проекционные экраны

Экраном называется светоотражающая или светопропускающая поверхность, которая устанавливается в плоскости действительного промежуточного изображения и в той или иной степени рассеивает падающее на нее излучение.

При этом экран действует как вторичный источник света: для элементарных площадок экрана, на которые падает световой поток, выполняется фотометрический закон расстояния $E \sim 1/r^2$ [сравни формулу (4.20)].

Прежде всего светотехнические характеристики экрана, описываются коэффициентом отражения ρ (или коэффициентом пропускания τ соответственно). Эти коэффициенты только указывают, какая часть падающего на экран светового потока будет исходить от экрана, без учета пространственного распределения светового потока. Но именно этим различные виды экранов сильно отличаются друг от друга.

³ До середины 90-х годов XX века наиболее высококачественным и наименее дорогостоящим методом получения твердой копии цветного (или полутонового) телевизионного или компьютерного изображения на экране электронно-лучевой трубки являлась фотография. (Прим. пер.)

Для описания пространственного распределения отраженного (или пропущенного) экраном светового потока используют график распределения силы света в плоском сечении (индикатриса силы света). Информацию о субъективной яркости экрана при наблюдениях из различных направлений дает индикатриса яркости. В полярной системе координат длина стрелки на индикатрисе соответствует относительной величине силы света или яркости. Различие между индикатрисами силы света и яркости особенно отчетливо видно на примере поверхности, которая диффузно рассеивает световое излучение в соответствии с законом Ламберта (например, идеально рассеивающий экран) (рис. 5.11, а). В этом случае яркость L постоянна во всех направлениях, а сила света I зависит от угла ϵ между направлением наблюдения и нормалью к поверхности: $I = L \cdot A \cdot \cos \epsilon$, где $A \cdot \cos \epsilon$ — площадь проекции поверхности в направлении наблюдения.

На рис. 5.11, б показаны три типичные индикатрисы яркости для экранов при наклонном падении параллельного пучка.

1. Черным показана индикатриса для идеально рассеивающего экрана (например, окрашенного баритовыми белилами); в этом случае субъективная яркость относительно низка, но одинакова для всех направлений.

2. Красным показана индикатриса для металлизированного экрана (например, лаковое покрытие с алюминиевой пудрой). Рассеяние происходит в относительно узкую угловую область преимущественно вокруг направления, которое соответствует чисто зеркальному отражению. При наблюдении из этого направления экран виден будет более светлым, чем в случае идеально рассеивающего экрана; при отклонении от этого предпочтительного направления металлизированный экран будет казаться более темным, чем в случае идеально рассеивающего экрана.

3. Голубым цветом показана индикатриса для «жемчужного» экрана. Одиночные элементы этого экрана (маленькие стеклянные шарики) действуют как световозвращатели. В этом случае предпочтительное направление рассеяния противоположно падающему свету; наблюдателю целесообразно смотреть на экран примерно по направлению от источника света. Подобными свойствами обладают световозвращающие пленки (они используются, например, для дорожной разметки).

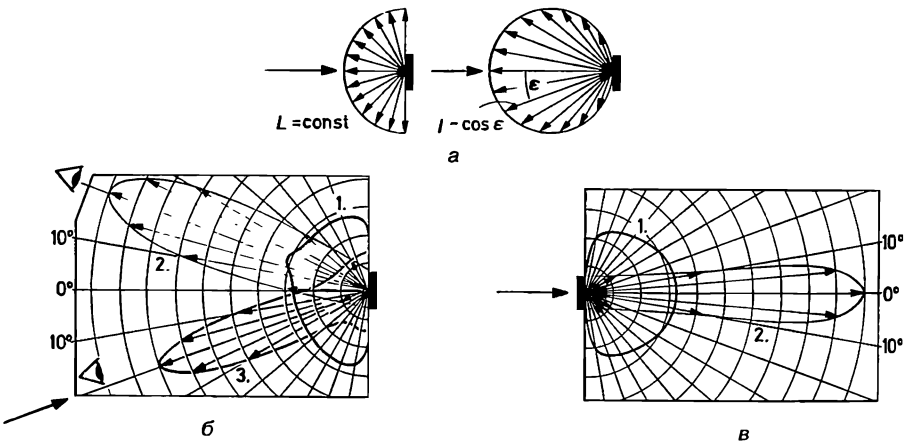


Рис. 5.11. Пространственное распределение излучения, отраженного или пропущенного экраном:

а — индикатрисы силы света и яркости поверхности, которая диффузно рассеивает световое излучение в соответствии с законом Ламберта; б — индикатрисы яркости для отражающего экрана; ϵ — индикатрисы яркости для рассеивающих пластин.

Толстые красные стрелки показывают направление падающего пучка.

При перпендикулярном падении света на экран предпочтительные направления для металлизированного и «жемчужного» экранов совпадают. Благодаря структуре поверхности экрана (например, металлизированный экран со штампованными сферическими желобками или цилиндрическим рифлением) можно добиться рассеяния в желаемую угловую область пространства. В результате анализа индикатрисы яркости становится понятным, что деформации поверхности идеально рассеивающего экрана почти не заметны, в то время как деформации поверхности металлизированного экрана будут сильно мешать наблюдению.

На рис. 5.11, в показаны индикатрисы яркости для двух светорассеивающих пластин.

1. Черным цветом показана индикатриса пластины из заглушенного (опалесцирующего, «молочного») стекла. Очень сильное рассеяние происходит из-за дифракции на распределенных по объему этого стекла частицах. Аналогичной индикатрисой обладает покрытая тонким мутным слоем прозрачная пластина. Пропускание заглушенного стекла примерно соответствует отражению от идеального рассеивающего экрана.

2. Красным цветом показана индикатриса для матовой пластины, которая изготавливается обработкой в струе песка, химическим травлением или шлифовкой. Светорассеяние в этом случае происходит за счет преломления на нерегулярно расположенных элементах поверхности. Незначительное рассеяние вокруг направления падающего света аналогично отражению в преимущественном направлении у металлизированного экрана.

В случае растровых пластин светорассеяние происходит благодаря преломлению на большом числе регулярно расположенных элементов поверхности, например призм или канавок.

В DIN 58161, Вл. 4 приведена классификация светорассеивающих стекол, а также методы измерения их характеристик⁴.

По DIN 5036, Вл. 2 рассеивающую способность можно приближенно охарактеризовать одним или двумя параметрами: рассеивающей способностью σ , которая вычисляется по формуле

$$\sigma = \frac{L_{20^\circ} + L_{70^\circ}}{2 \cdot L_0} \quad (5.3)$$

При этом предполагается, что параллельный пучок падает перпендикулярно (т. е. под углом $\varepsilon = 0^\circ$) на поверхность; L_0 , L_{20° , L_{70° — измеренные яркости при соответствующих углах по отношению к нормали поверхности при отражении (или пропускании). Если при угле $\varepsilon = 0^\circ$ имеет место максимальная яркость L_0 , а при угле $\varepsilon = \gamma$ яркость снижается до половины максимальной величины ($L_\gamma = L_0/2$), то угол γ называется углом полезного рассеяния. В соответствии с DIN 5036, Вл. 4 случай $\sigma \leq 0,4$, $\gamma \leq 27^\circ$ можно классифицировать как слабое светорассеяние, при $\sigma > 0,4$, $\gamma > 27^\circ$ говорят о сильном рассеянии.

Пример

Для поверхности, которая диффузно рассеивает излучение в соответствии с законом Ламберта, $\sigma = 1$, так как $L_0 = L_{20^\circ} = L_{70^\circ}$; а угол γ не определен. Но при слабом светорассеянии целесообразно указывать угол полезного рассеяния.

Различная светорассеивающая способность проявляется также в том, что пластина, которая обладает слабым светорассеянием, более или менее прозрачна, а при

⁴ Аналогичная информация по отечественным светорассеивающим стеклам указана в «Каталоге светорассеивающих стекол», выпущенном Государственным оптическим институтом им. С.И. Вавилова. (Прим. пер.)

сильном светорассеянии пластина едва просвечивает. Если, например, поднести светорассеивающую пластину вплотную к печатному тексту и постепенно увеличивать расстояние между пластиной и текстом вплоть до того момента, когда текст еще можно прочесть, то чем больше это расстояние, тем слабее светорассеяние.

При проекции на матовое стекло может быть заметным светлое пятно («hot spot»). Это связано с тем, что через матовое стекло виден объектив проекционного аппарата. Благодаря полевой линзе можно предотвратить обусловленное слабым рассеянием падение освещенности на краях больших матовых пластин (см. рис. 6.10). Малая зернистость матовой поверхности пластины дает высокий коэффициент пропускания, но незначительное светорассеяние. С ростом величины зернистости увеличивается светорассеяние и, соответственно, уменьшается коэффициент пропускания для направленного света. Если матовую пластину, которая предназначена для рассматривания мелких деталей изображения, вращают электроприводом вокруг нормали к поверхности, то разрешающая способность значительно улучшается, так как грубая зернистая структура стирается. Грубое «зерно» пластины с профилем поверхности в виде микропризм обуславливает сильное светорассеяние. За счет этого малые смещения плоскости изображения по отношению к поверхности рассеивающей пластины вызывают ощущение очень нерезкого изображения. Поэтому пластины с профилем поверхности в виде микропризм используют для наводки на резкость зеркальных фотокамер.

Светорассеивающие пластины с толщиной подложки d эквивалентны плоскопараллельным пластинам и вызывают осевое смещение OO' [формула (2.37)]. Матовые пластины устанавливаются таким образом, чтобы светорассеивающая поверхность была направлена к изображению источника света.

5.3. Фильтры и цветоделители

Фильтры изменяют спектральный состав проходящего через них излучения (например, цветной светофильтр, теплозащитный фильтр) или примерно равномерно ослабляют излучение в широком диапазоне длин волн (нейтрально-серый фильтр). Конструктивно фильтры чаще всего представляют собой плоскопараллельную пластину. Основной характеристикой фильтра является его спектральная характеристика — зависимость коэффициента пропускания $\tau(\lambda)$ от длины волны проходящего через фильтр излучения. Для абсорбционных (поглощающих) фильтров функция $\tau(\lambda)$ в значительной степени определяется зависимостью коэффициента поглощения α от длины волны. Действие интерференционных фильтров основано на интерференционных явлениях в тонких пленках. Так как поглощение в слоях интерференционных покрытий достаточно мало, а коэффициенты пропускания и отражения зависят от длины волны, то такие интерференционные покрытия могут быть использованы в качестве цветоделителей (см. разд. 2.3.4). Определения спектральных коэффициентов пропускания $\tau(\lambda)$, $\tau_r(\lambda)$, поглощения $\alpha(\lambda)$ и отражения $\rho(\lambda)$ были приведены в разд. 4.1.4.

5.3.1. Абсорбционные фильтры

В качестве абсорбционных фильтров в большинстве случаев используют цветные стекла. При расчете функций $\tau(\lambda)$ для фильтров из одного и того же материала, но различной толщины используется чистый спектральный коэффициент пропускания $\tau_r(\lambda)$. Так как $\tau_r(\lambda)$ не учитывает потери на отражение, то всегда выполняется неравенство $\tau_r(\lambda) > \tau(\lambda)$. При расчетах фильтров можно использовать соотношение

$$\tau(\lambda) \approx \tau_r(\lambda) \cdot P, \quad (5.4)$$

где параметр P учитывает потери на отражение.

С учетом неоднократного отражения

$$P = \frac{2n}{n^2 + 1}. \quad (5.4a)$$

Параметр P можно рассчитать по показателю преломления или непосредственно взять из каталога цветного оптического стекла⁵ (например, [3.22]).

Если разделить поглощающую среду на плоскопараллельные пластины одинаковой толщины, то для каждой такой пластины отношение выходящего и входящего потока излучения будет одинаковым, т. е. спектральный поток излучения Φ_{λ} экспоненциально уменьшается с уменьшением толщины слоя (см. рис. 4.3). В соответствии с законом Бугера—Ламберта спектральный чистый коэффициент пропускания равен

$$\tau_i(\lambda) = e^{-a(\lambda) \cdot d}, \quad (5.5)$$

где d — толщина слоя; $a(\lambda)$ — показатель поглощения. Для гомогенных и изотропных твердых тел и жидкостей функция $a(\lambda)$ является неизменной характеристикой данного вещества. В качестве фильтров могут использоваться кюветы с раствором поглощающего вещества малой концентрации. Тогда поглощение описывается (кроме сильно концентрированных растворов) произведением концентрации c и толщины слоя d (закон Бугера—Ламберта—Бера):

$$\tau_i(\lambda) = e^{-\chi(\lambda) \cdot c \cdot d}, \quad (5.6)$$

где $\chi(\lambda)$ характеризует взаимодействие молекул поглощающего вещества с излучением с длиной волны λ . Численное значение $\chi(\lambda)$ зависит, конечно, от единиц измерения толщины слоя и от концентрации (чаще всего — моль/литр). Показатель поглощения равен $a(\lambda) = c\chi(\lambda)$.

Если переписать формулу (5.5) в виде $\tau_i(\lambda)^{1/d} = e^{-\chi(\lambda) \cdot c}$, то правая часть этого равенства зависит только от свойств данного вещества. Спектральные чистые коэффициенты пропускания $\tau_{i1}(\lambda)$ и $\tau_{i2}(\lambda)$ двух слоев с толщинами d_1 и d_2 связаны соотношением

$$\tau_{i2}^{d_1} = \tau_{i1}^{d_2}. \quad (5.7)$$

Используя выражения (5.4) и (5.7), можно найти спектральный коэффициент пропускания $\tau_{i2}(\lambda)$ для слоя любой толщины:

$$\left(\frac{\tau_2(\lambda)}{P} \right)^{d_1} = \left(\frac{\tau_1(\lambda)}{P} \right)^{d_2}. \quad (5.8)$$

На рис. 5.12 представлены графики функций $\tau_i(\lambda)$ для трех фильтров из одного стекла, но разной толщины.

Оптические характеристики фильтра описываются функцией коэффициента пропускания $\tau(\lambda)$. Спектральный чистый коэффициент пропускания $\tau_i(\lambda)$ дает возможность определить коэффициент пропускания фильтров различной толщины. Большая толщина слоя сужает спектральную область коэффициента пропускания (что часто желательно), но значительно уменьшает коэффициент пропускания.

⁵ См. ГОСТ 9411—91 «Стекло оптическое цветное. Технические условия». (Прим. пер.)

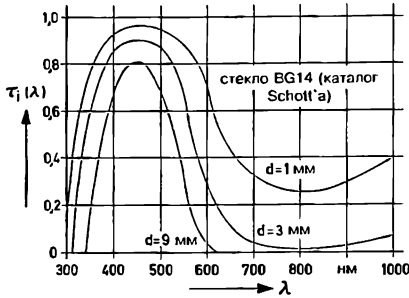


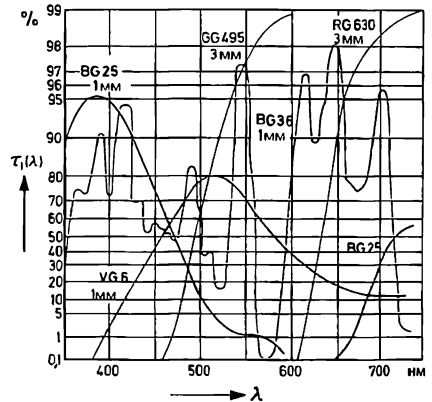
Рис. 5.12. Влияние толщины фильтра d на чистый спектральный коэффициент пропускания.

имеет колоколообразный вид (как на рис. 5.12). Для стекол, которые окрашены коллоидными красителями, коэффициент пропускания $\tau(\lambda)$ растет с увеличением длины волны. График $\tau(\lambda)$ для таких стекол имеет вид «ступеньки» с достаточно крутым краем. Функция $\tau(\lambda)$ для стекол, которые окрашены оксидами редкоземельных металлов, имеет многочисленные узкие максимумы и минимумы. На рис. 5.13 показаны графики коэффициента пропускания для цветных стекол различных типов.

Рис. 5.13. Типичные графики коэффициентов пропускания фильтров из цветного стекла. Стекла BG 25 и VG 6 окрашены молекулярно-растворенными красителями. Стекла GG 495 и RG 630 окрашены коллоидными красителями. Стекло BG 36: коэффициент пропускания имеет многочисленные узкие максимумы и минимумы. Деления на оси ординат нанесены здесь в соответствии с выражением

$$1 - \lg \left[\lg \left(\frac{1}{\tau_i(\lambda)} \right) \right].$$

Благодаря этому форма графика $\tau_i(\lambda)$ не зависит от толщины фильтра!



Жидкостные фильтры выполняются в виде кювет с плоскими окнами, заполняемых раствором красителя требуемой концентрации. Расстояние между окнами кюветы точно известно. Так как длина кюветы достаточно большая, то при незначительной концентрации красящего вещества ошибка, которая обусловлена ошибочной или неравномерной толщиной слоя, будет мала. Благодаря хорошей воспроизводимости оптических параметров жидкостные фильтры в случае использования растворов из химически чистых веществ играют роль эталонов⁶ (DIN 4512).

⁶ Например, жидкостной фильтр входит в состав Государственного эталона РФ силы света. (Прим. пер.)

Если поток излучения последовательно проходит через несколько различных фильтров (1), (2), (3), ..., то общий спектральный коэффициент пропускания равен произведению спектральных коэффициентов пропускания отдельных фильтров:

$$\tau(\lambda) = \tau_{(1)}(\lambda) \cdot \tau_{(2)}(\lambda) \cdot \tau_{(3)}(\lambda) \cdot \dots \quad (5.9)$$

Таким образом могут быть получены функции коэффициента пропускания, которые не могут быть реализованы с имеющимися одиночными фильтрами.

Для стекол, которые окрашены молекулярно-растворенными красителями, график коэффициента пропускания обычно

Пример

Фильтр из цветного стекла с толщиной $d_1 = 2$ мм и показателем преломления 1,58 на двух различных длинах волн обладает коэффициентами пропускания $\tau_1(\lambda_A) = 0,79$ и $\tau_1(\lambda_B) = 0,10$. Чему равны коэффициенты пропускания при толщине фильтра $d_2 = 6$ мм?

В данном случае $\tau_1(\lambda_A) = 0,874$ и $\tau_1(\lambda_B) = 0,111$; на основании формулы (5.7) $\tau_{12}(\lambda_A) = 0,668$ и $\tau_{12}(\lambda_B) = 0,00135$ соответственно. Тогда $\tau_2(\lambda_A) = 0,604$ и $\tau_2(\lambda_B) = 0,00122$. Увеличение толщины привело к изменению значения коэффициента пропускания с 79 до 60 % для длины волны λ_A , а для длины λ_B коэффициент пропускания уменьшился с 10 до 0,12 %.

5.3.2. Фототропные стекла

Коэффициент пропускания фототропного стекла уменьшается при облучении коротковолновым светом (прежде всего в области от $\lambda = 300$ нм до $\lambda = 400$ нм); после окончания облучения стекло снова становится прозрачным (процесс регенерации). При изготовлении этого стекла перед варкой к стеклянной смеси добавляются галогениды серебра ($\text{AgCl}-\text{AgBr}-\text{AgI}$). В результате этого в стекле образуются очень многочисленные малые области (от ≈ 5 до ≈ 30 нм диаметром) с высокой концентрацией галогенидов серебра. При облучении под действием квантов света выделяется атомарное серебро, которое имеет черный цвет и обеспечивает поглощение излучения. После прекращения облучения серебро снова переходит в ионное состояние. Процессы уменьшения коэффициента пропускания (почернения) и регенерации могут повторяться многократно. Галогениды серебра наиболее чувствительны к коротковолновому излучению. Поэтому процесс почернения идет при облучении солнечным светом, а не при облучении светом ламп накаливания. При облучении одиночным импульсом света малой длительности (лампа-вспышка высокой мощности) почернение происходит за очень короткое время (> 1 мкс). При нормальной освещенности минимальный коэффициент пропускания достигается за время экспозиции примерно от одной до нескольких минут. После примерно 10 мин экспозиции устанавливается состояние равновесия, т. е. процесс почернения будет компенсироваться за счет регенерации. В качестве примерного ориентировочного значения для фототропных стекол можно принять, что в неэкспонированном состоянии $\tau \approx 0,8$ до 0,9, а в экспонированном состоянии $\tau \approx 0,3$ до 0,4. Процесс регенерации идет без воздействия внешних факторов медленнее, чем процесс почернения. За счет облучения длинноволновым светом или за счет повышения температуры процесс регенерации может быть ускорен («отбеливание»). Основной областью применения фототропных стекол является очковая оптика, где эти стекла играют роль серых фильтров с изменяемым коэффициентом пропускания для солнцезащитных очков. Фототропные стекла можно будет использовать в качестве элемента перезаписываемой оптической памяти при обработке данных, если их скорость регенерации и временная стабильность будут улучшены⁷.

5.3.3. Интерференционные фильтры и цветоделители

Интерференционные фильтры обеспечивают возможность получения разнообразных спектральных характеристик, которые не могут быть реализованы с помощью абсорбционных фильтров. Прежде всего это относится к узкополосным интерференционным фильтрам. Эти фильтры пропускают излучение только в узком спектре

⁷ Напомню, что первое издание этой книги вышло в 1974 году. (Прим. пер.)

ральном диапазоне вблизи заданной длины волны λ_0 , где коэффициент пропускания принимает свое максимальное значение $\tau_{\max}(\lambda_0)$. Кроме λ_0 и $\tau_{\max}(\lambda_0)$, узкополосный интерференционный фильтр также характеризуется спектральной полушириной полосы пропускания $\Delta\lambda_{0,5}$ на уровне $\tau(\lambda) = 0,5 \cdot \tau_{\max}(\lambda_0)$.

Пример

При $\lambda_0 = 555$ нм коэффициент пропускания фильтра максимален и равен $\tau_{\max}(\lambda_0) = 0,4$; полуширина составляет 10 нм. Примерно при 550 и 560 нм $\tau(\lambda)$ понижается до 0,2. Сравните эти данные с графиком на рис. 5.13, который соответствует абсорбционному фильтру VG 6!

Принцип действия интерференционных фильтров основан на явлении многолучевой интерференции, которая возникает в результате многократного отражения света от частично пропускающих слоев (рис. 5.14). На стеклянной пластине подложки напылены два одинаковых, частично пропускающих металлических слоя, а между ними непоглощающий диэлектрический слой с толщиной d и показателем преломления n . Металлические слои имеют коэффициент пропускания τ и коэффициент отражения ρ . Если амплитуда падающей волны равна \hat{e} , то после прохождения первой поверхности амплитуда уменьшится до $\hat{e} \cdot \sqrt{\tau}$. Величины $\sqrt{\tau}$ и $\sqrt{\rho}$ являются эффективными амплитудными коэффициентами пропускания и отражения соответственно. Для колебаний и волн все энергетические величины (например, Φ_e , τ , ρ) квадратично зависят от амплитудных величин (например, \hat{e} , $\sqrt{\tau}$, $\sqrt{\rho}$).

Амплитуда волны 1, которая исходит из второй поверхности (точка А), равна $\hat{e} \cdot \sqrt{\tau} \cdot \sqrt{\tau} = \hat{e} \cdot \tau$. Последующие выходящие в одном и том же направлении волны (например, в точке С) испытывают на два дополнительных отражения больше. Для волны 2 амплитуда равна $\hat{e} \cdot \sqrt{\tau} \cdot \sqrt{\tau} \cdot \sqrt{\rho} \cdot \sqrt{\rho} = \hat{e} \cdot \tau \cdot \rho$. Амплитуды прошедших через фильтр волн образуют последовательность

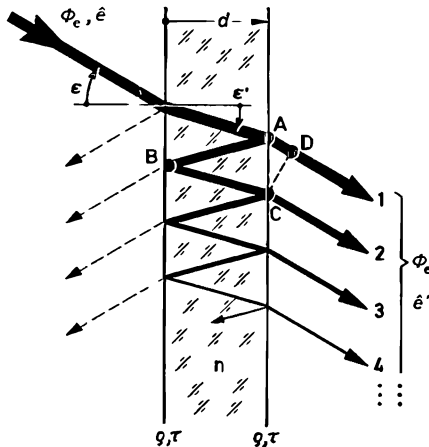


Рис. 5.14. Конструктивная схема простого интерференционного фильтра.

Волна 1	$\hat{e} \cdot \tau$
Волна 2	$\hat{e} \cdot \tau \cdot \rho$
Волна 3	$\hat{e} \cdot \tau \cdot \rho^2$
Волна 4	$\hat{e} \cdot \tau \cdot \rho^3$
...	

Так как $\tau < 1$ и $\rho < 1$, то эта последовательность является убывающей.

Далее рассмотрим случай, когда через фильтр проходит максимальный поток излучения Φ'_e . При этом амплитуды всех прошедших волн алгебраически складываются (интерференционный максимум, см. рис. 1.2, а). Сумма амплитуд выходящих из фильтра волн находится как сумма членов сходящейся геометрической последовательности

$$\hat{e}'_{\max} = \frac{\hat{e}' \cdot \tau}{1 - \rho}.$$

Значение \hat{e}'_{\max} можно рассматривать как амплитуду волны, возникающей в результате интерференции последовательности волн, которые прошли через фильтр. Так как поток (мощность) излучения пропорционален квадрату амплитуды, то

$$\Phi'_{e \max} = \Phi_e \cdot \left(\frac{\tau}{1 - \rho} \right)^2,$$

а максимальный коэффициент пропускания интерференционного фильтра, $\tau_{\max} = \Phi'_{e \max} / \Phi_e$, равен

$$\tau_{\max} = \left(\frac{\tau}{1 - \rho} \right)^2. \quad (5.10)$$

Пример

Частично пропускающие металлические слои интерференционного фильтра имеют следующие параметры $\tau = 0,08$, $\rho = 0,89$ (коэффициент поглощения $\alpha = 1 - \tau - \rho = 0,03$). Тогда максимальный коэффициент пропускания равен $\tau_{\max} = 0,529$ или 52,9 %.

Чтобы получить интерференционный максимум, оптическая разность хода между соседними членами последовательности прошедших чрез фильтр волн должна быть кратна целому числу длин волн (разд. 1.2.), т. е. $\Gamma = m \cdot \lambda$, где $m = (0), 1, 2, \dots$. Для соседних членов этой последовательности волн (на рис. 5.14 волны 1 и 2) получается

$$\Gamma = n \cdot (AB + BC) - AD + \Gamma_\rho,$$

где $AB + BC = 2 \cdot d / \cos \varepsilon'$, $AD = AC \cdot \sin \varepsilon$, $AC = 2 \cdot d \cdot \operatorname{tg} \varepsilon'$, Γ_ρ — дополнительная оптическая разность хода, которая обусловлена сдвигом фазы при отражении на обоих металлических слоях. После подстановки $\sin \varepsilon = n \cdot \sin \varepsilon'$ (фильтр находится в воздухе) формула для вычисления оптической разности хода примет вид

$$\Gamma = \frac{2 \cdot n \cdot d}{\cos \varepsilon'} \cdot (1 - \sin^2 \varepsilon') + \Gamma_\rho.$$

Тогда

$$\Gamma = 2 \cdot n \cdot d \cdot \cos \varepsilon' + \Gamma_\rho \quad (5.11)$$

или с использованием угла падения ε

$$\Gamma = 2 \cdot n \cdot d \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varepsilon}{n^2}} + \Gamma_\rho. \quad (5.12)$$

Если требуется получить максимальный коэффициент пропускания на длине волны λ_0 , то необходимо обеспечить выполнение условия $\Gamma = m \cdot \lambda_0$. При $\varepsilon = 0$ (свет падает перпендикулярно) формула (5.12) примет вид

$$2 \cdot n \cdot d + \Gamma_\rho = m \cdot \lambda_0. \quad (5.13)$$

Тогда

$$d = \frac{m \cdot \lambda_0 - \Gamma_\rho}{2 \cdot n}. \quad (5.14)$$

Длина волны в слое равна λ_0/n . Так как толщина слоя должна быть кратной половине длины волны, то $d = m \cdot \lambda_0/2n$. Из-за дополнительной разности хода Γ_ρ необходимая толщина слоя несколько уменьшается.

Для длин волн λ , которые отличаются от λ_0 , коэффициент пропускания быстро падает, так как тогда $2 \cdot n \cdot d + \Gamma_\rho \neq m \cdot \lambda$. Для ориентировочной оценки полуширины $\Delta\lambda_{0,5}$ можно использовать формулу

$$\Delta\lambda_{0,5} = \lambda_0 \cdot \frac{1 - \rho}{m \cdot \pi \cdot \sqrt{\rho}}. \quad (5.15)$$

Пример

Для $\rho = 0,89$ и $\tau = 0,08$ в предшествующем примере получено значение $\tau_{\max} = 0,53$. Пусть длина волны, соответствующая максимуму пропускания фильтра, равна $\lambda_0 \approx 546$ нм (зеленая линия ртути). При $n = 1,45$ и $m = 1$ толщина слоя составит $d \approx 188$ нм (Γ_ρ пренебрегаем). Для такого фильтра полуширина полосы пропускания равна $\Delta\lambda_{0,5} = 20$ нм, т. е. при $\lambda \approx 536$ нм и $\lambda \approx 556$ нм коэффициент пропускания снижается до $\tau_{\max}/2 \approx 0,26$.

При наклоне фильтра на малый угол длина волны, соответствующая максимуму пропускания фильтра, будет немного отличаться от λ_0 . Это свойство можно, например, использовать для точного согласования фильтра с монохроматическим лазерным излучением. На основании формулы (5.12)

$$2 \cdot n \cdot d \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varepsilon}{n^2}} + \Gamma_\rho = m \cdot \lambda_\varepsilon,$$

где $\lambda_\varepsilon < \lambda_0$ — длина волны, которая соответствует максимуму пропускания фильтра при его наклоне на угол ε .

Если сравнить последнее выражение с формулой (5.13) и пренебречь Γ_ρ , то

$$\lambda_\varepsilon \approx \lambda_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varepsilon}{n^2}}. \quad (5.16)$$

Наклон фильтра, который был рассмотрен в предыдущем примере, на $\varepsilon = 10^\circ$ приводит к смещению длины волны до $\lambda_\varepsilon \approx 542$ нм. Следует также учитывать, что при наклонном падении света коэффициенты пропускания и отражения для параллельной и перпендикулярной к плоскости падения состояний поляризации света будут иметь различные значения. При этом падающий на фильтр неполяризованный свет будет частично поляризован фильтром.

Узкополосный интерференционный фильтр обладает несколькими полосами пропускания, которые соответствуют различным интерференционным порядкам m . Если, например, при $m = 1$ имеет место $\lambda_0 = 1110$ нм, то фильтр также прозрачен для $\lambda/2 = 555$ нм ($m = 2$), $\lambda/3 = 370$ нм ($m = 3$) и т. д. Паразитные полосы пропускания могут быть устранены при помощи абсорбционного фильтра, который наклеивается на интерференционные слои. В результате напыления клиновидного промежуточного слоя получают интерференционный клиновидный полосовой светофильтр: длина волны λ_0 , соответствующая максимуму пропускания фильтра, изменяется вдоль длины фильтра. На основе интерференционных клиновидных полосовых фильтров можно выполнить простой монохроматор.

Выражение (5.10) показывает, что значение τ_{\max} ограничено из-за поглощения в частично пропускающих слоях металла (так как $\alpha \neq 0$, то $\tau < 1 - \rho$). Поэтому в диэлектрическом интерференционном фильтре металлические слои не используются. Их роль выполняет набор четвертьволновых диэлектрических слоев с высокими и низкими показателями преломления. Если коэффициент поглощения диэлектрических слоев достаточно мал, то излучение, которое не проходит через светофильтр, будет от него отражаться. Так как коэффициент пропускания зависит от длины волны, то для каждого узкого интервала длин волн может быть получено свое соотношение проходящего и отраженного излучения. На этом эффекте основано использование многослойных диэлектрических покрытий в качестве цветоделителей. На рис. 5.15, *a* показаны графики коэффициентов пропускания двух цветоделителей для передающей камеры цветного телевидения (см. рис. 5.15, *b*). Границы зеленого участка спектрального интервала пропускания определяются боковыми сторонами графиков пропускания цветоделителей. Дальнейшая балансировка цветности осуществляется за счет нейтрально-серых и корректирующих фильтров перед приемными трубками. Похожую на цветоделитель функцию имеют теплозащитный интерференционный фильтр (отражение в ИК-области и пропускание в видимой области) и «холодное» зеркало (отражение в видимой области и пропускание в ИК-области; пример применения см. на рис. 6.4, *o*). В обоих случаях край полосы пропускания соответствует примерно 700 нм. В отличие от теплозащитных абсорбционных фильтров, которые сильно нагреваются поглощенным ИК-излучением, интерференционные теплозащитные фильтры свободны от этого недостатка.

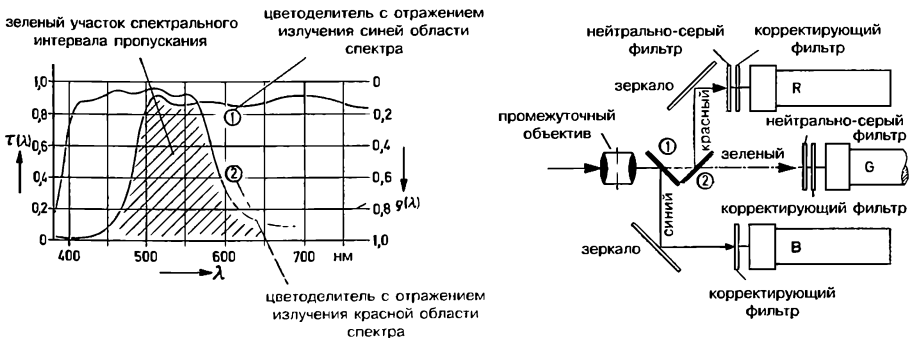


Рис. 5.15. Цветоделитель:

a — спектральный коэффициент пропускания $\rho(\lambda)$ и спектральный коэффициент отражения $\rho(\lambda) = 1 - \tau(\lambda)$. Угол падения 45° ; неполяризованный свет; *b* — применение двух цветоделителей (см. рис. 5.15, *a*) в передающей камере цветного телевидения. R, G, B — передающие телевизионные трубки.

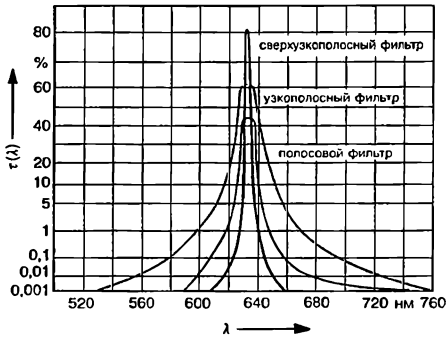


Рис. 5.16. Сравнение графиков коэффициентов пропускания интерференционных фильтров. Для наглядности представления малых величин деления на оси ординат нанесены в соответствии с формулой $1 - \lg [1/\tau(\lambda)]$.

На рис. 5.16 показаны типы интерференционных фильтров (Schott) с малой полосой пропускания. Спектральная полуширина полосы пропускания сверхузкополосного интерференционного фильтра соответствует примерно 4 нм; для узкополосного интерференционного фильтра $\Delta\lambda_{0,5} \approx 12$ нм, для полосового интерференционного фильтра эта величина равна ≈ 20 нм. Полоса пропускания по уровню $\tau = \tau_{\text{max}} \cdot 10^{-3}$ примерно в 7 раз шире.

ГЛАВА 6

ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

6.1. Видимое увеличение и дифракционный предел разрешающей способности

6.1.1. Видимое увеличение

Видимое увеличение Γ' является одной из важнейших характеристик оптических приборов, которые работают совместно с глазом. Пусть при непосредственном наблюдении предмета, который находится на расстоянии a от точки наблюдения, отрезок y виден под углом w (рис. 6.1, а). При наблюдении через оптический прибор (например, через зрительную трубу; рис. 6.1, б) отрезок изображения y' будет виден под углом w' . Если $w' > w$, то изображение предмета будет восприниматься наблюдателем как увеличенное. Для расчета видимого увеличения используется формула

$$\Gamma' = \frac{\operatorname{tg} w'}{\operatorname{tg} w}, \quad (6.1)$$

где w — угол, под которым виден отрезок предмета без оптического прибора; w' — угол, под которым наблюдается формируемое оптическим прибором изображение того же самого отрезка.

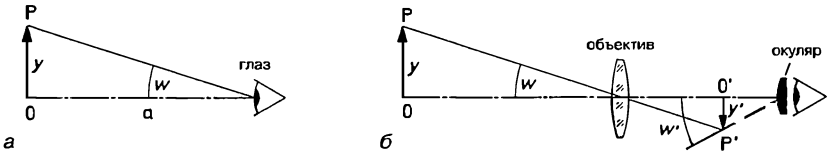


Рис. 6.1. К определению видимого увеличения оптического прибора.

Понятие видимого увеличения можно использовать и в тех случаях, когда рассматриваемое глазом изображение было получено в несколько этапов, разделенных в пространстве и времени. Покажем это на примере (рис. 6.2). Пусть архитектор фотографирует здание камерой (1), получает слайд и с помощью проекционного аппарата (2) рассматривает изображение этого слайда на экране. При непосредственном наблюдении из точки съемки $\operatorname{tg} w = y/a$. Из формулы (1.15) следует, что в данном случае линейное увеличение при съемке камерой (1) с фокусным расстоянием объектива $f'_{(1)}$ равно $\beta'_{(1)} = f'_{(1)} / (a + f'_{(1)})$. Проекционный аппарат создает на экране изображение слайда с линейным увеличением $\beta'_{(2)}$. Общее линейное увеличение для всей цепочки формирования изображения равно $\beta' = \beta'_{(1)} \cdot \beta'_{(2)}$. Соответственно, величина отрезка на экране равна $y' = y \cdot \beta'$. Если зритель сидит на расстоянии a_A от экрана, то он видит отрезок y' под углом $\operatorname{tg} w' = y'/a_A$. Видимое увеличение при этом равно

$$\Gamma' = \frac{f'_{(1)} \cdot \beta'_{(2)}}{a + f'_{(1)}} \cdot \frac{a}{a_A}. \quad (6.2)$$

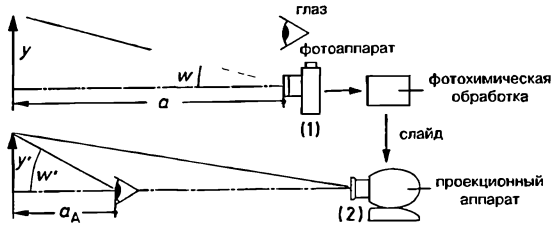


Рис. 6.2. Видимое увеличение для случая, когда рассматриваемое глазом изображение было получено в два этапа.

При $|a| \gg f'_{(1)}$ можно использовать приближение

$$\Gamma' = \frac{f'_{(1)} \cdot \beta'_{(2)}}{a_A} \quad (6.3)$$

Пример

$f'_{(1)} = 50$ мм (малоформатный фотоаппарат), $a = -10$ м; $\beta'_{(2)} = -72$ (определяется фокусным расстоянием объектива проекционного аппарата и расстоянием до экрана); $a_A = -6$ м (расстояние между экраном и глазом). Из формулы (6.3) получается $\Gamma' = 0,6$. В этом случае изображение предметов на экране видно под меньшим углом зрения, чем сам предмет при непосредственном наблюдении из точки съемки.

Правильная передача перспективы на изображении обеспечивается при $\Gamma' = 1$, так как в этом случае глаз рассматривает изображение под тем же углом, что и при непосредственном наблюдении.

Пример

Съемка производится миниатюрным фотоаппаратом ($f' = 15$ мм, формат кадра 8×11 мм). До какого формата нужно увеличить изображение на пленке, если необходимо обеспечить правильную передачу перспективы при рассматривании фотоснимка с расстояния 25 см (расстояние наилучшего зрения)?

Решение:

Из формулы (6.3) следует, что линейное увеличение кадра должно быть равно $\beta'_{(2)} = -250$ мм/15 мм; $\beta'_{(2)} = -16,67$. Формат фотоснимка при этом равен 133×183 мм (около 13×18 см).

6.1.2. Дифракционный предел разрешающей способности

В геометрической оптике предполагается, что поток излучения, который исходит из предметной точки O и проходит через безабберационный объектив, полностью соберется в точке изображения O' . Однако в реальности этот поток излучения будет распределен по плоскости изображения в окрестности точки O' в виде дифракционного кружка. Такое распределение потока излучения обусловлено дифракцией (разд. 1.2), так как волновой фронт ограничивается входным зрачком оптической системы (например, оправой объектива).

Дифракционный кружок (рис. 6.3, а) состоит из светлого центра (кружок Эйри) и последовательности темных и светлых колец уменьшающейся интенсивности. Расчет распределения освещенности в дифракционном кружке рассмотрен в [1.3], [7.2]. В табл. 6.1 приведен обзор распределения энергии в дифракционном кружке¹.

Таблица 6.1. Распределение энергии в дифракционном кружке.

	Нулевой максимум (середина)	Первый минимум (первое темное кольцо)	Первый максимум (первое светлое кольцо)	Второй минимум (второе темное кольцо)	Второй максимум (второе светлое кольцо)
Относительное распределение освещенности	100 %	0	1,75 %	0	0,42 %
Относительная концентрация потока излучения	83,8 % (в кружке Эйри)	0	7,2 % (в кольце)	0	2,8 % (в кольце)

Анализ распределения освещенности в дифракционном кружке показывает, что за радиус дифракционного кружка можно принять радиус первого темного кольца $\rho'_{1 \min}$. Расчет с использованием методов волновой оптики дает (при $a = \infty$)

$$\rho'_{1 \min} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D_{\text{вх. зр}}} \cdot f'. \quad (6.4)$$

Угол между оптической осью и прямой, которая соединяет заднюю главную точку H' объектива с точкой на первом темном кольце, равен

$$\delta'_{1 \min} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D_{\text{вх. зр}}}. \quad (6.5)$$

(Так как углы малы, то пользоваться точным выражением вида $\sin \delta'_{1 \min} = \dots$ нецелесообразно.) Если в качестве средней длины волны для видимого диапазона принять $\lambda = 550$ нм, то формулу (6.5) можно переписать в виде

$$\delta'_{1 \min} = \frac{138}{D_{\text{вх. зр.}} \text{ (в мм)}} \text{ в угловых секундах.} \quad (6.6)$$

Пример

Чему равны диаметр дифракционного кружка и угол $\delta'_{1 \min}$ для изображения удаленной предметной точки, если используется объектив с $k = 2,8$ и $f' = 50$ мм?

Решение:

Так как $k = f'/D_{\text{вх. зр.}}$, то $D = 2\rho'_{1 \min} = 3,76$ мкм и $\delta'_{1 \min} = 7,73''$.

Если угловое расстояние w между двумя самосветящимися точками O и P незначительное (рис. 6.3, б), то их дифракционные кружки с центрами в точках O' и P' могут накладываться друг на друга. В результате этого два дифракционных круж-

¹ Предполагается, что зрачок имеет форму круга. Для зрачков другой формы (например, часто встречающегося в зеркально-линзовых системах зрачка в виде кольца) характер распределения энергии может быть иным. (Прим. пер.)

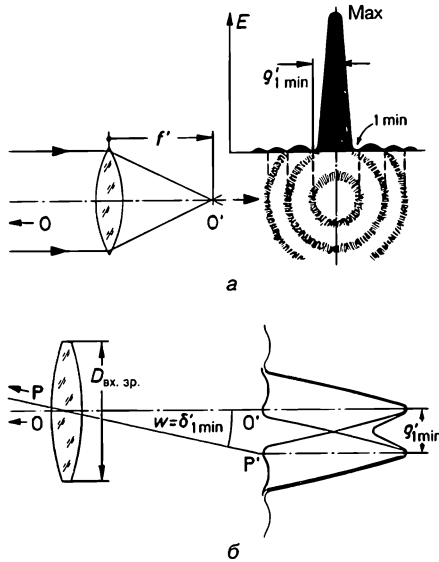


Рис. 6.3. *а* — структура дифракционного кружка в окрестностях точки O' (сильно увеличено) и распределение освещенности; *б* — угловое расстояние между точками предмета, соответствующее пределу разрешающей способности.

ка могут слиться в один, и оптический прибор не сможет отдельно воспроизвести (разрешить) эти две точки. Приближенно можно считать, что предел разрешающей способности достигается, когда расстояние между центрами двух дифракционных кружков равно $\rho'_{1 \min}$ (критерий Рэля). Тогда точка P' лежит на первом темном кольце дифракционной картины O' , и наоборот. В этом случае значение минимальной освещенности в «седловине» между точками O' и P' оказывается достаточным для распознавания отдельных самосветящихся точек. Из этого следует:

Если две самосветящиеся точки предмета O и P находятся друг от друга на угловом расстоянии $w \geq \delta'_{1 \min}$, то их изображения O' и P' могут быть распознаны.

Это предельное значение разрешающей способности трудно достижимо на практике, так как на разрешающую способность сильно влияют aberrации. С помощью критерия Рэля можно оценить обусловленные волновой природой света предельные возможности оптических приборов.

6.2. Осветительные системы и прожекторы

Осветительные системы представляют собой комбинацию лампы² с оптическими элементами. Оптические элементы осветительной системы должны обеспечить концентрацию в определенный телесный угол возможно большей части светового потока, исходящего от лампы во все стороны. За счет этого увеличивается сила света в заданном направлении. Для максимального использования исходящего от лампы светового потока апертурный угол и осветительной системы со стороны лампы должен быть максимально возможным [см. формулу (4.22)]. Однако при большом апер-

² Вместо лампы источником излучения может быть, например, светодиод. (Прим. пер.)





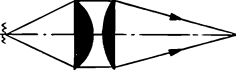

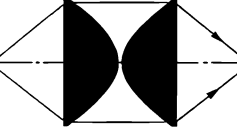
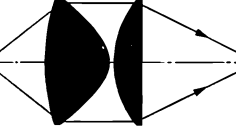
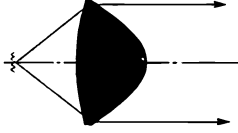

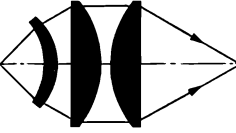
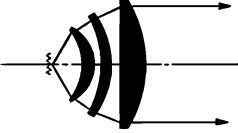
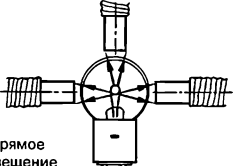
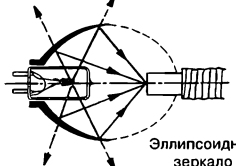
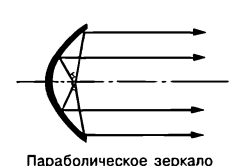
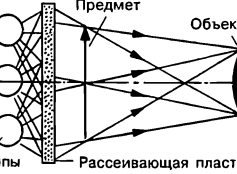

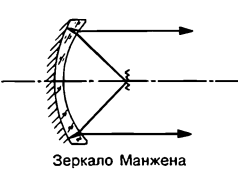
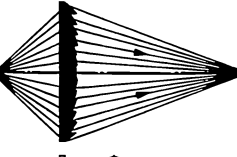

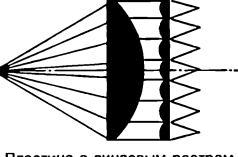
$\beta' = -1$	$ \beta' > 1$	$\beta' = \infty$
<p>а</p>  <p>Одиночная линза со сферическими поверхностями, рассчитанная на минимум сферической аберрации</p>	<p>б</p> 	<p>в</p> 
<p>г</p>  <p>Конденсор из двух линз со сферическими поверхностями</p>	<p>д</p> 	<p>е</p> 
<p>ж</p>  <p>Конденсор с асферическими поверхностями</p>	<p>з</p> 	<p>и</p> 
<p>к</p>  <p>Многолинзовый конденсор без асферических поверхностей</p>	<p>л</p> 	<p>м</p> 
<p>н</p>  <p>Прямое освещение</p>	<p>о</p>  <p>Эллипсоидное зеркало</p>	<p>п</p>  <p>Параболическое зеркало</p>
<p>р</p>  <p>Предмет Объектив Лампы Рассеивающая пластина</p>	<p>с</p>  <p>Конденсор для освещения по методу темного поля (для микроскопа)</p>	<p>т</p>  <p>Зеркало Манжеса</p>
<p>у</p>  <p>Линза Френеля</p>	<p>ф</p>  <p>Конденсор с децентрированными линзами</p>	<p>х</p>  <p>Пластина с линзовым растром</p>

Рис. 6.4. Некоторые виды осветительных систем.

турном угле и необходимо обеспечить коррекцию сферической аберрации. В других осветительных системах (например, в фотоувеличителе³) более важно обеспечить равномерное освещение предмета, чем получить максимальный световой поток.

Осветительные системы применяются не только в различных проекционных аппаратах, но и в микроскопах, фотоэлектрических устройствах и в других оптических приборах. На рис. 6.4 показано несколько схем осветительных систем, которые также называют конденсорами⁴. Большое число оптических элементов позволяет улучшить коррекцию аберраций, что дает возможность повысить апертурный угол. Однако из-за потерь на отражение от преломляющих поверхностей следует использовать минимально возможное число оптических элементов и наносить на элементы просветляющие покрытия. В ряде случаев экономически оправдано применения в осветительных системах линз с асферическими поверхностями, которые изготавливаются методом прессования.

Осветительные системы с линейным увеличением $\beta' = \infty$ называются прожекторами. Прожекторы предназначены для освещения очень удаленных объектов. Сигнальные прожекторы служат для передачи световых сигналов. Светотехнические параметры прожекторов⁵ указаны в DIN 5037, Bl. 1.

6.2.1. Обзор осветительных систем

В самом простом случае поверхность предмета освещается непосредственно лампой, без конденсора. Такой вариант показан на рис. 6.4, *н*, где лампа освещает торцы волоконно-оптических жгутов. Если колба лампы имеет малые размеры и несколько волоконно-оптических жгутов расположены перпендикулярно к оси спирали лампы, то световой поток лампы используется относительно хорошо. Для более равномерного освещения поверхностей с большой площадью (например, шкала, негатив в фотоувеличителе) необходимо использовать рассеивающую пластину (рис. 6.4, *р*). Ход крайних лучей показывает, что поперечные размеры рассеивающей пластины должны быть несколько больше, чем освещаемая поверхность. Заглушенное (опалесцирующее) стекло рассеивает проходящий через него световой поток практически в соответствии с законом Ламберта (идеальное диффузное рассеяние). Аналогичные светорассеивающие характеристики матированного стекла хуже (см. разд. 5.2). Несколько ламп (или газоразрядных трубок) перед рассеивающей пластиной улучшают равномерность освещения. Каждая элементарная площадка рассеивающей пластины действует как источник света, яркость которого зависит от падающего на нее светового потока [см. формулу (4.30) в разд. 4.2.4].

При использовании конденсора возможно два варианта построения осветительных систем. В первом варианте конденсор создает изображение излучающей площадки источника света (например, электрической дуги) непосредственно на поверхности предмета (например, в кадровом окне кинопроектора) или вблизи этой поверхности. При этом выходной люк осветительной системы совпадает с входным люком оптической системы, формирующей изображение предмета (например, входным люком объектива).

Так как изображение излучающей площадки «накладывается» на изображение предмета, то излучающая площадка должна иметь равномерную яркость (например, угольная дуговая лампа или ксеноновая лампа высокого давления).

³ Фотоувеличитель — оптический прибор, предназначенный для создания на светочувствительном слое (обычно фотобумаге) увеличенного изображения негатива. (Прим. пер.)

⁴ В отечественной терминологии конденсором принято называть оптическую систему, создающую действительное изображение источника света на конечном расстоянии от нее. (Прим. пер.)

⁵ См. ГОСТ 6047—90 «Прожекторы общего назначения. Общие технические условия». (Прим. пер.)

Небольшая неравномерность в освещении поверхности предмета может быть устранена при расплывчатом изображении излучающей площадки (сферическая aberrация осветительной системы; небольшое смещение изображения излучающей площадки относительно плоскости предмета).

Рассматриваемый вариант построения осветительной системы применяют, когда излучающая площадка и поверхность предмета имеют примерно одинаковые размеры. При этом в плоскости предмета имеет место максимальное сужение пучков проходящих лучей (кадровое окно меньше, чем диаметр объектива).

Так как излучающая площадка должна освещать всю поверхность предмета, то линейное увеличение β' конденсора определяется размерами излучающей площадки и освещаемого предмета. Из минимально допустимого расстояния между излучающей площадкой и конденсором находится фокусное расстояние конденсора. Апертурный угол u'_k конденсора в пространстве изображений осветительной системы должен быть согласован с апертурным углом u в пространстве предметов объектива, который формирует изображение (u'_k должен быть несколько меньше, чем u). Это условие позволяет найти $D_{\text{вх. зр.}}$ и световой диаметр конденсора. Необходимое число оптических элементов конденсора определяется по значениям β' и u'_k .

Во втором варианте конденсор строит изображение излучающей площадки источника света во входном зрачке оптической системы, формирующей изображение (во входном зрачке объектива). Данный способ освещения уже был рассмотрен в разд. 3.4.

Неравномерная яркость излучающей поверхности в этом варианте оптической системы не играет роли, так как каждая точка предмета освещается лучами, исходящими от всех точек излучающей поверхности.

Данный вариант построения осветительной системы применяют, если поперечные размеры излучающей поверхности меньше поверхности предмета. При этом в плоскости изображения излучающей поверхности имеет место максимальное сужение пучков проходящих лучей. Данный вариант осветительной системы используется в проекторе для демонстрации слайдов. Проектор такого типа показан на рис. 6.5; тип конденсора в нем соответствует рис. 6.4, з.

Сферическое зеркало обеспечивает направление большей части исходящего от лампы светового потока в сторону освещаемой поверхности. Если спираль лампы находится в плоскости, проходящей через центр кривизны поверхности зеркала, то линейное увеличение равно $\beta' = -1$, а сферическая aberrация отсутствует. При юстировке добиваются, чтобы спираль и ее изображение не налагались непосредственно друг на друга. Так как спирали обычных ламп обладают большой поверхностью, то после юстировки зеркального отражателя изображения витков спирали

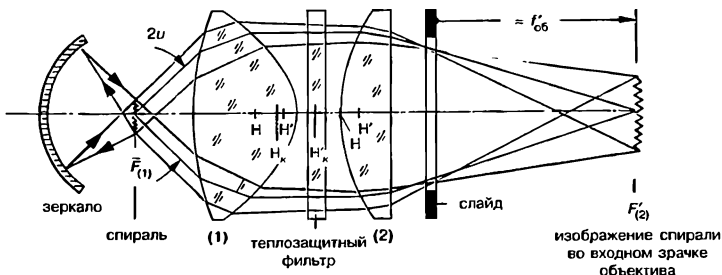


Рис 6.5. Конденсор проектора для демонстрации слайдов.

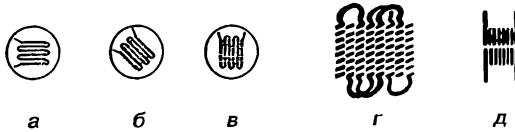


Рис.6.6. Положение спирали лампы накаливания при юстировке осветительных систем: *а, б* — неправильное; *в* — правильное положение спирали; *г* — спираль (красный цвет) и ее отражение от зеркала (голубой цвет) при обычных лампах; *д* — при низковольтных лампах.

должны находиться между витками самой спирали (рис. 6.6, *а*). Это увеличивает среднюю яркость. Если спираль низковольтной лампы накаливания расположена в виде прямоугольника, то при юстировке добиваются, чтобы спираль и ее изображение составляли вместе квадрат (рис. 6.6, *д*). Этот квадрат далее можно рассматривать как единую излучающую поверхность. В случае ксеноновых дуговых ламп дуга и ее изображение должны точно совпасть. Минимальный радиус r поверхности зеркала определяется по габаритам лампы и по ее тепловыделению. По радиусу r и апертурному углу u находят минимальный световой диаметр D зеркала. На рис. 6.5 юстировка зеркального отражателя соответствует рис. 6.6, *д*.

Полученная в результате юстировки квадратная излучающая поверхность должна проецироваться во входной зрачок объектива таким образом, чтобы ее изображение представляло собой описанный вокруг зрачка объектива квадрат. При меньшем изображении излучающей поверхности входной зрачок объектива используется не полностью, однако глубина резкости при этом повышается, а aberrации объектива немного уменьшаются. Следовательно, поперечные размеры излучающей площадки и диаметр входного зрачка объектива определяют линейное увеличение конденсора β'_K . Если выбран двухлинзовый конденсор с параллельным ходом лучей осевого пучка между линзами, то спираль и ее изображение лежат в фокальных плоскостях $\bar{F}_{(1)}$ и $F'_{(2)}$ соответственно.

Так как слайд расположен вблизи фокальной плоскости $\bar{F}_{об}$ (проекция при $|\beta'_{об}| \gg 1$), то фокусное расстояние $f'_{(2)}$ можно определить по $f'_{об}$ и примерному расстоянию от линзы (2) до слайда. Тогда $f'_{(1)} = -f'_{(2)}/\beta'_K$ (см. разд. 2.2.4, пример 3). Для того чтобы избежать срезания части пучков и обусловленного этим падения освещенности на краю кадра, световой диаметр конденсора должен быть немного больше, чем диагональ слайда. При больших полях возможно сокращение веса и габаритов за счет использования прямоугольных или квадратных конденсоров. Когда в результате расчетов или графическим методом определены основные параметры линз конденсора, то по возможности следует немного изменить конструкцию (например, за счет варьирования расстояний) таким образом, чтобы можно было использовать линзы из каталогов оптических деталей. Если в качестве теплозащитного фильтра используется поглощающий фильтр, то стекло фильтра может сильно нагреваться. Поэтому при необходимости следует предусмотреть охлаждение фильтра воздушным потоком.

Пример

Для малоформатного проектора с объективом ($f' = 85$ мм, $k = 2,8$) и лампой (220 В/150 Вт, спираль 8×8 мм) надо рассчитать простой конденсор, аналогичный изображенному на рис. 6.5. Слайд находится от главной точки H' линзы конденсора (2) на расстоянии (примерно) $l = 15$ мм. Желательно использовать только линзы из табл. 6.2.

Решение:

Из параметров объектива следует $D_{\text{эк. зр.}} \approx 30$ мм. Так как диагональ поверхности спирали примерно 11,3 мм и изображение спирали должно лежать в пределах зрачка объектива, то линейное увеличение конденсора принимается равным $\beta'_k = -2,5$. Так как слайд расположен вблизи передней фокальной плоскости \bar{F} , то изображение спирали должно находиться примерно на расстоянии $a'_{(2)} = f' + l = 100$ мм от линзы (2) конденсора. Если теперь потребовать параллельного хода лучей осевого пучка между линзами конденсора (1) и (2), то $f'_{(2)} = 100$ мм, и из β'_k следует $f'_{(1)} = 40$ мм. Для этого конденсора могут быть использованы следующие линзы из табл. 6.2: (1) асферическая плоско-выпуклая линза $f' = 38$ мм, (2) сферическая плоско-выпуклая линза $f' = 90$ мм. При диаметрах линз 58 и 55 мм (световой диаметр из-за оправы несколько меньше) возможна проекция слайда с размером кадра 24×36 мм (диагональ слайда 43 мм). Далее с учетом толщин линз могут быть найдены точные положения оптических элементов.

6.2.2. Оптические схемы конденсоров

В табл. 6.2 приведены основные оптические параметры нескольких серийно выпускаемых выпукло-плоских линз с асферическими и сферическими поверхностями. Указанные в таблице диафрагменные числа k рассчитывались без учета ограничения диаметра линзы оправой. Ориентировочно можно считать, что линзы с асферической поверхностью обладают в среднем примерно вдвое большим относительным отверстием и, соответственно, обеспечивают в 4 раза больший световой поток, чем линзы со сферической поверхностью.

Таблица 6.2. Параметры выпукло-плоских линз.

Асферическая поверхность			Сферическая поверхность		
f' (мм)	D (мм)	$k = f'/D$	f' (мм)	D (мм)	$k = f'/D$
11	23	0,48	10	7	1,43
15	24	0,63	15	12	1,25
25	25	1,00	25	15	1,66
38	58	0,66	38	24	1,58
50	65	0,77	50	30	1,66
90	102	0,88	90	55	1,64

Исходными данными при расчете конденсора являются предварительно определенные значения фокусного расстояния f'_k , светового диаметра, линейного увеличения конденсора β'_k . По этим данным и условию минимизации сферической aberrации находятся фокусные расстояния f'_k отдельных (чаще всего двух или трех) линз конденсора:

а) двухлинзовый конденсор ($e \approx 0!$):

$$f'_{(1)} = f'_k \cdot \frac{c+1}{c}; \quad f'_{(2)} = f'_k \cdot (c+1); \quad (6.7)$$

б) трехлинзовый конденсор ($e \approx 0$):

$$f'_{(1)} = f'_K \cdot \frac{c^2 + c + 1}{c^2}; \quad f'_{(2)} = f'_K \cdot \frac{c^2 + c + 1}{c}; \quad f'_{(3)} = f'_K \cdot (c^2 + c + 1). \quad (6.8)$$

Параметр c в формулах (6.7) и (6.8) зависит от линейного увеличения конденсора. В табл. 6.3 указаны коэффициенты c для нескольких значений β'_K . Промежуточные значения находятся интерполяцией. Если $|\beta'_K| < 1$, то конденсор рассчитывают в обратном ходе. Например, при $\beta'_K = -0,2$ выполняют расчет конденсора с линейным увеличением $\beta'_K = 1/(-0,2) = -5$, а затем полученную оптическую схему конденсора разворачивают на 180° .

Таблица 6.3. Значения параметра c .

$\beta'_K =$	-1	-2	-5	-10	∞
$c =$	1,0	1,2	1,3	1,34	1,4

По вычисленным значениям фокусных расстояний и примерному взаимному положению одиночных линз конденсора определяются линейные увеличения $\beta'_{(1)}$, $\beta'_{(2)}$, ..., соответствующие каждой линзе (см. разд. 2.5.1). Далее для каждой линзы определяется форма, при которой данная линза для соответствующего значения линейного увеличения имеет минимальную сферическую aberrацию. Для этой же цели могут использоваться линзы с апланатическими поверхностями.

Если известны все конструктивные параметры оптической схемы конденсора, то можно проверить, насколько хорошо обеспечено исправление aberrаций. Для этого выполняют расчет пучка лучей от поверхности предмета (например, слайда) через конденсор до излучающей площадки. Рассчитываемый пучок состоит из лучей, которые заполняют конус с вершиной в заданной точке на поверхности предмета. Основание этого конуса совпадает с поверхностью входного зрачка. Все лучи этого пучка должны пересекать излучающую поверхность (хотя бы и в разных ее точках). Очевидно, что при малых размерах излучающей поверхности требуется более тщательная коррекция aberrаций.

Эллипсоидальное⁶ зеркало хорошо подходит для случая, когда увеличенное ($|\beta'| > 1$) изображение излучающей площадки совпадает с поверхностью предмета. Если излучающая площадка расположена в геометрическом⁷ фокусе эллипсоида, то ее изображение, которое находится в другом геометрическом фокусе, свободно от сферической aberrации. Требуемое линейное увеличение, например $\beta' = -5$, обеспечивается при этом формой зеркала. На рис. 6.4, *n* показано использование галогенной лампы с «холодным» зеркалом для освещения торца волоконно-оптического жгута. В этом примере простая оптическая схема обеспечивает очень высокую входную апертуру. При необходимости можно ввести в ход лучей дополнительный теплозащитный фильтр. Большие эллипсоидальные зеркала применяют, например, в кинопроекторных аппаратах. В данном случае электрическая дуга и кадровая рамка расположены в геометрических фокусах эллипса. За счет этого обеспечиваются апертурные углы $u > 70^\circ$.

⁶ Зеркало, которое имеет форму эллипсоида вращения. (Прим. пер.)

⁷ У эллипсоида вращения следует различать геометрические и оптические фокальные точки. Оптическая фокальная точка — точка, в которую сходится после отражения от поверхности зеркала бесконечно узкий пучок параллельных оси вращения лучей. Два геометрических фокуса определяют форму эллипса, который является меридиональным сечением эллипсоида вращения: сумма расстояний от этих фокусов до произвольной точки эллипса является постоянной величиной. (Прим. пер.)

Пример

В большом ($\varnothing 356$ мм) эллипсоидном зеркале для кинопроектора с $f' = 114$ мм геометрический фокус эллипса находится на расстоянии 132 мм от вершины. В этом месте расположен кратер электрической дуги — излучающая поверхность диаметром 6 мм. Где находится изображение кратера и какой диаметр оно имеет? Чему равен радиус кривизны в вершине зеркала?

Решение:

$a' = 836$ мм, изображение кратера имеет диаметр 38,0 мм. Так как эллипсоидальное зеркало в параксиальной области эквивалентно сферическому зеркалу, то $r = 2f' = 228$ мм!

На рис. 6.4, ϕ показан конденсор, в котором вместо единой второй линзы используется конструкция из двух (или большего числа) децентрированных линз. За счет этого получается несколько изображений излучающей площадки. Такая оптическая схема используется, например, в фотоэлектрических устройствах (например, в фоторелейных завесах). Дальнейшее развитие этой схемы приводит к пластине с большим числом линзовых элементов, которые создают большое число изображений источника света (рис. 6.4, χ). Если, как показано на рис. 6.7, a , конденсор создает в плоскости кадрового окна (плоскости предмета) изображение излучающей площадки малых размеров или площадки с неравномерным распределением яркости, то поверхность предмета будет освещена неравномерно. Равномерное освещение поверхности предмета можно получить при использовании растрового конденсора (рис. 6.7, b). Линзовые элементы пластины (2) имеют форму освещаемой поверхности предмета (например, квадрата). Напротив этих элементов на пластине (3) расположены в виде раstra линзы. При этом каждая линза на пластине (3) (выделена красным цветом) создает на поверхности предмета (кадровом окне) изображение расположенной напротив нее линзы (2) (выделена голубым цветом). Линза (1) и любой линзовый элемент (2) образуют конденсор, который создает малое изображение излучающей поверхности на линзе (3). Но в кадровое окно проецируется не это изображение излучающей поверхности, а сама поверхность линзы (2). Принцип действия растрового конденсора аналогичен схеме освещения, которая показана на рис. 3.8, z .

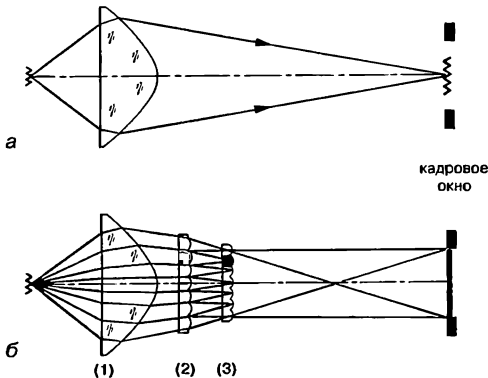


Рис. 6.7. Использование растрового конденсора для улучшения освещения кадрового окна.

6.2.3. Проекторы

Проектором (рис. 6.4, *в, е, и, м, n, т*) называется устройство, концентрирующее с помощью оптической системы (зеркальной или линзовой) поток излучения в узкий пучок. Далее в качестве примера рассматриваются только зеркальные проекторы. Но полученные в данном разделе результаты легко обобщить на линзовые системы проекторов.

На рис. 6.4, *n* показан идеальный случай — проектор, который формирует параллельный пучок. Но такую схему осуществить невозможно, так как излучающая площадка не может быть точкой. Если излучающая площадка диаметром $2y$ расположена в фокальной плоскости \bar{F} (рис. 6.8, *а*), то угол рассеяния выходящего пучка равен $2w$, где

$$w \approx \operatorname{tg} w = \frac{y}{f}. \tag{6.9}$$

В рассматриваемом случае $\bar{f} > 0$.

Из-за aberrаций действительный угол рассеяния будет больше, чем вычисленный по формуле (6.9).

Световая трубка, боковая поверхность которой имеет цилиндрическую форму (рис. 6.8, *б*), формируется, когда излучающая площадка круглой формы с диаметром $2y$ проецируется на конечное расстояние и выполняется условие $|2y'| = D_{\text{вх. зр.}}$, т. е. диаметр изображения излучающей площадки равен диаметру входного зрачка проектора⁸ (см. пример ниже). За плоскостью изображения излучающей площадки световой пучок расходится.

Согласно формуле (4.22) световой поток, исходящий от проектора с площадью излучающей площадки $A_{\text{вх. люк}} = \pi \cdot y^2$, равен

$$\Phi = \pi^2 \cdot L \cdot \rho \cdot y^2 \cdot \sin^2 u, \tag{6.10}$$

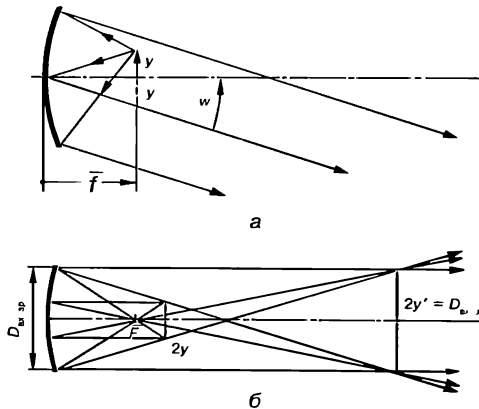


Рис. 6.8. *а* — угол рассеяния проектора (для наглядного представления сильно увеличен); *б* — световая трубка, боковая поверхность которой имеет цилиндрическую форму; изображение излучающей площадки находится на конечном расстоянии.

⁸ Распределение освещенности в поперечных сечениях (не совпадающих с плоскостью зрачка и плоскостью изображения) световой трубки не будет при этом равномерным. Неравномерным будет и распределение потока излучения в объеме трубки. (Прим. пер.)

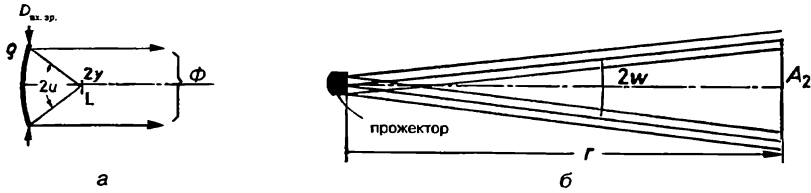


Рис. 6.9. К расчету светового потока и силы света прожектора.

где L — яркость; u — апертурный угол (рис. 6.9, а); ρ — коэффициент отражения. В случае линзового прожектора вместо ρ следует подставить коэффициент пропускания τ .

Пусть прожектор создает на площадке, которая находится на достаточно большом расстоянии r , среднюю освещенность E (рис. 6.9, б). Если $r > D_{\text{вх.зр.}} \cdot \bar{f} / 2u$, то прожектор можно рассматривать как обычный источник света, световой поток которого ограничен в пределах малого угла $2w$. Так как $E = \Phi / A_2$ и $A_2 = \pi \cdot r^2 \cdot w^2$, то из формулы (6.9) следует

$$E = \frac{\pi \cdot L \cdot \rho}{r^2} \sin^2 u \cdot \bar{f}^2. \quad (6.11)$$

Если $u \approx D_{\text{вх.зр.}} / 2\bar{f}$ (это соответствует случаю малого относительного отверстия), то

$$E \approx \frac{L \cdot \rho}{r^2} \cdot \frac{\pi}{4} D_{\text{вх.зр.}}^2. \quad (6.12)$$

При большом расстоянии r создаваемая прожектором освещенность зависит (приблизительно) только от площади зрачка, но не от фокусного расстояния оптической системы прожектора.

Справедливость данного вывода можно обосновать путем следующих рассуждений. Если при неизменном $D_{\text{вх.зр.}}$ уменьшить фокусное расстояние, то $\sin u$ и одновременно световой поток увеличатся. Но при этом световой поток распределится на большую площадь, так как угол рассеяния $2w$ станет больше!

Распределение освещенности в пределах освещаемой поверхности зависит от формы излучающей поверхности и устанавливается измерениями⁹. В целом действие прожектора аналогично излучающей поверхности, площадь которой равна $A_{\text{вх.люк}}$, а яркость $L' = \rho \cdot L$ (ср. разд. 4.2.4). Тогда максимальная сила света прожектора (на оси) равна

$$I = \rho \cdot L \cdot A_{\text{вх.люк}}. \quad (6.13)$$

Для сравнения можно указать, что сила света одиночной лампы (без оптических элементов) равна $I_{\text{лампа}} = L \cdot A_{\text{вх.люк}}$, где $A_{\text{вх.люк}}$ — площадь излучающей поверхности.

Если не учитывать потери, то использование прожектора повышает силу света во столько раз, во сколько раз площадь входного зрачка прожектора больше площади излучающей площадки.

⁹ Распределение освещенности можно также рассчитать на компьютере. (Прим. пер.)

В коэффициент отражения ρ здесь также должны включаться остальные потери (в том числе затенение поверхности зеркала лампы). С увеличением дистанции до освещаемой поверхности необходимо также учитывать потери, обусловленные поглощением и рассеянием излучения в воздухе.

В качестве зеркал прожекторов используются сферические и асферические поверхности. Рассмотрим два примера. Параболическое зеркало с передней отражающей поверхностью (например, отштампованное из металла) обеспечивает полное устранение сферической аберрации для фокальной точки (ср. рис. 2.30, *a*), но при увеличении поперечных размеров излучающей площадки делается заметным нарушение условия синусов (разд. 2.5.2). Зеркало Манжена (рис. 6.4, *m*) представляет собой зеркало с внутренним отражающим покрытием. Две сферические поверхности этого зеркала ($r_1 = \bar{f}$, $r_2 = 1,5\bar{f}$) могут быть изготовлены сравнительно легко. За счет передней преломляющей поверхности обеспечивается хорошее исправление сферической аберрации и выполнение условия синусов. Поэтому зеркало Манжена с обычными сферическими поверхностями обладает значительными преимуществами.

Примеры

1. На каком расстоянии от вершины зеркала прожектора ($r = 200$ мм, $D_{\text{вх. зр.}} = 120$ мм) должна располагаться излучающая площадка ($\varnothing 2$ мм), чтобы боковая поверхность световой трубки имела цилиндрическую форму? Чему равна длина такой световой трубки?

Решение:

В соответствии с рис. 6.8, *b* необходимо обеспечить $\beta' = -60$. Так как заднее фокусное расстояние зеркала $f' = 100$ мм, то $a = 101,67$ мм (расстояние между вершиной зеркала и излучающей площадкой) и $a' = 6,1$ м (длина световой трубки).

2. Для зеркала Манжена с $r_1 = -146,60$ мм, $r_2 = -224,81$ мм, $d'_1 = 5,25$ мм, $n'_1 = 1,522$ вычислить фокусное расстояние f' .

Решение:

В результате развертывания поверхности зеркала 2 получается $s'_1 = -427,4$; $s'_2 = 151,9$; $s'_3 = 146,6$; $s_2 = -432,7$; $s_3 = -146,6$ мм и $f' = 150,0$ мм. При обратном развертывании определяется правильное значение: $f' = \bar{f} = -150$ мм.


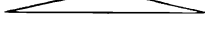
6.3. Проекторы

Оптические приборы, формирующие действительное изображение предмета (чаще всего плоского) на рассеивающей поверхности (экране), называются проекторами. В большинстве случаев изображение на экране предназначено для визуального наблюдения. Основные требования к проекторам зависят от их назначения. Например, при проецировании слайдов или киноплёнки требуется высокая освещенность; основным требованием к измерительным проекторам является минимально возможная дисторсия в плоскости изображения; в копировальных (репродукционных) устройствах желательно обеспечить равномерную освещенность в плоскости изображения.

Оптические системы проекторов можно разделить на две группы: эпископические и диаскопические. Эпископические системы обеспечивают получение изображения непрозрачных предметов в отраженном свете¹⁰; а диаскопические — про-

¹⁰ К эпископическим системам относятся также проекторы, у которых предмет является самосветящимся (например, экран электронно-лучевой трубки). (Прим. пер.)

зрачных (обычно не рассеивающих свет) предметов в проходящем свете. В качестве экрана при проекции может использоваться светоотражающая или светопропускающая поверхность (см. разд. 5.2). Таким образом, при проекции возможны четыре комбинации:

Предмет		Экран
Диапроекция		Светоотражающий
Эпипроекция		Светопропускающий

Когда в качестве экрана используется матовое стекло, обладающее малым рассеянием, то освещенность при рассматривании края изображения может быть недостаточной (рис. 6.10, а). Для устранения этого недостатка используется полевая линза (рис. 6.10, б).

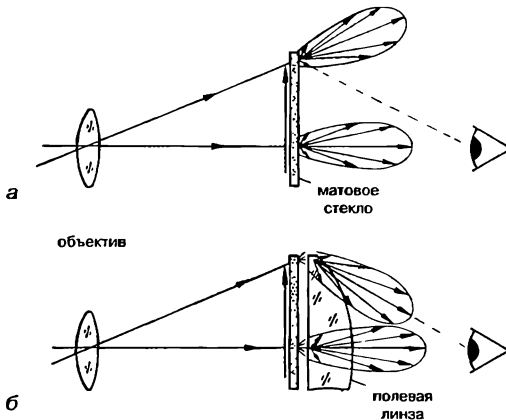


Рис. 6.10. а — падение освещенности на краю изображения из-за незначительного рассеяния матового стекла; б — использование полевой линзы для устранения этого недостатка.

6.3.1. Проекторы для воспроизведения на экране изображений

К этому типу проекторов относятся: проекторы для слайдов малого, среднего и большого формата¹¹, графопроекторы, устройства для чтения микрофильмов, установки для разметки крупногабаритных деталей сложной формы, эпископы, кинопроекторы¹² (для нормальной и узкой пленки) и т. д.

Проекционные объективы обычно состоят из 3—5 линз. Фокусное расстояние объектива f' , проекционное расстояние (расстояние между объективом и экраном) a' и линейное увеличение $\beta' = y'/y$ удовлетворяют равенству (1.16). На рис. 6.11 показана зависимость ширины изображения $|y'|$ на экране от проекционного рас-

¹¹ См. ГОСТ 4.459—86 «Система показателей качества продукции. Диапроекторы», ГОСТ 26926—86 «Диапроекторы любительские. Общие технические условия». (Прим. пер.)

¹² См. ГОСТ 26019—83 «Кинопроекторы для 8-мм фильмов. Параметры», ГОСТ 6850—76 «Кинопроекторы для 16-мм фильмов. Типы. Основные параметры», ГОСТ 2639—76 «Кинопроекторы для 35- и 70-мм фильмов. Типы. Основные параметры. Технические требования». (Прим. пер.)

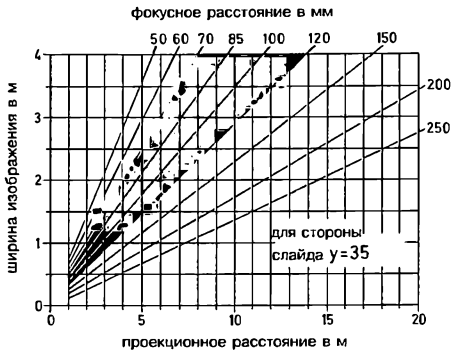


Рис. 6.11. Зависимость ширины изображения от проекционного расстояния, голубым цветом выделена область, которая соответствует панкратическому объективу с $f' = 70\text{—}120$ мм.

стояния при ширине предмета $y = 35$ мм (обычный малоформатный слайд с размером проецируемой части кадра 23×35 мм).

Если в комплект проектора входит панкратический объектив, то можно плавно регулировать размер изображения без изменения проекционного расстояния. Диапазон изменения фокусных расстояний таких панкратических объектив обычно сравнительно мал (кратность изменения фокусных расстояний примерно равна 2). В качестве примера на рис. 6.11 голубым цветом отмечена область, которая соответствует панкратическому объективу с диапазоном изменения фокусного расстояния $f' = 70\text{—}120$ мм. Для обеспечения оптимальных условий освещения при смене объективов с сильно отличающимися фокусными расстояниями необходимо также заменить переднюю линзу конденсора.

Измерения световых и температурных параметров диапроекторов проводятся в соответствии с DIN 19021. При стандартных условиях площадь изображения на экране $A' = x' \cdot y'$ устанавливается равной 2 м^2 и измеряется освещенность в девяти точках. По результатам этих измерений для проектора находится средняя освещенность E , полезный световой поток $\Phi_n' = E \cdot A'$ и оценивается равномерность освещения экрана. Для измерения температуры в плоскости предмета используется специальный слайд (черная пленка с плотностью $D = 1,0$ и термоэлементом за ней). Измерения проводятся после 30 мин работы проектора¹³. По аналогичной методике проводятся измерения световых параметров кинопроекторных аппаратов (см. DIN 15748).

Для визуальной оценки качества изображения используют тестовые слайды или тестовые пленки (например, тестовые кинопленки 8 мм по DIN 15806), прямоугольные и радиальные миры¹⁴ со светлыми штрихами на черном фоне и т. д. При необходимости с помощью этих тестовых объектов можно проверить резкость изображения и дисторсию.

Устройства для чтения микрофильмов представляют собой диапроекторы, которые чаще всего создают изображение на светопропускающей поверхности (просветном экране). Использование микрофильмов позволяет существенно сократить площади для хранения архивов чертежей. Для разметки крупногабаритных деталей сложной формы (например, в судостроении) используются специальные проекторы. Крупноформатные диапозитивные пластинки, на которых содержится разметка плоских поверхностей (шпангоуты, части обшивки и т. д.), при точно установленном линейном увеличении проецируются объективом с исправленной дисторсией на лист стали. Далее контуры детали наносятся на заготовку. Возможен также

¹³ См. также ГОСТ Р 50281—92 «Фотография. Диапроекторы. Определение нагрева в плоскости кадра. Метод испытания многослойным стеклянным диапозитивом». (Прим. пер.)

¹⁴ Мира — прозрачная или непрозрачная пластинка, на которую нанесен стандартный рисунок. (Прим. пер.)

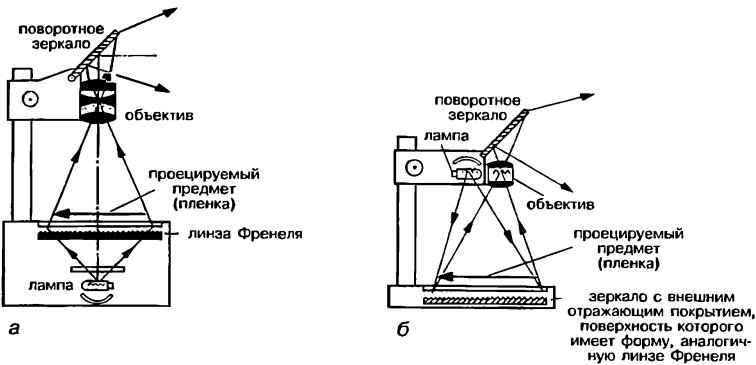


Рис. 6.12. Графопроекторы.

автоматизированный раскрой листа инструментом, движущимся по проецируемому контуру.

На рис. 6.12 показаны графопроекторы¹⁵, которые предназначены для просмотра в незатемненном помещении на экране иллюстраций, выполненных на прозрачных пленках большого формата (примерно 30 × 30 см). Так как помещение незатемненное, то используется диапроекция, а в качестве источника света используется мощная галогенная лампа. Конденсор чаще всего представляет собой линзу Френеля, расположенную ниже прозрачной пленки (рис. 6.12, а). На рис. 6.12, б показана схема легко переносного графопроектора с конденсором в виде зеркала с внешним отражающим покрытием; поверхность зеркала имеет форму, аналогичную линзе Френеля. Рядом с объективом расположена лампа, световой поток от которой дважды проходит через пленку и попадает в объектив.

В эпископе проецируемый предмет (например, бумага с текстом) чаще всего обладает диффузно рассеивающей поверхностью. В этом случае поверхность предмета можно рассматривать как вторичный источник света, яркость которого вычисляется по формуле (4.30). Эта яркость гораздо меньше, чем яркость ламп в диапроекторе. Поэтому желательно обеспечить с помощью одной или двух ламп высокую освещенность E проецируемого предмета. На рис. 6.13, а показан современный малогабаритный эпископ. В нем в качестве источника света используются галогенные лампы; поверхность проецируемого предмета расположена на верхней стороне прибора.

Если в эпископе вместо предмета с диффузоррассеивающей поверхностью расположено плоское зеркало, то поверхность экрана не будет освещена. Это связано с тем, что свет ламп в объектив не попадает («освещение по методу темного поля»). Свет на поверхность экрана будет попадать только тогда, когда поверхность предмета диффузоррассеивающая или когда поверхность предмета представляет собой локально деформированную зеркальную поверхность. Данный принцип лежит в основе системы «Эйдофор», предназначенной для проекции телевизионного изображения на большой экран¹⁶ (рис. 6.13, б). В специальном баллоне, из которого откачан воздух, находится вогнутое зеркало с тонким слоем прозрачного масла.

¹⁵ См. ГОСТ Р ИСО 7943—1—93 «Фотография. Графопроекторы. Проекционные столы. Размерь». (Прим. пер.)

¹⁶ Аналогичное устройство, разработанное и выпущенное небольшой партией в СССР, называлось «Аристон». С появлением проекционных устройств на жидких кристаллах от систем типа «Эйдофор» отказались. Современные телевизионные проекционные устройства строятся на основе жидкокристаллических модуляторов или микромеханических зеркал. (Прим. пер.)

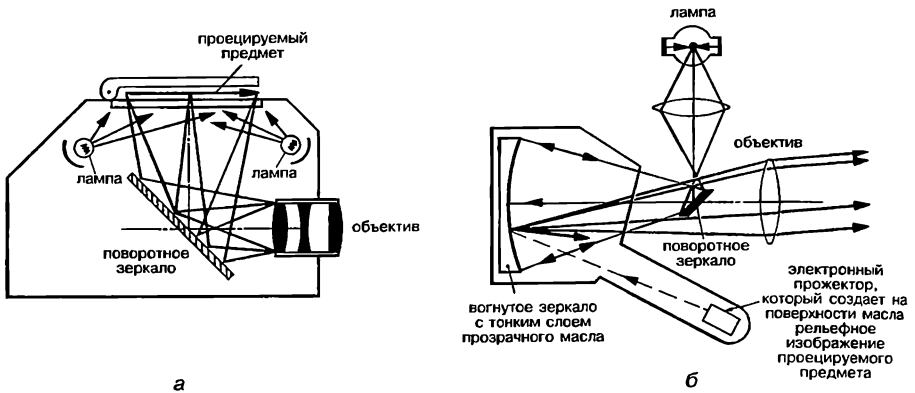


Рис. 6.13. Эпископические системы:

a — малагабаритный эпископ; *б* — телевизионная проекционная система «Эйдофор».

Электронный прожектор создает электронный луч, который в соответствии с телевизионным сигналом перемещается по поверхности масляной пленки на вогнутом зеркале. При этом за счет внутренних напряжений, вызванных неоднородным электрическим полем, поверхность масляной пленки деформируется. Эти деформации воспроизводят неоднородную структуру породившего их электрического поля. Вблизи центра кривизны вогнутого зеркала находится пластина с зеркальными полосками. Исходящий из ксеноновой лампы пучок света (отмечен красным цветом) попадает на эти зеркальные полоски и после отражения падает на вогнутое зеркало. Если слой масла не деформирован, то пучок света после отражения от вогнутого зеркала идет обратно к лампе. При этом свет через объектив на экран не попадает. При деформации поверхности масляной пленки в какой-либо точке лучи света, прошедшие через слой масла в этой точке (отмечено голубым цветом), отклоняются от своего первоначального направления и идут между зеркальными полосками через объектив к экрану. Таким образом, на экране создается изображение, соответствующее телевизионному сигналу. Следует отметить, что изображение на экране создается не за счет энергии электронного луча, а за счет энергии лампы. Аналогичный метод можно использовать для визуализации неоднородностей показателя преломления, которые вызывают отклонения луча от первоначального направления. Схема телевизионной проекционной системы «Эйдофор», которая показана на рис. 6.13, б, очень сильно упрощена.

6.3.2. Проекторы шкал и сеток

В состав целого ряда технических систем (например, точных весов, измерительных систем, станков) входят проекторы для отображения шкал, сеток и аналогичной графической информации¹⁷. В большинстве случаев в проекторах этого типа используется диакопическая проекция на просветный экран.

На рис. 6.14 показана оптическая схема проектора шкалы точных весов. Объектив строит на матовой пластине со штриховым индексом увеличенное изображение шкалы, которая связана с коромыслом весов. Так как шкала расположена горизон-

¹⁷ В настоящее время различного рода дисплеи и электронные индикаторы почти вытеснили описанные в этом разделе проекционные системы. Исключение составляют только проекционные системы для отображения перекрестий и сеток на поверхностях деталей. (Прим. пер.)

тально вдоль дуги окружности, то для получения вертикального изображения участка шкалы используется система некомпланарных зеркал. Если обычный измерительный прибор со стрелочным отсчетом должен одновременно обладать большим диапазоном измерений и высокой точностью отсчета, то шкала этого прибора должна быть очень длинной. Это связано с тем, что минимальное расстояние между штрихами шкалы должно выбираться с учетом разрешающей способности глаза. При использовании проекционной индикации сама шкала может быть достаточно миниатюрной, так как изображение шкалы на экране может быть сильно увеличено. Кроме того, на экран (матовую пластину) проецируется не вся шкала, а только небольшой ее участок. Этот участок должен иметь такие размеры, чтобы на экране были видны смежные пронумерованные штрихи. Дополнительными преимуществами проекционной индикации является беспараллаксный отсчет (штриховой индекс совмещается с плоскостью изображения) и простая установка начала отсчета, которая осуществляется поперечным смещением матовой пластины со штриховым индексом. Отклонение линейного увеличения от номинала, равно как и дисторсия, не оказывает влияния, так как отсчет по шкале снимается в близкой к оптической оси зоне.

На рис. 6.15 показан оптический длинномер [10.11], который входит в состав целого ряда станков или используется как самостоятельный прибор. По своему действию оптический длинномер аналогичен рассмотренным ранее проекторам шкал. На стеклянную или стальную шкалу М деления нанесены с достаточно большим интервалом (например, 1 мм), а на шкалу F деления нанесены с гораздо меньшим

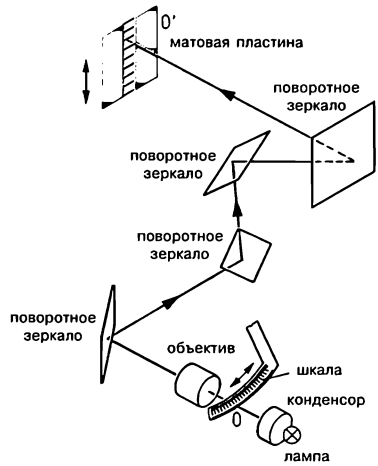


Рис. 6.14. Оптическая схема проектора шкалы точных весов.

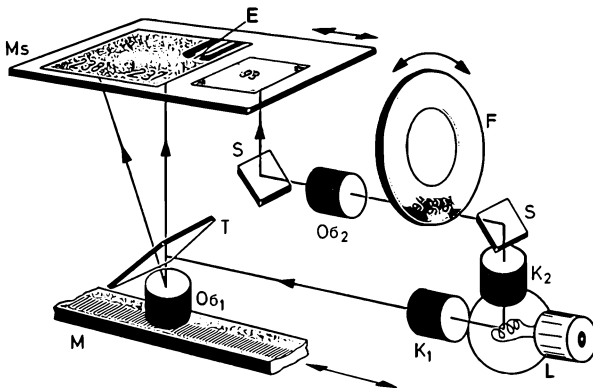


Рис. 6.15. Оптический длинномер [10.11]:

М — шкала, которая проецируется объективом $O_{б1}$ на матовую пластину M_s (эпипроекция — красный цвет); E — индекс в виде двух штрихов на матовой пластине; F — шкала точного отсчета. Эта шкала проецируется объективом $O_{б2}$ на матовую пластину M_s (диапроекция — синий цвет); L — лампа; K_1 , K_2 — конденсоры; T — полупрозрачное зеркало, S — зеркало. На рисунке отсчет соответствует 237,93 мм.

интервалом (например, с шагом 0,01 мм). Поворотом настроечной ручки, которая связана со шкалой F , добиваются того, чтобы изображение близлежащего штриха шкалы M располагалось симметрично относительно двух штрихов индекса E , нанесенных на матовую пластину. Дисторсия изображения должна быть малой; необходимо тщательно устанавливать требуемое значение линейного увеличения.

Проекционные системы могут отображать перекрестия, сетку и подобные им изображения непосредственно на поверхности обрабатываемой детали. Например, проекционная система сверлильного станка может быть съюстирована таким образом, что на обрабатываемой детали изображение перекрестия точно совпадает с центром сверла.

Если в проекционной системе шкала (или сетка, перекрестие, тестовое изображение) расположена точно в фокальной плоскости \bar{F} объектива, то данная оптическая система носит название «коллиматор». Его использование будет описано в разд. 6.6.3.

6.3.3. Измерительные проекторы

Измерительные проекторы¹⁸ предназначены для контроля объектов со сложной конфигурацией или объектов сравнительно небольших размеров, изображения которых проецируются на экран в увеличенном масштабе. Поэтому дисторсия и отклонения от заданного значения линейного увеличения должны быть очень незначительны (относительная ошибка около $2 \cdot 10^{-4}$). Для того чтобы обеспечить постоянство линейного увеличения при наводке на резкость, используют телецентрический ход лучей (см. разд. 3.2). Соответственно, и aberrации объектива должны быть исправлены для телецентрического хода лучей. Телецентрический ход лучей также должен быть использован в осветителе. За счет смещения объектива относительно плоскости экрана можно обеспечить заданное значение линейного увеличения. Ступенчатое изменение значений линейного увеличения ($\beta' = -10, -20, -50, -100$) осуществляется при повороте револьверной головки с закрепленными на ней объективами. При смене объективов одновременно происходит смена оптических компонентов осветительной системы.

На рис. 6.16 показана схема миниатюрного измерительного проектора. Апертурная диафрагма совпадает с выходным зрачком и лежит в фокальной плоскости F' объектива. Из-за телецентрического хода лучей световой диаметр передней линзы объектива должен быть больше, чем максимальные размеры контролируемого изделия. Таким образом, большой диапазон измерений контролируемых изделий требует коррекции aberrаций объектива в пределах большого диаметра. Если одновременно необходима высокая точность измерений (большое линейное увеличение), то следует использовать экран большого диаметра. Большие проекторы могут иметь экраны диаметром 1000 мм или, например, экран в виде прямоугольника 1500×1000 мм.

Пример

Большой проектор с диаметром экрана 1000 мм может с отличным качеством строить изображения контролируемых деталей до 10 мм в диаметре при $\beta' = -100$; по всей поверхности изображения на экране еще поддаются измерению ошибки до 0,5 мм, которым соответствуют ошибки контролируемой детали 5 мкм.

Измерения изображения на экране выполняются с помощью прозрачных линеек или высокоточных стандартных шаблонов (сетки линий, углы, круги, профили

¹⁸ См. «ГОСТ 19795—82 Проекторы измерительные. Общие технические условия». (Прим. пер.)

винтовой резьбы и т. д.). Для контроля серии сложных деталей используются специальные чертежи. Также существуют сравнительные проекторы, которые обеспечивают непосредственное сравнение двух (контролируемой и образцовой) деталей. В первом варианте схемы сравнительного проектора плоскость промежуточного изображения объекта сравнения должна совпадать с плоскостью, где непосредственно находится контролируемая деталь. Во втором варианте два отдельных канала оптической системы создают изображения контролируемой и образцовой деталей в единой плоскости изображения. В этом случае при использовании светофильтров дополнительных цветов (красный и зеленый) каждому изображению можно сопоставить свой цвет. Участки экрана, где изображения контролируемой и образцовой деталей точно совпадают, будут белого цвета (результат аддитивного смещения цветов). Отклонения двух деталей (например, ошибки расточки, разность длин) будут хорошо заметны благодаря зеленому или красному цвету соответствующих участков. Таким образом, например, могут контролироваться отклонения печатанных плат при сравнении их с образцовой печатной платой.

Сравнительные проекторы могут быть быстро собраны на оптической скамье.

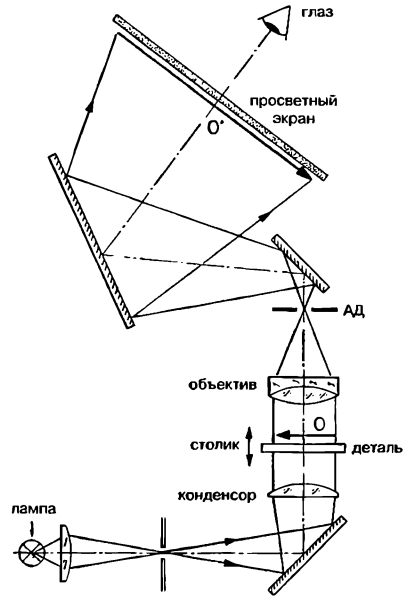


Рис. 6.16. Измерительный проектор:

АД — апертурная диафрагма, которая находится в фокальной плоскости F' объектива.

Пример

Необходимо проверить прогиб при постоянной нагрузке 0,5 Н серии малых листовых пружин. Для этого на оптической скамье помещаются лампу, конденсоры, зажимное приспособление для пружин и белый экран. Прогиб образцовой пружины под нормальной нагрузкой размечается на экране. На этом же экране могут быть нанесены предельные отклонения от номинальных значений. Если необходимо вести измерения проецируемого изображения, то добиваются заданного значения линейного увеличения. Для этого проецируют шкалы с известной ценой деления (объект-микрометр) и получают изображения шкалы требуемой величины.

Существуют конструкции проекторов, которые одновременно создают на одном экране изображения малых объектов (например, спиралей ламп накаливания) в двух или трех взаимно перпендикулярных направлениях (основной план, передний вид и вид сбоку).

Многие измерительные проекторы снабжены координатным столом, который позволяет измерять перемещения контролируемой детали по двум координатам, а также измерять угол поворота.

При диапроекции можно опознать только контуры контролируемой детали («проектор профиля!»), а при эпипроекции делаются видимыми детали поверхности. Существует также эпидиапроектор, который представляет собой комбинацию диапроектора и эпипроектора. Для освещения малых объектов при эпипроекции (работа в отраженном свете) могут быть использованы волоконно-оптические световоды.

6.4. Фотографическая оптика

6.4.1. Глубина резко изображаемого пространства

На рис. 6.17, а показаны: объектив, плоскость предмета O и плоскость анализа изображения (плоскость пленки) O' . Как и ранее, положение плоскостей O и O' определяют отрезки a и a' . На рис. 6.17, б гомоцентричный пучок с центром в точке на плоскости O после прохождения объектива сходится в точку, принадлежащую плоскости O' . Поэтому изображение в плоскости O' будет резким, а плоскость O называется в этом случае плоскостью наводки на резкость. Пусть при неизменных положениях объектива и плоскости анализа изображения O' предметные плоскости O_h (рис. 6.17, б) и O_v (рис. 6.17, в) смещены в продольном направлении относительно плоскости O . Положениям плоскостей O_h и O_v соответствуют отрезки a_h ($|a_h| > |a|$) и a_v ($a_v < |a|$). Тогда гомоцентричный пучок с центром в точке, лежащей на плоскости O_h (или плоскости O_v), после прохождения объектива пересечет плоскость по кругу. Следовательно, точкам в плоскости анализа изображения, которые лежат за или перед плоскостью наводки на резкость, соответствуют кружки нерезкости с диаметром u' . Следует отметить, что эти кружки не являются следствием аберраций или дифракционных явлений. Так как разрешающая способность глаза ограничена, то достаточно малые кружки нерезкости воспринимаются как точки. Благодаря этому пространственные предметы, которые лежат внутри области резко изображаемого пространства от a_v до a_h , могут быть удовлетворительно воспроизведены в плоскости изображения.

Для определения границ области резко изображаемого пространства a_v и a_h необходимо задать допустимые диаметры u' кружков нерезкости с учетом свойств глаза. Эти значения для различных форматов кадров указаны в табл. 6.4. Если рассматривать изображения с расстояния, равного его диагонали (это справедливо и в том случае, когда рассматривается не сам негатив или слайд, а его увеличенные изображения: при увеличении изображения одновременно увеличиваются и кружки нерезкости!), то угловой размер кружков нерезкости примерно равен разрешающей способности глаза (рис. 4.23). Только для узкоформатных киноплёнок (16 мм/7,5 × 10,5 мм; 8 мм/3,6 × 4,8 мм) кружки нерезкости несколько больше, но это не очень заметно при постоянной смене кадров.

На рис. 6.17, в диаметр кружка нерезкости в плоскости пленки равен u' . Если построить изображение отрезка u' в обратном ходе лучей, то в плоскости наводки на резкость получим отрезок u . Тогда согласно рисунку

$$\frac{D_{\text{вх. зр.}}}{-u} = \frac{-a_v}{a_v - a}$$

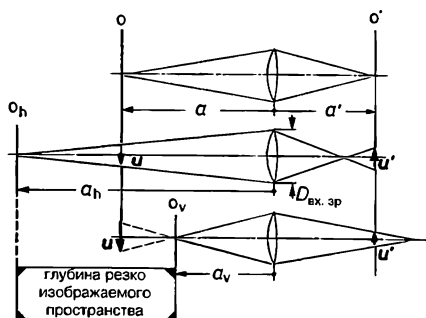


Рис. 6.17. Область резко изображаемого пространства:

a — резкое изображение: плоскости O и O' оптически сопряжены; б, в — плоскости предмета O_h и O_v находятся за и перед плоскостью наводки на резкость. Точкам, которые лежат в этих плоскостях, в плоскости анализа изображения соответствуют кружки нерезкости с диаметром u' .

Таблица 6.4. Допустимые диаметры кружков нерезкости.

Размер кадра, мм	Диаметр кружка нерезкости u' , мм	Диагональ кадра, мм	Угловой размер кружка
90 × 120	0,100	150	2,3'
60 × 90	0,075	108	2,4'
60 × 60	0,060	85	2,4'
45 × 60	0,050	75	2,3'
24 × 36	0,033	43	2,6'
24 × 24	0,033	34	3,3'
18 × 24	0,025	30	2,9'
16 × 22	0,025	27	3,2'
7,5 × 10,5	0,015	13	4,0'
3,6 × 4,8	0,010	6	5,7'

Из последнего выражения получаем

$$a_v = \frac{a \cdot D_{\text{вх. зр.}}}{D_{\text{вх. зр.}} - u} \quad (6.14)$$

Целесообразно выразить в формуле (6.14) диаметр входного зрачка через диафрагменное число $k = f'/D_{\text{вх. зр.}}$, а величину u представить в виде: $u' = u \cdot \beta'$, где $\beta' = f'/(a + f')$. Тогда ближняя граница резко изображаемого пространства равна:

$$a_v = \frac{a \cdot f'^2}{f'^2 - u' \cdot k \cdot (a + f')}, \quad (6.15)$$

где a — расстояние наводки на резкость; f' — фокусное расстояние объектива; k — диафрагменное число; u' — допустимый диаметр кружка нерезкости. Дальняя граница резко изображаемого пространства a_h определяется аналогично:

$$a_h = \frac{a \cdot f'^2}{f'^2 + u' \cdot k \cdot (a + f')}. \quad (6.16)$$

Расстояние между плоскостями O_h и O_v называется глубиной резко изображаемого пространства.

Часто при фотосъемке $f' \ll |a|$. Тогда выражения (6.15) и (6.16) могут быть упрощены.

Это не относится к макросъемке, микроскопической съемке и проекции ($|\beta'| \gg 1$). Если в проекционном аппарате $a \approx -f'$, то $a_v \approx a$, $a_h \approx a$. В этом случае область резко изображаемого пространства сужается практически до одной плоскости.

Представляет интерес и обратная задача. В каких пределах a'_v и a'_h (в пространстве изображений) можно перемещать плоскость анализа изображения без появле-

ния заметной нерезкости, если предмет плоский и расположен на расстоянии a' ? Из приближенной формулы (1.20) следует:

$$a'_v - a'_h = (a_v - a_h) \cdot (\beta')^2, \quad (6.17)$$

где $a'_v - a'_h$ — глубина резкости.

Примеры

1. При съемке малоформатным фотоаппаратом (размер кадра 24×36 мм, $f' = 50$ мм) необходимо получить резкое изображение предметов, которые находятся на расстояниях от 2 до 5 м. Какое расстояние a и какое диафрагменное число k нужно установить?

Решение:

Из формул (6.15) и (6.16) следует

$$a = 2 \cdot \frac{a_v \cdot a_h}{a_v + a_h}; \quad k = f'^2 \cdot \frac{a_v - a_h}{(a_v + a_h)(a + f')u'}$$

В результате подстановки $a_v = -2$ м, $a_h = -5$ м и $u' = 0,033$ мм (из табл. 6.4) получаем $|a| = 2,86$ м $\approx 2,9$ м и $k = 11,6 \approx 12$.

2. В простых камерах часто используют короткофокусные объективы с постоянной наводкой на резкость. Объективы такого типа жестко установлены на такое расстояние a (гиперфокальное расстояние), что при данных значениях f' , k , u' дальняя граница области резко изображаемого пространства равна бесконечности ($a_h = \infty$). Найти гиперфокальное расстояние. Чему при этом равна ближняя граница области резко изображаемого пространства?

Решение:

При $a_h = \infty$ знаменатель в формуле (6.16) должен быть равен нулю. Это эквивалентно выполнению условия

$$a = -f' \left(\frac{f'}{u' \cdot k} + 1 \right).$$

Если подставить это выражение в формулу (6.15), то $a_v = a/2$ (при $a_h = \infty$)!

3. Крупноформатной камерой ($f' = 150$ мм, формат кадра 9×12 см) фотографируется схема печатной платы в масштабе 2 : 1. Объектив задиафрагмирован до $k = 5,6$. Чему равна глубина резко изображаемого пространства?

Решение:

При $\beta' = -2$, $u' = 0,1$ мм после определения a получается: $a_v - a_h = 0,84$ мм!

6.4.2. Фотографические объективы

В соответствии с DIN 4521¹⁹ фокусное расстояние f' равно

$$f' = -\lim_{w \rightarrow 0} \frac{y'}{\operatorname{tg} w}, \quad (6.18)$$

¹⁹ Отечественные стандарты ГОСТ 4.460-86 «СПКП. Объективы. Номенклатура показателей» ГОСТ 13095-82 «Объективы. Методы измерения фокусных расстояний»; ГОСТ 13096-82 «Объективы. Методы измерения рабочего и заднего отрезков»; ГОСТ 24724-81 «Объективы для кино- и фотоаппаратов. Метод определения коэффициентов рассеяния»; ГОСТ 25502-82 «Объективы. Методы определения фотографической разрешающей способности». (Прим. пер.)

где w — полевой угол, который соответствует находящемуся на очень большом расстоянии предмету в виде перпендикулярного оптической оси отрезка y ; y' — величина изображения этого отрезка. Изображение отрезка должно быть резким, диафрагма объектива должна быть полностью открыта. Измерения проводятся для длины волны $\lambda = 546$ нм. Это эффективное фокусное расстояние является практической характеристикой системы со входным зрачком конечных размеров, в отличие от фокусного расстояния, соответствующего паракиальной области [см. формулу (1.7)].

По DIN 4521 относительное отверстие $1/k$ равно отношению диаметра пучка параллельных оптической оси лучей, который еще проходит через объектив, к фокусному расстоянию этого объектива. Согласно определению диафрагменного числа [формула (3.1)]: $k = f'/D_{\text{вх. зр.}}$. Стандартные диафрагменные²⁰ числа k по DIN 4522, Вл. 1 представляют собой округленные члены геометрической прогрессии с коэффициентом $\sqrt{2}$. Главный ряд составляют числа:

$$k = 1 - 1,4 - 2 - 2,8 - 4 - 5,6 - 8 - 11 - 16 \dots$$

В DIN 4522, Вл. 2 указаны допустимые отклонения фактических диафрагменных чисел от номинальных значений.

Пример

Как изменится проходящий через объектив световой поток, если диафрагменное число изменить от 5,6 до 8?

Решение:

Площадь зрачка $A_{\text{вх. зр.}}$ и световой поток уменьшатся в 2 раза.

Признаком, по которому классифицируются фотообъективы, является угловое поле $2w = 2w'$, при котором абберации объектива еще не превышают допустимых значений²¹. При изображении удаленных предметов используемое угловое поле равно

$$\text{tg } w = \frac{|y'|}{f'}, \quad (6.19)$$

где $|y'|$ — половина диагонали формата кадра (примеры указаны в табл. 6.4).

Пример

Если фокусное расстояние равно диагонали кадра, то $\text{tg } w = 0,5$ ($2w = 53^\circ$). Такой объектив примерно соответствует нормальному объективу для этого формата кадра. Согласно DIN 19040 Вл. 3 фотографические объективы по угловому полю делятся на следующие группы²²:

Сверхдлиннофокусный объектив, телеобъектив	$2w < 20^\circ$
Длиннофокусный объектив	$20^\circ < 2w < 40^\circ$
Нормальный объектив	$40^\circ < 2w < 55^\circ$
Широкоугольный объектив	$55^\circ < 2w$

Следовательно, оценку характеристик фотообъектива можно давать только для конкретного формата кадра. Например, объектив, который является нормальным для одного формата кадра, может использоваться как длиннофокус-

²⁰ Стандартные значения диафрагменных чисел указаны в ГОСТ 17175—82. (Прим. пер.)

²¹ Кроме аббераций, угловое поле может быть также ограничено допустимым значением виньетирования и/или величиной допустимого падения освещенности на краю изображения, а также другими особенностями конструкции объектива. (Прим. пер.)

²² Отечественная классификация немного отличается от немецкой. См. ГОСТ 25205—82. (Прим. пер.)

ный объектив для меньшего формата кадра²³. В то же время использование этого объектива в качестве широкоугольного для большего формата кадра невозможно из-за недостаточной коррекции aberrаций и виньетирования для увеличенного поля. По формату кадра можно разделить фотокамеры на следующие группы (DIN 19040, Вл. 3):

Миниатюрный фотоаппарат:	менее	18 × 24 мм
Полуформатная фотокамера:		18 × 24 мм
APS-камера (формат Н)		16,7 × 30,2 мм
Малоформатный фотоаппарат:	от	18 × 24 мм
	до	24 × 36 мм
Среднеформатные камеры:	от	24 × 36 мм
	до	90 × 120 мм
Крупноформатные камеры:	свыше	90 × 120 мм

Рассмотрим примеры схем объективов.

Длиннофокусный объектив (рис. 6.18, а) может быть двухлинзовым ахроматом или трехлинзовым апохроматом. Коррекция aberrаций осуществляется только для малого углового поля. Расстояние от такой комбинации линз до плоскости пленки примерно равно фокусному расстоянию. Напротив, у телеобъектива расстояние от первой линзы до плоскости пленки меньше, чем фокусное расстояние. Это возможно благодаря двухкомпонентной системе с положительным передним компонентом и отрицательным задним компонентом (рис. 6.18, б). В этом случае задняя главная точка H' может быть расположена перед фронтальной линзой объектива. На рис. 6.18, в показана схема телеобъектива. Значительное сокращение продольных габаритов конструкции при очень большом фокусном расстоянии получается при использовании зеркальных и зеркально-линзовых систем (рис. 6.18, г).

Пример

У простейшего телеобъектива (фокусное расстояние $f' = 500$ мм) из двух тонких линз расстояние от линзы (1) до задней фокальной точки равно $l = 380$ мм. Фокусное расстояние линзы (1) равно $f'_{(1)} = 300$ мм. Требуется рассчитать e и $f'_{(2)}$.

Решение:

Схема объектива показана на рис. 6.18, б. Тогда

$$H'H'_{(2)} = f' - l + e.$$

Из формулы (2.32) для $H'_{(2)}$, H' получается $e = f'_{(1)}(f' - l)/(f' - f'_{(1)}) = 180$ мм.

Далее находится $f'_{(2)} = -300$ мм.

Существует много вариантов оптических схем нормальных объективов с различной степенью коррекции aberrаций. В самых дешевых камерах в качестве объектива используется менiscoобразная линза (рис. 6.18, д). Апертурная диафрагма расположена позади этой линзы. Когда объектив диафрагмируется до $k = 11-22$, то при незначительном астигматизме и большой сферической aberrации получается равномерно нерезкое по всему полю кадра изображение. Схема объектива типа «Триплет» (рис. 6.18, е) относительно простая. Так как объектив «Триплет» является анастигматом и обладает возможностями для коррекции комы, то часто используются многочисленные модификации его схемы. На рис. 6.18, ж показана

²³ Хотя на практике именно так часто и поступают, но это не совсем хорошо: чем больше формат кадра, тем большие величины aberrаций в плоскости кадра допустимы (ср. с табл. 6.4). (Прим. пер.)

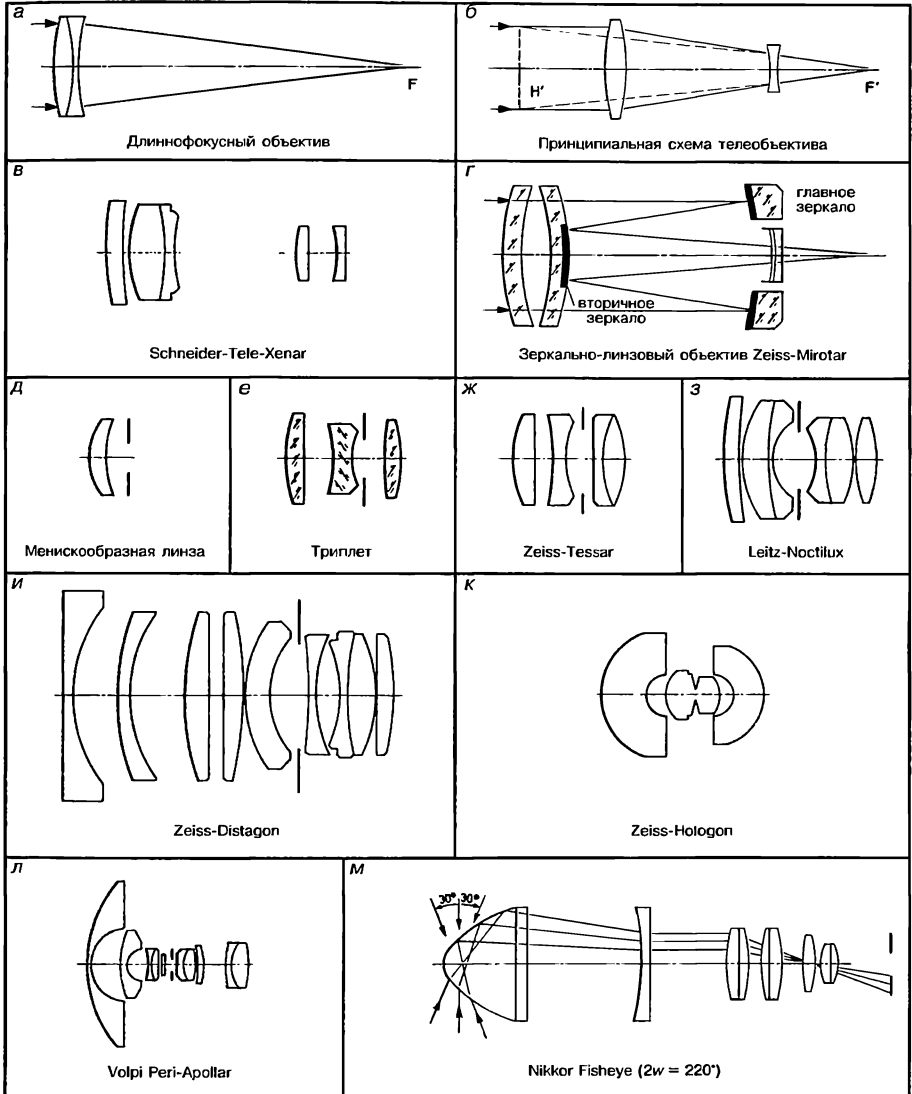


Рис. 6.18. Примеры оптических схем фотообъективов.

схема объектива типа «Тессар», которая представляет развитие схемы объектива «Триплет». В отличие от «Триплета» для увеличения возможностей коррекции аберраций задний компонент «Тессара» выполнен в виде склейки двух линз. На рис. 6.18, з показана схема особо светосильного нормального объектива с асферическими поверхностями (Leitz-Noctilux/ $k = 1,2$, $f' = 50$ мм).

Широкоугольный объектив при большом угловом поле и одновременно большим относительном отверстии требует высокого уровня аберрационной коррекции. Благодаря схеме обратного телеобъектива (передний отрицательный и положительный задний компоненты) можно при коротком фокусном расстоянии вынести главную точку H' за последнюю линзу (рис. 6.18, б). Вследствие этого задний

отрезок s'_k может быть больше фокусного расстояния. Тем самым обеспечивается достаточное расстояние между объективом и плоскостью пленки (например, для размещения «прыгающего» зеркала зеркального фотоаппарата). Схема широкоугольного объектива показана на рис. 6.18, и.

В схеме современного сверхширокоугольного объектива (рис. 6.18, к) с $2\omega = 110^\circ$ и с малым относительным отверстием (диафрагменное число $k = 8$) при простой конструкции (3 линзы) достигается хорошая коррекция аберраций. Роль апертурной диафрагмы выполняет узкая проточка на средней линзе. Схему объектива этого типа можно рассматривать как вариант схемы объектива «Триплет» с двумя крайними отрицательными линзами и положительной средней линзой. Если необходимо получить существенно большее угловое поле, например $2\omega = 180^\circ$, то необходимо обеспечить выполнение условия $2\omega' < 2\omega$ (иначе при $2\omega = 180^\circ$ диагональ кадра должна быть бесконечно большой!). Выполнение этого условия неизбежно приводит к очень сильной бочкообразной дисторсии. Такой тип объективов иногда называют «рыбий глаз»²⁴ (пример такого объектива показан на рис. 6.18, л). Специальный объектив для технической съемки и наблюдения представлен на рис. 6.18, н. При вертикальном положении оптической оси (установленная на штатив камера направлена вверх) угол охвата по горизонтали составляет 360° , а по вертикали — 60° ($\pm 30^\circ$ по отношению к горизонту). Все окружающие предметы будут воспроизведены на изображении кольцеобразной формы с искажениями, соответствующими дисторсии (все вертикальные линии проходят через центр кольца). Для компенсации искажений снимка используют проекцию на цилиндрический экран, расположенный вокруг проектора²⁵. При этом в качестве объектива проектора используют тот же объектив, что и при съемке.

Панкратическими называются объективы, у которых фокусное расстояние может непрерывно изменяться в определенном диапазоне. Плоскость изображения в панкратических объективах должна оставаться неподвижной, т. е. при изменении фокусного расстояния изображение остается резким и дополнительная наводка на резкость не нужна. Выполнение этих условий требует, чтобы, по крайней мере, две линзы (по условиям коррекции аберраций наиболее часто вместо одиночных линз применяют группы линз) перемещались вдоль оптической оси на различные расстояния. В примере 1 из разд. 2.2.4 была показана возможность вариации фокусного расстояния при изменении расстояния между двумя линзами. В случае панкратического объектива эти две линзы необходимо перемещаться вдоль оптической оси таким образом, чтобы изображение оставалось на прежнем месте.

Панкратические объективы по способу компенсации сдвига плоскости изображения делятся на две группы: объективы с оптической компенсацией и объективы с механической компенсацией. В случае оптической компенсации отдельные линзы располагаются так, что совместный сдвиг двух линз (обе имеют неизменное положение друг относительно друга) приводит к возможно малому смещению плоскости изображения. Хотя в этом случае механическая конструкция очень простая, но изображение остается совершенно резким только при трех положениях линз (т. е. для трех значений фокусного расстояния всей системы). При других значениях фокусного расстояния плоскость изображения немного смещается от номинального положения, что снижает резкость. Система с оптической компенсацией может, например, состоять из неподвижной отрицательной линзы (2) и двух жестко соединенных друг с другом положительных линз (1) и (3).

²⁴ Полученное с помощью такого объектива изображение примерно соответствует тому, которое «видит» рыба из аквариума с плоскими стенками. Метеорологи часто называют фотокамеры с таким типом объективов «all-sky» — камерой [камера всего неба]. (Прим. пер.)

²⁵ При использовании современных методов компьютерной обработки изображения можно обойтись без проектора. (Прим. пер.)

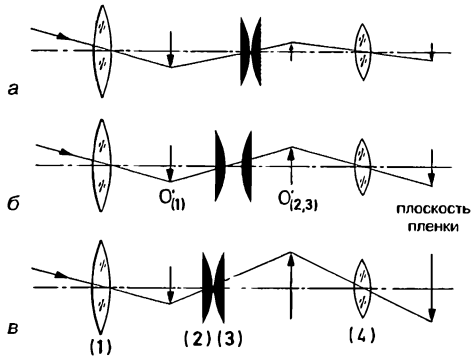


Рис. 6.19. Принципиальная схема панкратического объектива с механической компенсацией.

В случае механической компенсации две линзы перемещаются так, что положение плоскости изображения остается совершенно неизменным. При изменении фокусного расстояния эти две линзы перемещаются друг относительно друга (например, благодаря криволинейному пазу на вращающемся тубусе). На рис. 6.19 показана принципиальная схема панкратического объектива. Объектив состоит из фронтального компонента (1), панкратической части [компоненты (2) и (3)] и основного объектива (4). Наводка на резкость осуществляется продольным смещением фронтального компонента, т. е. положение плоскости промежуточного изображения $O'_{(1)}$ остается неизменным. Линейное увеличение панкратической части (между плоскостями промежуточного изображения $O'_{(1)}$ и $O'_{(2,3)}$) переменное. Неизменное положение плоскости изображения $O'_{(2,3)}$ достигается следующим способом.

На рис. 6.19, а, в показаны положения компонентов объектива, которые соответствуют крайним значениям линейного увеличения панкратической части: $\beta'_a (|\beta'_a| < 1)$ и $\beta'_c = 1/\beta'_a$. В этих двух случаях расстояние между плоскостями $O'_{(1)}$ и $O'_{(2,3)}$ одинаковое и равно l ; компоненты (2) и (3) расположены вплотную друг к другу, и их можно рассматривать как одну линзу. На рис. 6.19, б показано положение компонентов, которое соответствует линейному увеличению панкратической части $\beta'_b = -1$. В примере 2 из разд. 1.4.5 было показано, что при $\beta' = -1$ расстояние между плоскостью предмета и его изображением минимально. Поэтому, если компоненты (2) и (3) расположить вплотную, то расстояние между плоскостями $O'_{(1)}$ и $O'_{(2,3)}$ будет меньше l . Для обеспечения неизменного расстояния между плоскостями $O'_{(1)}$ и $O'_{(2,3)}$ варьируется отрезок между компонентами (2) и (3).

При постоянном положении плоскости $O'_{(2,3)}$ на ней создаются промежуточные изображения различной величины. Основной объектив (4) переносит эти изображения в плоскость пленки. Переменная величина изображения в плоскости пленки указывает на то, что фокусное расстояние всей оптической системы изменяется. (На рис. 6.19 полевые линзы не показаны.)

Схема на рис. 6.19 наглядно показывает функции отдельных групп линз, так как изображение в промежуточной плоскости является действительным. Но при такой схеме длина объектива значительна. Поэтому предпочтение отдается схемам, где промежуточные изображения являются мнимыми. При этом две подвижные группы линз обладают отрицательным фокусным расстоянием. В качестве примера на рис. 6.20 показан объектив узкоплочной кинокамеры. Дополнительная линза

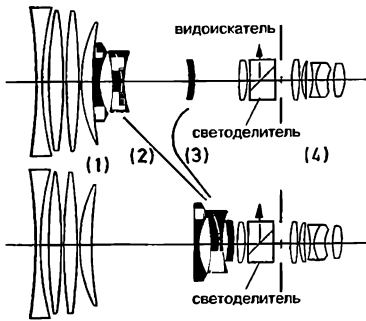


Рис. 6.20. Схема панкратического объектива (Schneider—Variogon) с отрицательными фокусными расстояниями компонентов панкратической части.

перед основным объективом обеспечивает параллельный ход лучей. Это необходимо, чтобы можно было с помощью светоделиителя направить в видоискатель часть светового потока. При мнимых промежуточных изображениях диаметр переднего компонента должен быть больше.

6.4.3. Киносъемка медленно- и быстропротекающих процессов

Процессы, которые протекают слишком медленно для непосредственного наблюдения глазом, могут лучше анализироваться при воспроизведении их на экране с ускорением («сжатие во времени»). Для ускоренного воспроизведения процесса на экране необходимо выполнение условия $\nu_p > \nu_A$, где ν_A — частота съемки и ν_p — частота проекции.

Пример

Съемка производится с частотой 6 кадров в секунду (к/с), а частота проекции равна 24 к/с. Тогда масштаб воспроизведения времени ν_A / ν_p равен 1 : 4. При этом длительность воспроизведения на экране τ_p и фактическая продолжительность процесса τ_A связаны равенством $\tau_p = 0,25 \tau_A$. Малые масштабы воспроизведения времени могут быть получены при покадровой съемке. В этом случае съемка отдельных кадров осуществляется через большие промежутки времени Δt ; после съемки каждого кадра пленка скачком перемещается ровно на один кадр. Для съемки используются кинокамеры с электромагнитным спуском, который включается через установленные интервалы времени. Постоянная величина экспозиции при покадровой съемке обеспечивается за счет использования искусственного источника света со стабилизированным питанием, который включается на время съемки очередного кадра. Если переменного дневного освещения нельзя избежать, то для освещения объекта съемки должен быть использован импульсный осветитель, который обеспечивает настолько высокую освещенность, что дневным светом можно пренебречь (< 1%) [7.9].

Перед покадровой киносъемкой необходимо выполнить предварительное исследование и возможно более точно определить промежутки времени Δt между съемкой отдельных кадров, так как в противном случае при проекции может получиться «взрывоподобный» или слишком медленный процесс.

Пример

Предварительное исследование показало, что интересующаяся часть коррозионного процесса на поверхности металла длится примерно $\tau_A = 40$ дней. Длительность воспроизведения этого процесса на экране должна быть равна $\tau_p = 1$ мин. Так как частота проекции $\nu_p = 24$ к/с, то должно быть снято 1440 отдельных кадров. Для данного времени τ_A это соответствует интервалу между съемкой отдельных кадров $\Delta t = 40$ мин. Масштаб воспроизведения времени равен в этом случае 1 : 57 600!

Киносъемка с большой частотой²⁶ ν_A обеспечивает возможность регистрации быстротекущих процессов, которые невозможно наблюдать другим способом. Для замедленного воспроизведения протекания процесса на экране («растяжение во времени») необходимо выполнение условия $\nu_P < \nu_A$, где ν_A — частота съемки и ν_P — частота проекции. Масштаб воспроизведения времени ν_A/ν_P может превышать 10^5 .

Так как существуют ограничения на скорость движения киноплёнки при ее дискретном и непрерывном перемещении, то в зависимости от частоты съемки используют киноаппараты различной конструкции.

1. Киноаппараты с дискретным перемещением пленки позволяют вести съемку с частотой до нескольких сот кадров в секунду ($\nu_{A \max}$ примерно 300 к/с для пленки 35 мм и 600 к/с для пленки 16 мм). Длина пленки может быть очень большой (от 30 м до 120 м), но желаемая частота съемки ν_A достигается только после времени разгона. Поэтому фактическая частота съемки определяется для каждого участка фильма по временным меткам в виде штрихов, расположенных вне поля кадра. Для получения временных меток обычно используют миниатюрные газоразрядные лампы, дающие периодические световые импульсы со стабильной частотой.

2. Киноаппараты с непрерывным движением пленки позволяют вести съемку с частотой примерно до $\nu_A = 10^4$ к/с. При этом достигается верхний предел скорости (75 м/с) движения пленки 16 мм. Как и в киноаппаратах с дискретным перемещением пленки, длина пленки может быть достаточно большой, частота съемки во время работы также не постоянна. Так как изображение в течение всего времени экспозиции не должно перемещаться относительно пленки (нарушение этого условия приводит к нерезкости в виде смазанности изображения), то необходимо использовать оптический компенсатор. Благодаря компенсатору оптическое изображение снимаемого предмета перемещается с той же скоростью, что и кинопленка. Наиболее широкое применение нашли призмённые компенсаторы. Принцип действия их основан на поперечном смещении луча плоскопараллельной пластинкой (см. разд. 2.3.2). Ось вращения призмённого компенсатора совпадает с его осью симметрии и расположена перпендикулярно оптической оси объектива (рис. 6.21). Призма может иметь четыре или больше число рабочих граней. На рис. 6.21 оправа призмы служит полая трубка с вырезами. При вращении оправа призмы действует как цилиндрический obturator, который перекрывает световой поток при больших углах падения пучка на грани призмы. Это необходимо, так как при больших углах падения скорость перемещения изображения и скорость пленки несомненно отличаются. Одновременно оправа призмы выполняет функции затвора.

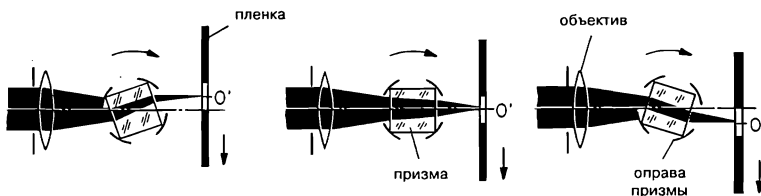


Рис. 6.21. Действие призмённого компенсатора в виде четырехгранной стеклянной призмы. Точка изображения O' перемещается с той же скоростью, что и пленка.

²⁶ По отечественной классификации различают: ускоренная киносъемка (от 25 до 500 к/с), скоростная киносъемка (от 500 до 10 000 к/с), высокоскоростная киносъемка (свыше 10 000 к/с). (Прим. пер.)

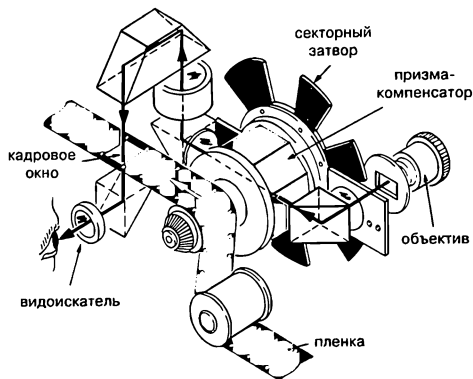


Рис. 6.22. Схема камеры «Хикам» (HYCAM).

На рис. 6.22 в качестве примера показана схема камеры «Хикам» (HYCAM) с восьмигранной призмой. Частота съемки достигает примерно $\nu_A = 4 \cdot 10^4$ к/с. В этой камере используется связанный с призмой секторный затвор. Следует обратить внимание, что в этой и других камерах при достаточной освещенности можно использовать пленку как матовую пластину видеоскателя. При этом в проходящем свете можно наблюдать кадровую рамку без параллакса.

3. Киноаппараты, в которых пленка размещена на внутренней или внешней боковой цилиндрической поверхности вращающегося барабана. Частота съемки в этом случае ограничена примерно $\nu_{A \max} = 10^5$ к/с. Длина пленки соответствует габаритам барабана (примерно от 1 до 2 м) и очень незначительна по сравнению с ранее рассмотренными аппаратами. Частота съемки по всей длине фильма постоянна, так как барабан может разогнаться перед съемкой до желаемой угловой скорости. С использованием оптических компенсаторов здесь также можно вести съемку самосветящихся или непрерывно освещаемых объектов. Возможна также съемка со сверхкороткими экспозициями (время экспозиции в диапазоне от микро- до наносекунд) при использовании высокочастотной импульсной газоразрядной лампы или электрооптического затвора (например, ячейки Керра). Так как длина пленки незначительна, то осуществить синхронизацию серии экспозиций со снимаемым процессом более трудно. Съемка может происходить только во время вращения барабана.

4. В киноаппаратах с коммутацией фотоизображений кинопленка неподвижна. При достаточном числе отдельных кадров (от 100 до 120 кадров) эти киноаппараты обеспечивают наиболее высокую частоту съемки (до $\nu_A = 10^7$ к/с). Легкое зеркало, вращение которого обеспечивает турбина на сжатом воздухе или гелии, является единственной подвижной частью (рис. 6.23). Входной (основной) объектив образует промежуточное изображение снимаемого объекта в плоскости, проходящей через ось вращения зеркала. Между зеркалом и кинопленкой находится блок вспомогательных объективов (примерно от 100 до 120 объективов). Эти вспомогательные объективы и кинопленка расположены вдоль концентрических окружностей, центром которых является ось вращения зеркала. Каждый из вспомогательных объективов при определенном угле поворота зеркала образует на кинопленке изображение снимаемого объекта. При вращении зеркала изображение апертурной диафрагмы входного объектива будет перемещаться по входным зрчкам блока вспомогательных объективов. При этом изображение снимаемого объекта будет получаться на кинопленке только при совмещении изображения апертурной диафрагмы входного объектива с входным зрчком одного из вспомогательных объективов. Таким обра-

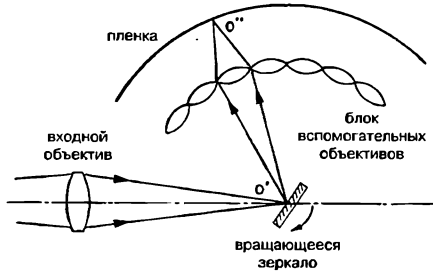


Рис. 6.23. Киноаппарат с коммутацией фотоизображений.

зом, оптическое изображение апертурной диафрагмы входного объектива является своеобразным затвором, открывающим доступ световым лучам к киноплёнке в определенные последовательные моменты времени; при этом изображение снимаемого объекта не смещается относительно плёнки. В случае использования киноаппаратов с коммутацией фотоизображений существенную проблему представляет синхронизация снимаемого процесса с вращением зеркала. Необходимо обеспечить, чтобы начало исследуемой фазы процесса совпало с первой экспозицией плёнки. По завершении цикла съёмки (после поворота зеркала на предельный угол) доступ света к киноплёнке должен быть перекрыт электрооптическим или другим специальным затвором.

Выбор параметров съёмки быстропротекающих процессов осуществляется с учетом следующих рекомендаций.

Чтобы при проекции фильма получить представление о фазе движения, для глаза требуется время $\tau_p = 1$ с (нижняя граница $\tau_{p \min} = 0,5$ с). Поэтому одной фазе движения должно соответствовать 20–24 или еще большее число кадров. После определения или прогнозирования длительности движения τ_A частота съёмки определяется по формуле

$$\nu_A = \nu_p \cdot \frac{\tau_p}{\tau_A}. \quad (6.20)$$

Обычно $\nu_p = 24$ к/с, $\tau_p \geq 1$ с. Так как время смены кадра равно $1/\nu_A$, то время экспозиции t отдельного кадра удовлетворяет неравенству $t \leq 1/\nu_A$. За время экспозиции t снимаемое тело может переместиться не более чем на расстояние l , которое при проекции не приводит еще к заметной нерезкости (рис. 6.24). Из этого следует

$$t \leq \left| \frac{l'}{\beta' \cdot w} \right|, \quad (6.21)$$

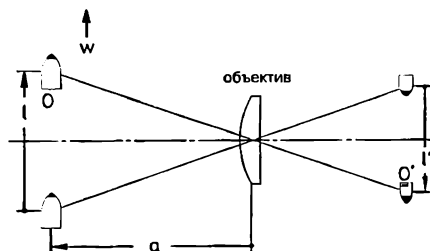


Рис. 6.24. Съёмка тела O , движущегося со скоростью w .

где w — скорость тела; l' — сдвиг изображения, соответствующий расстоянию l ; $\beta' \approx \frac{f'}{a}$ линейное увеличение; f' — заднее фокусное расстояние объектива.

Пример

Производится киносъемка пули, летящей со скоростью 150 м/с. Интервал времени съемки соответствует времени прохождения пулей участка траектории 0,3 м. Длина пули 20 мм. При частоте проекции 24 к/с продолжительность воспроизведения отснятого материала должна составить примерно 6 с. За время экспозиции кадра пуля должна переместиться не более чем на 3 % своей длины. Найти: продолжительность съемки, частоту съемки, время экспозиции, число кадров.

Решение:

$$\tau_A = 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}, \quad v_A = 7,2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad t = 4 \text{ мкс}, \quad 144 \text{ кадра.}$$

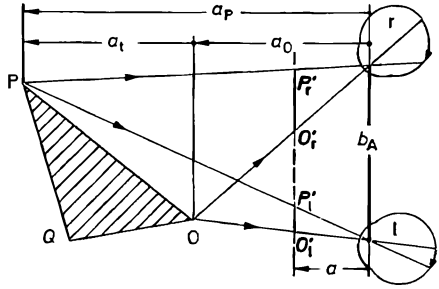
6.4.4. Получение стереопар и наблюдение стереоскопических изображений

Зрение двумя глазами повышает остроту зрения и дает дополнительную информацию о протяженности предмета в глубину, т. е. на основании непосредственного зрительного ощущения оцениваются расстояния до различных точек предмета. Данный эффект носит название стереоскопического зрения. При наблюдении какой-либо точки близко расположенного предмета визирные оси глаз автоматически разворачиваются (конвергируют) таким образом, что оси пересекаются в данной точке предмета. При этом изображения точки в правом и левом глазах находятся в центрах желтых пятен сетчатой оболочки глаз. Так как глаза расположены друг от друга на определенном расстоянии, то изображения протяженных в глубину предметов на сетчатках левого и правого глаз будут немного различаться. На основании этих изображений в человеческом сознании формируется пространственный образ наблюдаемого предмета. Такой пространственный образ также может возникнуть при рассмотрении раздельно каждым глазом специальных плоских изображений (кадров). Вместе такие кадры для левого и правого глаза составляют стереопару. Существует целый ряд методов изготовления стереопар и их последующего воспроизведения для получения стереоскопического эффекта. Термины раздела «стереоскопия» приведены в DIN 4531, В1. 1. Подробное изложение стереоскопических методов дано в [1.33].

На рис. 6.25 штриховкой отмечен пространственный предмет O, P, Q . Точка O расположена немного ближе, а точка P немного дальше от глазного базиса b_A (среднее значение 65 мм). Отрезок OP отображается на сетчатке каждого из глаз различными изображениями отрезка, т. е. на сетчатках получается два немного различных изображения. Перпендикулярно плоскости рисунка проведем вертикальную плоскость. Эта плоскость параллельна главному базису и находится от него на расстоянии a . Спроецируем на данную плоскость отрезок OP . Пусть в первом случае центром проекции является зрачок левого глаза, а во втором случае центром проекции является зрачок правого глаза. Тогда в первом случае проекцией отрезка OP будет отрезок $O'_1P'_1$, а во втором случае — отрезок $O'_2P'_2$, который немного отличается от отрезка $O'_1P'_1$.

Пусть пространственному (объемному) предмету O, P, Q соответствует стереопара, левый и правый кадры которой содержат отрезки $O'_1P'_1$ и $O'_2P'_2$. Если разместить кадры этой стереопары на расстоянии a перед глазами (см. рис. 6.25), то при

Рис. 6.25. Наблюдение пространственного предмета двумя глазами. r , l — правый и левый глаза. Отрезки $O_r P_r'$ и $O_l P_l'$ являются на соответствующих кадрах стереопары изображениями отрезка предмета OP .



рассматривании кадров стереопары формируется пространственный образ (стереоскопическое изображение). Данное стереоскопическое изображение возникает из-за различий в изображениях на левом и правом кадрах стереопары. Для количественного описания данных различий используют стереоскопический параллакс p . Для уже рассмотренных точек O и P параллакс равен:

$$p = O_r P_r' - O_l P_l'; \quad p = P_r' P_r' - O_l' O_l'. \quad (6.22)$$

Если протяженность предмета в глубину a , гораздо меньше, чем расстояние a_0 , то стереоскопический параллакс равен

$$p \approx \frac{b_A}{a_0} \cdot a_t \cdot a. \quad (6.23)$$

Так как стереоскопический параллакс определяет точность оценки расстояния до точек предмета, то:

При заданной протяженности предмета в глубину a , восприятие глубины увеличивается при удлинении базиса b_A . Точность оценки расстояния до точек предмета убывает пропорционально квадрату расстояния a_0 .

Одним из достаточно часто используемых методов изготовления стереопар является фотографическая стереосъемка. Стереопары, которые соответствуют простым телам, могут быть также вычерчены. Это возможно даже в том случае, когда пространственное тело физически не существует. Возможен также синтез стереопар методами компьютерной графики.

При фотографической стереосъемке неподвижных объектов можно одной обычной фотокамерой сделать поочередно два снимка. При этом камера между двумя снимками смещается в поперечном направлении (например, с помощью специальных направляющих) на расстояние глазного базиса b_A . Конечно, также можно вести съемку с базисом $b > b_A$. Прежде всего это используется при аэрофотосъемке, где базис b соответствует расстоянию между двумя точками съемки. Высота полета эквивалентна в этом случае отрезку a_0 . При стереоскопической съемке подвижных объектов оба снимка необходимо делать одновременно. Это возможно при использовании стереонасадки, которая помещается перед объективом камеры (рис. 6.26). Другой способ стереосъемки предполагает использование раstra из цилиндрических линз, который располагается перед фотоматериалом, и специальной насадки, устанавливаемой перед объективом. При этом каждый кадр стереопары разбивается на узкие полоски. На фотоматериале эти полоски расположены параллельными рядами таким образом, что между двумя смежными полосками одного кадра стереопары находится полоска другого кадра стереопары. Использование камеры с двумя объективами и с двумя одновременно спускаемыми затворами дает возможность получить стереопару одним из самых простых способов.

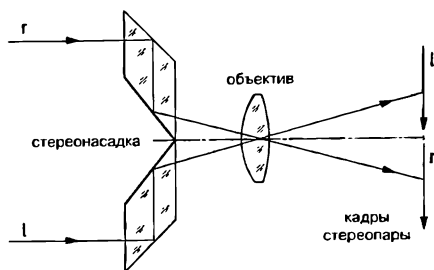


Рис 6.26. Использование стереонасадки.

В стереофотограмметрических камерах особенно длинный базис b обеспечивается размещением на концах базисной трубы двух одинаковых камер. Экспонирование кадров осуществляется одновременно при одинаковых настройках камер.

Следует отметить, что возникающий при рассматривании кадров стереопары пространственный образ соответствует такому же положению пространственного предмета, которое этот предмет занимал при стереосъемке.

Пространственный образ возникает только тогда, когда каждый глаз рассматривает только один кадр стереопары. Поэтому для воспроизведения стереопары необходимо использовать один из методов сепарации (разделения) изображений²⁷.

1. Кадры стереопары расположены в пространстве раздельно (чаще всего рядом) и рассматриваются каждый своим глазом через оптическую систему прибора, который носит название «стереоскоп» (размеры смонтированных кадров стереопары указаны в DIN 4531, Bl. 2.).

2. Кадры стереопары, разделенные на узкие полоски и совмещенные в единой плоскости, наблюдаются через линзовый растр.

3. Пространственно совмещенные изображения кадров стереопары различаются цветом. Для раздельного наблюдения кадров стереопары используются очки со светофильтрами (анаглифический метод).

4. Пространственно совмещенные изображения кадров стереопары различаются направлением поляризации. Для раздельного наблюдения кадров стереопары используются очки с поляризационными фильтрами.

При воспроизведении стереопары методом линзового растра необходимо, чтобы оба кадра стереопары были разделены на узкие параллельные полоски, которые находятся на единой плоскости в виде последовательности $r\ l\ r\ l\ r\ l\ \dots$, где r — полоска правого кадра стереопары, l — полоска левого кадра стереопары (рис. 6.27, а). Перед плоскостью с полосками расположен растр из цилиндрических линз. Так как полоски левого и правого кадров совмещены с фокальными плоскостями линз растра, то обе полоски левого и правого кадров стереопары проецируются в двух различных направлениях. Эти направления соответствуют положению глаз наблюдателя. Если наблюдатель расположен таким образом, что его глазной базис параллелен полоскам кадров стереопары, то стереоскопический эффект не возникает; изображение воспринимается наблюдателем как плоское. Метод линзового растра позволяет воссоздать пространственный образ объекта с умеренным качеством;

²⁷ В этой книге не упомянут эклипсный метод. В этом методе используется временная фильтрация (поочередное рассматривание) правого и левого кадров стереопары. Правый и левый кадр в чередующемся порядке проецируются на экран, и вместе с этим синхронно перед правым и левым глазом открываются и закрываются заслонки в очках, через которые зритель поочередно видит правым глазом правый кадр стереопары, левым глазом — левый кадр. За последние годы этот метод довольно часто используется в компьютерных устройствах стереоскопических изображений. (Прим. пер.)

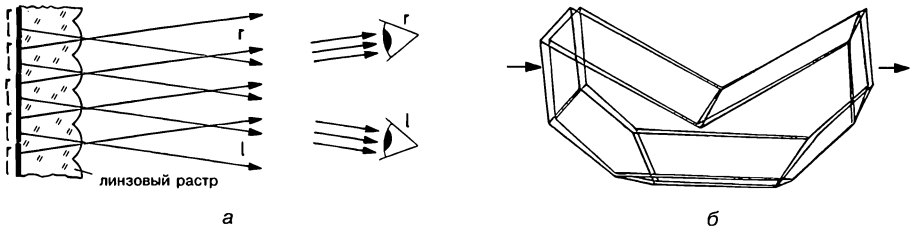


Рис. 6.27. а — воспроизведение стереопары методом линзового растра; б — два совмещенных кадра стереопары (соответствуют пространственному объекту в виде системы призм), которые предназначены для рассматривания по анаглифическому методу [1.4].

наблюдение ведется непосредственно глазом (без использования специальных очков для сепарации кадров стереопары). Дешевые линзовые растры изготавливаются прессованием из пластмассы. Кадры стереопары могут быть выполнены в естественных цветах.

Анаглифический метод воспроизведения (DIN 6170, Вл. 1) требует, чтобы кадры стереопары были различного цвета²⁸ (красный и зеленый/синий). Кадры могут быть вычерчены или напечатаны в этих цветах на одном плоском оригинале (рис. 6.27, б). Также два черно-белых кадра стереопары могут проецироваться на плоский экран двумя проекторами, перед которыми установлены красный и синий светофильтры. Совмещенные на одной поверхности кадры стереопары рассматриваются наблюдателем через очки со светофильтрами: синим (перед правым глазом) и красным (перед левым глазом). В зависимости от освещения заднего плана (фона) возможны следующие разновидности анаглифных изображений.

1) Положительные анаглифные изображения

Окрашенные в разные цвета оба кадра стереопары совмещаются на одном светлом оригинале (белой бумаге) или экране (см. рис. 6.27, б). При рассматривании кадров стереопары пространственный образ должен выделяться темным на светлом фоне. Для этого необходимо, чтобы идущий от смежного кадра стереопары свет поглощался соответствующим светофильтром очков наблюдателя. Таким образом, для правой стороны изображение должно быть красным, а светофильтр — синим. Синее изображение (левый кадр стереопары) не будет видно через синий фильтр, так как в этом случае оно сливается с синим фоном.

2) Отрицательные анаглифные изображения

Окрашенные в разные цвета оба кадра стереопары рассматриваются на темном заднем фоне (например, при проекции двух отдельных слайдов). При рассматривании кадров стереопары пространственный образ должен выделяться светлым на темном фоне. Поэтому правой стороне соответствует синее изображение и синий фильтр. Красное изображение (левый кадр стереопары) не будет видно через синий светофильтр, поэтому оно сливается с темным фоном.

Поляризационный метод воспроизведения наиболее часто используется при проекции кадров стереопары на экран. В отличие от анаглифического метода се-

²⁸ Существуют способы формирования анаглифного изображения, которые позволяют частично и даже почти полностью сохранить оригинальные цвета исходной стереопары. Однако если в исходных изображениях присутствуют ярко-красные или ярко-синие (зеленые) объекты, то на цветном анаглифе это может нарушить разделение стереопары. В результате эти объекты будут нарушать комфортность просмотра. (Прим. пер.)

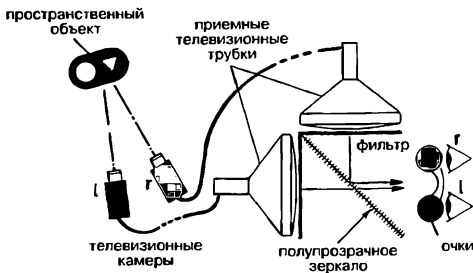


Рис. 6.28. Телевизионная передача стереоскопических изображений. Для совмещения кадров стереопары используется полупрозрачное зеркало. Сепарация изображений осуществляется анаглифическим или поляризационным методом.

парация кадров стереопары с помощью поляризации позволяет воспроизводить цветные пространственные образы. Оба кадра стереопары проецируются двумя проекторами на один экран. При этом перед каждым проектором установлен поляризационный светофильтр. Направления плоскостей поляризации светофильтров взаимноперпендикулярны. Наблюдатель рассматривает экран через очки с поляризационными светофильтрами, плоскости поляризации которых также взаимноперпендикулярны. Через правый поляризационный светофильтр проходит свет от правого кадра стереопары, а свет левого кадра стереопары поглощается. Для того чтобы избежать деполяризации света, экран должен быть металлизированным (белая диффузорная поверхность в качестве экрана непригодна).

Для телевизионной передачи стереоскопических изображений принципиально возможно использовать анаглифический метод и метод линзового раstra. На рис. 6.28 показана простая двухэкранная установка стереоскопического телевидения для отображения не очень протяженных объектов (например, опытное лабораторное устройство). Перед телевизионными экранами размещены цветные или поляризационные светофильтры. Оба кадра стереопары совмещаются полупрозрачным зеркалом и наблюдаются через очки с цветными (или поляризационными) светофильтрами.

«Настоящее» трехмерное воспроизведение пространственного объекта, когда при изменении положения точки наблюдения можно видеть изображение в другом ракурсе, удается осуществить только с помощью голографии (см. разд. 7.7).

6.5. Лупы и окуляры

Лупы используются при наблюдении глазом мелких предметов, расположенных на близком расстоянии. Если реальный предмет необходимо рассматривать под максимально большим углом зрения, то глаз должен быть расположен от предмета на малом расстоянии. Однако если это расстояние меньше, чем расстояние до ближней точки ясного зрения, то предмет будет виден не резко. Это связано с тем, что глаз не может аккомодировать на расстояния меньше, чем дистанция до ближней точки ясного зрения. Оптическая сила лупы дополняет оптическую силу глаза, поэтому близкорасположенный предмет можно видеть резко. В этом смысле лупа действует аналогично очкам, которые предназначены для коррекции дальновзоркости.

Виды луп, их оптические параметры и стандартные значения увеличений приведены²⁹ в DIN 58383. В узком смысле лупами называются линзы и системы линз, видимое увеличение которых больше или равно трем³⁰. При рассматривании близкорасположенных предметов такие лупы располагают на незначительном расстоянии от глаза. Если видимое увеличение лупы меньше трех, то такая лупа называется увеличительным стеклом³¹. Окуляром называют тот компонент оптической

²⁹ См. ГОСТ 25706—83 «Лупы. Типы, основные параметры. Общие технические требования».

³⁰ Современные лупы имеют увеличение до 20^x. (Прим. редакции)

³¹ Для обозначения таких луп в немецкой терминологии используется термин «Leseglas», буквально — «стекло для чтения». (Прим. пер.)

системы (зрительной трубы, микроскопа и т. п.), который обращен к глазу наблюдателя и предназначен для рассматривания действительного промежуточного изображения, созданного объективом или объективом совместно с оборачивающей системой. Фактически окуляр представляет собой лупу, специально предназначенную для рассматривания действительного промежуточного изображения. Чаще всего окуляр состоит из двух или большего числа линз. Двухкомпонентные системы типа телескопической лупы здесь не рассматриваются.

6.5.1. Увеличение и виды конструкций луп

Так как отрезок предмета у необходимо рассматривать под возможно большим углом зрения, то предмет должен быть расположен как можно ближе к глазу.

При этом лупа создает мнимое изображение предмета на таком удалении от глаза, на которое глаз еще может аккомодировать. Увеличение лупы рассчитывается по формуле (6.1). Если предмет рассматривается без лупы, то $\text{tg } w = -y/a_s$, где $a_s = -250$ мм — расстояние наилучшего зрения. Если рассматривается мнимое изображение, которое создает лупа, то согласно рис. 6.29:

$$\text{tg } w' = y' / (e - a'_L).$$

Тогда в соответствии с формулой (6.1) увеличение лупы равно:

$$\Gamma' = -\frac{y'}{y} \cdot \frac{a_s}{e - a'_L}. \tag{6.24}$$

В последней формуле y'/y представляет собой линейное увеличение β' , которое вычисляется согласно выражению (1.16). Следовательно, в самом общем случае увеличение лупы равно

$$\Gamma' = -\frac{(f' - a'_L) \cdot a_s}{(e - a'_L) \cdot f'}, \tag{6.25}$$

где f' — фокусное расстояние лупы; a'_L — расстояние от лупы до мнимого изображения; e — расстояние между лупой и глазом; a_s — расстояние наилучшего зрения.

Увеличение лупы не является постоянным, так как оно зависит от условий наблюдения (от a'_L , e). Рассмотрим следующие особенно важные частные случаи.

1. Глаз аккомодирован на бесконечность, т. е. $a'_L = \infty$; e может быть любым. В этом случае предмет расположен в фокальной плоскости \bar{F} лупы. Увеличение лупы равно:

$$\Gamma'_L = -\frac{a_s}{f'}. \tag{6.26}$$

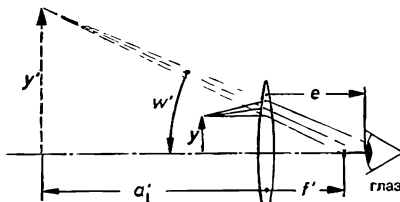


Рис. 6.29. К определению видимого увеличения лупы.

Данное увеличение лупы указывают в качестве оптического параметра для луп и окуляров с угловым увеличением, большим или равным трем. Пример: лупа с $f' = 62,5$ мм обладает увеличением $\Gamma'_L = 4$.

2. Нормальный глаз ($a_R = \infty$) аккомодирован на расстояние наилучшего зрения a_s . Тогда $a'_L - e = a_s$ (ср. рис. 6.29). Из выражения (6.25) следует, что увеличение лупы при аккомодации глаза на расстояние наилучшего зрения равно:

$$\Gamma' = 1 - \frac{a_s + e}{f'}. \quad (6.27)$$

Данная формула используется, когда фокусное расстояние лупы большое (увеличительные стекла). Если $e \approx 0$ (глаз расположен вплотную к лупе), то формула (6.27) примет вид $\Gamma' = 1 - a_s/f'$. Такое значение указывается в качестве оптического параметра для увеличительных стекол.

Пример

При подстановке в формулу (6.26) $f' = 250$ мм (увеличительное стекло) увеличение получается равным $\Gamma'_L = 1$. Однако это не совпадает с тем впечатлением, которое возникает при использовании данного увеличительного стекла. Уравнение (6.27) при $e = 100$ мм и $e = 0$ дает значения $\Gamma' = 1,6$ и $\Gamma' = 2$ соответственно.

Выполнить требования к абберационной коррекции для луп тем сложнее, чем выше увеличение и чем одновременно больше диаметр лупы.

Простые лупы (увеличительные стекла) представляют собой одиночную плоско- или двояковыпуклую линзу; одиночная асферическая линза при большом поле может быть использована до средних значений увеличения (примерно $\Gamma'_L = 5^\times$). Ахроматические лупы из двух склеенных линз можно использовать для больших значений увеличения (до 16^\times) только при малом поле. Чаще всего используются апланатические лупы, у которых кроме сферической абберации также часто исправлены хроматические абберации. Конструкция апланатических луп может быть очень различной; обычно эти лупы состоят из двух или трех линз. Так как в анастигматических лупах исправлен астигматизм, то лупы этого типа обладают большими полями зрения при высоких увеличениях. Анастигматические лупы могут состоять из четырех линз.

В качестве измерительных луп используются апланатические лупы с увеличением $\Gamma'_L = 6-10^\times$. Линзы этих луп закреплены на специальной подставке, в основании которой расположена шкала в форме лезвия. В другом варианте измерительной лупы в основании подставки устанавливается одна из сменных стеклянных пластин. В комплект такой лупы входят пластины с нанесенными на них шкалами, сетками, шаблонами углов, радиусов и т. д. Шкала, сетка или шаблон непосредственно накладываются на поверхность предмета. Если диафрагма находится в фокальной плоскости F' , то можно исключить ошибки измерения, обусловленные незначительной разностью расстояний между поверхностью предмета и шкалой. Данная схема соответствует телецентрической измерительной лупе (см. разд. 3.2). Глаз в этом случае расположен вблизи диафрагмы. В разд. 8.4 описано использование измерительной лупы при определении параметров зрачков оптической системы.

6.5.2. Окуляры

В данном разделе будут рассмотрены только несколько основных параметров окуляров, так как остальные параметры должны быть согласованы с оптической системой, в которой применяется данный окуляр (например, зрительной трубой или

микроскопом). Окуляр представляет собой лупу, специально предназначенную для рассматривания действительного промежуточного изображения в оптических системах. Так же как и у лупы, основной оптической характеристикой окуляра является видимое увеличение. Оно рассчитывается по формуле (6.26). Пример: при фокусном расстоянии окуляра $f'_{\text{ок}} = 31,25$ мм увеличение окуляра равно $\Gamma'_i = 8\times$; данный окуляр имеет маркировку «8×».

Простейшие окуляры Гюйгенса (рис. 6.30, а) и Рамсдена (рис. 6.30, б) состоят из двух линз. Непосредственно перед глазом наблюдателя расположена глазная линза. Вблизи плоскости промежуточного изображения, которое создает объектив (зрительной трубы или микроскопа), находится коллективная (полевая) линза. Считают, что коллективная линза входит в состав оптической системы окуляра. Коллективная линза согласует положение выходного зрачка объектива и входного зрачка глазной линзы окуляра (см. разд. 4.3). Чтобы наблюдаемое изображение было резко ограничено, в плоскости промежуточного изображения устанавливается полевая диафрагма. Также в плоскости промежуточного изображения могут быть размещены сетки и шкалы. Поэтому коллективная линза должна быть смещена относительно плоскости промежуточного изображения. При этом возможны две схемы построения окуляров. В окуляре Гюйгенса (рис. 6.30, а) промежуточное изображение находится между коллективной и глазной линзами; пластина со шкалой или сеткой входит в состав окуляра и заменяется обычно вместе с ним. В окуляре Рамсдена (рис. 6.30, б) промежуточное изображение лежит перед полевой линзой; диафрагма и пластина со шкалой или сеткой легко доступны, и могут быть заменены независимо от окуляра.

Одной из характеристик окуляра является диаметр $2y'$ наблюдаемой в окуляре части плоскости промежуточного изображения («линейное поле окуляра»), создаваемого объективом. Очевидно, что для окуляра Рамсдена $2y' = D$, где D — диаметр полевой диафрагмы. Диаметр линейного поля в окуляре Гюйгенса равен

$$2y' = D \cdot \frac{f'_{\text{ок}}}{f'_{(2)}}, \quad (6.28)$$

где $f'_{\text{ок}}$ — фокусное расстояние окуляра; $f'_{(2)}$ — фокусное расстояние глазной линзы. Так как в этом случае в создании действительного промежуточного изображения участвует полевая линза, то на рис. 6.30, а диаметр полевой диафрагмы несколько меньше, чем соответствующий ему диаметр $2y'$ промежуточного изображения, кото-

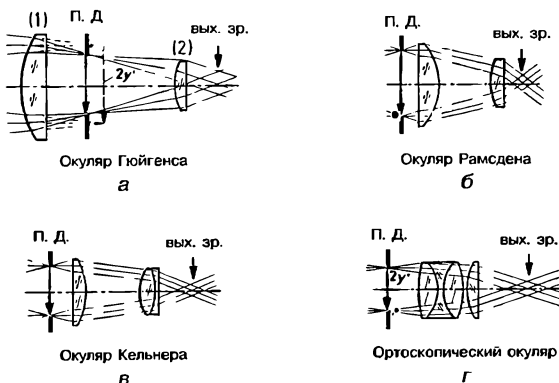


Рис. 6.30. Виды схем окуляров

рое создает объектив. Это также необходимо учитывать при проведении измерений, когда шкала с делениями находится в плоскости полевой диафрагмы. Обозреваемый глазом полевой угол $2w'$ в пространстве изображений находится из уравнения

$$\operatorname{tg} w' = \frac{y'}{f'_{0x}}, \quad (6.29)$$

где y' — радиус промежуточного изображения, создаваемого объективом.

Окуляр как система в целом также должен обеспечить согласование зрачков объектива и глаза наблюдателя. Во избежание срезания поля окуляр должен проецировать выходной зрачок объектива в зрачок глаза наблюдателя. При решении этой задачи окуляр выполняет роль коллектива! Тогда выходной зрачок всей оптической системы (например, зрительной трубы, микроскопа) должен лежать за окуляром в хорошо доступном для глаза месте. Однако это условие нельзя выполнить, если используется отрицательный окуляр [как в зрительной трубе Галилея (см. разд. 6.6.2)].

При наблюдении через окуляр на качество изображения существенно влияет состояние аберрационной коррекции окуляра вне зависимости от вида его оптической схемы. Очень часто аберрации объектива стремятся компенсировать аберрациями окуляра. Наименование «компенсационный окуляр» используется для всех окуляров, которые компенсируют хроматизм увеличения объектива.

В тех случаях, когда окуляр используется совместно с ахроматическим объективом, целесообразно полностью исправить хроматизм увеличения в окуляре. В соответствии с уравнением (2.59) этого можно достичь уже в простых окулярах Гюйгенса и Рамсдена. Следует принять во внимание, что точно условие (2.59) выполняется только тогда, когда расстояние от окуляра до объектива больше, чем фокусное расстояние окуляра.

При расчете окуляра Гюйгенса обычно принимают $f'_{(1)} \approx 2f'_{(2)}$, где индексы (1) и (2) указывают на коллективную и глазную линзы соответственно. Тогда $e = 1,5f'_{(2)}$. Наоборот, при расчете окуляра Рамсдена принимают $f'_{(1)} = f'_{(2)}$. Чтобы промежуточное изображение в окуляре Рамсдена лежало перед полевой линзой, обеспечивают выполнение условия $e < f'_{(2)}$.

Дальнейшим развитием окуляра Рамсдена является окуляр Кельнера (рис. 6.30, в). В окуляре Кельнера вместо одиночной глазной линзы используется двухлинзовый склеенный компонент. За счет этого обеспечивается лучшая коррекция аберраций. В ортоскопическом окуляре (рис. 6.30, г) нет четко выделенных глазных и полевых линз. Так как этот окуляр обладает незначительной дисторсией, то он используется при проведении измерений. Существуют более сложные схемы окуляров с шестью или большим числом линз. В этих окулярах достигается высокий уровень коррекции аберраций при большом поле.

Пример

Расчитать окуляр Гюйгенса с увеличением $8\times$. Обе линзы принять тонкими и изготовленными из одного стекла. Входной зрачок (оправа объектива зрительной трубы) должен лежать на расстоянии 500 мм перед фокальной точкой окуляра \bar{F} .

Найти:

- фокусные расстояния обеих линз окуляра и расстояние e ;
- положение фокальных и главных точек окуляра;
- положение плоскости промежуточного изображения, в которой должна размещаться полевая диафрагма;
- расстояние между глазной линзой окуляра и выходным зрачком.

Решение:

а) При $\Gamma'_L = 8\times$ фокусное расстояние всего окуляра должно быть равно $f' = 31,25$ мм. При выполнении в окуляре Гюйгенса условий: $f'_{(1)} \approx 2f'_{(2)}$, $e = 1,5f'_{(2)}$ (см. выше) и с учетом выражения (2.32) получается $f'_{(1)} = 46,8$ мм, $f'_{(2)} = 23,4$ мм, $e = 35,1$ мм.

б) Из выражения (2.33) следует: $H_{(1)}H = 2f'_{(2)}$, $H'_{(2)}H' = -f'_{(2)}$. Так как значения фокусных расстояний известны, то известны и положения фокальных и главных точек окуляра.

в) Так как изображение находится в бесконечности, то плоскость промежуточного изображения совпадает с $\bar{F}_{(2)}$!

г) Так как для окуляра $a = -531,25$ мм (положение входного зрачка перед главной точкой H окуляра), то из уравнения (1.14) следует $a' = 33,3$ мм. При этом выходной зрачок находится на расстоянии $a' - f'_{(2)} \approx 2$ мм за глазной линзой, что делает выходной зрачок плохо доступным для глаза. При отступлении от условия $f'_{(1)} \approx 2f'_{(2)}$ можно обеспечить более удобное положение выходного зрачка.

6.6. Зрительные трубы

Зрительные трубы предназначены для рассматривания удаленных предметов, к которым по различным причинам наблюдатель не может приблизиться достаточно близко³². Хотя объектив зрительной трубы формирует сильно уменьшенное изображение наблюдаемого предмета ($f'_{об} \ll |a|$), однако через окуляр это изображение рассматривается под большим углом зрения, чем при наблюдении этого же предмета без использования зрительной трубы.

В DIN 58385 дан обзор видов и указаны названия зрительных труб в зависимости от их назначения и характеристик. В зависимости от назначения зрительные трубы можно разделить на следующие основные группы:

- 1) зрительные трубы для наблюдения объектов на поверхности Земли («земные зрительные трубы»);
- 2) зрительные трубы для наблюдения астрономических объектов («астрономические телескопы»);
- 3) зрительные трубы, предназначенные для проведения измерений.

Оптические параметры зрительных труб, которые используются для наблюдения и контроля, приведены в DIN 58386. Методы измерения этих параметров указаны в DIN 58388.

6.6.1. Схема и основные характеристики

На рис. 6.31 показаны основные схемы зрительных труб с положительным или отрицательным окулярами. Во всех случаях исходная схема является афокальной, т. е. при бесконечно удаленном предмете ($a = \infty$) изображение также будет бесконечно удаленным ($a' = \infty$). Глаз наблюдателя при этом должен быть аккомодирован на бесконечность. Для того чтобы система была афокальной, необходимо выпол-

³² В отечественной практике оптические приборы, предназначенные для наблюдения глазом удаленных предметов, называют телескопическими системами (от греч. tele — вдаль, далеко + греч. scoreo — смотрю), а название «зрительная труба» относится к одной из разновидностей телескопических систем. Отечественный стандарт ГОСТ Р 50701-94 «Приборы наблюдательные телескопические. Термины и определения». (Прим. пер.)

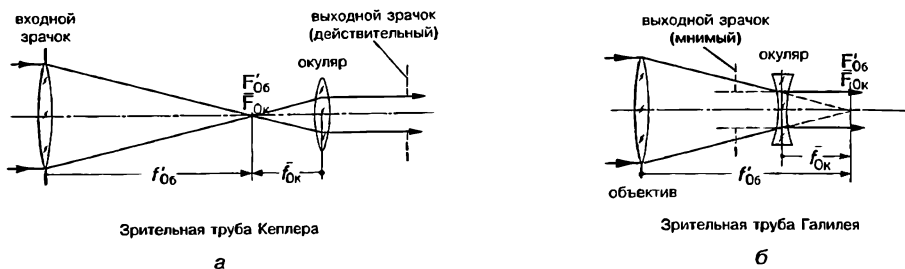


Рис. 6.31. Схемы линзовых зрительных труб. Красным цветом показан ход лучей, которые исходят из осевой точки бесконечно удаленного предмета.

нить условие $F'_{06} = \bar{F}_{0к}$, которое также можно записать в виде $e = f'_{06} + f'_{0к}$, где e — расстояние между задней главной плоскостью объектива и передней главной плоскостью окуляра. Плоскостью предмета для окуляра является плоскость изображения объектива. В случае положительного окуляра промежуточное изображение, которое создает объектив, действительное, а в случае отрицательного окуляра — мнимое. В качестве объектива часто используется простой ахромат. Основные типы положительных окуляров показаны на рис. 6.30. Перефокусировка на близко расположенные предметы³³ осуществляется за счет увеличения расстояния «объектив—окуляр» (выдвижением тубуса) или, как это имеет место в трубах с внутренней фокусировкой, за счет перемещения фокусирующей линзы (см. разд. 6.6.5). В зависимости от обстоятельств предмет может считаться «бесконечно удаленным», если $|a| > 100f'_{06} \dots 1000f'_{06}$.

Видимое увеличение зрительной трубы $\Gamma'_{зр. тр}$ равно произведению видимых увеличений объектива и окуляра. Видимое увеличение объектива Γ'_{06} определяется при подстановке $f'_{(1)} = f'_{06}$, $\beta'_{(2)} = 1$ в формулу (6.2):

$$\Gamma'_{06} = \frac{f'_{06} \cdot a}{(a + f'_{06}) \cdot a_A}, \quad (6.30)$$

т. е. находится отношение тангенса угла w (непосредственное наблюдении предмета с расстояния a) и тангенса угла w' (наблюдение изображения, которое формирует объектив зрительной трубы с расстояния a_A). Так как изображение, которое формирует объектив зрительной трубы, рассматривается с близкого расстояния, то $a_A = a_s$. Видимое увеличение окуляра находится по формуле (6.26): $\Gamma'_{0к} = -a_s / f'_{0к}$.

Тогда видимое увеличение зрительной трубы равно $\Gamma'_{зр. тр.} = \Gamma'_{06} / \Gamma'_{0к}$ или:

$$\Gamma'_{зр. тр.} = -\frac{f'_{06}}{f'_{0к}} \cdot \frac{a}{a + f'_{06}}. \quad (6.31)$$

При $a = \infty$ (на практике $|a| \gg f'_{06}$) из последней формулы следует

$$\Gamma'_{зр. тр. \infty} = -\frac{f'_{06}}{f'_{0к}}, \quad (6.32)$$

³³ Целью такой перефокусировки является совмещение плоскости промежуточного изображения с передней фокальной плоскостью окуляра, где располагаются полевая диафрагма, сетка, шкала и т. д. При этом окуляр создает бесконечно удаленное изображение наблюдаемого предмета, соответственно, глаз наблюдателя аккомодирован на «бесконечность». (Прим. пер.)

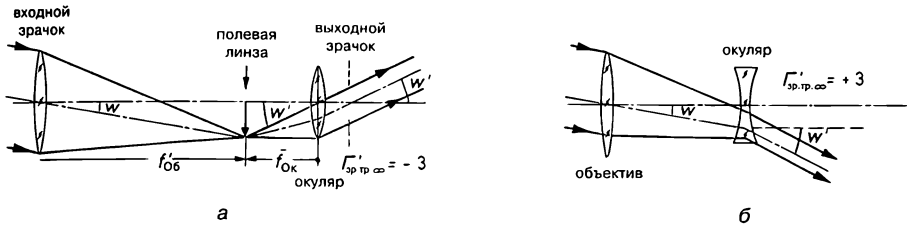


Рис. 6.32. Увеличение угловых размеров бесконечно удаленного предмета, который наблюдается через зрительную трубу. Красным цветом показан ход лучей, которые исходят из внеосевой точки бесконечно удаленного предмета.

где $\Gamma'_{зр. тр. \infty}$ — видимое увеличение зрительной трубы при наблюдении бесконечно удаленного предмета. Знак «минус» в последней формуле указывает на то, что при $f'_{ок} > 0$ (положительный окуляр) изображение будет перевернутым. На рис. 6.32 в зрительных трубах Кеплера (а) и Галилея (б) показан ход лучей, которые исходят из внеосевой точки бесконечно удаленного предмета. На рис. 6.32 зрительные трубы выставлены (сфокусированы) на «бесконечность» и являются афокальными системами.

Чаще всего роль входного зрачка выполняет оправа объектива. Положительный окуляр строит действительное изображение входного зрачка (выходной зрачок) за окуляром. В этом случае (см. рис. 6.31, а): $D_{вх. зр.} / f'_{об} = D_{вх. зр.} / \bar{f}_{ок}$. Следовательно, видимое увеличение зрительной трубы при ее установке на «бесконечность» можно представить в виде:

$$\Gamma'_{зр. тр. \infty} = \frac{D_{вх. зр.}}{D_{вых. зр.}} \tag{6.33}$$

При действительном промежуточном изображении $D_{вых. зр.} < 0!$ Формула (6.33) соответствует определению видимого увеличения зрительной трубы по DIN 58386. Это дает возможность использовать для измерения видимого увеличения зрительной трубы следующий метод: перед объективом устанавливается диафрагма с известным диаметром $D_{вх. зр.}$ и измеряется диаметр $D_{вых. зр.}$.

Для наблюдательных систем (например, полевой бинокль) в качестве самых важных параметров указываются $|\Gamma'_{зр. тр. \infty}|$ и $D_{вх. зр.}$. Например, обозначение «8 × 30» соответствует $|\Gamma'_{зр. тр. \infty}| = 8^{\times}$ и $D_{вх. зр.} = 30$ мм.

При незначительной освещенности (сумеречное зрение) распознаваемость деталей зависит от увеличения и диаметра зрачка. Поэтому для зрительных труб, которые предназначены для работы в сумерках, указывается сумеречное число Z :

$$Z = \sqrt{|\Gamma'_{зр. тр. \infty}| \cdot D_{вх. зр.}} \tag{6.34}$$

Значение $D_{вх. зр.}$ подставляется в формулу (6.34) в миллиметрах. Для рассмотренного выше примера (8 × 30) сумеречное число равно 15.5.

Как было показано в разд. 3.3, видимое поле системы может описываться угловым полем $2w$, или, что особенно наглядно диаметром поля на определенной дистанции, например 1000 м. Так понятию «поле предмета 120 м на дистанции 1000 м» соответствует $2w \approx 6,9^{\circ}$. В случае положительного окуляра резкое ограничение поля обеспечивает полевая диафрагма в плоскости промежуточного изображения (плоскость $F'_{об} = \bar{F}_{ок}$). Тогда угловое поле $2w$ рассчитывается по формуле $\text{tg} w = D_{п.д.} / (2f'_{об})$, где $D_{п.д.}$ — диаметр полевой диафрагмы.

Если две самосветящиеся точки предмета видны из центра входного зрачка зрительной трубы под углом $w \geq 138''/D_{\text{вх. зр.}}$ [мм], то согласно теории дифракции [формула (6.6), разд. 6.1.2] эти точки еще раздельно разрешаются объективом. Однако глаз может опознать их раздельно только в том случае, когда изображения этих точек расположены под углом $w' > 2'$ (рис. 4.23). Если для простоты и надежности принять $w' = 2,3' = 138''$, то для полного использования дифракционного предела разрешающей способности объектива видимое увеличение зрительной трубы должно быть равно $w/w' = D_{\text{вх. зр.}}$ [мм]. Следовательно, предел полезного увеличения равен

$$|G'_{\text{зр. тр.}}| = D_{\text{вх. зр.}} \text{ [мм]}. \quad (6.35)$$

При этом увеличении $D_{\text{вых. зр.}} = 1$ мм. Если видимое увеличение больше предельного значения, которое описывается выражением (6.35), то никакие более мелкие детали на изображении нельзя будет различить, так как эти детали не разрешаются объективом. Разумеется, что речь здесь идет только об оценке, которая, однако, позволяет установить предел полезного увеличения!

6.6.2. Наблюдательные зрительные трубы

В астрономических зрительных трубах (телескопах) допустимо перевернутое изображение. Поэтому обычно не предпринимается никаких специальных мер для получения в астрономических зрительных трубах прямого изображения наблюдаемого предмета. Типовой схемой астрономических зрительных труб является показанная на рис. 6.31, а схема зрительной трубы Келлера (с положительным окуляром). В качестве объектива чаще всего используется двухлинзовый ахромат, а при высоких требованиях к качеству изображения — трехлинзовый апохромат с диаметром входного зрачка вплоть до 1 м. Использование зеркальных объективов обеспечивает большие диаметры входного зрачка телескопа, так как задняя (не рабочая) поверхность зеркала дает возможность использовать специальные разгрузочные устройства, которые уменьшают весовые деформации рабочей поверхности зеркала. Кроме того, чисто зеркальные системы полностью свободны от хроматических аберраций.

Поверхности зеркал требуют более высокой точности обработки, чем поверхности линз. Форма поверхности зеркал также более чувствительна к изменениям температуры. Следовательно, для подложки зеркал необходимо использовать материал с особенно низким коэффициентом линейного расширения (см. разд. 2.1.1).

Изображение в земных зрительных трубах должно быть прямым. Для незначительных увеличений ($|G'_{\text{зр. тр.}}| = 2-3$) подходят зрительные трубы Галилея (рис. 6.31, б). Выходной зрачок в этих трубах является мнимым, что не позволяет совместить его со зрачком глаза. Поэтому при наблюдении в зрительную трубу Галилея имеет место эффект «замочной скважины»: поле зрения относительно мало и резко не ограничено. Самым важным преимуществом зрительной трубы Галилея является ее незначительная длина при простой схеме.

Прямое изображение можно также обеспечить при использовании системы оборачивающих призм (см. разд. 2.3.3). Призмённые оборачивающие системы используются в полевом бинокле. Хотя из-за большего пути в стекле призм длина хода луча увеличивается, ломаная оптическая ось позволяет сократить продольные габариты прибора.

Однако оптическая система прибора не всегда должна быть компактной. В ряде случаев (устройства для осмотра длинных труб, перископы) оптическая система прибора должна иметь достаточную длину. Для увеличения длины целесообразно использовать линзовые оборачивающие системы. Тогда за объективом, вблизи плоскости промежуточного изображения, находится полевая линза, далее располагается

линзовая оборачивающая система и окуляр с коллективной линзой. В большинстве случаев (но не всегда) линейное увеличение линзовой оборачивающей системы равно $\beta'_{0.c.} = -1$. В самом простом случае линзовая оборачивающая система представляет ахромат, специально рассчитанный для этого линейного увеличения. Если принять, что линзовая оборачивающая система состоит из тонких линз, то длина системы увеличивается примерно на $4f'_{0.c.}$, где $f'_{0.c.}$ — фокусное расстояние оборачивающей системы.

Плавное изменение видимого увеличения в зрительной трубе можно обеспечить в том случае, когда оборачивающая система разделена на два линзовых компонента (2) и (3) (см. рис. 6.19). На рис. 6.19 компонент (1) соответствует объективу зрительной трубы, а компонент (4) — линзам окуляра. Полевые линзы в плоскости промежуточного изображения на рис. 6.19 не показаны.

6.6.3. Коллиматоры и автоколлиматоры

В ходе контрольно-юстировочных работ требуется измерять углы между осями или поверхностями. Для этих целей можно совместно использовать коллиматор и зрительную трубу. Коллиматор (рис. 6.33, а) представляет собой проектор, в фокальной плоскости \bar{F} объектива $Об_K$ которого расположена сетка с подсвечиваемой маркой (например, перекрестием) M_K . Очевидно, что изображение марки M_K находится в «бесконечности».

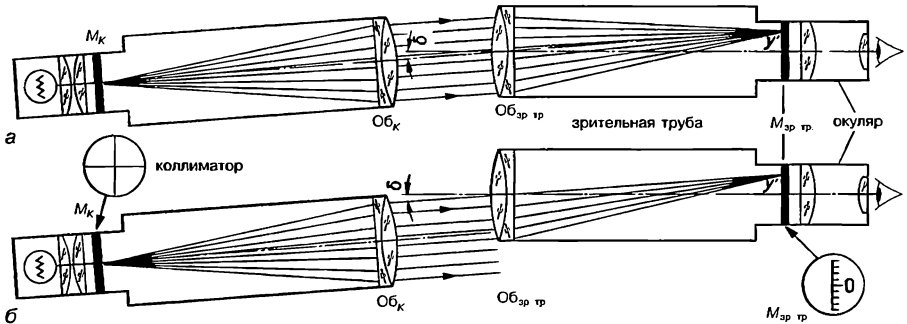


Рис. 6.33. Совместная работа коллиматора и зрительной трубы:

а — к измерению угла между визирными осями; б — параллельное смещение визирных осей: M_K — марка коллиматора, $M_{зр.тр.}$ — марка зрительной трубы.

Если напротив коллиматора расположить выставленную на «бесконечность» зрительную трубу, то в фокальной плоскости F' объектива зрительной трубы ($Об_{зр.тр.}$) находится M'_K — изображение марки M_K . Если в плоскости F' находится сетка с маркой зрительной трубы $M_{зр.тр.}$, то при наблюдении через окуляр M'_K (например, изображение перекрестия) и $M_{зр.тр.}$ (например, шкала) будут одновременно резко видны в одной плоскости (без параллакса). Тогда по расстоянию y' между центрами марок M'_K и $M_{зр.тр.}$ можно определить угол δ между визирной осью коллиматора и визирной осью зрительной трубы³⁴: $\delta = y' / f'_{Об}$ ($\delta \approx \text{tg} \delta$). При этом визирная ось коллиматора совпадает с лучом, который проходит через центр марки M_K (точка пере-

³⁴ Углом между двумя визирными осями в пространстве называют любой из углов, образованных двумя прямыми, проведенными из одной точки параллельно данным визирным осям. (Прим. пер.)

сечения линий перекрестия) и главную точку H объектива $Об_K$; аналогично визирная ось зрительной трубы определяется точками H' объектива $Об_{зр. тр.}$ и центром марки $M_{зр. тр.}$ (началом отсчета шкалы).

Если коллиматор сдвинуть в поперечном направлении таким образом, чтобы начальное и конечное положения его визирной оси были параллельны, то положение марки M'_K относительно марки $M_{зр. тр.}$ остается неизменным (рис. 6.33, б). Однако изображение марки коллиматора будет более темным, так как только часть выходящих из коллиматора пучков лучей попадает в зрительную трубу.

Параллельное смещение визирной оси коллиматора и/или параллельное смещение визирной оси зрительной трубы не оказывают влияния на результаты измерения угла.

Можно также расположить коллиматор и выставленную на бесконечность зрительную трубу рядом и напротив их объективов установить (примерно перпендикулярно к визирным осям) плоское зеркало. Если наклонить зеркало таким образом, что угол между начальным и конечным направлениями нормали зеркала будет равен $\Delta\epsilon$, то M'_K сместится относительно $M_{зр. тр.}$ на величину:

$$y' = f'_{Об} \cdot 2\Delta\epsilon, \quad (6.36)$$

где $f'_{Об}$ — фокусное расстояние объектива зрительной трубы.

На рис. 6.34, а показан прибор, в котором зрительная труба и коллиматор имеют один общий объектив. Такой оптический прибор, который совмещает функции зрительной трубы и коллиматора, носит название автоколлимационной зрительной трубы. В показанной на рис. 6.34, а автоколлимационной зрительной трубе визирные оси зрительной трубы и коллиматора не совпадают. На рис. 6.34, б показана

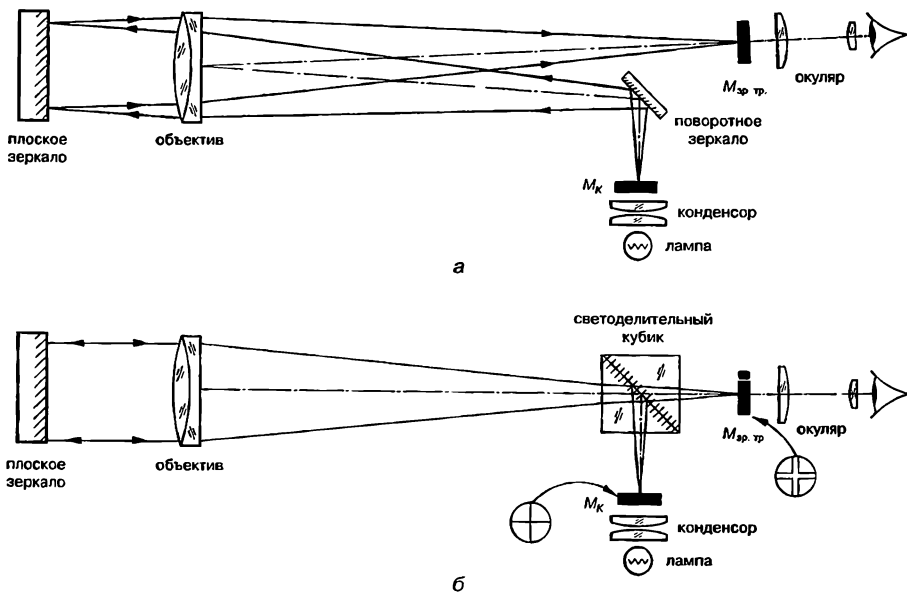


Рис. 6.34. Автоколлимационные зрительные трубы:

а — визирные оси не совпадают; б — со светоделительным кубиком.

автоколлимационная зрительная труба со светоделительным кубиком. Полупрозрачное покрытие, которое нанесено на гипотенузные грани призм, дает в этом случае возможность совместить визирные оси зрительной трубы и коллиматора.

Для решения большинства измерительных задач используется автоколлимационная зрительная труба (далее АКЗТ) со светоделительным кубиком. АКЗТ с несовпадающими визирными осями (рис. 6.34, а) имеет меньшее угловое поле, но более высокую освещенность и меньшее светорас рассеяние. Поэтому АКЗТ данного типа применяются при юстировке лазерных приборов и фотоэлектрических измерениях. С комбинацией коллиматор/зрительная труба или с АКЗТ может быть выполнено большое число видов измерений. Однако АКЗТ более удобна в использовании и дает [см. формулу (6.36)] удвоенную чувствительность по сравнению со схемой, которая показана на рис. 6.33.

Сетки с марками M_K и $M_{зр.тр.}$ должны быть согласованы друг с другом. Для юстировочных работ наиболее подходят перекрестие и двойной крест (рис. 6.34, б). Для угловых измерений целесообразно использовать перекрестие и шкалу. Если для данного фокусного расстояния объектива деления шкалы размечены в соответствии с формулой (6.36), то можно непосредственно считывать значение угла поворота $\Delta\varepsilon$. Для высокоточных угловых измерений необходимо использовать окуляр-микрометр. В этом случае марка $M_{зр.тр.}$ (двойной крест) перемещается микрометрическим винтом до совпадения ее с M_K (перекрестием). Две микрометрические кремальеры дают возможность вести измерения одновременно по двум координатам. Рассмотрим пример, в котором сравниваются диапазоны измерений и точности при использовании пластины с угловыми делениями и при использовании окуляр-микрометра.

В АКЗТ с $f'_{об} = 500$ мм используется шкала с ценой деления $\gamma' = 0,073$ мм, что по формуле (6.36) соответствует повороту нормали зеркала на $\Delta\varepsilon = 15''$. Отсчет можно вести с точностью до 0,2 деления шкалы ($3''$). Если шкала имеет 30 интервалов по обе стороны от начала отсчета, то диапазон измерений равен $\pm 7,5'$ по отношению к номинальному положению (зеркало перпендикулярно оси АКЗТ). Если ту же самую шкалу установить в АКЗТ с $f'_{об} = 250$ мм, то точность отсчета уменьшится в два раза, а диапазон измерений увеличится до $\pm 15'$.

Пусть в зрительной трубе с $f'_{об} = 500$ мм установлен окуляр-микрометр с диапазоном измерений линейных величин $\pm 1,5$ мм; минимальное значение интервала шкалы линейных перемещений этого микрометра равно 5 мкм. Это минимальное значение интервала шкалы соответствует $\Delta\varepsilon = 1,03''$. Точность отсчета составит при этом примерно 0,2''. Диапазон измерений в этом случае равен $\pm 5'$. При примерно равных диапазонах измерений микрометр обеспечивает более высокую точность отсчета, чем шкала.

Из выражения (6.36) следует, что угловые смещения элемента конструкции с закрепленным на нем зеркалом могут быть измерены очень точно. Еще более высокую чувствительность обеспечивают измерения по схеме многократной автоколлимации (рис. 6.35, а). В этом случае пучок многократно отражается от подвижного зеркала и полупрозрачного неподвижного зеркала. Если в начальном положении зеркало было перпендикулярно визирной оси, то после поворота зеркала на угол ε отсчет по шкале АКЗТ соответствует значению $m \cdot \varepsilon$, где m — число отражений от подвижного зеркала.

При измерении клиновидности пластины α (рис. 6.35, б) используют два изображения марки, которые возникают при отражениях от передней и задней поверхностей пластины. Так как часть пучка дважды проходит через пластину, то необходимо учесть показатель преломления n' . Тогда $\alpha = \delta/2n'$, где угол δ равен угловому расстоянию между изображениями марок.

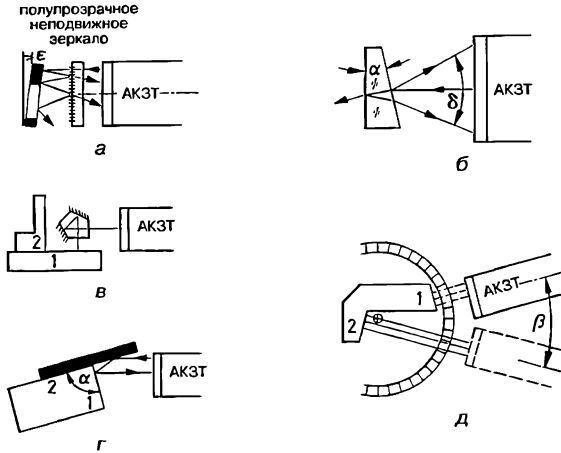


Рис. 6.35. Примеры использования автоколлимационной зрительной трубы:

a — многократная автоколлимация; *б* — измерения клиньев; *в, г* — контроль угла между поверхностями 1 и 2; *д* — измерение сколь угодно больших углов при использовании круговой шкалы (лимба).

При установке поверхностей 1 и 2 перпендикулярно друг к другу (рис. 6.35) сначала ось АКЗТ выставляется параллельно поверхности 1 с помощью очень точно изготовленной пентапризмы. Далее пентапризма снимается и выставляется поверхность 2. На рис. 6.35, *г* представлена схема для измерения угла в прямоугольном параллелепипеде без пентапризмы, но с использованием вспомогательного зеркала. Так как одна часть выходящего из АКЗТ коллимированного пучка отражается сначала от зеркала 1, а потом от зеркала 2, а другая часть этого же пучка отражается сначала от зеркала 2, а потом от зеркала 1, то наблюдаются два изображения марки M_k . Угловое расстояние между этими изображениями марок соответствует углу $2\Delta\alpha$, где $\Delta\alpha$ — отклонение угла в параллелепипеде от 90° . Только при $\alpha = 90^\circ$ ($\Delta\alpha = 0$) угольковое зеркало эквивалентно плоскому зеркалу; только в этом случае два изображения марки совмещаются в одно.

Для измерения сколь угодно больших углов между двумя поверхностями необходима круговая шкала (лимб), по которой можно снять значение угла поворота АКЗТ (рис. 6.35, *д*). Линия пересечения обоих измеряемых поверхностей (ребро клина) должно быть выставлено параллельно оси вращения АКЗТ. АКЗТ по очереди устанавливается перпендикулярно к обеим поверхностям (по автоколлимационному отражению от поверхности); по разности углов β двух положений АКЗТ находится угол $\alpha = 180^\circ - \beta$.

На рис. 6.36, *а* показана схема контроля профиля направляющих. Плоское зеркало закреплено на специальной подставке в виде мостика. Расстояние между опорными точками мостика (его базовая длина) равно b (например, $b = 100$ мм). Если мостик с зеркалом установить на направляющие, то отрезок, который соединяет опорные точки мостика, является хордой профиля направляющей. Угол $\Delta\epsilon$ между этой хордой и осью АКЗТ может быть найден по смещению автоколлимационного изображения марки M_k . Далее переставляют мостик с зеркалом вдоль направляющей на базовую длину b и снова определяют угол между хордой и осью АКЗТ. По результатам измерений строят профиль направляющих. Для этого все полученные при измерениях хорды соединяются своими концами в единую ломаную линию (на рис. 6.36, *а* график профиля направляющих сильно растянут по вертикали).

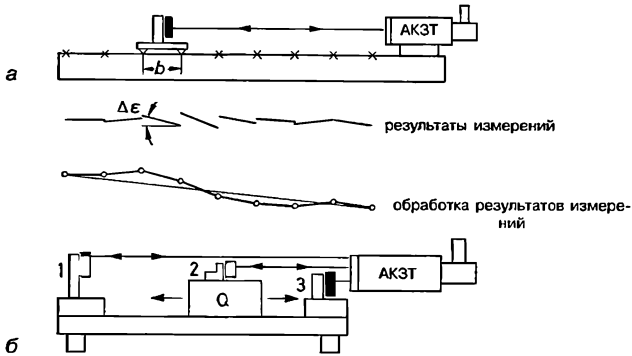


Рис. 6.36. *a* — контроль профиля направляющих; *б* — исследование прогиба направляющих в зависимости от перемещения груза Q .

Пример

Если $\Delta\varepsilon = 10''$ и $b = 100$ мм, то превышение двух соседних точек равно $\Delta h = \Delta\varepsilon \cdot b = 4,8$ мкм.

С ростом расстояния между АКЗТ и зеркалом положение M'_k остается неизменным по отношению к $M_{зр. тр.}$:

Точность методов контроля направления не зависит от расстояния между зеркалом и АКЗТ, аналогично тому, как это имело место при поперечных смещениях в системе коллиматор — зрительная труба.

Напротив, диапазон измерений наклонов зеркала $\Delta\varepsilon$ будет уменьшаться с увеличением расстояния между зеркалом и АКЗТ³⁵.

На рис 6.36, *б* показана схема для исследования прогиба направляющих в зависимости от перемещения груза. В данной схеме используются три автоколлимационных изображения марки M_k . Наклон зеркал 1 и 3, которые размещены на концах направляющих, дает информацию о деформации направляющих; зеркало 2 дополнительно показывает наклон каретки с грузом.

АКЗТ также используется во многих других схемах измерений.

6.6.4. Зрительная труба для контроля поперечных смещений

При точном монтаже деталей машин часто необходимо контролировать малые поперечные смещения с опорного направления. Если габариты деталей и расстояния не позволяют использовать измерительный микроскоп, то контроль ведут с помощью специальной зрительной трубы.

Контроль поперечных смещений наряду с контролем угловых смещений (разд. 6.6.3) представляет основную задачу технических измерений. Если при контроле угловых смещений зрительная труба выставляется на «бесконечность» и работает по бесконечно удаленному изображению марки, то зрительная труба для контроля поперечных смещений работает совместно с подсвеченной визирной маркой M_z , которая

³⁵ При заданном расстоянии между зеркалом и АКЗТ максимально допустимый наклон зеркала соответствует случаю, когда после отражения от зеркала только крайний луч пучка попадает в объектив АКЗТ. (Прим. пер.)

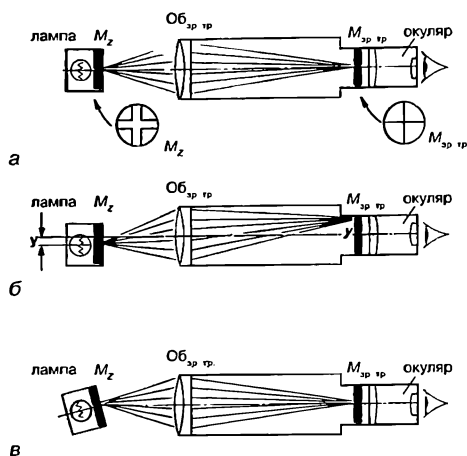


Рис. 6.37. Зрительная труба для контроля поперечных смещений и визирная марка M_z :

a — марка M_z находится на визирной оси зрительной трубы; b — марка M_z смещена с визирной оси; v — марка M_z находится на визирной оси зрительной трубы. Наклон визирной марки не изменяют положения изображения визирной марки.

расположена на конечном расстоянии (рис. 6.37, a). Тогда объектив зрительной трубы (Об_{зр.тр.}) формирует изображение M_z' визирной марки M_z в плоскости марки зрительной трубы $M_{зр.тр.}$. Увеличенные изображения обеих марок наблюдаются через окуляр. При поперечном смещении визирной марки на расстояние y (рис. 6.37, b) изображение визирной марки перемещается на y' относительно марки зрительной трубы $M_{зр.тр.}$. Небольшие наклоны визирной марки относительно ее центра не изменяют положения изображения визирной марки (рис. 6.37, v).

При измерениях с использованием зрительной трубы для контроля поперечных смещений наклон визирной марки не влияет на результаты измерений поперечных смещений.

Зрительная труба для контроля поперечных смещений аналогична линейке высокой точности. Пусть в обратном ходе лучей марка $M_{зр.тр.}$ проецируется на плоскость визирной марки M_z . Тогда визирная линия задана следующими двумя точками: центральной точкой марки $M_{зр.тр.}$ (например, точкой пересечения линий перекрестия) и сопряженной ей точкой изображения $M_{зр.тр.}'$ в плоскости визирной марки M_z .

Визирная линия может быть также задана как линия пересечения двух взаимноперпендикулярных плоскостей $H-H$ и $V-V$ (рис. 6.38, a). Благодаря этому устраняются ошибки, которые возникают при перефокусировке зрительной трубы на находящиеся на различном удалении визирные марки. В этом случае визирная марка M_z имеет вид «половины перекрестия» (угла со сторонами $O-X$, $O-Y$). Полупрозрачное зеркало T делит падающий пучок на две части. После отражений от «крыш» (I или II) полупрозрачное зеркало совмещает обе части пучка и направляет его вверх. Глаз видит два изображения марки M_z , которые расположены симметрично относительно линии визирования. Если точка O лежит точно на линии визирования, то два этих изображения дополняют друг друга до полного перекрестия (рис. 6.38, b). На рис. 6.38, $v-d$ показаны взаимные положения двух изображений марки M_z при различных поперечных смещениях с визирной линией. Так как в данной схеме зрительной трубы наблюдается только расстояние между двумя изображениями, то ошибки, которые возникают при перефокусировке зрительной трубы на различно удаленные визирные марки, не влияют на результат. В другой зрительной трубе для контроля поперечных смещений ошибка, которая возникает при перефокусировке, уменьшается до минимально возможного значения благодаря внутренней фокуси-



Рис. 6.38. Блок призмы двойного изображения: *a* — схема; *б* — точка O марки M_z находится на визирной оси; *в*, *д* — точка O одновременно смещена по оси абсцисс и оси ординат; *г* — точка O смещена только по одной оси координат. M_z — визирная марка; *T* — полупрозрачное зеркало; *I*, *II* — призмы с крышами; *H-H*, *V-V* — линии пересечения горизонтальных и вертикальных плоскостей, которые являются плоскостями симметрии «крыш».

ровке (рис. 6.39). При неизменном расстоянии между объективом и окуляром фокусировка осуществляется только перемещением расположенной между объективом и окуляром отрицательной линзы. Так как оптическая сила этой линзы существенно меньше оптической силы объектива, то поперечные смещения данной линзы с оптической оси (они неизбежны при ее перемещении вдоль оптической оси) существенно меньше влияют на направление визирной линии.

Для того чтобы можно было измерить малое поперечное смещение y с визирной линии вне зависимости от расстояния до визирной марки и линейного увеличения β' , используют параллельное смещение визирной оси зрительной трубы на y . Такое смещение визирной оси удается осуществить с помощью насадки в виде плоскопараллельной пластины (рис. 6.39). Перед объективом зрительной трубы расположена вращающаяся плоскопараллельная пластина P_v . Параллельное смещение пучка v ($= y$) и угол поворота e пластины связаны соотношением (2.38). По шкале барабана, который используется для наклона пластины, можно непосредственно считывать величину y . С помощью двух пластин P_v и P_H можно одновременно измерить величину поперечных смещений по двум осям координат.

Для измерения смещений, величина которых выходит за границы диапазона измерений насадки в виде плоскопараллельной пластины, предназначена визирная марка со шкалой (рис. 6.40, *a*). Дополнительно помещенное на этой марке V-образное перекрестие позволяет независимо от расстояния и линейного увеличения точно навестись на центр перекрестия. При использовании биссекториальной марки крестообразной ступенчатой формы (рис. 6.40, *б*) выбирают в зависимости от дистанции наиболее подходящее перекрестие. На рис. 6.40, *в*, показана штриховая марка, которая используется совместно со зрительной трубой, оснащенной блоком призмы двойного изображения.

С помощью зрительной трубы для контроля поперечных смещений можно не только выставлять детали по визирной оси, но также выполнять измерения поперечных размеров труднодоступных или очень удаленных частей устройств.

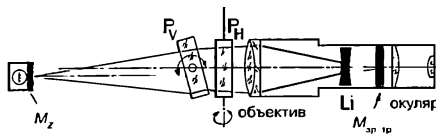


Рис. 6.39. Зрительная труба для контроля поперечных смещений с установленной перед ней измерительной насадкой в виде двух параллельных пластин:

Li — перемещающаяся отрицательная линза, которая используется для перефокусировки зрительной трубы; P_H , P_v — вращающиеся плоскопараллельные пластины для измерений в горизонтальном и вертикальном направлениях.

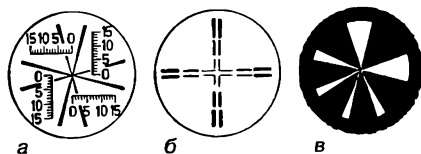


Рис. 6.40. Примеры визирных марок:
a — шкала и V-образное перекрестие; *b* — бисекториальная марка крестообразной ступенчатой формы; *в* — марка для совместной работы с блоком призмы двойного изображения (см. рис. 6.38).

По результатам измерений поперечных смещений визирной марки при перемещении ее вдоль направляющих между конечными положениями 1 и 2 можно найти местные отклонения профиля направляющих (рис. 6.41) от линии, которая соединяет концы направляющих. Этот метод контроля профиля направляющих предполагает более простую обработку результатов измерения, чем автоколлимационный метод (рис. 6.36, *a*).

В ходе измерений необходимо при перемещении визирной марки вдоль направляющих перефокусировать зрительную трубу для получения резкого изображения визирной марки. На рис. 6.41 с сильным растяжением в направлении *y* показаны полученные результаты измерений. Пунктирная линия показывает, насколько отдельные участки направляющих должны быть доработаны.

Если визирная линия зрительной трубы выставляется параллельно направляющим или другому направлению, то в соответствии с рис. 6.42 каретка с визирной маркой поочередно помещается в позицию 1 (по возможности около зрительной трубы) и в позицию 2 (на удаленном конце направляющих). Основное правило выставления зрительной трубы состоит в следующем.

Юстировка на визирную марку в ближней позиции 1 осуществляется параллельным смещением зрительной трубы в поперечном направлении. Юстировка на визирную марку в дальней позиции 2 осуществляется наклоном зрительной трубы.

Данное правило уменьшает взаимное влияние этих двух юстировок. После нескольких циклов юстировок, в каждом из которых визирная марка устанавливается в позиции 1 и 2, визирная линия становится параллельной направляющим. Тогда детали могут быть выставлены по визирной линии и одновременно на одинаковой высоте от направляющих. Зрительная труба для контроля поперечных смещений может быть также использована для решения целого ряда других задач.

Если для смещения визирной линии используются насадки в виде плоскопараллельных пластин, то, хотя величина поперечного смещения визирной линии не зависит от расстояния до визирной марки, с удалением визирной марки от зрительной трубы уменьшается линейное увеличение. Следовательно, должны использоваться визирные марки с более толстыми линиями (рис. 6.40, *b*). При этом ошибка наведения возрастает.

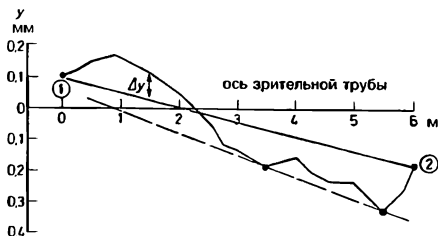


Рис. 6.41. Результаты измерения профиля направляющих с использованием зрительной трубы для контроля поперечных смещений.

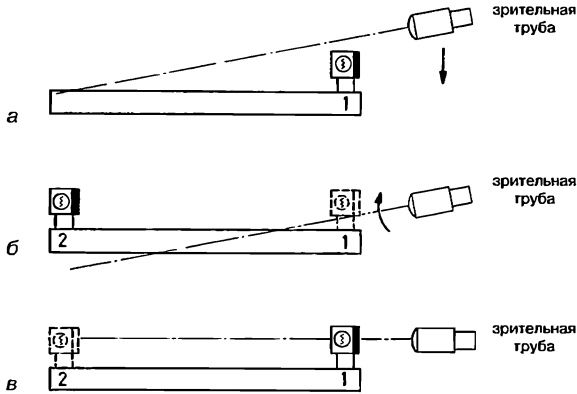


Рис. 6.42. Выставление визирной линии параллельно направляющим:

a — каретка с визирной маркой в позиции 1; *б* — каретка с визирной маркой в позиции 2; *в* — визирная линия параллельна направляющим.

Пример

Пусть точность измерений f_y , с которой может измеряться смещение визирной марки у конкретной зрительной трубы для контроля поперечных смещений, определяется по формуле: $f_y = \pm (10 + 5|a|)$ мкм, где $|a|$ — расстояние в метрах. Если $|a| = 2$ м, то $f_y = 20$ мкм. Но это значение обусловлено только неточностью зрительной трубы. Например, воздушные слои различной температуры и, соответственно, с различными показателями преломления вызывают отклонения направления визирования от прямой.

6.6.5. Другие технические зрительные трубы

В зрительных трубах с действительным промежуточным изображением (т. е. не в зрительной трубе Галилея) в плоскости промежуточного изображения можно разместить визирную марку (например, перекрестие). Данная схема соответствует оптическому визиру. К оптическим визирам относится также зрительная труба для контроля поперечных смещений и используемая совместно с коллиматором зрительная труба. При помощи этих инструментов можно очень точно измерять малые поперечные смещения (микрометр с плоскопараллельной пластинкой) и малые углы (окулярный микрометр).

Для точного измерения больших отрезков на удаленных объектах можно использовать катетометры. Катетометр состоит из зрительной трубы, которая может перемещаться в вертикальном направлении вдоль точной шкалы. При перемещении зрительной трубы с высокой точностью обеспечивается горизонтальное положение ее визирной оси. Принцип работы катетометра состоит в том, что зрительная труба, перемещаясь вертикально, последовательно наводится на крайние точки измеряемого отрезка. Положение трубы фиксируется отсчетным устройством с нониусом, разность отсчетов составляет величину измеряемого отрезка. Точность измерения зависит от непараллельности направлений визирной оси при наведении на начальную и конечную точки измеряемого отрезка. Для измерения сколь угодно больших углов в вертикальной и горизонтальной плоскостях между двумя направлениями визирования используют теодолит. Зрительная труба теодолита может вращаться вокруг двух взаимноперпендикулярных осей. Значения угловых величин

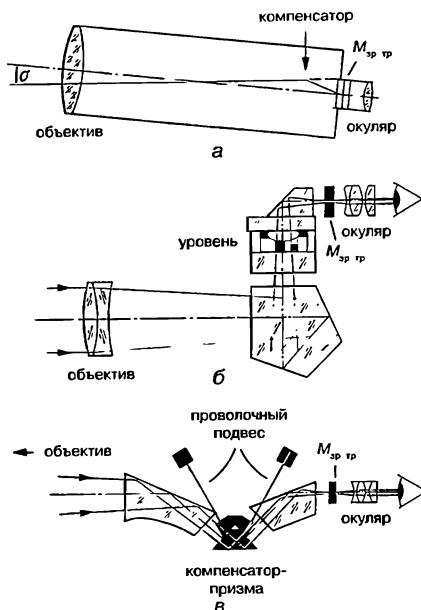


Рис. 6.43. Зрительная труба нивелира с самоустанавливающейся визирной осью: а — функциональная схема; б — компенсатор в виде уровня; в — компенсатор в виде призмы, подвешенной как маятник.

считываются с лимбов (круговых шкал) при помощи лупы или микроскопа³⁶. Зрительная труба нивелира представляет собой специальный оптический визир, визирная ось которого должна занимать горизонтальное положение. Для установки визирной оси в горизонтальное положение (т. е. перпендикулярно отвесной линии) используется уровень. Широко применяются нивелиры с компенсатором, т. е. нивелиры с самоустанавливающейся визирной осью. Компенсатор представляет собой подвижный оптический элемент, работающий под действием силы тяжести и предназначенный для автоматической установки визирной оси в горизонтальное положение даже тогда, когда продольная ось зрительной трубы немного наклонена (рис. 6.43, а). Следовательно, для установки зрительной трубы такого нивелира в рабочее положение требуется только грубая предварительная юстировка, которая требует минимального времени. На рис. 6.43, б показан компенсатор в виде уровня. При наклоне жидкость в уровне представляет собой децентрированную отрицательную линзу! Более совершенный вариант компенсатора показан на рис. 6.43, в. Здесь в качестве компенсатора используется полукубическая призма, которая подвешена на тонких проволоках.

Если расстояние от зрительной трубы до объекта не очень велико, например несколько метров ($|a|$ сравнимо с $f'_{об}$), то видимое увеличение необходимо рассчитывать по формуле (6.31). Для наблюдения шкал труднодоступных приборов можно использовать специальные зрительные трубы. Видимое увеличения таких зрительных труб определяется аналогично видимому увеличению микроскопа [см. формулу (6.40)]. При этом находится отношение тангенса угла, под которым наблюдается

³⁶ У большинства современных теодолитов и аналогичных им приборов результат измерения угловых величин выводится в цифровой форме на встроенный дисплей и сохраняется на компьютерном носителе информации. (Прим. пер.)

деление шкалы без зрительной трубы с расстояния $a_A = a_s = -250$ мм, с тангенсом угла, под которым наблюдается то же самое деление шкалы с использованием зрительной трубы. В окончатальной форме видимое увеличение равно

$$\Gamma'_{\text{зр. тр.}} = \Gamma'_{\text{зр. тр. } \infty} \cdot \frac{a_s}{a + f'_{\text{об}}} \quad (6.37)$$

6.7. Устройства для наводки на резкость фотообъективов, дальномеры, видеоискатели

6.7.1. Устройства для наводки на резкость фотообъективов. Дальномеры

Согласно формуле (1.12) расстояние до предмета a можно найти по известному фокусному расстоянию объектива и отрезку a' . Пусть, например, в зрительной трубе можно путем изменения расстояния между объективом и окуляром совмещать формируемое объективом промежуточное изображение с сеткой (наблюдаемый предмет и сетка видны в окуляр без параллакса). Тогда на тубус зрительной трубы можно нанести шкалу, каждое деление которой соответствуют расстоянию a при данном выдвигении тубуса. При этом точность определения расстояния увеличивается пропорционально $\Gamma'_{\text{зр. тр.}} \cdot D_{\text{ок. зр.}}$. Такой способ измерения расстояния по отрезку a' используется во многих фотокамерах (в частности, зеркальных фотокамерах). Наводка на резкость в таких фотокамерах осуществляется продольным перемещением объектива; расстояние a может считываться со шкалы объектива. Но так как при фотосъемке необходимо только обеспечить оптимальную резкость изображения, то определять расстояние a здесь не обязательно.

Наводку объектива на резкость можно осуществлять путем беспараллаксного совмещения плоскости перекрестия со снимаемым предметом. Для этой же цели можно использовать фокусировочные экраны. Если разместить на фокусировочном экране растр из микропризм (например, призмы с длиной ребра 0,04 мм), то точность наводки на резкость будет выше, чем при использовании матовой пластины³⁷. Когда плоскость изображения не совпадает точно с плоскостью растра, то благодаря сильному отклонению пучков лучей изображение будет казаться наблюдателю очень сильно размытым (см. разд. 5.2).

Вместо фокусировочного экрана с микропризмами может быть использован фокусировочный экран с клиньями, которые обычно совмещаются с полевой линзой и/или матовой пластиной. Одинаковые клинья (1) и (2) расположены в центральном кружке поля так, как это показано на рис. 6.44. Если плоскость изображения O' сдвинута вдоль оптической оси относительно линии пересечения плоскостей гипотенузных граней клиньев, то изображения O'' , которые формируются лучами, проходящими через клинья (1) и (2), будут смещены относительно друг друга. Это особенно отчетливо заметно для линий и других резких контуров объекта съемки, которые примерно перпендикулярны линии пересечения плоскостей гипотенузных граней клиньев. При использовании любых фокусировочных экранов точность наводки на резкость возрастает при уменьшении диафрагменного числа k . Поэтому при наводке на резкость диафрагма объектива должна быть полностью открыта.

³⁷ Мелкозернистая матовая пластина позволяет визуальнo контролировать глубину резко изображаемого пространства. Поэтому фокусировочные экраны с матовой поверхностью продолжают использоваться в художественной фотографии. (Прим. пер.)

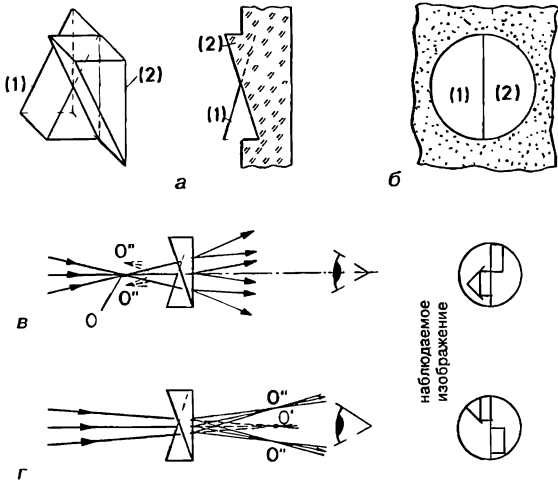


Рис. 6.44. Фокусирующий экран с клиньями:

a — схема взаимного расположения клиньев; *b* — размещение клиньев в небольшом цилиндрическом углублении в центральной части матового стекла; *v, g* — изображения, наблюдаемое через фокусирующие клинья при разном положении плоскости изображения.

На рис. 6.45, *a* показан принцип измерения расстояния, который используется во внутрибазных дальномерах. Здесь длина отрезка *a* находится по известной длине базы *b* и параллактическому углу δ (рис. 6.45, *a*). Угол δ определяется по результатам визирования точки *O* от концов базового отрезка *b*. При этом угол со сторонами *a* и *b* неизменен (чаще всего он равен 90°). На рис. 6.45, *б* приведена принципиальная схема монокулярного внутрибазного дальномера, который обычно используется в фотоаппаратах. Благодаря полупрозрачному зеркалу глаз одновременно рассматривает изображения одного и того же предмета через левую и правую ветви дальномера. При повороте зеркала или призмы можно совместить оба этих изображения в одно и тем самым найти угол δ . Одну из ветвей дальномера можно совместить с видоискателем фотоаппарата. Тогда направление оси объектива совпадает с линией *a*. Угол δ очень мал и поэтому должен измеряться с высокой точностью. Для обеспечения этого требования может быть использована конструкция с закрепленной на рычаге призмой (рис. 6.45, *б*). Более высокая точность обеспечивается в схемах, где призма и полупрозрачное зеркало остаются неподвижными, а для отклонения линии визирования на угол δ используется клин с переменным преломляющим углом (см. рис. 2.22).

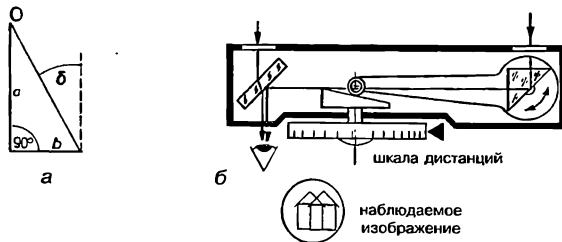


Рис. 6.45. *a* — принцип измерения расстояния, который используется во внутрибазных дальномерах; *б* — схема дальномера фотоаппарата.

Пример

Дальномер фотоаппарата с базой $b = 100$ мм (рис. 6.45, б) предназначен для измерения дистанций в диапазоне от 0,5 до 20 м. На какой угол поворачивается отражающая призма при переходе от ближней дистанции к дальней? Какому изменению дистанции соответствует поворот призмы на $\pm 30''$ при визировании на ближнюю и дальнюю дистанции?

Решение:

Параллактический угол изменяется от $\delta_{0,5\text{ м}} = 11^\circ 18' 36''$ до $\delta_{20\text{ м}} = 0^\circ 17' 11''$. Призма должна отклоняться на полуразность этих углов, т. е. на $5^\circ 30' 43''$. Поворот зеркала на $\pm 30''$ при визировании на дистанцию 0,5 м приводит к изменению результата измерения дальности примерно на ± 1 мм, при дистанции 20 м аналогичная величина составит примерно $\pm 1,1$ м!

Для оценки погрешности измерения дистанции дальномером используется выражение

$$\Delta a \sim \frac{a^2}{b \cdot \Gamma'_{\text{зр. тр.}}} \quad (6.38)$$

где $\Gamma'_{\text{зр. тр.}}$ — видимое увеличение зрительной трубы, входящей в оптическую схему дальномера. Дальняя граница диапазона измеряемых расстояний дальномера фотоаппарата соответствует такой дистанции съемки, при которой дальняя граница области резко изображаемого пространства равна бесконечности (см. разд. 6.4.1), например 20 м. Для точного измерения больших расстояний (например, у военных дальномеров дальняя граница диапазона измеряемых дистанций находится в диапазоне от 1 до 3 км, а для измерения больших дальностей используют радиолокационные средства) необходимы большая длина базиса b (примерно от 0,5 до 3 м) и очень высокая точность измерения параллактического угла. Для одновременного наблюдения изображений, формируемых двумя ветвями дальномера, в ряде конструкций используется система разделительных призм. Часть поверхности склейки двух призм разделительной системы покрыта глухим зеркальным слоем. Наблюдаемые одновременно через окуляр глазом поля изображения каждой из ветвей дальномера соответствуют зонам поверхности, на которых нанесен и не нанесен зеркальный слой. Если визирные оси обеих ветвей дальномера не пересекаются на наблюдаемом предмете, то изображения точек и контуров этого предмета будут сдвинуты друг относительно друга в полях изображения обеих ветвей дальномера. Дальномер называется коинцидентным, когда обе ветви дальномера создают прямые изображения наблюдаемого предмета (как на рис. 6.44, в, з). Если одно из изображений прямое, а другое перевернутое (это обеспечивается системой разделительных призм), то дальномер называется инвертным (рис. 6.46). Инвертный дальномер целесообразно использовать в тех случаях, когда у наблюдаемого предмета отсутствуют четкие контуры, перпендикулярные границам полей изображения, создаваемых ветвями дальномера. В показанной на рис. 6.46 схеме инвертного дальномера для отклонения визирной оси на угол δ используется клин с переменным преломляющим углом, состоящий из неподвижной отрицательной и подвижной положительной линз.

Пример

Для двух ветвей дальномера (рис. 6.46) определить ориентацию изображения с учетом действия всех призм и объектива зрительной трубы!

Измерение дальности в стереоскопических внутрибазных дальномерам основано на стереозффекте, который возникает при наблюдении предметов двумя глазами. При этом в стереоскопических дальномерам принимается ряд мер для усиления

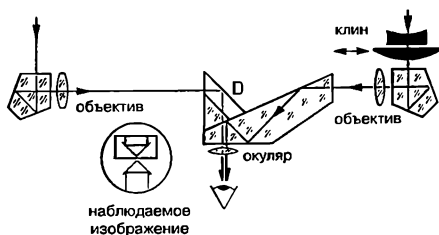


Рис. 6.46. Инвертный дальномер.

стереоскопического эффекта по сравнению с тем стереоскопическим эффектом, который получается при наблюдении двумя глазами без оптических приборов. Прежде всего усиление стереоэффекта, а вместе с тем и повышение точности оценки дистанции до предмета возможно за счет увеличения стереоскопического базиса b . Из формулы (6.23) следует, что при замене глазного базиса b_A на $b > b_A$ дистанция до точек предмета оценивается в b/b_A раз более точно. При наблюдении в бинокулярную зрительную трубу с базисом $b = b_A$ (например, бинокль с расстоянием между объективами, равным расстоянию между окулярами) точность оценки расстояния до предмета пропорциональна видимому увеличению $\Gamma'_{зр. тр.}$. Если расстояние b между объективами бинокулярной зрительной трубы больше b_A , то действие зрительной трубы усиливается эффектом, который возникает при увеличении стереоскопического базиса. Точность оценки дистанции увеличивается при этом пропорционально $b\Gamma'_{зр. тр.}/b_A$ [ср. с формулой (6.38)]. В качестве примеров таких бинокулярных зрительных труб можно привести различные конструкции призматических полевых биноклей, стереотрубы и перископические трубы (например, с $b = 2$ м). Пусть в каждой из двух плоскостей промежуточного изображения перед окулярами перископической трубы установлены пластины с марками. Положения марок относительно визирных осей рассчитаны таким образом, что стереоскопический образ каждой марки расположен на определенной дистанции в пространстве предметов. При измерении дальности до предмета находят ту марку, стереоскопический образ которой расположен на одной дистанции с предметом («накладывается на предмет»). Число рядом с этой маркой показывает значение дальности. Вместо «забора» неподвижных марок, каждая из которых соответствует определенной дистанции, можно также использовать единственную пару марок, одна из которых может перемещаться в поперечном направлении относительно визирной оси. При таком перемещении изменяется дистанция до стереоскопического образа марки («блуждающая марка»). Благодаря этому стереоскопический образ марки может быть «наложен» (т. е. совмещен по дальности) с предметом. А по поперечному перемещению марки может быть найдена дальность до предмета. Обе марки могут быть также расположены неподвижно. В этом случае «наложение» стереоскопического образа марки на предмет происходит разворотом зеркал или уже рассмотренным ранее клином с переменным преломляющим углом.

Дальномеры, использующие в качестве базиса b размер предмета, называются оптическими внешнебазовыми дальномерами. В этом случае для определения дистанции измеряется угол, под которым базис b виден из точки наблюдения. Например, в геодезии в качестве базиса b может использоваться рейка с делениями. Линейное увеличение β' в плоскости промежуточного изображения окуляра зрительной трубы можно определить по известной длине базиса и его изображения. Тогда из формулы (1.15) следует

$$z = \frac{f'}{\beta'}$$

где z — расстояние от фокальной точки \bar{F} .

Специальные типы внешнебазовых дальномеров (тахеометры) служат для точного определения линейного увеличения, в том числе методом двойного изображения.

Примечание переводчика

За последние десятилетия в геодезии и военной технике описанные в этом разделе дальномеры были существенно (но не полностью) вытеснены оптическими дальномерами, принцип действия которых основан на измерении интервалов времени прохождения оптического излучения до измеряемого объекта и обратно. Фотокамеры, наводка на резкость которых осуществляется с помощью внутрибазного дальномера, по настоящее время популярны у фотографов, занимающихся художественной фотографией. О степени приверженности к такого рода камерам говорит тот факт, что в 2004 году компания EPSON объявила о выпуске дальномерного цифрового фотоаппарата RD1. Наводка на резкость в этом фотоаппарате осуществляется в ручном режиме по той же схеме, что и на рис. 6.45. Также следует отметить, что принцип работы внутрибазных дальномеров лежит в основе одной из популярных схем автоматической наводки на резкость фотоаппаратов.

6.7.2. Видоискатели

Видоискатель представляет устройство, предназначенное для определения границ пространства предметов, изображаемых съёмочным объективом фотоаппарата или кинокамеры на отдельном кадре. Видоискатель с матовым стеклом позволяет рассматривать снимаемые предметы в том виде и в тех границах, которые соответствуют изображению на поверхности пленки³⁸. Наблюдаемое на поверхности матового стекла изображение создается лучами, выходящими из съёмочного объектива и отражающимися или от откидывающегося зеркала (в зеркальных фотоаппаратах), или от светоделителя. Матовое стекло в этом случае используется также для наводки на резкость. Аналогичным образом устроен видоискатель в двухобъективной зеркальной камере. Но в этом случае изображение на матовом стекле формируется не съёмочным, а отдельным объективом видоискателя. Получаемое на матовом стекле изображение соответствует границам пространства предметов, изображаемых основным съёмочным объективом на поверхности пленки. Еще одной разновидностью видоискателя с матовой пластиной является «блестящий» видоискатель³⁹. В этом видоискателе линза формирует изображение на матовой пластине малых размеров. Это изображение рассматривается через полевую линзу, расположенную вплотную к матовой поверхности. «Блестящий» видоискатель дает очень светлое изображение, но из-за малых размеров изображения использовать этот тип видоискателя для наводки на резкость невозможно. Чаще всего в схему «блестящего» видоискателя входит поворотное зеркало, отклоняющее оптическую ось на 90°.

Простые рамочные видоискатели (так называемые «спортивные видоискатели») не дают резких границ поля. Это связано с тем, что глаз не может быть одновременно аккомодирован на близкой рамке и удаленном предмете. Этот недостаток устранен в видоискателях с подсвеченной рамкой (рис. 6.47, а, в). При наблюдении в видоискатель границы кадра показывает подсвеченная рамка, которая кажется расположенной в той же плоскости, что и снимаемый предмет. На рис. 6.47, а показан простой видоискатель с подсвеченной рамкой, предназначенный для на-

³⁸ Аналогичную функцию выполняет дисплей в цифровом фотоаппарате. (Прим. пер.)

³⁹ От англ. brilliant — блестящий, яркий. В отечественной литературе такой видоискатель часто называют зеркальным. В конце XIX века этот видоискатель достаточно широко использовался в пластиночных крупноформатных камерах. В дальнейшем этот тип видоискателя применялся сравнительно редко. (Прим. пер.)

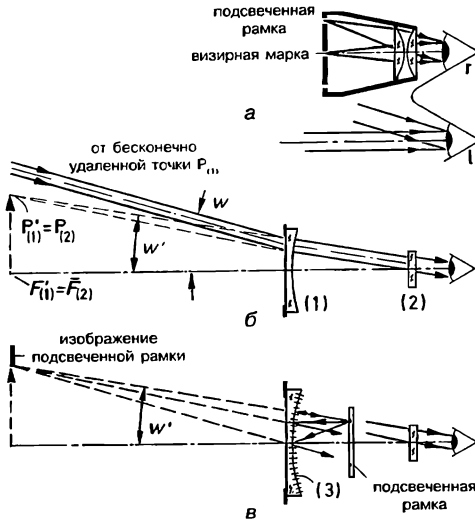


Рис. 6.47. Видоискатели:

a — видоискатель с подсвеченной рамкой, который предназначен для наблюдения двумя глазами; *б* — видоискатель Ньютона; *в* — видоискатель Ньютона с подсвеченной рамкой.

блюдения двумя глазами. Глаз (*l*) рассматривает удаленный предмет, другой глаз (*r*) — подсвеченную рамку (участки на матовой поверхности, которые не перекрыты непрозрачной подложкой), расположенную в фокальной плоскости \bar{F} лупы. При этом изображение рамки находится в бесконечности и «накладывается» на снимаемый предмет. Дисторсия лупы компенсируется приданием рамки соответствующей формы. Такая схема может быть использована в качестве визирного устройства, т. е. можно совмещать подсвеченную визирную марку (точку, перекрестие) с заданной точкой предмета.

Широко распространен видоискатель Ньютона (рис. 6.47, б), который построен по схеме перевернутой зрительной трубы Галилея (ср. рис. 6.31, б, в). Отрицательная линза (1) формирует изображение бесконечно удаленной точки предмета $P_{(1)}$ в фокальной плоскости $F'_{(1)}$. Так как $\bar{F}_{(2)} = F'_{(1)}$, то положительная линза (2) строит изображение точки предмета $P_{(1)}$ в бесконечности. В результате возникает немного уменьшенное ($w' < w$) находящееся в бесконечности или (при незначительном изменении расстояния между линзами) на расстоянии нескольких метров изображение. Поле ограничивается оправой (в виде прямоугольной рамки) отрицательной линзы (1) не резко, так как рамка является виньетирующей диафрагмой (при удалении точек предмета от оптической оси увеличивается срезаемая часть поперечного сечения пучка). Габариты оправы отрицательной линзы (рамки) согласованы с форматом кадра и фокусным расстоянием съемочного объектива, т. е. с угловым полем съемочного объектива w .

На рис. 6.47, в подсвеченная рамка (зеркальная полоса на прозрачной матовой пластине) расположена внутри видоискателя Ньютона. Изображенные на рис. 6.47, в, б видоискатели построены по одной схеме, но на рис. 6.47, в отрицательная линза (1) имеет больший диаметр. На сферическую поверхность линзы (1) нанесено полупрозрачное зеркальное покрытие, поэтому данная поверхность действует как вог-

нутое зеркало (3). Положение рамки подобрано таким образом, что зеркало (3) и положительная линза (2) совместно формируют бесконечно удаленное изображение рамки. Следовательно, подсвеченная рамка и снимаемые предметы будут одновременно видны резко. Так как оправа линзы (1) нерезко ограничивает более большое поле, то в видоискатель также можно наблюдать участки предмета, которые немного выходят за границы светящейся рамки.

6.8. Микроскопы

Микроскоп предназначен для наблюдения мелких, близко расположенных предметов или их элементов. Микроскоп имеет оптическую схему с двумя, как минимум, ступенями увеличения: первая ступень — объектив, вторая — окуляр. Этим микроскоп отличается от лупы, где увеличенное изображение рассматриваемого предмета создается только одним линзовым компонентом (без промежуточного изображения). По сравнению со зрительной трубой в микроскопе объектив формирует увеличенное промежуточное изображение предмета. Увеличенное окуляром промежуточное изображение рассматривается глазом.

Микроскоп, как и зрительная труба Кеплера, дает полностью перевернутое изображение, которое в наблюдательных и измерительных микроскопах не мешает нормальной работе. При работе с малыми деталями (например, полупроводниковыми элементами) часто используются стереомикроскопы, которые дают прямое (не перевернутое) изображение предмета.

Благодаря многочисленным дополнительным приспособлениям микроскоп может быть приспособлен для решения специальных задач (поляризационная, флюорисцентная и фазоконтрастная микроскопия, микрофотография и т. д.). Комбинация микроскопа и телевизионной камеры позволяет проводить анализ изображения³⁸, например классификацию частиц по форме и величине.

6.8.1. Конструкция и видимое увеличение микроскопа

На рис. 6.48, а показан простейший микроскоп с окуляром Гюйгенса. Объектив строит изображение предмета O с увеличением $|\beta'_{Об}| > 1$ в фокальной плоскости $\bar{F}_{Об}$. Поэтому окуляр (как и в зрительной трубе) формирует бесконечно удаленное изображение. (В фокальной плоскости глазной линзы окуляра расположена плоскость промежуточного изображения O' . Изображение в этой плоскости формирует полевая линза окуляра. Ср. с рис. 6.30, а.) В отличие от зрительной трубы точки $F'_{Об}$ и $\bar{F}_{Об}$ не совпадают, а находятся друг от друга на значительном удалении. Расстояние $F'_{Об} \cdot \bar{F}_{Об} = t$ называется оптической длиной тубуса.

Без использования окуляра промежуточное изображение обычно рассматривается с расстояния $a_s = -250$ мм, точно так же как сам предмет. Это указывает на то, что видимое увеличение всей системы микроскопа зависит от линейного увеличения $\beta'_{Об}$ объектива. Так как промежуточное изображение рассматривается через окуляр, который действует как лупа с видимым увеличением $\Gamma'_{Ок}$, то видимое увеличения всего микроскопа равно

$$\Gamma'_M = \beta'_{Об} \Gamma'_{Ок} \quad (6.39)$$

³⁸ Понятие «анализ изображения» связано с использованием аппаратно-программного комплекса, который состоит из микроскопа, камеры, компьютера и программного обеспечения. (Прим. редакции)

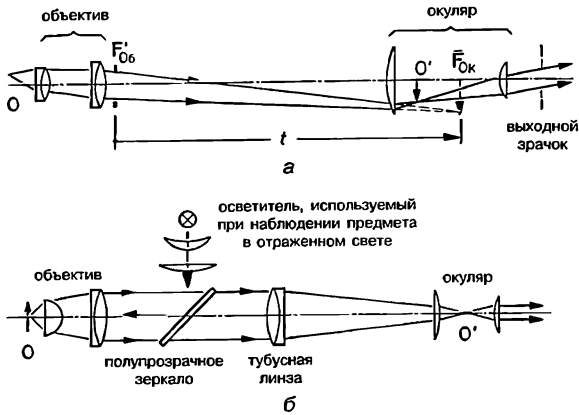


Рис. 6.48. Микроскоп:

a — объектив строит промежуточное изображение в передней фокальной плоскости окуляра; *б* — создаваемое объективом промежуточное изображение находится в бесконечности.

Пример

Объективу 40 : 1 и окуляру 8× соответствуют: $\beta'_{O6} = -40$, $\Gamma'_{Ok} = 8$, $\Gamma'_M = -320$. Изображение получается перевернутым и сильно увеличенным. Указанное значение линейного увеличения β'_{O6} соответствует только одному, строго фиксированному расстоянию от объектива до изображения.

Так как непосредственное измерение оптической длины тубуса *t* затруднено, то регламентируется механическая длина тубуса. Механическая длина тубуса $t_{мех}$ (например, 160 или 170 мм) равна расстоянию от нижнего среза гнезда револьверного устройства⁴⁰, куда ввинчивается объектив, до верхнего среза окулярной трубки визуальной насадки⁴¹, куда вставляется окуляр. Присоединительные размеры⁴² регламентируются DIN 58887.

Из формулы (1.16) следует, что линейное увеличение объектива равно $\beta'_{O6} = (f'_{O6} - a')/f'_{O6}$. Если $a' = f'_{O6} + t$, то $\beta'_{O6} = -t/f'_{O6}$. На основании формул (6.26) и (6.39) находится видимое увеличение микроскопа

$$\Gamma'_M = \frac{t \cdot a_s}{f'_{O6} \cdot f'_{Ok}} \tag{6.40}$$

На рис. 6.48 показана другая оптическая схема микроскопа. Здесь объектив действует как коллиматор и строит изображение наблюдаемого предмета в бесконечности⁴³. Тогда промежуточный объектив (он же тубусная линза) и окуляр представляют зрительную трубу Кеплера! При этом $\Gamma'_M = \Gamma'_{O6} \cdot \Gamma'_{зр. тр. \infty}$, где $\Gamma'_{O6} = -a_s/f'_{O6}$ — видимое

⁴⁰ Эта плоскость называется «опорная плоскость объектива». (Прим. редакции)

⁴¹ Эта плоскость называется «опорная плоскость окуляра». (Прим. редакции)

⁴² См. ГОСТ 3361—75 «Окуляры и тубусы микроскопов. Присоединительные размеры», ГОСТ 11200—75 «Объективы и тубусы микроскопов. Присоединительные размеры». (Прим. пер.)

⁴³ Такая схема используется в большинстве микроскопов начала XXI века. Длина тубуса в этой схеме считается равной бесконечности. (Прим. редакции)

увеличение «лупы», роль которой выполняет объектив, $\Gamma'_{зр. тр. \infty} = -f'_{ТЛ}/f'_{Ок}$ [см. формулу (6.32)] — увеличение афокальной системы из тубусной линзы с фокусным расстоянием $f'_{ТЛ}$ и окуляра. Если $\Gamma'_{зр. тр. \infty}$ переписать в виде

$$\Gamma'_{зр. тр. \infty} = \frac{f'_{ТЛ}}{a_s} \cdot \left(-\frac{a_s}{f'_{Ок}} \right),$$

то увеличение микроскопа при промежуточном изображении, находящемся в «бесконечности», равно

$$\Gamma'_M = \Gamma'_{Об} \cdot q \cdot \Gamma'_{Ок} \tag{6.41}$$

где $q = \frac{f'_{ТЛ}}{a_s}$ — постоянная тубуса⁴⁴.

Например, микроскопу с объективом 10 \times , тубусной линзой 1,25 \times и окуляром 5 \times соответствуют значения $\Gamma'_{Об} = 10$, $q = -1,25$, $\Gamma'_{Ок} = 5$, $\Gamma'_M = -62,5$.

В параллельном ходе лучей между объективом и тубусной линзой легко разместить промежуточную систему (например, осветитель для работы в отраженном свете). Предпочтительные значения⁴⁵ для β' , q , Γ' даны в DIN 58886.

6.8.2. Разрешающая способность и полезное увеличение

Если предмет самосветящийся (например, при наблюдении флуоресцирующего объекта), то для объектива микроскопа можно применить результаты, которые были получены в разд. 6.12. Пусть в плоскости предмета заданы точки O и P (рис. 6.49). В плоскости изображения этим точкам соответствуют дифракционные кружки с центрами в точках O' и P' . Необходимо определить такое минимальное расстояние y_{min} между точками O и P , при котором дифракционные кружки еще не сливаются вместе, т. е. точки O и P видны раздельно (разрешаются). Данное условие выполняется в том случае, когда расстояние между точками O' и P' удовлетворяет критерию Рэля: $O'P' = \rho'_{1, Min}$. Угловой размер дифракционного кружка равен при этом $\delta'_{1, Min}$. В самом общем случае $n \geq 1$, т. е. перед фронтальной линзой объектива может находиться иная среда, чем воздух. Если $n' = 1$ (воздух), то углу $\delta'_{1, Min}$ в пространстве изображений соответствует угол $\delta'_{1, Min}/n$ пространства предметов (закон преломления для малых углов). Тогда $y_{min} = \delta'_{1, Min} \cdot a/n$. Так как $\delta'_{1, Min} = 1,22\lambda/D_{вх. зр.}$ [формула (6.5)], то

$$y_{min} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{n} \cdot \frac{a}{D_{вх. зр.}} \tag{6.42}$$

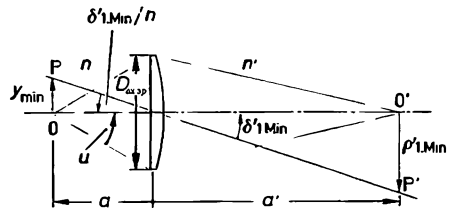


Рис. 6.49. К определению разрешающей способности микроскопа. Угол $\beta'_{1, Min}/n$ на этом рисунке соответствует случаю $n = 1$.

⁴⁴ Название может быть разным: увеличение тубусной линзы (или дополнительной системы увеличения, или системы Оптовар «Ортовар»). (Прим. редакции)

⁴⁵ В настоящий момент практически все оптические фирмы-разработчики пользуются стандартом ISO 8039. (Прим. редакции)

Так как коррекция aberrаций в светосильных систем предполагает выполнение условия синусов (раздел 2.5.2), то $a/D_{\text{дх.зр}} = 1/(2\sin u)$. Следовательно, расстояние между двумя самосветящимися точками предмета, находящимися на пределе разрешения, равно

$$y_{\min} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot n \cdot \sin u}, \quad (6.43)$$

где $n \cdot \sin u = A_{\text{об}}$ — числовая апертура объектива [формула(3.2)]!

Подавляющее большинство предметов, исследуемых под микроскопом, несамосветящиеся. Для освещения таких предметов используются осветительные системы с апертурой $A_{\text{осв}}$.

В разработанной для этого случая теории Аббе исследуется дифракция света на структуре предмета. Пусть предмет представляет собой контрастную решетку из многочисленных чередующихся прозрачных и непрозрачных штрихов. Тогда, согласно теории Аббе, период $y_{\text{мш}}$ решетки, которая находится на пределе разрешения, равен

$$y_{\min} = \frac{\lambda}{A_{\text{об}} + A_{\text{осв}}} \quad (6.44)$$

Предельные случаи: $A_{\text{осв}} = 0$ (освещение параллельным пучком), $A_{\text{осв}} = A_{\text{об}}$ (если апертура осветителя больше апертуры объектива). В последнем случае выражение (6.44) дает (с точностью до коэффициента 1,22) тот же результат, что и формула (6.43). Таким образом, выражение (6.43) пригодно для расчета разрешающей способности во всех случаях.

Точки предмета, которые находятся на расстоянии y_{\min} , должны разрешаться не только объективом, но и микроскопом в целом (т. е. глаз должен видеть эти точки предмета раздельно). Полезное увеличение микроскопа, при котором глаз наблюдателя может полностью использовать разрешающую способность объектива микроскопа, равно $\Gamma'_{\text{пол}} = w' / w$, где $w = y_{\min}/(-a_s)$, $w' = \Gamma' \dots 4'$ (разрешающая способность глаза). Так как y_{\min} вычисляется по формуле (6.43), то

$$|\Gamma'_{\text{пол}}| = \frac{w' \cdot a_s \cdot 2 \cdot n \cdot \sin u}{1,22 \cdot \lambda} \quad (6.45)$$

Если подставить $\lambda = 550$ нм и $w' \approx 2,3'$ (как для зрительной трубы, см. разд. 6.6.1), то $\Gamma'_{\text{пол}} \approx 500 \cdot A_{\text{об}}$. Здесь также может идти речь только об оценке границы полезного увеличения. Если необходимо обеспечить условия для особенно комфортного наблюдения, то полученное значение увеличения следует удвоить. Тогда полезное увеличение микроскопа можно записать в виде

$$|\Gamma'_{\text{пол}}| = 500 \cdot A_{\text{об}} \dots 1000 \cdot A_{\text{об}} \quad (6.46)$$

Если увеличение микроскопа Γ'_M лежит ниже этой границы, то разрешающая способность объектива микроскопа не будет полностью использована. При большем увеличении можно разглядеть новые детали структуры предмета. Однако при использовании микроскопов с видимым увеличением, большим полезного, нельзя выявить более мелкую структуру предмета по сравнению с той, которая различается при полезном увеличении⁴⁶. Эта ситуация аналогична той, которая имеет место при рассматривании газетной иллюстрации или сильно увеличенного фотоснимка: при наблюдении с малого расстояния видны только точки раstra или «зерно» и нет никакой возможности рассмотреть мелкие детали изображения.

Полезное увеличение микроскопа определяется числовой апертурой объектива. Детали структуры предмета, которые не разрешаются на промежуточном изображении, нельзя распознать с помощью окуляра большого увеличения.

⁴⁶ Подобное явление сопровождается, прежде всего, снижением контраста, появлением серых границ и фона. (Прим. редакции)

Пример

Маркировка на объективе микроскопа 170/0,17; 40 \times /0,65 означает: линейное увеличение $\beta'_{об} = -40$ при механической длине тубуса $t_{мех} = 170$ мм. Аберрации объектива исправлены с учетом покровного стекла толщиной $d = 0,17$ мм. Апертура объектива $A_{об} = 0,65$. При этих параметрах в соответствии с формулой (6.46) предел полезного увеличения будет равен $|\Gamma'_{пол}| = 325 - 650$. Например, можно использовать окуляр 12,5 \times ($\Gamma'_M = -500$). Если использовать окуляр 25 \times , то увеличение превысит полезное.

6.8.3. Методы освещения

На рис. 6.50 представлены четыре способа освещения.

а. **Проходящий свет — светлое поле.** Свет, пройдя через предмет (например, стеклянную шкалу), непосредственно попадает в объектив. Световой поток модулируется в соответствии с коэффициентами пропускания различных участков предмета. Если предмет представляет собой стеклянную пластину без дефектов, то формируемое объективом изображение представляет собой однородное светлое поле.

б. **Падающий свет — светлое поле.** При непрозрачном предмете (например, металлической поверхности) освещение необходимо подводить сверху (чаще всего через объектив)⁴⁷. Световой поток модулируется в соответствии с коэффициентами отражения различных участков предмета. Если диффузно рассеивающая или зеркально-отражающая поверхность предмета не имеет дефектов, то формируемое объективом изображение представляет собой однородное светлое поле.

в. **Проходящий свет — темное поле.** Световой пучок от осветителя проходит через предмет под таким наклоном, что лучи этого пучка непосредственно в объектив не попадают. Светлые участки формируемого объективом изображения соответствуют тем областям предмета, на которых свет отклоняется от первоначального направления в результате дифракции, преломления и отражения. Если предмет представляет собой стеклянную пластину без дефектов, то формируемое объективом изображение представляет собой однородное темное поле. Конденсор для освещения по этому методу показан на рис. 6.4, с.

г. **Падающий свет — темное поле.** Световой пучок от осветителя падает на перпендикулярную оси объектива зеркальную поверхность предмета таким образом,

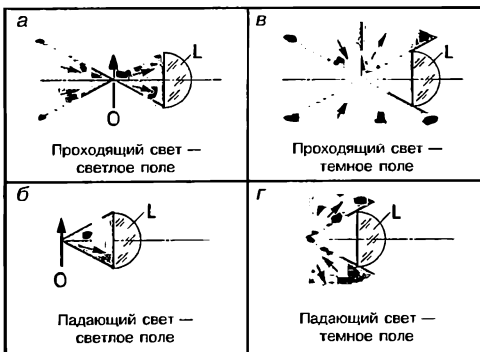


Рис. 6.50. Методы освещения наблюдаемого в микроскоп предмета.

⁴⁷ Данный способ называется также «отраженный свет». (Прим. редакции)

что отраженные от поверхности предмета лучи этого пучка непосредственно в объектив не попадают. Изображение формируется аналогично рис. 6.50, е). Если зеркальная поверхность предмета не имеет дефектов, то формируемое объективом изображение представляет собой однородное темное поле.

Если поверхность излучателя (спираль лампы накаливания) имеет неравномерное распределение яркости, то выходной зрачок осветительной системы совмещается с поверхностью предмета (см. разд. 3.4 и рис. 3.8, з). Данная схема реализована в методе освещения по Келеру (рис. 6.51). Первый конденсор, называемый также коллектором, строит увеличенное изображение поверхности источника света в задней фокальной плоскости собственно конденсора. Вместе конденсор и объектив формируют изображение источника света в фокальной плоскости F' объектива, где находится выходной зрачок объектива. Ирисовая диафрагма перед фокальной плоскостью конденсора позволяет регулировать апертуру осветителя и разрешающую способность и контраст изображения. Диафрагма перед коллектором определяет величину освещаемого поля на предмете.

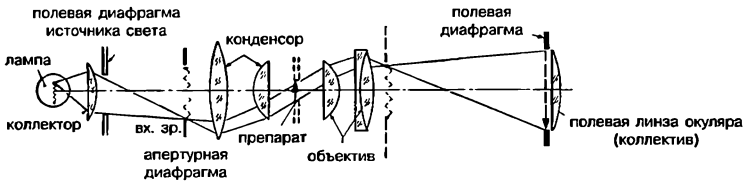


Рис. 6.51. Освещение наблюдаемого в микроскоп предмета по методу Келера.

6.8.4. Объективы и окуляры

Значения линейного увеличения большинства объективов микроскопов лежат в диапазоне 2,5—100. Апертура объектива тем выше, чем больше $\beta'_{об}$. При этом апертура и увеличение объектива согласуются таким образом, что с помощью окуляров с обычными значениями увеличений (примерно 5°—25°) можно легко достичь области полезных увеличений. В сухих системах (перед объективом воздух) предельная апертура объектива примерно равна $A = 0,95$. С иммерсионными объективами (капля масла с $n_{\text{масло}} = n_{\text{стекло}}$ перед фронтальной линзой объектива) можно обеспечить апертуру $A = n \cdot \sin \alpha$ и вплоть до $A \approx 1,40$. Объективы микроскопов классифицируются по типам аберрационной коррекции. В простейшей системе используют ахромат, в котором с увеличением числовой апертуры увеличивается число линз. Во избежание цветной каймы, вызванной вторичным спектром (разд. 2.5.7), используют апохроматы⁴⁹. Их оптические системы содержат линзы из флюорита⁵⁰ (плавикового шпата). Если при обоих типах коррекции дополнительно обеспечивается плоское поле изображения (это особенно необходимо для микрофотографии), то такие системы носят названия планахроматов и планапохроматов. На рис. 6.52 показаны примеры таких современных объективов.

⁴⁸ В настоящее время есть серийные объективы 100×1,45 Oil, разработанные разными фирмами. В зависимости от применяемой иммерсии апертура может быть значительно выше; например, с йод – метиленовой иммерсией были получены объективы 100× с числовой апертурой 1,6. (Прим. редакции)

⁴⁹ Микроскопы XXI века имеют корректировку хроматической разности увеличения (вторичного спектра) не только во всех типах объективов, включая ахроматы (ICS-оптика, например), но и в осветительной системе (IC2S-оптика, например). (Прим. редакции)

⁵⁰ Флюоритовые линзы входят в расчет и состав объективов полуапохроматической коррекции. Эти объективы имеют повышенную числовую апертуру (также как и апохроматы) и носят название, например Fluor, Plan-Neofluor. (Прим. редакции)

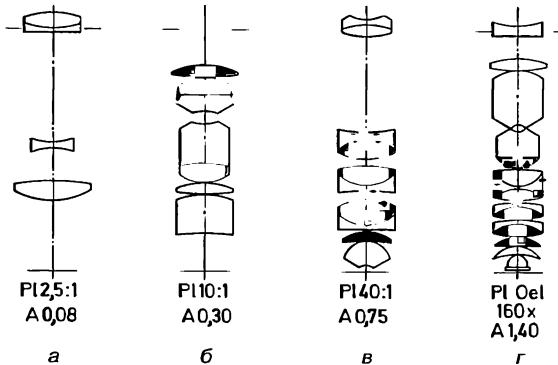


Рис. 6.52. Схемы микрообъективов с большим плоским полем:

а, б, в — для работы в проходящем свете; *г* — иммерсионный объектив для работы в отраженном свете: PI — объектив с плоским полем (планобъектив); *A* — апертура, синим цветом показаны линзы из флюорита и специальных материалов.

Красным цветом отмечена опорная плоскость объектива и плоскость предмета (или, соответственно, покрывное стекло).

Общие характеристики окуляров приведены в разд. 6.5.2. Измерительные окуляры отличаются от других типов тем, что в плоскости промежуточного изображения расположена сетка с делениями. Измерения длин, толщин и т. д. выполняются с помощью окулярной шкалы (окулярный микрометр), которая должна быть предварительно отградуирована. При градуировке в качестве предмета используется шкала с известным расстоянием между штрихами (например, объект-микрометр с ценой одного деления 0,01 мм). Это дает возможность определить цену деления окулярной шкалы. Если для используемой комбинации объектив—окуляр это значение равно 2,5, то расстоянию между штрихами окулярной шкалы соответствует в плоскости предмета интервал 2,5 мкм.

В разделе 6.6.3 описан окуляр-микрометр, оснащенный подвижной сеткой с перекрестием. При выборе пластины с подходящей сеткой можно измерять углы, определять параметры объекта с помощью квадратной сетки и т. д. Далее в качестве примера рассмотрим использование интеграционного окуляра для определения объемной концентрации компонентов в веществе. При статистическом определении концентрации предполагается, что объемная концентрация компонента пропорциональна величине площади, которую в плоском сечении занимают участки с данным компонентом.

В состав интеграционного окуляра входит сетка с отмеченными на ней контрольными точками. На рис. 6.53 в области, которая ограничена окружностью, расположены 25 контрольных точек (перекрестий). Пусть в плоскости сечения препарата (например, шлиф металлического сплава) ясно видны участки, которые соответствуют двум или большему числу компонентов. Тогда подсчитывают число контрольных точек, которые лежат внутри участков, соответствующих одному из компонентов. На рис. 6.53 количество контрольных точек, лежащих внутри голубых участков, равно девяти (эти точки отмечены белыми кругами). При четырех различных положениях сетки число контрольных точек, лежащих внутри голубых участков, равно $9 + 7 + 9 + 12 = 37$, а общее число анализируемых контрольных точек $25 \times 4 = 100$. Тогда

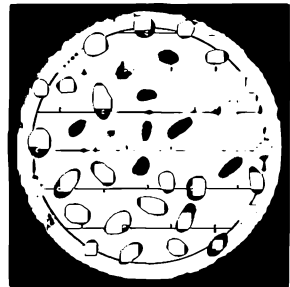


Рис. 6.53. Определение объемной концентрации при использовании интеграционного окуляра.

объемная концентрация данного компонента в веществе составит примерно 37 %. Для более точного определения концентрации необходимо выполнить большее число отдельных подсчетов.

6.8.5. Другие приспособления для технического микроскопа

При проведении различных работ с мелкими предметами (например, полупроводниковыми элементами) очень удобно использовать стереомикроскопы. Такие микроскопы дают прямое, стереоскопическое изображение с хорошим восприятием глубины тонких внутренних слоев объекта. Усиление стереоскопического эффекта достигается в микроскопах не за счет увеличения базиса, а благодаря сравнительно небольшому (относительно приборов, описанных в разд. 6.4.4) расстоянию между объективом и предметом. Микроскоп Грену представляет собой два смонтированных вместе монокулярных микроскопа, оптические оси которых расположены под углом примерно 14° друг к другу⁵¹ (этот угол примерно соответствует углу между осями глаз, когда наблюдаемый без каких-либо приспособлений предмет расположен на расстоянии наилучшего видения). Оба объектива одинаковые и закреплены в единой сменной оправе. Стереомикроскоп чаще всего обладает относительно небольшим увеличением (от $5\times$ до $300\times$)⁵², так как с ростом увеличения уменьшается рабочий отрезок, что из-за малой глубины резкости позволяет рассматривать только тонкие пространственные объекты. В стереомикроскопе другого типа применяется объектив, имеющий большой диаметр и создающий изображение предмета на бесконечности (аналогично схеме, показанной на рис. 6.48, б). После этого объектива ход лучей разделяется на две ветви (для правого и левого глаза), расположенные параллельно и симметрично. Каждая ветвь содержит тубусную линзу и окуляр⁵³. Так как в каждую из ветвей свет попадает через свою часть выходного зрачка главного объектива, то левый и правый глаз будут видеть объект под разными углами. В результате этого возникает стереоскопический эффект.

При измерении деталей микроскопом можно использовать метод двойного изображения. Применение этого метода особенно целесообразно в случае объектов с симметричными элементами (отверстия, пазы, зубья и т. д.).

При проведении измерений методом двойного изображения необходимо разместить в ходе лучей одну из двух призмённых систем. Эти призмённые системы дают двойные изображения, окрашенные в красный и зеленый цвета.

Система призм, которая показана на рис. 6.54, а (за исключением цветных светофильтров она совпадает с системой призм, изображенной на рис. 6.38, а), формирует два симметричных относительно оптической оси изображения. Наоборот, система призм, которая показана на рис. 6.54, б, формирует два изображения, симметричных относительно плоскости, которая проходит через ребро единственной «крыши» и оптическую ось. Так как два изображения окрашены в дополнительные цвета, то участки, где они перекрываются, получаются белыми. Если большое от-

⁵¹ Этот угол называется углом стереоскопичности. (Прим. редакции)

⁵² Современные стереомикроскопы имеют больший диапазон увеличений — от $2\times$ до $400\times$. (Прим. редакции)

⁵³ В современных стереомикроскопах в каждой из ветвей между главным объективом и тубусной линзой могут размещаться оптические компоненты типа зрительной трубы Галилея (см. рис. 6.31, б). Одновременная замена этих компонентов в двух ветвях позволяет при одном и том же объективе и постоянном расстоянии от объектива до предмета позволяет изменять увеличение микроскопа. Аналогичный эффект достигается при установке в каждой из ветвей между главным объективом и тубусной линзой компонентов типа панкратической зрительной трубы с переменным увеличением. (Прим. редакции)

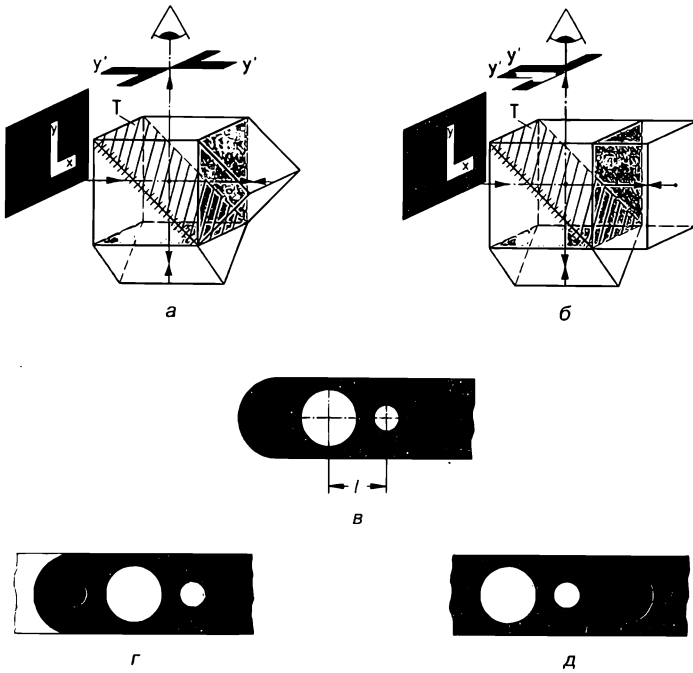


Рис. 6.54. Измерение деталей микроскопом с использованием метода двойного изображения:

a — система призм для формирования двух симметричных изображений; *б* — система призм для формирования двух симметричных изображений относительно плоскости; *в* — деталь с двумя отверстиями; *г* — плоскость симметрии проходит через ось большого отверстия; *д* — плоскость симметрии проходит через ось малого отверстия.

верстие на рис. 6.54, *в* видно белым без цветной каймы, то ось симметрии проходит через центр отверстия. Цветная кайма возникает уже при отклонении около 1 мкм. Если теперь перемещать измерительный столик до получения белого изображения малого отверстия, то величина перемещения будет непосредственно равна расстоянию между центрами отверстий.

При правильной установке микроскопа окуляр формирует бесконечно удаленное изображение. Тогда выставленную на бесконечность фото- или кинокамеру можно поместить непосредственно на тубус окуляра. В простой съемной камере без объектива или в проекционном микроскопе окуляр выполняет роль объектива. В этом случае окуляр должен быть так смещен относительно плоскости промежуточного изображения, чтобы действительное изображение находилось на конечном расстоянии. Установка на оптимальную резкость изображения при использовании зеркальной или пластиночной камеры⁵⁴ производится по матовому стеклу или через специальную зрительную трубу, которая в переходном тубусе вдвигается между окуляром и камерой.

⁵⁴ В XXI веке цифровая фотография (с помощью цифрового фотоаппарата) все больше вытесняет фотографирование на пленку; начиная с 90-х годов XX века, технология фотографирования на фотопластину стала уходить в прошлое. (Прим. редакции)

Линейное увеличение β' , которое соответствует проекционному или фотографическому изображению, вычисляется по формуле:

$$\beta' = \Gamma'_M \cdot p, \quad (6.47)$$

где $p = a'/a_s$ — коэффициент камеры, a' — расстояние между выходным зрачком окуляра и плоскостью изображения. Если камера выставлена на «бесконечность», то $a' = f'$.

Пример

Съемная камера имеет маркировку «0,63», что означает $p = -0,63$. При увеличении микроскопа $\Gamma'_M = -320$ линейное увеличение равно $\beta' = 202 \approx 200$. Так как промежуточное изображение действительное, то изображение предмета получается прямым. Предпочтительные значения коэффициента p приведены в DIN 58886.

6.8.6. Электронная обработка изображений

При незначительных затратах времени комбинация микроскопа, телекамеры и электронного устройства⁵⁵ значительно расширяет возможности количественного анализа изображений. Изображение в этом случае наблюдается на телевизионном экране (мониторе). Различные участки анализируемого изображения (см. также рис. 6.53) будут отличаться друг от друга относительной яркостью на телевизионном экране (значениями по шкале серых цветов). Например, можно разделить всю шкалу серых цветов (от черных до светлых точек изображения) на 10 равных интервалов; тогда можно раздельно регистрировать до 10 различных типов участков изображения, которые отличаются значениями по шкале серых цветов. Возможно проведение следующих основных видов измерений. Для измерения площади, занимаемой на изображении участками, характеризующимися одним из интервалов шкалы серых цветов, используется метод, который аналогичен изложенному в разд. 6.8.4 способу подсчета точек. В соответствии с рис. 6.55, а строки телевизионной развертки заполняют выделенную область изображения. Строки разбиваются (например, генератором с частотой 10 МГц) на контрольные точки, которые лежат значительно плотнее, чем на сетке окуляра. Подсчитываются все точки, которые попадают на участки с выбранным интервалом шкалы серых цветов; результат пропорционален общей площади всех участков с выбранным интервалом шкалы серых цветов. Длина частицы (рис. 6.55, б) может определяться числом точек пересечения телевизионных строк в пределах ограниченной области (благодаря импульсам, которые возникают при скачке оттенка серого). Таким образом, находится размер частицы в перпендикулярном направлении относительно строк телевизионной развертки. При повороте изображения на 90° (рис. 6.55, в) число точек пересечения изменяется; частное двух этих измерений дает коэффициент формы l/b . При подсчете частиц необходимо определять число всех отдельных участков выбранной градации серого. Это важная задача решается следующим образом (рис. 6.55, г). Если в строке (здесь: $n + 1$) впервые появляется импульс точки пересечения, то к счетчику подводится импульс (+1) и при этом частица регистрируется. Однако следующая точка пересечения ($n + 2$) и все остальные не будут подсчитываться, так как импульс предыдущей строки запоминается и используется для сравнения («вертикальный анализ

⁵⁵ За последние 20 лет компьютерная обработка изображений сделала гигантский рывок вперед. Поэтому материал данного раздела имеет главным образом историческое значение. (Прим. пер.)

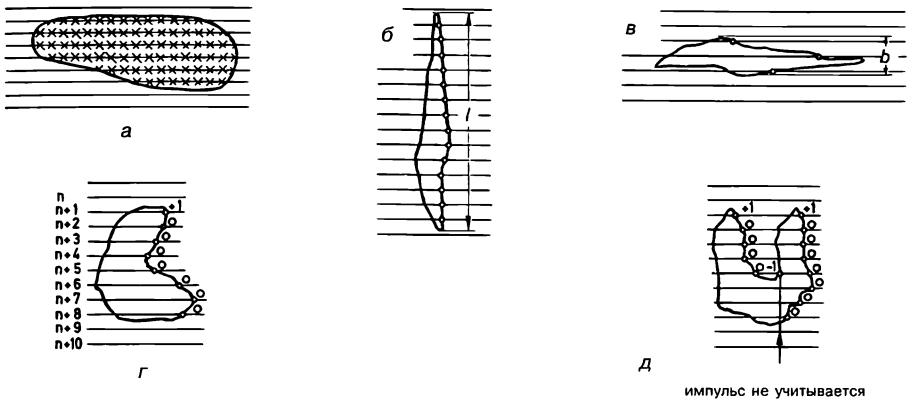


Рис.6.55. К электронной обработке изображений.

соседства»). Также благодаря схеме вычитания импульсов частица сложной формы будет учитываться только единожды (рис. 6.55, д).

В общем, могут быть определены (как измеряемые величины) точки совпадений, точки пересечения и число частиц. Эти полученные значения могут быть связаны друг с другом, а затем анализироваться далее. Этому же анализу изображения могут быть подвергнуты макроскопические изображения, например фотоснимки.

Возможности современных анализаторов изображений вышли за пределы этих измерений. Сегодня анализаторы изображений позволяют проводить структурный

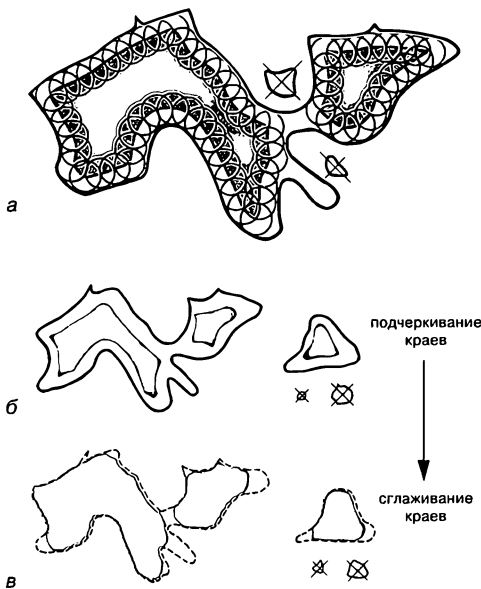
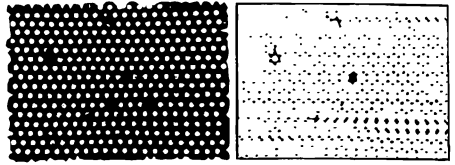


Рис. 6.56. а — процедура подчеркивания краев (черное — первоначальные элементы изображения; красное — тестовый элемент в крайних положениях; голубой — оставшиеся после подчеркивания краев элементы изображения); б — результат подчеркивания краев; в — подчеркивания краев + сглаживание краев.

Рис. 6.57. Выявление дефектов:

слева — волоконно-оптический световод для передачи изображения (пучок стекловолокон); справа — благодаря сглаживанию краев увеличились поперечные сечения волокон, теперь отчетливо видны незаполненные места.



анализ, при котором производится сканирование поверхности изображения тестовым элементом, центр которого последовательно располагается в каждой точке изображения. Тестовым элементом может быть, например, круг или шестиугольник. На рис. 6.56, а показан один из методов первичной обработки: подчеркивания краев изображения. Тестовым элементом здесь является круг (на практике он хорошо аппроксимируется шестиугольником). Круг построчно проходит все точки изображения. Расположенная в центре круга точка сохраняется на обработанном изображении только в том случае, когда все точки круга принадлежат заданной области изображения. Малые элементы изображения (мелкие «острова», «полуострова», «перешейки») в результате этой процедуры стираются. При этом возможно геометрическим методом выполнить фильтрацию изображения (в том числе очистку изображения от помех). Результат процедуры зависит от размеров тестовой фигуры, которые могут быть выбраны произвольно. Специальный случай очень малых размеров тестовой фигуры дает в итоге обыкновенное сохранение точек изображения.

Процедура сглаживания краев противоположна процедуре подчеркивания краев. При сглаживании краев центр круга построчно проходит все точки изображения. Если хоть одна точка этого круга оценивается как принадлежащая заданной области изображения, то расположенная в центре круга точка появляется на обработанном изображении. Крайние элементы заданной области изображения дополняются во все стороны на радиус круга, вследствие чего вогнутости и смежные элементы могут сглаживаться.

На рис. 6.56, б еще раз показан результат подчеркивания краев. На рис. 6.56, в показан результат сглаживания краев для исходного изображения, которое показано на рис. 6.56, б. Такое последовательное использование двух процедур обработки изображения приводит к тому, что очищенная от помех заданная область изображения имеет площадь, примерно равную первоначальной. Эти немногочисленные примеры должны только дать представление о возможностях совместного использования для анализа изображения оптики и электроники.

Рисунок 6.57 показывает еще один пример использования процедуры сглаживания краев.

ГЛАВА 7

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ, КОЛОРИМЕТРИЯ, РЕШЕТКИ, ГОЛОГРАФИЯ

7.1. Интерференции света

Кратко интерференция света уже была рассмотрена в разд. 1.2. Интерференционную картину в виде светлых и темных участков (интерференционные максимумы и минимумы) можно наблюдать только тогда, когда структура этой интерференционной картины остается неизменной на протяжении достаточного времени (стационарная интерференционная картина). Следует отметить, что взаимодействие пучков от двух отдельных источников света не приводит к стационарной интерференционной картине. Это связано с тем, что в неупорядоченной последовательности волновых цугов¹, излучаемых атомами источников света, отсутствуют какие-либо постоянные фазовые соотношения, т. е. волновые цуги не когерентны. Для получения стационарной интерференционной картины необходимо волну, испущенную ограниченным участком излучающей поверхности, разделить на две. После прохождения каждой из этих волн своего оптического пути $n \cdot d$ (n — показатель преломления, d — геометрическая длина пути) волны вновь объединяются, при этом возникает интерференционная картина. Оптическая разность хода $\Delta(n \cdot d)$ между двумя волнами не должна быть большой, так как волновые цуги могут интерферировать только в том случае, если интервалы (длины) когерентности обоих цугов хотя бы частично перекрывают друг друга.

С увеличением оптической разности хода интерференционные линии становятся расплывчатыми. Если оптическая разность хода превосходит длину когерентности, то интерференционная картина не возникает.

Идеальный когерентный цуг волны с бесконечной длиной когерентности не осуществим. Такой цуг был бы строго монохроматическим, а следовательно, бесконечным. Уширение частотного диапазона укорачивает длину когерентности:

$$d_{\text{кор}} = \frac{c}{\Delta\nu}, \quad (7.1)$$

где c — скорость света; $\Delta\nu$ — ширина полосы частот. Отношение $d_{\text{кор}}/\lambda$ равно числу длин волн на длине когерентности. Большие отличия в когерентности различных излучений показаны в табл. 7.1.

Для белого света длина когерентности получается очень малой, а для лазера очень большой.

¹ Волновой цуг представляет собой электромагнитную волну, которая возникает при переходе (за очень короткий промежуток времени) возбужденного атома, обладающего избытком энергии, в состояние с меньшей энергией. (Прим. пер.)

Таблица 7.1. Сопоставление когерентности источников света.

	$\Delta\nu$	$d_{\text{кор}}$	$d_{\text{кор}}/\lambda$
Белый свет	около $2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$	около 1,5 мкм	около 3
Узкая спектральная линия (^{86}Kr , $\lambda = 606 \text{ нм}$)	$3,57 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$	84 см	$1,39 \cdot 10^6$
Гелий-неоновый лазер со стабилизацией частоты ($\lambda = 633 \text{ нм}$)	около $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$	около 60 м	около 10^8

Если оптическую разность хода $\Delta(n \cdot d)$ выразить в длинах волн λ , то полученное число является интерференционным порядком m :

$$m = \frac{\Delta(n \cdot d)}{\lambda}. \quad (7.2)$$

Так как m легко определить (например, подсчетом интерференционных полос, см. ниже), то можно измерить с помощью интерференции одну из величин, входящих в левую часть выражения (7.2). Таким образом, различают:

- определение λ : Интерференционная спектроскопия
- определение n : Интерференционная рефрактометрия
- определение d : Интерференционные измерения длины, определение формы поверхностей и т. д.

Далее рассматриваются только методы последней группы. В основе многих методов лежит интерференция волн, которые отражаются от двух расположенных вплотную друг к другу поверхностей.

На рис. 7.1, а две плоские поверхности образуют «воздушный клин» с малым преломляющим углом α . Для падающего на клин параллельного пучка оптическая разность хода при толщине клина d равна² $2d + \lambda/2$. Слагаемое $\lambda/2$ обусловлено фазовым сдвигом при отражении от оптически более плотной среды (здесь — от поверхности 1). Если оптическая разность хода равна нечетному числу $\lambda/2$, то происходит ослабление (при равенстве амплитуд — полное гашение). Этот случай имеет место при соприкосновении ($d = 0$) двух пластин. Если оптическая разность хода кратна четному числу $\lambda/2$, то имеет место усиление (алгебраическое сложение амплитуд волн). Так как толщина клина d линейно зависит от высоты h , то на интерференционной картине видны расположенные на равном расстоянии светлые и темные полосы (полосы Физо). Возникающая при освещении клина параллельным пучком интерференционная картина называется полосами равной толщины, так как интерференционные полосы объединяют все точки с одинаковой толщиной клина d . Расстояние между двумя темными полосами (интерференционными минимумами) соответствует изменению оптической разности хода на λ , а изменение толщины клина при этом равно $\lambda/2$. Если воздушный промежуток ограничен плоской и сферической поверхностями (см. рис. 7.7), то интерференционная картина состоит из колец Физо. Эти кольца также называют кольцами Ньютона.

Если расходящийся пучок падает перпендикулярно на две плоские параллельные поверхности (рис. 7.1, б), то оптическая разность хода зависит от угла падения ϵ

² Оптическая разность хода в данном случае равна разности оптических путей волн, которые отражаются от поверхностей 1 и 2 (см. рис. 7.1). (Прим. пер.)

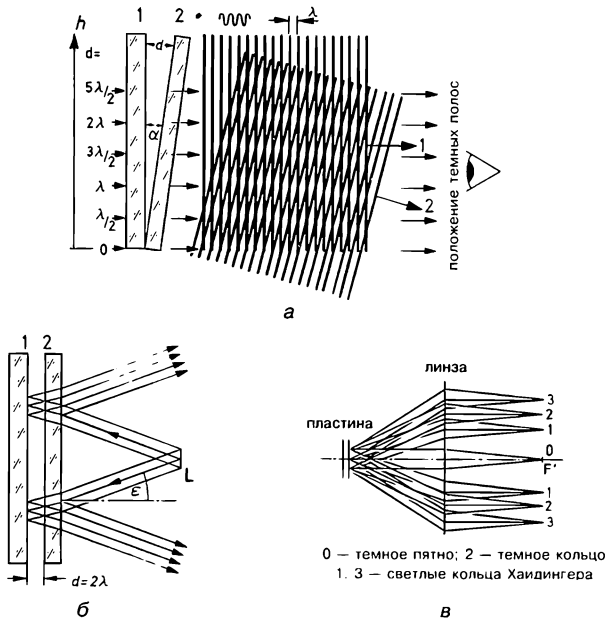


Рис. 7.1. а — интерференционные полосы равной толщины в клиновидной пластине (подписаны только отраженные волны, углы сильно преувеличены!); б — интерференционные кольца равного наклона в плоскопараллельной пластине; в — наблюдение колец Хайдингера на экране.

соответствующего луча. Для определенных значений углов падения получаются интерференционные максимумы, между которыми расположены минимумы.

Так как все лучи с одинаковым углом ϵ идут симметрично относительно нормали к поверхности, то в результате интерференции возникают кольца равного наклона. Данные кольца называются также кольцами Хайдингера.

Кольца Хайдингера лежат в бесконечности, поэтому для их наблюдения используют линзу, которая строит изображение колец в своей фокальной плоскости (рис. 7.1, в).

На рис. 7.2 показан интерферометр Майкельсона, который является одним из основных и самым важным типом интерферометра. Идущий от источника света пучок после светоделителя T падает на зеркала S_1 и S_2 ; S_1 и S_2' (изображение зеркала S_2 , формируемое поверхностью T) образуют «мнимую» клиновидную пластину, которая эквивалентна находящимся друг против друга (см. рис. 7.1, а) плоским

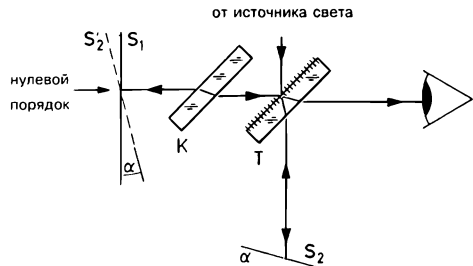


Рис. 7.2. Интерферометр Майкельсона, установленный на нулевой порядок. Углы сильно преувеличены!

поверхностям. Светоделитель T объединяет оба отраженных пучка, которые формируют интерференционную картину. Компенсационная пластина K обеспечивает равенство путей в стекле.

Мнимое изображение S'_2 может лежать впереди или сзади S_1 , а также (как на рис. 7.2) пересекать S_1 . (Преломляющий угол клина α на рисунке сильно преувеличен!) Так как на линии 0 пересечения S_1 и S'_2 разность оптических путей равна нулю, то на этой линии находится нулевой порядок интерференции. В этом месте видна темная полоса (хотя отражения от S_1 и S_2 происходят с равным сдвигом фазы, но при отражении от T оптическая разность хода $\lambda/2$ появляется только в одной ветви интерферометра). Интерференция нулевого порядка особенно хорошо заметна при освещении белым светом («интерференция в белом свете»), так как только в случае нулевого порядка видна темная полоса без цветной каймы; полоса с порядком $m \neq 0$ видна цветной.

Если при юстировке поверхности зеркал S_1 и S'_2 выставлены параллельно, то наблюдаются кольца Хайдингера. Если от источника исходит параллельный пучок, а поверхности S_1 и S'_2 образуют клин с углом α , то наблюдаются полосы Физо, расстояние между которыми равно

$$l = \frac{\lambda}{2\alpha}. \tag{7.3}$$

7.2. Интерференционные методы измерения расстояний

На рис. 7.3 показан принцип абсолютного измерения длины концевой меры в единицах $\lambda/2$. На неподвижное зеркало S_2 интерферометра Майкельсона (или интерферометра аналогичного типа) жестко закрепляется (ставится на оптический контакт) измеряемая концевая мера E . Отполированная передняя поверхность концевой меры E действует как зеркало S_3 . Прежде всего подвижное зеркало S_1 располагают таким образом, что оптический путь в ветвях интерферометра с зеркалами S_1 и S_2 одинаков. Так как оптические пути одинаковые, то при использовании в качестве осветителя источника белого света интерференционная полоса нулевого порядка расположена на визирной марке. Если передвинуть зеркало S_1 до получения одинакового оптического пути³ в ветвях интерферометра с зеркалами S_1 и S_3 , то

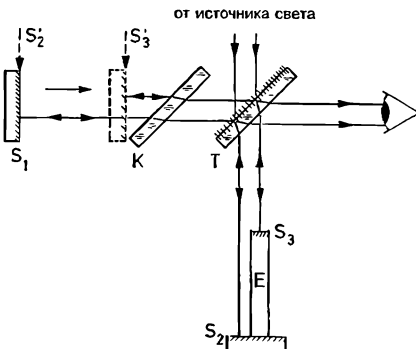
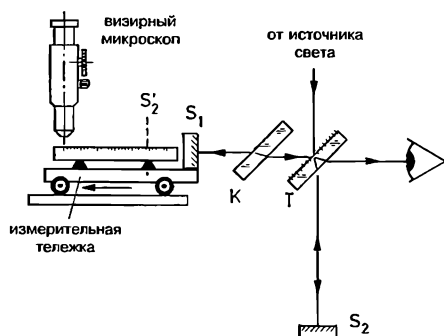


Рис. 7.3. Измерение длины концевой меры E с помощью интерферометра:

S'_1 — изображение зеркала S_3 ; S'_2 — изображение зеркала S_2 .

³ Выполнение этого условия контролируется по интерференционной полосе нулевого порядка. (Прим. пер.)

Рис. 7.4. Принцип интерферометрических измерений штриховой шкалы.



дистанция перемещения зеркала S_1 точно равна длине концевой меры. При перемещении определяется число проходящих через визирную марку интерференционных полос с точностью до дробной части ширины полосы. Подсчет числа полос ведется при использовании в интерферометре монохроматического источника света (линия криптона или кадмия). Умножение числа полос на $\lambda/2$ дает длину концевой меры. Конечно, зеркало S_1 слегка наклонено относительно S'_2 и S'_3 (изображений зеркал S_2 и S_3)!

Следующая базовая задача — измерение штриховых шкал. Для точных штриховых шкал необходимо с помощью интерферометрических измерений точно определить интервал между соседними штрихами. На рис. 7.4 принцип измерений снова показан на примере интерферометра Майкельсона. Подвижное зеркало S_1 укреплено на измерительной тележке с закрепленной на ней шкалой. Над шкалой на неподвижном основании закреплен визирный микроскоп. Зеркало S_1 может лежать впереди или сзади S'_2 , т. е. разность хода может принимать положительные и отрицательные значения. Это дает возможность получить резкие, пригодные для измерения интерференционные полосы на вдвое большем интервале (около 0,5 м).

По сравнению с базовой схемой (рис. 7.5) в лазерном интерферометре для автоматического измерения точных штриховых шкал (Leitz; см. [8.2]) введены следующие усовершенствования: зеркала интерферометра S_1 и S_2 (рис. 7.4) заменены на световозвращатели, которые не чувствительны к малым наклонам. За счет этого обеспечивается неизменное направление отраженного пучка. В данной схеме све-

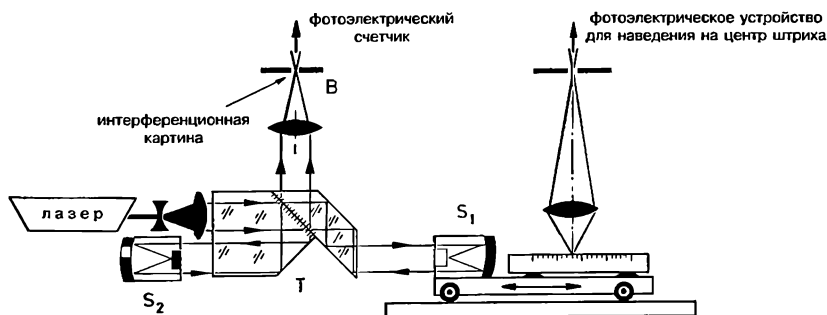


Рис. 7.5. Лазерный интерферометр для автоматического измерения точных штриховых шкал.

товозвращатель представляет собой конструкцию в виде вогнутого зеркала, в фокальной плоскости которого находится небольшое плоское зеркало. Вместо визирного микроскопа установлен фотоэлектрический механизм наводки на центр штриха. В качестве высококогерентного источника излучения используется газовый лазер со стабилизацией частоты. Для уменьшения расходимости и увеличения диаметра лазерного пучка используется оптическая система в виде перевернутой зрительной трубы. Интерференционная картина расположена в плоскости диафрагмы B .

Если оптическая система для уменьшения расходимости расфокусирована (на светодетектор падает расходящийся пучок), то в плоскости диафрагмы B будут видны кольца Хайдингера. Благодаря фотоэлектрическому оборудованию, которое здесь не описывается, считаются проходы отдельных интерференционных полос в зависимости от направления сдвига тележки. Минимальное регистрируемое смещение равно $\lambda/8$.

Высокоточные интерференционные измерения имеют огромное значение для метрологии. До 1960 года основополагающей интерференционной метрологической задачей было измерение международного эталона метра⁴. С 1960 года метр был определен⁵ как длина, равная 1 650 763,73 длины волны в вакууме излучения, соответствующего оранжево-красной линии изотопа ⁸⁶Kr ($\lambda = 605,78021$ нм).

Однако не обязательно непосредственно подсчитывать число полувольт ($\lambda/2$), которые укладываются на измеряемой длине. Точное измерение длины, например при сравнении двух концевых мер или абсолютного определения длины концевой меры, можно также производить методом косвенного счета числа полувольт. Если, например, на рис. 7.3 зеркало S_1 неподвижно установлено примерно посередине между S_2' и S_3' , то будут видны две системы полос, которые смещены друг относительно друга. Очень большое целое число полос m , которое соответствует длине концевой меры l , неизвестно.

Однако дробное число p ($0 < p < 1$) ширины полосы, которое соответствует длине концевой меры l , известно. Пусть при измерении используется монохроматическое излучение с длиной волны λ_1 . Тогда $l = (m_1 + p_1) \cdot \lambda_1/2$. Аналогично для другой длины волны λ_2 : $l = (m_2 + p_2) \cdot \lambda_2/2$ и т. д. В результате измерений на нескольких длинах волн получается последовательность дробных чисел p_1, p_2, p_3, \dots . Данная последовательность может соответствовать только совершенно определенным значениям длины концевой меры. Для выбора правильного значения длины концевой меры используют результаты предварительных измерений (при механических измерениях длина концевой меры определяется с точностью около 2 мкм).

Пример

Измерения проводятся для следующих трех длин волн кадмия:

$$\lambda_1 = 467,8156 \text{ нм}; \quad \lambda_2 = 508,5824 \text{ нм}; \quad \lambda_3 = 643,8470 \text{ нм}.$$

Для длины концевой меры $l = 20,00213$ мм тогда получаются следующие числа ($m + p$) полувольт:

$$85\ 512,88157 \qquad 78\ 658,3649 \qquad 62\ 133,1776.$$

При наблюдении получается последовательность дробных чисел:

⁴ Длины между двумя штрихами на платиново-иридиевом бруске, хранящемся в Международном бюро мер и весов во французском городе Севре. (Прим. пер.)

⁵ В 1983 г. 17-я Генеральная конференция по мерам и весам приняла определение метра как расстояния, проходимого в вакууме плоской электромагнитной волной за $1/299792458$ долю секунды. (Прим. пер.)

$p_1 \approx 0,9$	$p_2 \approx 0,4$	$p_3 \approx 0,2$
Если сравнить с этой последовательностью аналогичные последовательности для двух концевых мер, которые отличаются от данной длины только на 0,02 мкм, то легко можно заметить отличия: Для $l = 20,00211$ мм:		
$p_1 \approx 0,8$	$p_2 \approx 0,3$	$p_3 \approx 0,1$
Для $l = 20,00215$ мм:		
$p_1 \approx 0,0$	$p_2 \approx 0,4$	$p_3 \approx 0,2$

Дробные числа p могут быть измерены не только с точностью до 0,1 ширины полосы, но и с точностью до 0,01 ширины полосы. На точность интерферометрических измерений значительно влияют изменения показателя преломления воздуха. Поэтому показатель преломления воздуха также измеряется интерферометром, и рассчитывается соответствующая поправка [8.3].

7.3. Интерференционные методы контроля поверхностей

На рис. 7.1, а воздушный клин ограничен двумя абсолютно плоскими поверхностями. Этому случаю соответствует интерференционная картина в виде равномерно расположенных полос Физо. Если воздушный промежуток ограничен двумя поверхностями различной формы, то на интерференционной картине полосы будут искривлены. Интерференционные полосы проходят через точки с одинаковой толщиной воздушного промежутка между поверхностями. Поэтому если вторая поверхность (поверхность сравнения) является плоской, то полосы непосредственно показывают форму контролируемой поверхности в виде «линий уровня». Между двумя такими соседними линиями величина воздушного промежутка изменяется на $\lambda/2$. Таким образом, интерференционный метод ясно и наглядно показывает форму (в том числе и дефекты) поверхности.

Резкие интерференционные полосы получают при освещении гелий-неоновым лазером ($\lambda = 632,8$ нм), натриевой лампой ($\lambda = 589,3$ нм), таллиевой лампой ($\lambda = 535,0$ нм) или ртутной лампой с фильтром ($\lambda = 546,1$ нм). Если поверхность имеет большое поперечное сечение, то интерференционные полосы наблюдают без увеличения (например, при контроле с помощью «пробных стекол»). В противном случае используют интерференционный микроскоп.

Пробные стекла представляют собой деталь из стекла, одна поверхность которой представляет высокоточную плоскую или сферическую поверхность с известным радиусом кривизны. Пробные стекла чаще всего используются для контроля оптических поверхностей (поверхностей призм и линз). Для контроля выпуклой поверхности используют вогнутое пробное стекло. Эталонная поверхность пробного стекла и контролируемая поверхность располагаются на малом расстоянии друг от друга. При очень незначительных отклонениях контролируемой поверхности (менее $\lambda/2$) интерференционные полосы не наблюдаются. В этом случае при контроле плоской поверхности располагают две поверхности таким образом, что между ними возникает небольшой воздушный клин. Если поверхности идеально плоские, то при любом положении ребра клина полосы Физо всегда должны быть прямыми. Отклонения контролируемой поверхности от поверхности пробного стекла проявляются в различных формах полос интерференционной картины. Классификация и названия дефектов поверхностей установлены DIN 3140, VI. 5. На рис. 7.6 показаны виды интерференционных картин при нескольких типах дефектов поверхности.

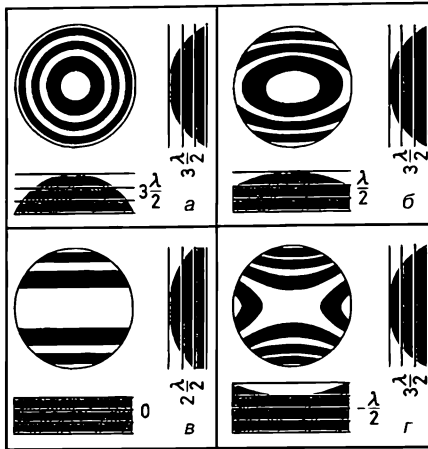


Рис. 7.6. Интерференционные картины для нескольких типов дефектов поверхности. Поверхность сравнения является плоской:
а — сферическая поверхность; *б* — торическая поверхность; *в* — цилиндрическая поверхность; *г* — седлообразная поверхность.

В качестве примера интерференционного контроля поверхности рассмотрим определение радиуса кривизны r поверхности линзы по диаметрам колец Ньютона (рис. 7.7). Расстояние d_0 между плоской поверхностью и вершиной наложенной на нее выпуклой линзы может быть обусловлено, например, пылью. Если для зоны детали $d_m = m \cdot \lambda/2$, то на этом участке наблюдается интерференционный минимум (темное кольцо), так как еще следует учесть изменение оптического пути на $\lambda/2$ при отражении от более плотной среды (здесь: плоской пластины). Диаметр кольца D_m связан со стрелкой прогиба $\rho = d_m - d_0$ выражением:

$$D_m^2 = 8r(d_m - d_0), \tag{7.4}$$

которое следует из формулы (9.1), если пренебречь членами начиная с ρ^2 .

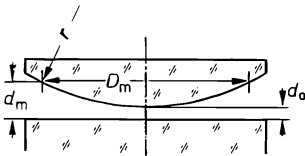


Рис. 7.7. Интерферометрический метод определения радиуса кривизны r поверхности линзы.

При подстановке d_m в формулу (7.4) получается $D_m^2 = 4mr\lambda - 4rd_0$. Аналогичное выражение имеет место для кольца $m + \Delta m$, которое лежит на Δm колец ближе к краю поверхности. Тогда радиус кривизны r можно найти как разность двух уравнений, которые соответствуют кольцам m и $m + \Delta m$:

$$D_{m+\Delta m}^2 - D_m^2 = 4\Delta m r \lambda. \tag{7.5}$$

Кольца, диаметры которых измеряются, должны располагаться по возможности далеко друг от друга; Δm находят подсчетом колец.

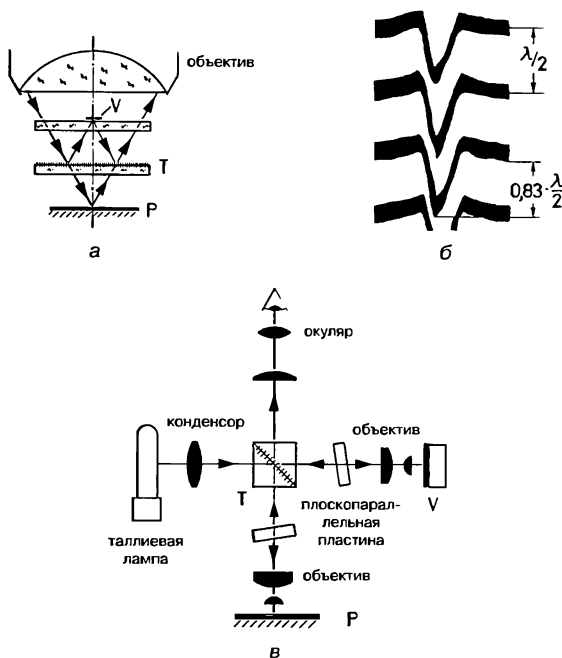


Рис. 7.8. *a* — насадка на объектив микроскопа для наблюдения интерференционных полос в отраженном свете; *б* — определение глубины канавки по интерференционной картине, наблюдаемой в микроскоп; *в* — интерференционный микроскоп; *P* — контролируемая поверхность; *V* — эталонная поверхность.

Для исследования крупногабаритных поверхностей вместо пробного стекла⁶ используют интерферометр с неподвижно установленной эталонной поверхностью. При использовании интерферометра не требуется малое расстояние между контролируемой и эталонной поверхностью: мнимое изображение накладывается на контролируемую поверхность. В качестве высококачественной эталонной горизонтальной поверхности подходит ртутное зеркало [1.3]. Если изогнутый силами поверхностного натяжения край будет задиафрагмирован, то поверхность имеет радиус кривизны⁷ более 10^4 км!

При большом угле клина или вообще при очень шероховатой, а также сильно изогнутой поверхности интерференционные полосы (каждая полоса соответствует приращению воздушного промежутка на $\lambda/2$) расположены настолько близко друг к другу, что две соседние полосы можно увидеть раздельно только с помощью интерференционного микроскопа. Принцип действия интерференционного микроскопа аналогичен принципу действия большого интерферометра. Объектив микроскопа с малым увеличением обладает большим расстоянием между передней линзой и контролируемой поверхностью. Поэтому в данном месте можно разместить светоделительную систему интерферометра Майкельсона, с помощью которой мнимое изображение эталонной поверхности накладывается на исследуемый объект.

⁶ Обычно диаметры пробных стекол не превышают 130–220 мм. (Прим. пер.)

⁷ Без учета других возмущающих воздействий радиус ртутного зеркала равен половине диаметра земного шара. (Прим. пер.)

На рис. 7.8, а показана интерференционная насадка на объектив металлографического микроскопа. Эта насадка, используемая при наблюдении объекта в отраженном свете в соответствии с принципом Мирю, состоит из полупрозрачного зеркала и пластины. На центральную зону пластины нанесено зеркальное покрытие. Этот участок пластины выполняет роль эталонной поверхности. Пучок от осветителя проходит через объектив и делится полупрозрачным зеркалом на пучки наблюдения и сравнения. После отражений от объекта и эталонной поверхности эти пучки снова сводятся в один.

На рис. 7.8, б показано определение глубины неровностей по сдвигу полос. При высоких увеличениях (примерно до $500\times$) светодетельная система должна размещаться за объективом (рис. 7.8, в). Поэтому в оптической схеме необходимо использовать два одинаковых объектива.

7.4. Спектральные приборы

7.4.1. Обзор. Разрешающая способность

Спектральными называют приборы, которые выполняют пространственное разделение потока излучения сложного спектрального состава (полихроматическое излучение) на монохроматические составляющие. На выходе прибора формируется спектр излучения. Основным элементом спектрального прибора является диспергирующее устройство, которое непосредственно выполняет пространственное разделение потока излучения. Принцип действия диспергирующего устройства может быть основан на зависимости показателя преломления от длины волны (призмы, см. разд. 2.4) или на дифракционных явлениях (решетки). Принцип действия некоторых спектральных приборов основан на интерференции света. В состав большинства спектральных приборов входят объективы, коллиматоры, осветительные устройства и т. д. В качестве основных элементов этих оптических узлов используются линзы и вогнутые зеркала. К преимуществам последних относится то, что формируемое ими изображение свободно от хроматических aberrаций. При конструировании спектральных приборов необходимо обеспечить в заданной области длин волн (например, УФ, видимая, ИК области спектра) достаточно высокие коэффициенты пропускания и коэффициенты отражения оптических элементов (линзы, призмы, плоские окна, зеркала). Для выполнения этого требования необходимо учитывать свойства используемых материалов (см. табл. 2.2). В табл. 7.2 указаны основные типы спектральных приборов.

Таблица 7.2. Спектральные приборы.

Название	Использование
Спектроскоп	Визуальное наблюдение спектра
Спектрометр	Определение длин волн спектральных линий по шкале длин волн или по результатам угловых измерений
Спектрограф	Регистрация спектра на фотопластинке или фотоэлектрическое сканирование
Монохроматор	Выделение узкого спектрального интервала $\Delta\lambda$ из более широкой спектральной области для последующего использования полученного монохроматического излучения
Спектрофотометр	Комбинация монохроматора с фотоэлектрическим приемником. Используется, например, для определения спектральных свойств материалов

Важной характеристикой спектрального прибора является его разрешающая способность, которая равна

$$A = \left| \frac{\lambda}{d\lambda} \right|, \quad (7.6)$$

где $d\lambda$ — разность двух длин волн (λ и $\lambda + d\lambda$), которые соответствуют спектральным линиям одинаковой интенсивности (пример: двойная линия D натрия) и которые еще могут наблюдаться раздельно («разрешаться»). Так же как у наблюдательных инструментов, предел разрешающей способности спектральных приборов ограничен дифракционными явлениями. Считается, что две спектральные линии одинаковой интенсивности находятся на пределе разрешения, если главный максимум яркости дифракционного изображения одной из линий совпадает с первым минимумом в изображении другой линии (см. разд. 6.1.2). Угловое расстояние между дифракционными максимумами при этом равно $\delta'_{l, \text{Min}}$.

Если на призму падает параллельный пучок (рис. 2.21, б), то дифракционному минимуму соответствует угол $\delta'_{l, \text{Min}} = \lambda/h$, где h — ширина пучка (по аналогии с формулой (6.5), которая используется при круглой форме поперечного сечения пучка). Самый малый еще разрешаемый угол при этом равен $d\delta = \lambda/h$. Тогда из выражения (7.6) следует $A = h \cdot |d\delta/d\lambda|$. Разрешающая способность определяется шириной пучка h и угловой дисперсией призмы. Для минимального угла отклонения угловая дисперсия вычисляется по формуле (2.46). Если еще учесть сделанные в разд. 2.4.2 упрощения, то предельная спектральная разрешающая способность призмы с длиной основания b равна

$$A = b \cdot \frac{dn'}{d\lambda}, \quad (7.7)$$

где $dn'/d\lambda$ — дисперсия стекла.

Предельная разрешающая способность призмы зависит только от дисперсии стекла и длины основания призмы (при полном использовании ее высоты!). Практически достижимые значения разрешающей способности несколько ниже.

При использовании решеток дифракционные искажения изображения линии уменьшаются с ростом общего числа N штрихов решетки (первый дифракционный минимум плотнее сдвигается к максимуму). Также с ростом дифракционного порядка m увеличивается угол между изображениями линий, которые соответствуют длинам волны λ и $\lambda + d\lambda$. Таким образом, при одинаковой величине $d\lambda$ уменьшаются искажения изображений линий, а расстояние между изображениями линий увеличивается. Тогда предельная спектральная разрешающая способность дифракционной решетки равна

$$A = N \cdot m, \quad (7.8)$$

где N — число штрихов решетки; m — дифракционный порядок.

Практически достижимые значения разрешающей способности соответствуют примерно $0,7 \cdot N \cdot m$.

• Свойства призм были рассмотрены в разд. 2.4, а свойства дифракционных решеток подробно изложены в разд. 7.6. Для исследования узких областей спектра используются интерференционные спектрографы, так как благодаря высоким значениям m в этих приборах можно получить очень высокую разрешающую способность. При использовании призм спектр очень неравномерен, т. е. одним и тем же приращениям длин волн в различных участках спектра соответствуют различные

расстояния между спектральными линиями. Это обусловлено более высокой дисперсией $dn'/d\lambda$ в коротковолновой области. Решетки при малых углах дифракции (малая пространственная частота решетки и низкий порядок дифракции) дают почти равномерно распределенный по длинам волн спектр (отклонения обусловлены неравенством $\sin \delta \neq \text{tg } \delta$).

7.4.2. Спектроскопы, спектрометры, спектрографы

На рис. 7.9, *a* показана базовая схема спектрального прибора (спектроскопа или спектрометра, который имеет шкалу длин волн). Объектив коллиматора строит изображение щели в бесконечности, а объектив зрительной трубы — в фокальной плоскости окуляра. В параллельном ходе лучей между двумя объективами расположена дисперсионная призма. Благодаря этому в фокальной плоскости окуляра получается не одно изображение щели, а непрерывная последовательность изображений щели для различных длин волн — спектр. Изображение шкалы длин волн (или шкалы с равномерными делениями, для которой нужно использовать градуировочную кривую) строит в бесконечности вспомогательный объектив. После зеркального отражения от поверхности призмы объектив зрительной трубы формирует изображение этой шкалы в плоскости спектра.

На рис. 7.9, *б* показана похожая схема портативного спектроскопа (или спектрометра). Так как в этом случае применяется призма прямого видения (разд. 2.5.7), то наблюдения ведут без зрительной трубы. Положение изображения шкалы длин волн относительно спектра может быть откорректировано наклоном отрагательной призмы.

Спектральные линии можно непосредственно зарегистрировать на фотопластинке, если разместить последнюю в плоскости спектра. Очевидно, что регистрируемые линии должны лежать в области спектральной чувствительности фотослоя (например, для видимой области спектра применяют панхроматические слои, см. разд. 4.6.2). На рис. 7.10 показан спектрограф, в котором для повышения разрешающей способности соединены последовательно три призмы. За счет этого увеличивается угловая дисперсия. При спектральном анализе (например, сплавов на основе железа) щель освещается искрой, которая возникает между электродами из анализируемого материала. Наклонное положение фотопластинки относительно оптической оси компенсирует хроматизм положения, что позволяет получить достаточно резкие изображения спектральных линий.

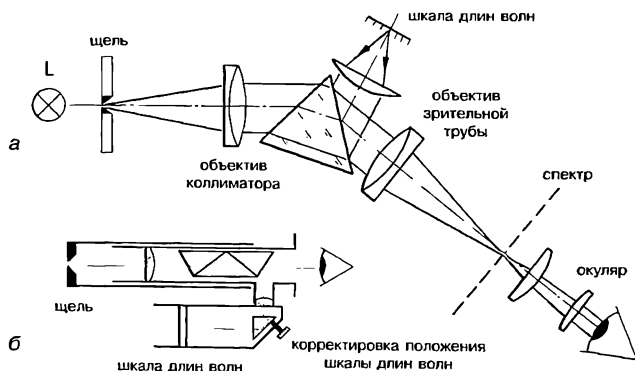


Рис. 7.9. *a* — спектроскоп; *б* — портативный спектроскоп с призмой прямого видения.

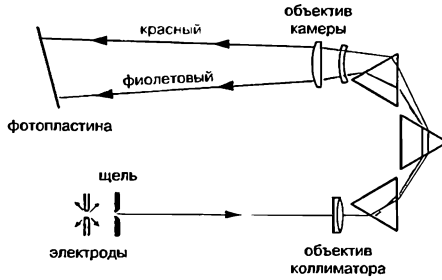


Рис. 7.10. Спектрограф.

7.4.3. Монохроматоры и спектрофотометры

Монохроматическое излучение с определенной шириной полосы $\Delta\lambda$ можно получить, если в спектрооскопе в плоскости спектра поместить щель (рис. 7.9, а).

За счет поворота призмы можно изменять длину волны излучения, выходящего из монохроматора. При этом желательно обеспечить неизменность направления

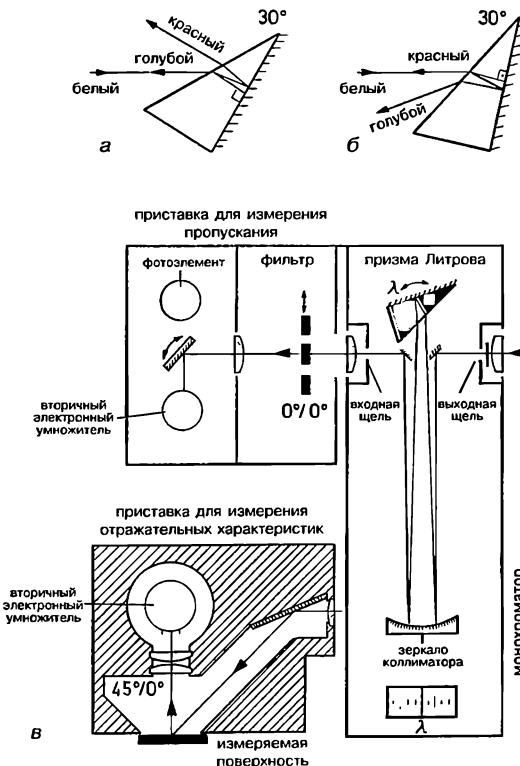


Рис. 7.11. Одноканальный спектрофотометр с призмным монохроматором (Zeiss PMQ II):

а, б — принцип действия призмы Литрова.

исходящего из выходной щели пучка. Для выполнения этого требования в монохроматорах часто применяют призмы с постоянным углом отклонения. При повороте такой призмы вокруг ее оси в положение наименьшего углового отклонения δ_{\min} (см. разд. 2.4.1) приходят поочередно лучи всех длин волн. В качестве примера на рис. 7.11, а, б показана призма Литрова с преломляющим углом 30° , на заднюю грань которой нанесено зеркальное покрытие. Благодаря двойному прохождению луча призма обладает такой же разрешающей способностью, как и призма с преломляющим углом 60° . На рис. 7.11, а пучок, который соответствует «голубому» направлению, перпендикулярен к поверхности зеркала. После поворота призмы (рис. 7.11, б) в этом же направлении идет пучок, который соответствует «красному» направлению. Таким образом, пучок для выбранной длины волны отклоняется на 180° .

На рис. 7.11, в справа показан монохроматор с призмой Литрова. Зеркало коллиматора строит изображение входной щели на выходной щели. Так как призма Литрова расположена в параллельном ходе лучей, то спектр лежит в плоскости А. Если теперь поместить за выходной щелью фильтр (функцию пропускания $\tau(\lambda)$ которого следует измерить), а за этим фильтром фотоэлектрический приемник, то получится спектрофотометр. Специальная приставка позволяет измерять спектральный коэффициент яркости⁸ $\beta(\lambda)$. Чтобы при измерениях не учитывать зеркально отраженное излучение (при глянцевах поверхностях), следует освещать измеряемую поверхность под углом 45° , а измерения вести под углом 0° к нормали поверхности⁹.

Спектрофотометр на рис. 7.12 значительно отличается от только что описанной схемы.

1. Диспергирующее устройство состоит из двух отражающих дифракционных решеток (1200 штрих/мм!).

2. Призма Т делит монохроматический пучок на два канала. В первом канале установлен измеряемый образец, а второй канал (без фильтра) является каналом сравнения. Излучение из двух этих каналов падает на один и тот же приемник, но вращающаяся диафрагма попеременно открывает то один, то другой канал.

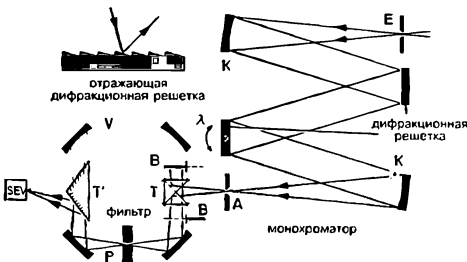


Рис. 7.12. Двухканальный спектрофотометр с дифракционным монохроматором (Bausch & Lomb Spectronic):

К, К' — зеркала коллиматора; Т — делитель пучка; Т' — элемент для сведения пучков; В, В' — вращающиеся диафрагмы; Р — измерительный канал; V — канал сравнения; SEV — фотоприемник; Е — входная щель; А — выходная щель.

⁸ Отражающие свойства предметов часто оценивают при сравнении их с идеальной диффузно рассеивающей поверхностью. Для количественного описания распределения отраженного поверхностно несамосветящегося предмета светового потока пользуются (спектральным) коэффициентом яркости, равным отношению яркости этой поверхности к яркости идеальной диффузно рассеивающей поверхности при тех же условиях освещения и наблюдения. (Прим. пер.)

⁹ Отражающие свойства непрозрачных предметов и пропускающие свойства прозрачных зависят от того, под каким углом к поверхности предмета падает поток излучения и под каким углом эта поверхность наблюдается. В связи с этим оговариваются как оговоренные условия освещения образца, так и направление, по которому осуществляется сбор отраженного (пропущенного) излучения — условия наблюдения образца. Например, сокращенное обозначение $45^\circ/0^\circ$ на рис. 7.11, в означает, что образец освещается под углом 45° от нормали к его поверхности и наблюдается в направлении нормали к этой поверхности. (Прим. пер.)

3. Канал сравнения дает возможность автоматически проводить полную коррекцию результатов измерения. Кривая коэффициента пропускания $\tau(\lambda)$ непосредственно записывается регистрирующим прибором.

7.5. Колориметрия и цветовые измерения

7.5.1. Основы колориметрии

В результате воздействия на глаз излучения видимого диапазона спектра, которое может непосредственно исходить как от источников света, так и от освещаемых ими поверхностей, возникает цветовое ощущение. Цветовые ощущения отличаются количественно (светлота) и качественно (цветовой тон и насыщенность). Цветовое восприятие относится к одному из важнейших явлений, с помощью которых человек опознает и различает предметы, находящиеся вокруг него. Цвет имеет большое значение для различных областей человеческой деятельности (примеры: знаки уличного движения, автомобильные лаки, текстильные краски). Поэтому важно регистрировать цветовые ощущения в числовой форме. Тогда, например, можно без сравнения с цветом образца производить красящее вещество, которое дает желаемое цветовое ощущение.

Колориметрия создает и развивает системы для количественной характеристики цветовых ощущений. Это достаточно трудно, так как «цвет сам по себе», без участия глаз и мозга наблюдателя, не существует. Функция $\varphi(\lambda)$ описывает относительное спектральное распределение падающего на глаз потока излучения, а цветовое ощущение ξ возникает только в мозге. Под цветовым ощущением (коротко — цвет; существуют также более подробные названия: цветовой стимул, зрительное восприятие цветового раздражения) понимается только базовое ощущение, которое не зависит от влияния глаза (например, от изменения цветовой адаптации) и всегда ведет себя одинаково при аддитивном воспроизведении цветов.

На рис. 7.13 показано, что функция $\varphi(\lambda)$ определяется как источником света [функция $S(\lambda) = (\Phi_{e\lambda})_{rel}$ — относительное спектральное распределение потока излучения, исходящего от источника света (см. разд. 4.3)], так и характеристиками освещаемого тела: спектральным коэффициентом пропускания $\tau(\lambda)$ или спектральным коэффициентом яркости $\beta(\lambda)$ (см. DIN 5036). Например, одна и та же поверхность вызывает различные цветовые ощущения при дневном свете и свете ламп накаливания. Причиной этого является различие относительных спектральных распределений для дневного света и для ламп накаливания. Одна и та же функция $\varphi(\lambda)$ у разных наблюдателей может вызвать несколько различные цветовые ощущения. Поэтому в соответствии с международной конвенцией в колориметрии для однозначной оценки цвета было введено понятие «стандартный наблюдатель» и опре-

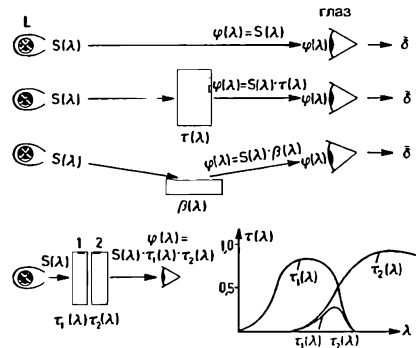


Рис. 7.13. Способы формирования падающего на глаз излучения:

a — наблюдение источника света; *b* — прохождение света через фильтр; *c* — диффузное отражение от поверхности; *z* — прохождение света через два фильтра: «субтрактивное воспроизведение цветов».

делены нормированные условия наблюдения. Конкретная функция $\varphi(\lambda)$ для стандартного наблюдателя всегда дает одинаковое цветовое ощущение. Однако обратная связь не является однозначной: потоки излучения, относительные спектральные распределения которых сильно отличаются, могут вызывать у «стандартного» наблюдателя одни и те же цветовые ощущения. Цвета излучений разного спектрального состава, которые при одинаковых условиях рассматривания визуально воспринимаются одинаковыми, называются метамерными («условно равными»).

7.5.2. Субтрактивное и аддитивное воспроизведение цветов

На рис. 7.13, *г* поток излучения от лампы последовательно проходит через два фильтра. В этом случае функция $\varphi(\lambda)$ определяется произведением спектральных коэффициентов пропускания $\tau_1(\lambda)$ и $\tau_2(\lambda)$. Два таких цветных фильтра поглощают различные участки потока излучения от лампы. Используя три подходящих цветных фильтра (например, желтый, пурпурный, сине-зеленый), можно поглотить все излучение видимой области: в результате субтрактивного воспроизведения можно получить черный цвет. Субтрактивное воспроизведение используется, например, в цветных фотопленках (три тонкослойных фильтра подряд!) и при смешении красящих веществ. Пусть два светофильтра обладают различными графиками спектрального коэффициента пропускания, но цвета прошедших через светофильтры излучений являются метамерными (при одном и том же спектральном составе падающего на светофильтры излучения). Если первый из этих фильтров используется при субтрактивном воспроизведении, то замена этого фильтра на второй может привести к изменению результата субтрактивного воспроизведения. Поэтому использовать субтрактивное воспроизведение для цветовых измерений достаточно сложно.

При аддитивном воспроизведении цветов несколько потоков излучения подводятся к глазу одновременно (например, с помощью проекционной аппаратуры) или последовательно через очень малые промежутки времени (например, вращающийся диск с секторами разных цветов). На цветном телевизионном экране рядом расположены три настолько малых цветных участка, что, начиная с определенной дистанции, они больше не различаются; поэтому глаз воспринимает их как единый цветной участок. Так как функция $\varphi(\lambda)$ создается в результате сложения отдельных потоков излучений, то в результате аддитивного воспроизведения можно получить белый цвет.

Аддитивное воспроизведение имеет большое значение для цветовых измерений, так как излучения с метамерными цветами дают в этом случае одинаковый результат независимо от спектрального состава излучения!

7.5.3. Количественные характеристики цвета

Согласно основному экспериментальному закону колориметрии цвет можно полностью и однозначно описать тремя числовыми значениями. При выборе размерных чисел можно идти совершенно разными путями.

Если следовать за естественной способностью глаза различать цвета, то можно представить в виде числовых значений цветовой тон, насыщенность и светлоту (числа Гельмгольца или числа системы DIN 6164, см. разд. 7.5.4).

Три числа для количественного описания цвета могут быть также введены совершенно иным образом. Пусть цвет, полученный в результате смешения трех базовых цветов (аддитивное воспроизведение), выглядит точно так же, как измеряемый цвет ξ . Тогда в качестве координат цвета ξ можно принять количественные

соотношения трех базовых цветов в такой смеси. В качестве базовых цветов («основные цвета») по международному соглашению приняты три спектральных цвета (Р красный $\lambda = 700$ нм; С зеленый $\lambda = 546,1$ нм; В синий $\lambda = 435,8$ нм). Соответствующие основным цветам Р, С, В координаты цвета обозначаются как R, G, B .

Система RGB (основные цвета Р, С, В), имеет ряд недостатков. Для их устранения была разработана международная система XYZ . В системе XYZ цвет ξ описывается как смесь трех основных виртуальных стандартных цветов x, y, z . Эта смесь не может быть создана непосредственно, так как основные цвета x, y, z не существуют. Однако основные цвета x, y, z связаны математическими уравнениями с Р, С, В. Специальные математические преобразования позволяют перейти от координат цвета R, G, B к координатам цвета X, Y, Z .

Фактически выполнять опыт со смешением цветов и пересчитывать измеренные координаты цвета R, G, B в координаты цвета X, Y, Z нет необходимости. Падающее на глаз излучение можно представить в виде достаточно большого числа отдельных монохроматических излучений (спектральных цветов).

Координаты цвета X, Y, Z монохроматического излучения описываются функциями $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$. Эти функции называются функциями сложения. Они были получены в результате тщательных измерений. Табулированные с шагом 5 нм значения функций $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$ приведены в DIN 5033, Bl. 2. Графики этих функций¹⁰ представлены на рис. 7.14. Функциями сложения $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$ задается «стандартный колориметрический наблюдатель 1931», т. е. определено участие глаза в восприятии цвета. Функции сложения соответствуют случаю, когда наблюдается цветная поверхность малых размеров, т. е. при величине поля до 4° (номинал: 2°).

Позднее функции сложения $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$ для номинального поля 2° были дополнены функциями сложения $\bar{x}_{10}(\lambda), \bar{y}_{10}(\lambda), \bar{z}_{10}(\lambda)$, которые соответствуют номинальному значению поля 10° . Функциями сложения $\bar{x}_{10}(\lambda), \bar{y}_{10}(\lambda), \bar{z}_{10}(\lambda)$ описывается «стандартный колориметрический наблюдатель 1964».

Функции сложения для поля 10° были получены в результате совершенно новых измерений, а не путем пересчета из функций сложения для поля 2° . При расчетах функции сложения $\bar{x}_{10}(\lambda), \bar{y}_{10}(\lambda), \bar{z}_{10}(\lambda)$ используются точно так же, как и функции сложения $\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$. Функции сложения для поля 2° продолжают использовать, так как они сохраняют основное значение для таких применений, как цветная маркировка и световая сигнализация.

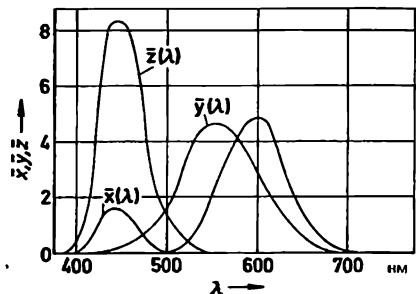


Рис. 7.14. Функции сложения цветов международной системы XYZ .

¹⁰ С точностью до постоянного множителя функция $\bar{y}(\lambda)$ соответствует функции $V(\lambda)$ — относительной спектральной световой эффективности для дневного зрения. (Прим. пер.)

Координаты цвета ξ в системе XYZ рассчитывают по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 X &= k \int_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} \varphi(\lambda) \cdot \bar{x}(\lambda) d\lambda; \\
 Y &= k \int_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} \varphi(\lambda) \cdot \bar{y}(\lambda) d\lambda; \\
 Z &= k \int_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} \varphi(\lambda) \cdot \bar{z}(\lambda) d\lambda,
 \end{aligned}
 \tag{7.9}$$

где $\varphi(\lambda)$ — относительное спектральное распределение падающего на глаз излучения, k — специально выбранный множитель¹¹.

7.5.4. Диаграмма цветности

Координаты цветности в международной системе XYZ обозначаются как x, y, z и вычисляются по формулам

$$x = \frac{X}{X+Y+Z}; \quad y = \frac{Y}{X+Y+Z}; \quad z = \frac{Z}{X+Y+Z}.
 \tag{7.10}$$

Очевидно, что $x + y + z = 1$. Поэтому z может быть найдено по известным значениям x и y . Все цвета с одинаковой цветностью (т. е. с одинаковым цветовым тоном и насыщенностью), но с различной светлотой соответствуют одним и тем же значениям координат цветностей x и y . Для полной характеристики цвета кроме значений x и y дополнительно указывается координата цвета Y .

На рис. 7.15 изображена диаграмма цветностей. На этой диаграмме каждой цветности соответствует точка с координатами (x, y) , которые рассчитываются по формулам (7.10). Координаты цветностей всех монохроматических излучений (спектрально чистых цветов) на диаграмме цветностей лежат на подковообразно изогнутой линии, через концы которой проходит прямая пурпурных цветов. Все цветности, которые получаются при смешении в различных пропорциях излучений двух цветов, на диаграмме цветностей лежат на одной прямой линии. Например, все аддитивные смеси монохроматических излучений с длинами волн 490 и 540 нм лежат на прямой, которая проходит через точку F_1 . Координаты цветности белого равноэнергетического излучения [$\varphi(\lambda) = \text{const}$] равны $x = 0,333, y = 0,333$ (точка E на диаграмме цветностей). Координатам точки E соответствуют также совершенно иные спектральные распределения (например, смесь двух дополнительных спектрально-чистых цветов $\lambda = 490$ нм и $\lambda = 600$ нм). Так как любой реальный цвет может быть получен смешением двух монохроматических излучений, то на диаграмме цветностей все точки, которые соответствуют реальным цветам, лежат в пределах площади, ограниченной кривой цветностей монохроматических излучений и прямой пурпурных цветов. Точки, которые лежат за пределами этой области, со-

¹¹ Если целью расчета является только определение координат цветности (см. разд. 7.5.4), то выбор множителя k не играет роли. При вычислении координат цвета X, Y, Z излучения, идущего от рассеивающей поверхности (рис. 7.13, в) или прошедшего светофильтр (рис. 7.13, б), множитель k выбирается таким образом, чтобы координата Y была численно равна коэффициенту яркости или коэффициенту пропускания для светового потока в процентах (см. разд. 7.5.5). При вычислении координат цвета X, Y, Z источника излучения (рис. 7.13, а) множитель k выбирается таким образом, чтобы координата Y была численно равна яркости источника. При этом следует учесть, что $\bar{y}(\lambda)$ прямо пропорциональна $V(\lambda)$. (Прим. пер.)

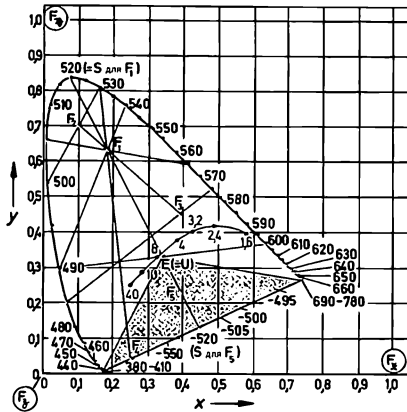


Рис. 7.15. Диаграмма цветностей. Точки F_x , F_y , F_z соответствуют виртуальным цветностям основных цветов X , Y , Z . Серым цветом закрашена область пурпурных цветов (смесь фиолетового и красного). Голубым цветом показана кривая цветностей абсолютно черного тела. Цифры на этой кривой показывают температуру в 10^3 K.

ответствуют «виртуальным» цветам, которые не могут быть созданы экспериментально. К таким цветам относятся «виртуальные» основные цвета X , Y , Z . Также на рис. 7.15 нанесена кривая цветностей излучения абсолютно черного тела в температурном диапазоне от 1600 до 40 000 K.

На диаграмме цветностей цвета с наибольшей насыщенностью расположены на кривой цветностей монохроматических излучений и прямой пурпурных цветов; с приближением к точке E насыщенность уменьшается.

Соединим на диаграмме цветностей точку с заданной цветностью (например, F_1 на рис. 7.15) с точкой E и продлим прямую до пересечения с кривой цветностей монохроматических излучений (точка S). Такое построение дает возможность описать заданный цвет числами Гельмгольца.

Доминирующая длина волны λ_d определяет цветовой тон ($\lambda_d = 520$ нм для точки F_1). Для цветов в области пурпура (например, точка F_3) нужно указывать дополнительную длину волны λ_c . Эта длина волны соответствует точке пересечения кривой цветностей монохроматических излучений с прямой, которая проходит через заданную точку пурпурной области и точку E . Для отличия цветового тона пурпурного цвета от зеленого длина волны λ_c указывается со знаком «минус» ($\lambda_c = -520$ нм для точки F_3^1).

Насыщенность характеризуется условной чистотой цвета¹²:

$$p_e = \frac{y_F - y_n}{y_S - y_n}, \quad (7.11)$$

где y_F — координата цветности заданной точки; y_n — координата цветности точки E ; y_S — координата цветности точки S на кривой цветностей монохроматических излучений или прямой пурпурных цветов. Условная чистота цвета равна отношению отрезка от заданной точки до точки E к отрезку SE . Например, для цвета F_1 условная чистота цвета равна $p_e = 0,591$. Для всех цветов на кривой цветностей

¹² Условную чистоту света p_e следует отличать от часто используемой в отечественной литературе колориметрической чистоты цвета p_c . (Прим. пер.)

монохроматических излучений и прямой пурпурных цветов $p_c = 1$. Условная чистота цвета для точки E равна нулю! При определении длины волны λ_d (или λ_c) и условной чистоты цвета вместо точки E можно взять точку, которая соответствует координатам цветности другого (не равноэнергетического белого) источника света. Для полной характеристики цвета кроме значений λ_d (или λ_c) и p_c дополнительно указывается координата цвета Y или (для источников света) яркость L .

Хотя монохроматическим излучениям присвоено максимальное значение условной чистоты цвета ($p_c = 1$, соответствует максимальной насыщенности), однако это не соответствует реальным цветовым ощущениям. Так, например, монохроматическое излучение при $\lambda = 515$ нм (зеленый цвет) воспринимается значительно более насыщенным, чем монохроматическое излучение при $\lambda = 580$ нм (желтый цвет). Также различие оттенков цвета не пропорционально разности соответствующих доминирующих длин волн λ_d . Поэтому была разработана эмпирическая система цветных карт, принятая в качестве стандарта DIN 6164. Эта система содержит образцы цветов с примерно равноудаленными по цветовому ощущению ступенями T (24 луча из точки E) и с примерно 16 ступенями насыщенности S . Степень темноты D , принятая в качестве числовой меры для светлоты цветного образца, вычисляется по координате цвета Y . Три этих числовых значения указываются в формате $T : S : D$.

7.5.5. Методы цветных измерений

При спектральных цветных измерениях координаты цвета X, Y, Z вычисляются по формулам (7.9). При вычислениях необходимо знать относительное спектральное распределение $\varphi(\lambda)$. Как показано на рис. 7.13, эту функцию можно представить в виде $\varphi(\lambda) = S(\lambda) \cdot \tau(\lambda)$ (для фильтра) или $\varphi(\lambda) = S(\lambda) \cdot \beta(\lambda)$ (для цветной поверхности).

Для стандартных источников света значения $S(\lambda)$ указаны в DIN 5033, Вл. 7. Следовательно, при использовании стандартных источников света необходимо измерить с помощью спектрофотометра только спектральные характеристики образ-

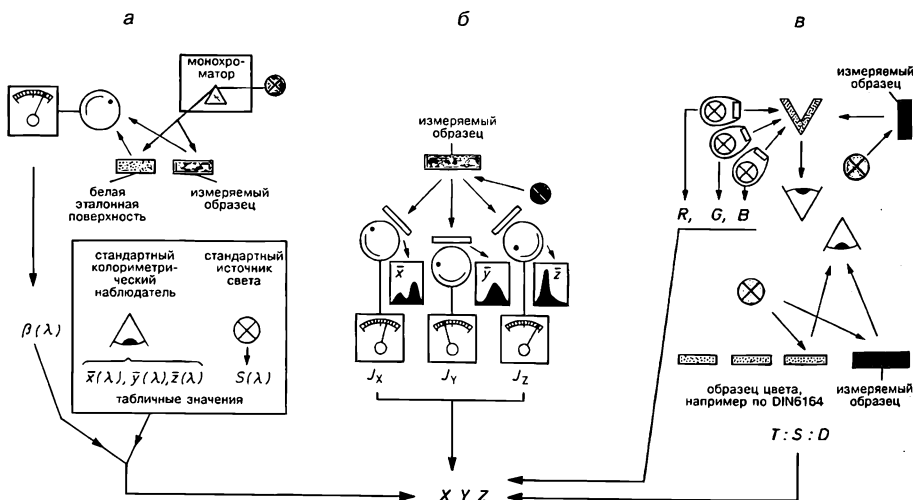


Рис. 7.16. Методы цветных измерений:

а — спектральные цветные измерения; б — трехцветный фотоэлектрический колориметр; в — визуальные измерения.

ца $\tau(\lambda)$ [или $\beta(\lambda)$] с шагом 5 или 10 нм (рис. 7.16, а). При вычислениях интегрирование в формулах (7.9) заменяется на суммирование. Например, для X :

$$X = k \cdot \sum_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} \overbrace{\beta(\lambda) \cdot S(\lambda) \cdot \bar{x}(\lambda)}^{\varphi(\lambda)} \cdot \Delta\lambda. \quad (7.12)$$

не зависит от измеряемого образца

Коэффициент k в этом случае находится из следующего условия. Для идеальной белой диффузно рассеивающей поверхности [$\beta(\lambda) = 1$] координата цвета Y должна быть равна 100, независимо от условий освещения, т. е. независимо от $S(\lambda)$. Тогда $\varphi(\lambda) = S(\lambda)$ и из выражения (7.9) следует:

$$k = \frac{100}{\int_{380 \text{ нм}}^{780 \text{ нм}} S(\lambda) \cdot \bar{y}(\lambda) \cdot d\lambda}. \quad (7.13)$$

При измерениях с использованием трехцветного фотозлектрического колориметра исходящее от измеряемого образца излучение подводится к трем приемникам, спектральные кривые чувствительности которых соответствуют функциям сложения цветов системы XYZ: $s_x(\lambda) \sim \bar{x}(\lambda)$ и т. д. Тогда сигналы с приемников (например, ток фотоэлемента) пропорциональны координатам цветности: $J_x \sim X$ и т. д. (рис. 7.16, б). Для подгонки спектральной кривой чувствительности каждого приемника под нужный вид функции сложения цветов можно, например, использовать светофильтры.

При визуальных измерениях цвет исследуемого излучения сравнивается с цветом, формируемым смешением трех цветов, или с образцами из цветовых карт, числовые характеристики которых известны. Сравнение должно производиться при строго определенном освещении! Возможно отклонение полученных результатов от «стандартного колориметрического наблюдателя».

7.6. Решетки

7.6.1. Дифракционные решетки

В оптике решетками называют все пространственные периодические структуры (чаще всего такие структуры имеют вид параллельных штрихов), которые оказывают влияние на амплитуду и/или фазу оптического излучения¹³. Период решетки g равен расстоянию между одноименными точками соседних штрихов. Пространственная частота решетки равна $1/g$. Пространственная периодическая структура решетки обуславливает возникновение дифракционных эффектов (см. разд. 1.2; 6.1.2). В некоторых областях применения решеток дифракционными эффектами можно пренебречь, в то время как принцип действия дифракционных решеток основан именно на этом явлении. Волна, падающая на дифракционную решетку, в результате дифракции на штрихах разбивается на отдельные когерентные волны, которые интерferируют (многолучевая интерференция) и формируют вследствие этого в определенных направлениях резкие максимумы интенсивности.

На рис. 7.17 показаны принципы действия прозрачных (рис. 7.17, а—в) и отражающих (рис. 7.17, г, д) дифракционных решеток.

Соседние участки штрихов могут отличаться коэффициентами пропускания или отражения, т. е. участки штрихов влияют на амплитуду волны (амплитудные решетки).

¹³ Решетки, которые используются для оценки качества оптического изображения и в аналогичных целях, по отечественной терминологии называются мирами. (Прим. пер.)

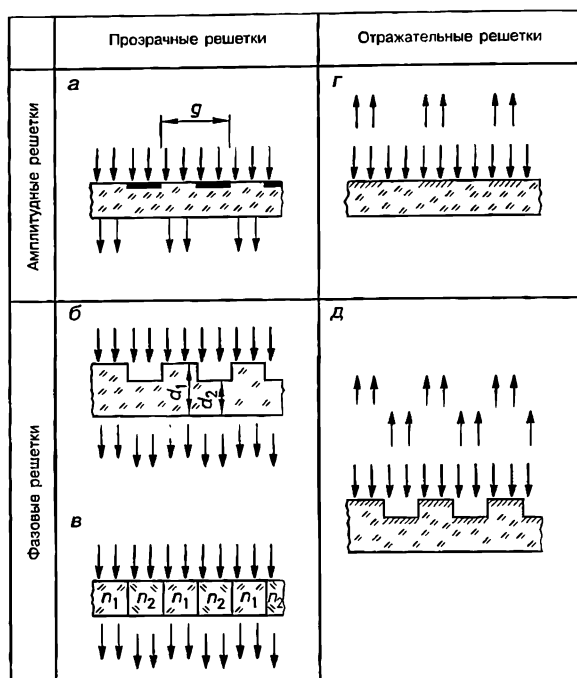


Рис. 7.17. Виды дифракционных решеток. Голубым цветом показана падающая на решетку волна, а красным цветом — волна после прохождения (или отражения) решетки. Положение красных стрелок на рис. б, в, г символизирует фазовые соотношения.

ки; рис. 7.17.3, е) или фазу волны (фазовые решетки; рис. 7.17, б, в, д). Так как повлиять на фазу волны можно только за счет разности оптических путей $n \cdot d$, то действие фазовых решеток может быть основано на различной толщине d (рис. 7.17, б, д) и/или на различии показателей преломления n (рис. 7.17, в) участков штриха.

Прозрачные решетки состоят в самом простом случае из прозрачных и непрозрачных (а также сильно рассеивающих) полос. Сильно рассеивающие участки получают, например, в результате нанесения алмазным инструментом рисок на плоскую стеклянную поверхность. С оригинальной высококачественной решетки могут быть получены методом прессования хорошие пластмассовые копии (реплики). Решетки с не очень высокой пространственной частотой могут быть также изготовлены фотографическим способом. Для этого вручную или на плоттере вычерчивается увеличенное изображение структуры решетки. Далее это изображение проецируется с уменьшением на фотослой с высокой разрешающей способностью. В результате специальной обработки фотослоев (разд. 7.7) получают «фазовые голограммы», свойства которых показаны на рис. 7.17, б, в. Одним из эффективных методов изготовления и тиражирования фазовых решеток (рис. 7.17, б) является прессование. Отражательную решетку чаще всего изготавливают обработкой алмазным инструментом напыленных на плоскую пластину алюминиевых или (для ИК-области) золотых слоев. Наряду с этим дорогостоящим методом изготовления решеток с помощью высокоточной делительной машины, все больше решеток производится голографическим методом. В этом методе на слой специального

светочувствительного материала — фоторезиста — падают две когерентные волны (эти волны возникают в результате деления одного лазерного пучка), направление распространения которых незначительно отличается. После интерференции этих двух волн на слое фоторезиста возникают интерференционные полосы (разд. 7.7). После специальной обработки толщина слоя (профиля штриха) изменяется соответственно величине экспозиции. Напыление алюминиевого слоя завершает процесс изготовления отражательной решетки.

Наряду с плоскими решетками применяются также вогнутые решетки, т. е. отражательные решетки, которые нанесены на вогнутую поверхность. Вогнутая решетка сочетает в себе свойства диспергирующего и фокусирующего элементов. Использование вогнутых решеток позволяет, например, упростить схему монохроматора.

Дифракционные максимумы возникают в тех направлениях, для которых разность хода волн, исходящих от двух соседних штрихов решетки, составляет целое число m длин волн λ . На рис. 7.18 плоская волна падает под углом ε на прозрачную и отражательную дифракционные решетки. Целыми числами m на этом рисунке обозначены несколько направлений дифракционных максимумов ($m = 0$: недифрагировавшая волна). Углы дифракции β (измеренные по отношению к нормали решетки!) удовлетворяют основному уравнению решетки:

$$\sin \beta = \pm \left(\frac{m \cdot \lambda}{g} + \sin \varepsilon \right), \quad (7.14)$$

где знак «+» соответствует прозрачной решетке, а знак «-» соответствует отражательной решетке.

Пример

Пусть $\lambda = 633$ нм (гелий-неоновый лазер), угол падения $\varepsilon = +10^\circ$, пространственная частота решетки 600 линий/мм. Тогда угол дифракции (рис. 7.18) в первом и втором порядках равен:

а) пропускающая дифракционная решетка: $m = +1$, $\beta_1 = 33,60^\circ$; $m = -1$, $\beta_1 = -11,90^\circ$, $m = +2$, $\beta_2 = 68,95^\circ$; $m = -2$, $\beta_2 = -35,87^\circ$;

б) отражательная решетка: равные по модулю значения, но с противоположным знаком.

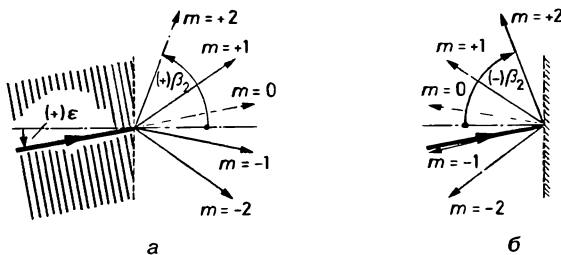


Рис. 7.18. Направления дифракционных максимумов:

а — прозрачная решетка; б — отражательная решетка. Голубым цветом показана падающая волна; красным цветом направления дифракционных максимумов для $m = \pm 1, \pm 2$. Волны разных дифракционных порядков исходят от всей поверхности решетки.

дифрагировавшие пучки попадают в объектив. Тогда в его фокальной плоскости можно наблюдать спектр. Ширина спектра возрастает с увеличением m . Спектры могут частично перекрываться, так как $\sin \beta$ зависит только от произведения $m \cdot \lambda$.

Основной областью применения дифракционных решеток являются спектральные приборы (разд. 7.4). В этих приборах весьма желательно обеспечить сосредоточение всей энергии излучения только в одном дифракционном порядке (спектре), аналогично тому, как это имеет место в случае использования преломляющей призмы (разд. 2.4). Хотя уравнение (7.14) однозначно описывает положения дифракционных максимумов, однако распределение энергии по отдельным дифракционным порядкам сильно зависит от конструкции решетки (например, от профиля штриха и от пространственного распределения амплитудного коэффициента пропускания). У простой решетки в виде прозрачных и непрозрачных полос одинаковой ширины (рис. 7.17, *a, z*) энергия излучения сосредоточена только в дифракционных порядках $m = 0, \pm 1, \pm 3, \dots$ (т. е. подавляются четные порядки). Аналогичный эффект имеет место и для отражательной дифракционной решетки с прямоугольным профилем штрихов (рис. 7.17, *д*); если одновременно высота ступенек равна $\lambda/4$, то также исчезает нулевой («белый») порядок, и энергия перераспределяется по дифракционным спектрам. Решетка с синусоидальным распределением (в отличие от изображенной на рис. 7.17, *в* распределение амплитудного коэффициента пропускания у такой решетки имеет \cos^2 -вид) дает только три порядка $m = 0$ и ± 1 . Среди фазовых отражательных дифракционных решеток особыми преимуществами обладают решетки типа эшелетт с пилообразным профилем штриха. Наклон штриха выбирается таким образом, что для заданной длины волны совпадают направления отражения и дифракции. Тогда большая часть энергии будет сосредоточена в соответствующем порядке m . Угол, под которым происходит указанная концентрация падающего излучения в спектр, называется углом блеска дифракционной решетки.

7.6.2. Другие применения решеток

В оптических измерительных системах могут также использоваться решетки с малой пространственной частотой. Поэтому в большинстве случаев при объяснении основных свойств таких решеток дифракционные эффекты можно не учитывать. Важной областью применения решеток являются датчики для измерения линейных перемещений. Например, в оптоэлектронном измерительном щупе (рис. 7.19) решетка G непосредственно закреплена на измерительном штифте. Вплотную к решетке G расположена пластина A , на которой находятся четыре опорные решетки с тем же периодом g , что и у решетки G . Однако четыре решетки на пластине A расположены таким образом, что их полосы сдвинуты в направлении щупа друг

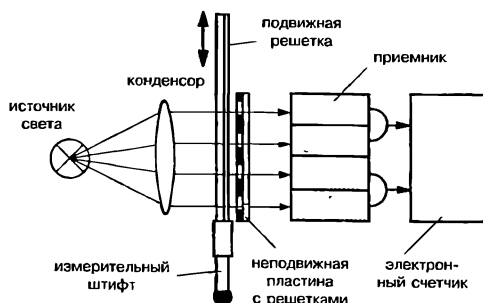


Рис. 7.19. Принцип действия оптоэлектронного измерительного щупа.

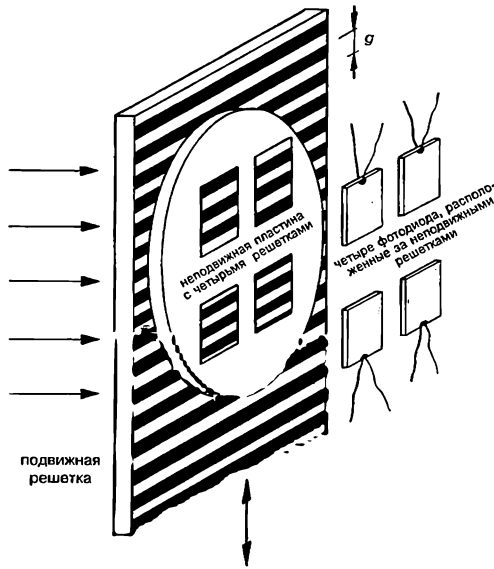


Рис. 7.20. Расположение решеток и приемника в устройстве, показанном на рис. 7.19.

относительно друга на $g/4$ (рис. 7.20). При смещении измерительного штифта штрихи решеток на пластине А периодически перекрывают штрихами решетки G . Расположенные за пластиной А фотодиоды дают сдвинутые по фазе сигналы. Эти сигналы подводятся к счетчику. Обработка сигналов дает возможность определить направление (т. е. передний и обратный отсчет) и перемещение с точностью большей, чем период решетки. Например, при решетке с $g = 20$ мкм точность измерения может быть равной ± 1 мкм! Кроме того, решетки используются при бесконтактном измерении скорости и расстояния, а также в описанных ниже муаровых методах.

7.6.3. Муаровый метод

Две расположенные вплотную друг к другу, но не совпадающие решетки формируют муаровые полосы (рис. 7.21). Муаровые полосы аналогичны интерференционным полосам (ср. рис. 7.1, а); период решетки g для муаровых полос эквивалентен длине волны λ для интерференционных полос. По сравнению с интерференционными методами, муаровые методы обладают меньшей чувствительностью (что часто желательно), но большим диапазоном измерений.

Если две решетки с равным периодом g повернуты друг относительно друга на угол δ , то возникает муаровая картина, подобная той, что показана на рис. 7.21, а. Эта муаровая картина аналогична интерференционным полосам, показанным на рис. 7.1, а (α — угол между поверхностями зеркала, $\delta = 2\alpha$ — угол между фронтами волны!). Поэтому период муаровых полос l_M можно найти по формуле (7.3):

$$l_M = \frac{g}{2 \cdot \sin \frac{\delta}{2}}; \quad l_M \approx \frac{g}{\delta}. \quad (7.15)$$

Муаровая полоса перпендикулярна биссектрисе угла δ . В середине темной полосы обе решетки сдвинуты точно на $g/2$. Отклонения периода решетки приводят к

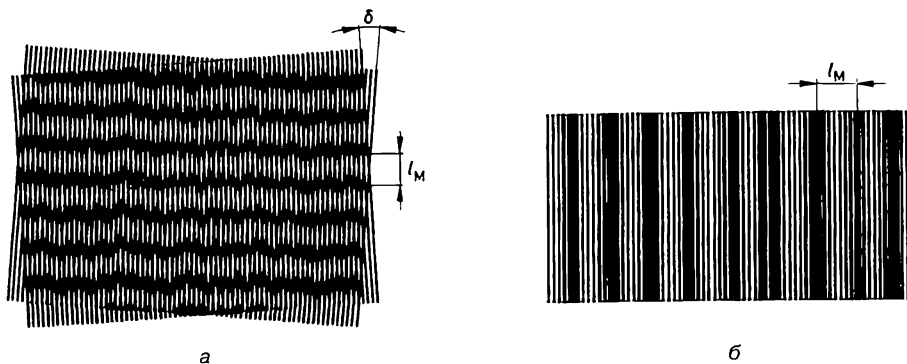


Рис. 7.21. Муаровая картина, формируемая двумя решетками:

$a - g_1 = g_2$; решетки развернуты друг относительно друга; $b - g_1 \neq g_2$; решетки параллельны.

нерегулярности муаровых полос. Смещение одной из решеток относительно «опорной решетки» на g вызывает смещение муаровых полос на l_M ; это позволяет увеличить точность измерения перемещения в l_M/g раз.

Если полосы двух решеток параллельны ($\delta = 0$), а их периоды немного различаются, то возникает муаровая картина, подобная той, что показана на рис. 7.21, б. Если, например, $g_2 > g_1$, то решетки будут друг относительно друга «рассогласованы». Данный эффект аналогичен низкочастотным биениям во временной области. Временной частоте таких биений здесь соответствует пространственная частота $R_M = 1/l_M$ муаровых полос. Значение интервала l_M находится по формуле

$$l_M = \frac{g_2 \cdot g_1}{g_2 - g_1}. \tag{7.16}$$

Большая разность значений g_2 и g_1 приводит к совместному сдвигу муаровых полос. Это свойство можно использовать также для контроля величин сжатия и растяжения.

Муаровые методы используются для контроля деформаций и вообще для измерения формы¹⁴ (муаровая топография). С незначительными затратами может быть реализован теневой метод (рис. 7.22, а): расположенная перед поверхностью объекта решетка освещается падающим на нее под углом ε параллельным пучком; наблюдение ведется по направлению нормали к решетке. Тогда тени от непрозрачных полос решетки образуют на поверхности объекта вторую решетку; это дает возможность наблюдать муаровые полосы. Изменение расстояния z между решеткой и поверхностью вызывает смещение тени решетки относительно самой решетки. Светлая полоса (обе решетки одинаково перекрыты) возникает при $z = m \cdot g/\text{tg } \varepsilon$, где $m = 0, 1, 2, \dots$ — порядковое число муаровых полос. При этом желаемый интервал уровней Δz между соседними муаровыми полосами

$$\Delta z = \frac{g}{\text{tg } \varepsilon} \tag{7.17}$$

устанавливается выбором угла освещения и периода решетки. При проекционном способе (рис. 7.22, б) решетка G_1 проецируется на поверхность объекта. Деформированное в соответствии с формой поверхности объекта изображение решетки проецируется на опорную решетку G_2 .

¹⁴ Например, человеческого тела.

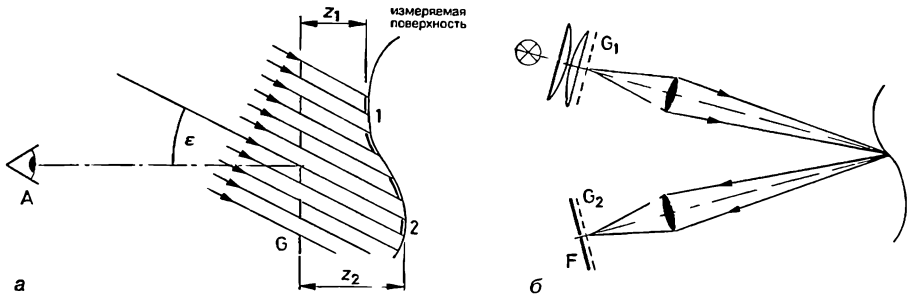


Рис. 7.22. Метод муаровой топографии:

a — теневого метода (*G* — решетка, *A* — глаз или камера). Голубым цветом показана тень от решетки (1 — светлая муаровая полоса, 2 — темная муаровая полоса); *б* — проекционный метод (*G*₁ — проецируемая решетка, *G*₂ — опорная решетка, *F* — фотолампа или матовая пластина).

7.7. Голография

Название «голография» происходит от греческих слов *holos* — все, полный и *grapho* — изображаю, пишу, что означает запись полного (объемного) изображения. Данный термин предложен основателем голографии Д. Габором (1948 г.). Благодаря лазерной технике получили развитие разнообразные голографические методы, предназначенные для точных измерений. Без изложения теории в этой книге будут коротко рассмотрены только основные применения голографических методов.

На обычном фотоснимке воспроизводится плоское изображение пространственного объекта (т. е. имеет место потеря информации). В отличие от этого голограмма позволяет на плоском фотоматериале записать и восстановить световое поле объекта во всех подробностях. Рассмотрим голографический процесс записи и восстановления изображения в простейшем случае, когда объектом является бесконечно удаленная точка предмета (рис. 7.23, *a*). От этой точки на голограмму падает плоская волна. Для записи этой волны необходима опорная волна, которая падает на голограмму одновременно с объектной волной. При этом опорная и объектная волны имеют постоянное фазовое соотношение, т. е. эти волны когерентны. Тогда в плоскости голограммы возникают интерференционные полосы (ср. рис. 7.1, *a*!). После соответствующей фотохимической обработки получается плоская решетка со светлыми и темными полосами¹⁵. Таким образом, решетка является голограммой бесконечно удаленной точки объекта. Если осветить теперь полученную голограмму опорной волной (рис. 7.23, *б*), то благодаря дифракции на решетке часть световой энергии пойдет точно в направлении первоначальной объектной волны. При взгляде на голограмму видно изображение точки объекта, т. е. в результате освещения голограммы опорной волной происходит восстановление объектной волны. Пусть точка объекта находится на конечном расстоянии. Тогда на голограмму от этой точки падает сферическая волна. При использовании того же метода записи (рис. 7.23, *в*, ср. также рис. 7.6, *a*) голограмма представляет собой кольцевую решетку с убывающими от центра к краю интервалами между полосами («система зон Френеля»). При восстановлении (рис. 7.23, *з*) в результате дифракции одновременно возникают мнимое (P') и действительное (P'') изображения точки объекта P .

¹⁵ Коэффициент пропускания такой решетки в направлении, перпендикулярном к полосам, изменяется по синусоидальному закону. (Прим. пер.)

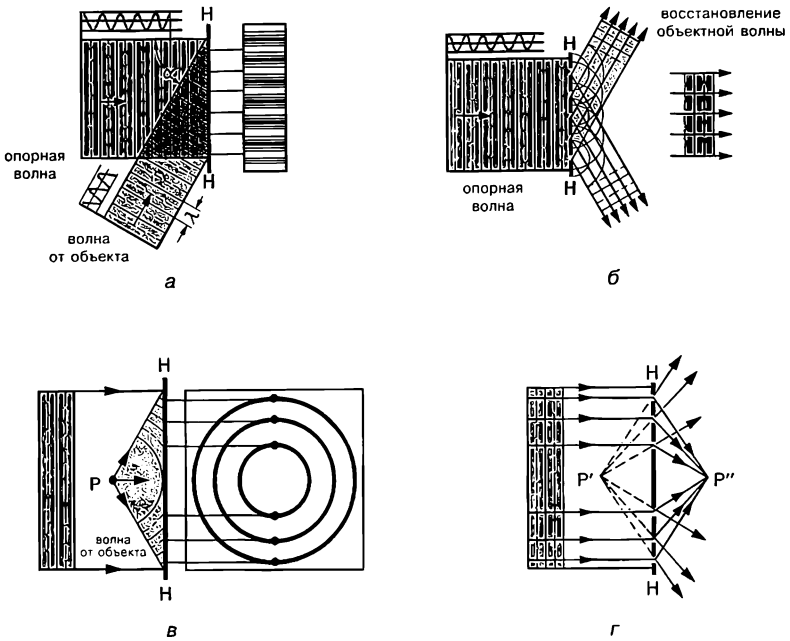


Рис. 7.23. Принцип голографии:

a — запись голограммы плоской объектной волны; *б* — восстановление плоской объектной волны; *в* — голограмма объекта в виде точки *P*; *г* — восстановление точки *P* в виде точек *P'* и *P''*.

Результат, полученный для объекта в виде точки, можно распространить на объект любой формы, рассматривая его как совокупность точечных источников. Таким образом, голограмма может полностью воссоздать световое поле, исходящее от пространственного объекта. Опорную волну и волну, предназначенную для освещения объекта, получают делением лазерного пучка, как это показано на схеме съемки (рис. 7.24). Микрообъективы предназначены для расширения опорного пучка и пучка, падающего на объект. Узкая диафрагма в фокальной плоскости («пространственный фильтр») устраняет рассеянный свет в опорном пучке.

Если для съемки используются работающие в непрерывном режиме лазеры (HeNe, Argon), то съемочная аппаратура, которая показана на рис. 7.24, должна быть защищена от вибраций.

Методы голографической интерферометрии находят разнообразное применение в высокоточной измерительной технике и при неразрушающем контроле материалов. С использованием этих методов измеряется форма поверхности, а также на большом участке поверхности могут регистрироваться деформации, обусловленные статическими силами, разностью температур или колебаниями. Хотя структура голограммы очень тонкая и узор интерференционных полос можно наблюдать только с помощью микроскопа, но при одновременном восстановлении волны, являющиеся копиями объектных волн, интерферируют. В результате этого формируются «макроскопические» интерференционные полосы (ср. разд. 7.3), которые могут быть раздельно видны глазом. Преимуществом голографии является то, что объектные волны могут последовательно записываться на голограмму и интерферировать только при восстановлении.

В методе двух экспозиций («замороженные интерференционные полосы») сначала делается голографический снимок (первая экспозиция) ненагруженного объекта

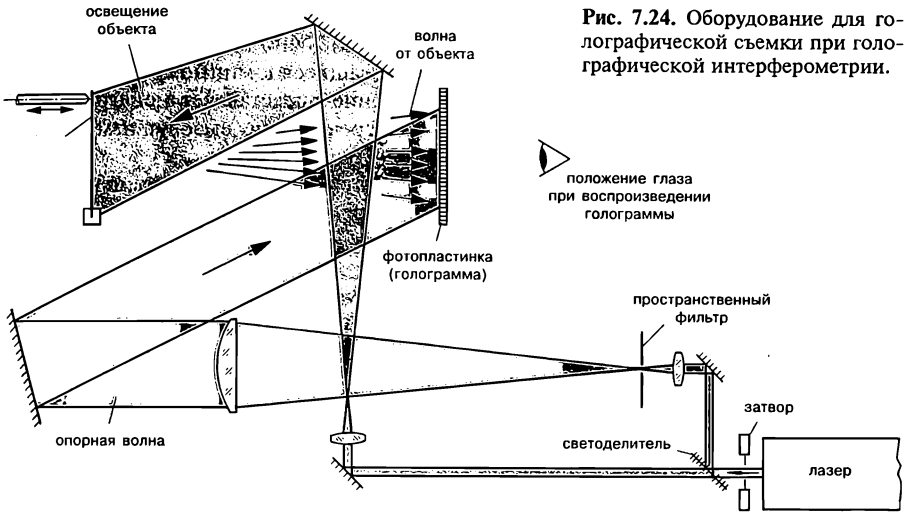


Рис. 7.24. Оборудование для голографической съемки при голографической интерферометрии.

(простые примеры: стержень, работающий на изгиб или мембрана). После этого объект нагружается и на ту же голографическую пластинку делается второй снимок (вторая экспозиция). При реконструкции интерферируют волны, которые соответствуют мнимым изображениям обоих состояний объекта («нагруженное» и «ненагруженное»). В результате изображение исследуемой поверхности покрывается интерференционными полосами, по которым можно рассчитать деформацию. Пример показан на рис. 7.25. Выбранное деформированное состояние «заморожено»: для регистрации другой деформации необходимо снова выполнить съемку методом двух экспозиций. При использовании этого метода для анализа колебаний необходимо, чтобы две очень короткие вспышки лазера (они соответствуют двум экспозициям) следовали друг за другом с незначительным интервалом времени.

Голографический метод реального времени («живые интерференционные полосы») требует только голографической съемки объекта. После проявления голо-

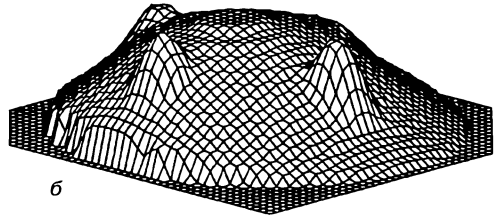
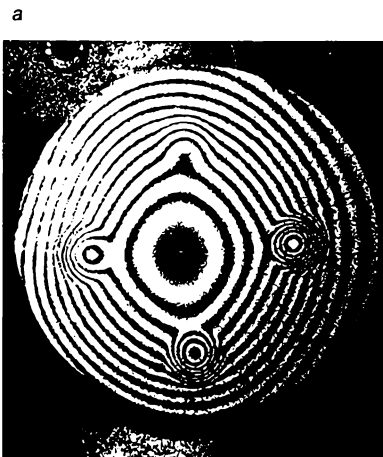


Рис. 7.25. Деформации стальной мембраны: *а* — интерференционные полосы возникают благодаря перепаду давлений между двумя экспозициями: видны четыре «дефекта» (малая толщина мембраны); *б* — результат цифровой обработки рис. *а* представлен в виде вычерченного на плоттере изображения в изометрической проекции 15°/15°. Масштаб деформаций на рисунке увеличен в 20 000 раз по сравнению с масштабом по координатам x и y ! (Отраслевой институт, Франкфурт.)

грамма очень точно устанавливается в то же положение, какое она занимала при съемке. Кроме того, исследуемый объект освещается точно так же, как и при съемке. Благодаря этому интерферируют волны, относящиеся к мнимому изображению и к реальному объекту. Если мнимое изображение представляет ненагруженный объект, то деформации реального объекта непосредственно вызовут изменения в интерференционной картине.

С помощью голографической интерферометрии с усреднением по времени можно простым способом исследовать режим колебаний тела. При голографической съемке вибрирующей поверхности время экспозиции выбирается более длительным, чем период колебаний. Так как скорость равна нулю только в момент смены направления движения (при максимальном отклонении), то форма поверхности регистрируется только в двух крайних положениях. Между двумя этими положениями точка объекта смещается на двойную амплитуду ($2A$). Если отсчитать m интерференционных полос от нулевого порядка, то $2A = m \cdot \lambda/2$. Тогда амплитуда равна $A = m \cdot \lambda/4$. Особенно светлыми и высококонтрастными видны узловые линии (нулевой порядок); интерференционные полосы высокого порядка m обладают малым контрастом. Пример показан на рис. 7.26.

Также можно получить голографическим методом линии уровня на изображении формы поверхности. Измеряемое тело погружается, например, в жидкость с показателем преломления n_1 и делается голографический снимок. Затем происходит вторая съемка на ту же голографическую пластинку, но показатель преломления жидкости равен n_2 . Если между двумя точками поверхности насчитывается Δm интерференционных полос, то разность уровней Δh равна

$$\Delta h = \frac{\Delta m \cdot \lambda}{2 \cdot |n_1 - n_2|}. \quad (7.18)$$

Разность показателей преломления определяет расстояние между линиями уровня. В другом методе получения линий уровня голограмму экспонируют дважды при малом изменении направления опорной волны между экспозициями.

К разрешающей способности фотоматериала предъявляются очень высокие требования (примерно от 1000 до 3000 линий/мм!). Для плоских волн (например, опорный пучок и пучок от объекта) в качестве модели можно рассмотреть муаровые решетки (рис. 7.21, а, ср. также рис. 7.1, а). Если угол между опорным пучком

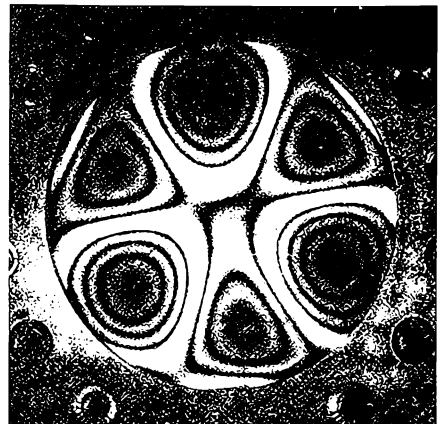


Рис. 7.26. Колеблущаяся мембрана. Закрепленная в трех точках стальная мембрана возбуждается с частотой собственных колебаний. Между белыми узловыми линиями видны пучности колебаний с различными амплитудами. (Отраслевой институт, Франкфурт.)

и пучком от объекта равен δ , то согласно выражению (7.15) для интервалов интерференционных полос на фотослое (вместо g здесь подставляется λ) получается

$$l = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \frac{\delta}{2}}. \quad (7.19)$$

На этом также основаны голографические методы изготовления решеток (разд. 7.6.1).

Пример

Для двух волн, возникающих при разделении лазерного пучка (He—Ne), угол δ равен 60° , тогда $l = 0,633$ мкм, а пространственная частота $R = 1/l = 1580$ линий/мм.

Фотослои выбираются с подходящей для лазера спектральной областью чувствительности (HeNe: Agfa 8E75, 10E75. Argon: Agfa 8E56, 10E56). Полученная после обычного проявления амплитудная голограмма может быть превращена методом отбеливания в фазовую голограмму (ср. рис. 7.17). Фазовая голограмма имеет значительно более высокую степень дифракционной эффективности и освещенность восстановленного изображения, но требует большего времени на обработку. Возможно очень быстрое изготовление фазовой голограммы с использованием термопластичной пленки (тепловое «проявление» в специальной камере). Подробное изложение свойств голографических слоев дано в [9.19], [9.20].

8.1. Состояния поляризации

8.1.1. Обзор

Поляризация является еще одной характеристикой оптического излучения. Оптические приборы, принцип действия которых основан на поляризации света, широко используются в науке и технике.

Все поляризационные явления обусловлены тем, что свет представляет собой поперечную электромагнитную волну (разд. 1.2). Пусть волна распространяется в направлении оси z . Вектор напряженности электрического поля принадлежит в этом случае плоскости $xу$, которая перпендикулярна направлению распространения света. Любую световую волну можно представить в виде суммы двух компонент. Каждая из этих компонент представляет волну, направление распространения которой совпадает с осью z , а плоскость колебаний вектора напряженности электрического поля совпадает с плоскостью xz или yz . Свет называется поляризованным, если направления колебаний вектора напряженности электрического поля тем или иным образом упорядочены, т. е. имеет место асимметрия в плоскости $xу$. Эта асимметрия описывается различными состояниями поляризации (например, линейным, эллиптическим, циркулярным).

Наоборот, неполяризованный свет обладает симметрией относительно плоскости $xу$. Но конечно, только за счет статистически равномерного распределения. При очень большом числе коротких цугов волн, испущенных независимо друг от друга атомами или молекулами одного источника излучения, направления колебаний вектора напряженности электрического поля распределены случайным образом. В целом получается равномерное распределение всех колебаний по направлениям, перпендикулярным к направлению распространения света (рис. 8.1, а). Неполяризованный свет можно также представить в виде двух волн (волновых компонент) со взаимноперпендикулярными направлениями колебаний и одинаковыми амплитудами. Однако эти волны некогерентные (!), т. е. разность фаз между ними непрерывно изменяется.

Линейно поляризованным называется свет с постоянным положением направлений колебания вектора напряженности электрического поля (рис. 8.1, в). Это направление колебаний называется сегодня также направлением поляризации. Источником линейно поляризованного света может быть, например, лазер с окна-

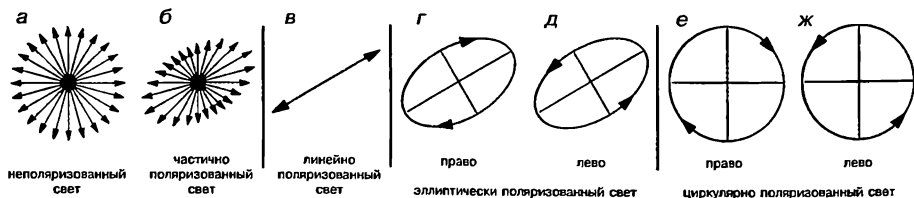


Рис. 8.1. Обзор состояний поляризации. При б—д может изменяться еще ориентация, при г, д, кроме того, эллиптичность.

ми Брюстера (разд. 4.3.5). Линейно поляризованными являются также две волновые компоненты, на которые раскладывается произвольная волна. Различные соотношения амплитуд двух таких компонент и фазовый сдвиг между ними описывают свет с линейной, эллиптической или циркулярной поляризацией.

8.1.2. Общие соотношения

Формулы, которые описывают результат наложения двух колебаний в направлении взаимноперпендикулярных осей x и y , имеют общий характер для колебаний любой физической природы (в том числе для механических и электрических колебаний). Поэтому траектории на экране осциллографа (фигуры Лиссажу) дают наглядное представление состояний поляризации. Если подать на входы x и y осциллографа переменные напряжения одинаковой частоты, но с регулируемыми амплитудами и разностью фаз, то траектория светящейся точки (например, эллипс) аналогична движению конечной точки вектора напряженности электрического поля оптического излучения (например, случаю эллиптически поляризованного света).

Пусть при одинаковой частоте ν амплитуды колебаний вектора напряженности двух волновых компонент равны \hat{x} и \hat{y} ; разность фаз между этими компонентами равна $\Delta\varphi$. В результате сложения этих компонент получается волна, вектор напряженности электрического поля которой описывается системой уравнений

$$E_x = \hat{x} \cdot \sin \omega t; \quad E_y = \hat{y} \cdot \sin(\omega t + \Delta\varphi), \quad (8.1)$$

где E_x и E_y — проекции вектора напряженности электрического поля на осях x и y ; t — время; $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота. Исключив¹ из этой системы уравнений время t (одновременно с ωt), можно получить уравнение траектории конца вектора напряженности электрического поля

$$\frac{E_x^2}{\hat{x}^2} + \frac{E_y^2}{\hat{y}^2} - 2 \frac{E_x \cdot E_y}{\hat{x} \cdot \hat{y}} \cdot \cos \Delta\varphi = \sin^2 \Delta\varphi. \quad (8.2)$$

Выражение (8.2) соответствует уравнению эллипса в общем виде. Данный эллипс лежит внутри прямоугольника с длинами сторон $2\hat{x}$ и $2\hat{y}$ и касается его контура в четырех точках (рис. 8.3). Если «смешанный член» (при $E_x \cdot E_y$) не равен нулю, то оси эллипса не параллельны осям x и y . Представляют интерес следующие частные случаи.

1. $\Delta\varphi = 0$. Тогда $\sin \Delta\varphi = 0$ и $\cos \Delta\varphi = 1$. В результате упрощения формулы (8.2) получается $E_y = E_x \cdot (\hat{y}/\hat{x})$, т. е. прямая с коэффициентом наклона \hat{y}/\hat{x} (рис. 8.2, а). Аналогично, если $\Delta\varphi = \pi$, то $\cos \Delta\varphi = -1$ и коэффициент наклона прямой отрицательный: $E_y = -E_x \cdot (\hat{y}/\hat{x})$ (рис. 8.2, б). В общем случае линейно поляризованный свет соответствует разности фаз $\Delta\varphi = m \cdot \pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$).

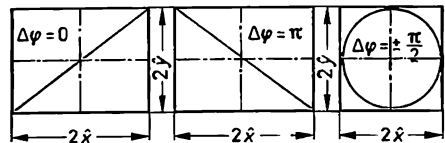


Рис. 8.2. Траектории, соответствующие линейной и циркулярной поляризациям.

¹ Указание: $\sin(\omega t + \Delta\varphi) = \sin \omega t \cdot \cos \Delta\varphi + \cos \omega t \cdot \sin \Delta\varphi$, $\sin \omega t = E_x/\hat{x}$, $\cos \omega t = \sqrt{1 - \sin^2 \omega t}$.

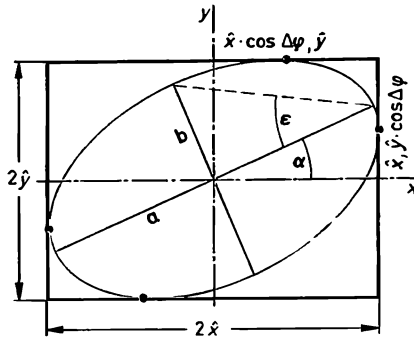


Рис. 8.3. Траектория при эллиптической поляризации.

2. $\Delta\varphi = \pi/2$ и $\hat{x} = \hat{y} = \hat{r}$. Тогда $\sin \Delta\varphi = 1$ и $\cos \Delta\varphi = 0$. В результате упрощения формулы (8.2) получается уравнение окружности с радиусом \hat{r} : $E_y^2 + E_x^2 = \hat{r}^2$ (см. рис. 8.2, а). Аналогично, уравнение окружности получается при $\Delta\varphi = -\pi/2$. В общем случае циркулярно поляризованный свет соответствует разности фаз $\Delta\varphi = (2m + 1)\pi/2$ ($m = 0, 1, 2, \dots$).

3. Во всех других случаях уравнение (8.2) описывает эллипс. Если, как и во втором случае, $\Delta\varphi = \pi/2$, но $\hat{x} \neq \hat{y}$, то $E_y^2/\hat{y}^2 + E_x^2/\hat{x}^2 = 1$, что соответствует уравнению эллипса, оси которого параллельны осям x и y ; в противном случае оси эллипса наклонены к осям x и y . В общем случае эллиптически поляризованному свету соответствует разность фаз $\Delta\varphi = (2m + 1)\pi/2$ и одновременно выполняется условие $\hat{x} \neq \hat{y}$. Свет называется эллиптически поляризованным также в том случае, когда при любом соотношении амплитуд разность фаз удовлетворяет условию $\Delta\varphi \neq m\pi/2$.

Ориентация эллипса (рис. 8.3) описывается углом азимута α между полуосью эллипса a и направлением оси x . Для описания формы эллипса можно использовать соотношение b/a (отношение полуосей эллипса) или угол эллиптичности $\varepsilon = \text{arctg } b/a$. Эти параметры эллипса определяются из отношения амплитуд \hat{y}/\hat{x} и разности фаз $\Delta\varphi$. Для расчета используются следующие уравнения (их вывод см., например, [1.2]):

$$\text{tg } 2\alpha = \frac{2 \cdot \frac{\hat{y}}{\hat{x}}}{1 - \left(\frac{\hat{y}}{\hat{x}}\right)^2} \cdot \cos \Delta\varphi; \tag{8.3}$$

$$\sin 2\varepsilon = \frac{2 \cdot \frac{\hat{y}}{\hat{x}}}{1 + \left(\frac{\hat{y}}{\hat{x}}\right)^2} \cdot \sin \Delta\varphi. \tag{8.4}$$

Дополнительной характеристикой для эллиптического и циркулярного видов поляризации является направление вращения вектора электрического поля. При определении направления вращения принимается, что наблюдение ведется в направлении, противоположном распространению света (волна набегаёт на наблюда-

теля). Направление вращения вектора электрического поля определяется разностью фаз $\Delta\varphi$:

1) $0 < \Delta\varphi < \pi$ соответствует правоэллиптической (и правоциркулярной) поляризации: вращение в направлении по часовой стрелке (рис. 8.1, а, е);

2) $\pi < \Delta\varphi < 2\pi$ соответствует левоэллиптической (и левоциркулярной) поляризации: вращение против направления часовой стрелки (рис. 8.1, б, ж).

На направление вращения указывает также знак ϵ [формула (8.4)].

8.1.3. Сфера Пуанкаре

Очень наглядное изображение получается, если каждому состоянию поляризации поставить в соответствие точку P на поверхности сферы Пуанкаре (рис. 8.4). В качестве сферических координат используют удвоенный угол азимута 2α как «географическую долготу», удвоенный угол эллиптичности 2ϵ как «географическую широту» и радиус сферы r , который характеризует (в данном случае менее важную) интенсивность излучения. «Северный полюс» соответствует правоциркулярной поляризации; «южный полюс» соответствует левоциркулярной поляризации; точки на «экваторе» соответствуют линейной поляризации с плавно меняющимся от точки к точке углом азимута. Остальные точки «северного полушария» соответствуют правоэллиптической поляризации, а остальные точки «южного полушария» соответствуют левоэллиптической поляризации. Вдоль меридиана изменяется эллиптичность от линейной поляризации ($\epsilon = 0$) до циркулярной поляризации ($\epsilon = \pm 45^\circ$). Параллель содержит все эллипсы одинаковой формы, но различной ориентации. Две крайние точки любого диаметра сферы соответствуют «ортогональным» состояниям поляризации, т. е. право- и левоциркулярной поляризациям, линейным поляризациям с разностью азимутов $\Delta\alpha = 90^\circ$, эллиптическим поляризациям с $\Delta\alpha = 90^\circ$ или с равными по модулю, но противоположными по знаку ϵ (т. е. с одинаковой формой, но с противоположными направлениями вращения). При исследовании изменений состояний поляризации сфера Пуанкаре представляет полезное вспомогательное средство.

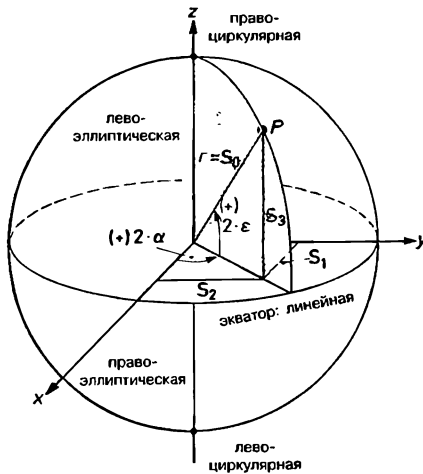


Рис. 8.4. Сфера Пуанкаре.

8.1.4. Параметры Стокса

Положение точки P на сфере Пуанкаре, конечно, может быть также указано декартовыми координатами x, y, z . Эти координаты представляют собой параметры Стокса S_1, S_2, S_3 (рис. 8.4). По ним также определяется радиус сферы $r = S_0$; $S_0 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$. Пересчет сферических координат $2\alpha, 2\varepsilon, r$ в декартовы координаты осуществляется по формулам сферической геометрии (табл. 8.1, столбец 2). Так как сферические координаты рассчитывались по формулам (8.3) и (8.4), то параметры Стокса также могут выражаться через амплитуды \hat{x}, \hat{y} и разность фаз $\Delta\varphi$ (табл. 8.1, столбец 3). Смысловые значения параметров Стокса указаны в столбце 4 этой же таблицы. Параметры S_0, \dots, S_3 можно записать в виде вектора (матрицы из одного столбца).

Таблица 8.1. Вычисление параметров Стокса.

1. Параметры Стокса	2. Расчет по сферическим координатам	3. Расчет по компонентам электрического поля	4. Примечание
S_0	$S_0 = r$	$S_0 = \hat{x}^2 + \hat{y}^2$	Пропорционален силе излучения; «интенсивность»
S_1	$S_1 = r \cdot \cos 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha$	$S_1 = \hat{x}^2 - \hat{y}^2$	Параметр преимущественной горизонтальной поляризации
S_2	$S_2 = r \cdot \cos 2\varepsilon \cdot \sin 2\alpha$	$S_2 = 2 \cdot \hat{x}^2 \cdot \hat{y}^2 \cdot \cos \Delta\varphi$	Параметр преимущественной диагональной поляризации
S_3	$S_3 = r \cdot \sin 2\alpha$	$S_3 = 2 \cdot \hat{x}^2 \cdot \hat{y}^2 \cdot \sin \Delta\varphi$	Параметр преимущественной правой циркулярной поляризации

В табл. 8.2 параметры Стокса рассчитаны для нескольких состояний поляризации. Интенсивность при этом нормировалась к $S_0 = 1$. Результат наглядно показывает смысл параметров Стокса: для S_1 крайние значения ± 1 достигаются при горизонтальной и вертикальной линейной поляризациях, для S_2 — при линейной поляризации с направлением плоскости колебаний под углом $\pm 45^\circ$ и для S_3 — при циркулярной поляризации.

Пример

Найти вектор Стокса для горизонтально-правоэллиптически поляризованного света, причем для осей эллипса выполняется условие $a = 2b$. $r = S_0 = 1$.

Решение:

$\alpha = 0, \text{tg } \varepsilon = +0,5; \sin 2\varepsilon = 0,8; \cos 2\varepsilon = 0,6;$ вектор Стокса $\begin{bmatrix} 1 \\ 0,6 \\ 0 \\ 0,8 \end{bmatrix}$.

В случае неполяризованного света $\hat{x} = \hat{y}$, при этом $S_0 \neq 0$ (нормировка: $S_0 = 1$), но $S_1 = 0$ (табл. 8.1). Так как разность фаз $\Delta\varphi$ принимает любые значения, то в среднем $\sin \Delta\varphi = \cos \Delta\varphi = 0$. При этом также $S_2 = S_3 = 0$. То, что на практике

считается поляризованным светом, чаще всего представляет собой частично поляризованный свет. При наличии неполяризованного остатка описанные выше состояния поляризации могут быть только более или менее хорошими приближениями. Общая интенсивность частично поляризованного света больше, чем сумма интенсивностей состояний поляризации; при этом $S_0 > \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$.

Таблица 8.2. Векторы Стокса для некоторых состояний поляризации

	Линейная поляризация				Циркулярная поляризация	
	горизонтальная	вертикальная	+45°	-45°	правая	левая
α	0	+90	+45°	-45°	—	—
$\cos 2\alpha$	1	-1	0	0	—	—
$\sin 2\alpha$	0	0	1	-1	—	—
ϵ	0	0	0	0	+45°	-45°
$\cos 2\epsilon$	1	1	1	1	0	0
$\sin 2\epsilon$	0	0	0	0	1	-1
S_0	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

8.2. Методы получения поляризованного света

8.2.1. Обзор. Поляризация при отражении

Существует ряд методов получения поляризованного света и изменения состояния его поляризации. Линейно поляризованный свет выделяется из неполяризованного. С помощью фазовой пластины линейно поляризованный свет может быть преобразован в свет с эллиптической или циркулярной поляризацией. Чаще всего анализатор отличается от поляризатора только характером выполняемой задачи: анализатор предназначен для исследования состояний поляризации (см. разд. 8.3).

Ниже будут более подробно рассмотрены только те методы получения поляризованного света, которые имеют достаточно большое значение для технической оптики. В естественных условиях поляризация света может также наблюдаться при рассеянии. Например, частично поляризован свет, исходящий от неба; это обусловлено рассеянием на молекулах воздуха и аэрозоля.

Из формул Френеля (2.86а) следует, что если для угла падения выполняется условие $\epsilon \neq 0$, то $\rho_{\parallel} \neq \rho_{\perp}$. Поэтому отраженный и преломленный свет частично поляризованы. Если при угле падения ϵ_p отраженный и преломленный лучи перпендикулярны друг другу ($\epsilon_p + \epsilon' = 90^\circ$, $\cos \epsilon' = \sin \epsilon_p$), то $\rho_{\parallel} = 0$. Такой угол ϵ_p называют углом Брюстера или углом полной поляризации. Так как $\rho_{\parallel} = 0$, то из формулы (2.86а) следует $n \cdot \cos \epsilon' - n' \cdot \cos \epsilon = 0$; а угол полной поляризации равен

$$\operatorname{tg} \epsilon_p = \frac{n'}{n}. \quad (8.5)$$

Так как для волновой компоненты с направлением колебаний, параллельным плоскости падения, коэффициент отражения ρ_{\parallel} равен нулю, то отраженный свет линейно поляризован (направление колебаний отраженной волны перпендикулярно плоскости падения). Так как ρ_{\perp} все же составляет несколько процентов, то проходящий свет частично поляризован. При $\rho_{\parallel} = 0$ потери на отражение на границе двух сред для данной компоненты отсутствуют. Данный эффект используется в газовых лазерах (так называемые окна Брюстера, см. рис. 4.18, а).

8.2.2. Анизотропные среды — двойное лучепреломление

Наибольшее значение для конструкций поляризаторов имеют анизотропные среды, в которых несимметричные структуры молекул определяют угловую зависимость физических и оптических характеристик. Этот эффект имеет место для всех кристаллов, несмотря на то что кубическая структура кристалла (например, NaCl) оптически изотропна. В анизотропных средах существуют симметрично-предпочтительные направления, в которых энергия волны распространяется так же, как в изотропной среде. Эти преимущественные направления называются оптическими осями. Кристаллы моноклинной, триклинной и ромбической систем имеют две оптические оси. В дальнейшем более детально исследуются оптические одноосные кристаллы, которые относятся к тетрагональным, гексагональным или ромбоэдрическим типам. Из-за сильной анизотропии особенно важным представителем этой группы кристалла является кальцит (CaCO_3). У этого кристалла все CO_3 -группы (равносторонние треугольники с атомом углерода в середине) лежат в параллельных плоскостях. Тогда направление, перпендикулярное этим плоскостям, является симметрично-предпочтительным, т. е. оптической осью. Так как плоскость можно задать двумя прямыми, то главное сечение кристалла определяется оптической осью и направлением нормали к волновому фронту. Следует обратить внимание, что оптическая ось указывает только направление, а не конкретную прямую: все параллельные прямые равнозначны. Аналогично главное сечение задает ориентацию плоскости: все параллельные плоскости равнозначны.

При анализе распространения волны в анизотропной среде (кристалле) ее целесообразно рассматривать в виде суммы двух волновых компонент со взаимноперпендикулярными поляризациями: плоскость колебаний обыкновенной компоненты перпендикулярна главному сечению, плоскость колебаний необыкновенной компоненты совпадает с главным сечением. В зависимости от направления распространения этим двум компонентам соответствуют (в самом общем случае) различные показатели преломления: n_o для обыкновенной компоненты и $n_{\text{нк}}$ (часто также n_e) — для необыкновенной компоненты. Показатель преломления n_o одинаков для всех направлений, а показатель преломления $n_{\text{нк}}$ изменяется. В направлении оптической оси это различие отсутствует: $n_{\text{нк}} = n_o$. В направлении, перпендикулярном к оптической оси, величина $|n_{\text{нк}} - n_o|$ максимальна.

Разность показателей преломления указывает на различную скорость распространения обеих компонент. Если максимальная разность показателей преломления $n_{\text{нк}} - n_o > 0$, то кристалл называется положительным; если максимальная разность показателей преломления $n_{\text{нк}} - n_o < 0$, то отрицательным. Геометрическая интерпретация показана на рис. 8.5, а, б: если от начала координат отложить во всех направлениях отрезки, равные показателю преломления для данного направления, то n_o соответствует сферическая поверхность, а $n_{\text{нк}}$ — эллипсоид. Для рассматриваемых здесь одноосных кристаллов эллипсоид симметричен относительно оптической оси (эллипсоид вращения). Необходимо отличать изображение поверхностей волны (рис. 8.5, в, г) и показателей преломления (рис. 8.5, а, б). Если в кристалле от точки P во все стороны распространяется волна, то в каждый фиксированный момент времени волновой фронт обыкновенного компонента имеет сферическую

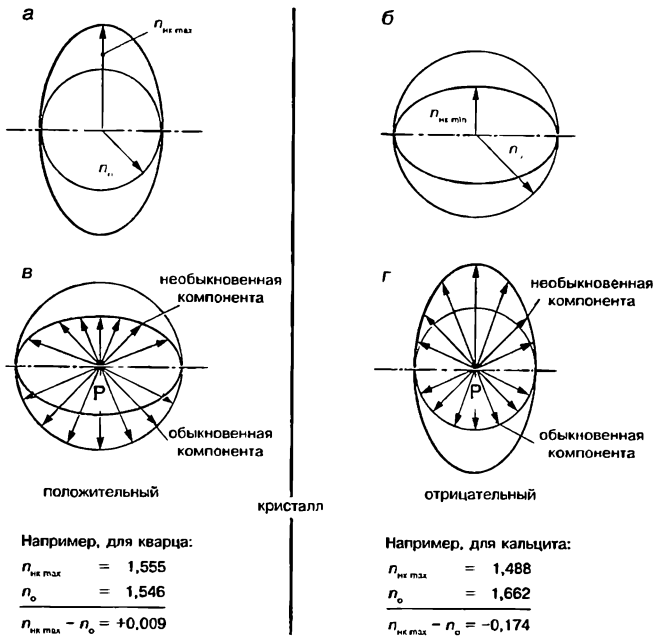


Рис. 8.5. Оптические одноосные кристаллы. Оптическая ось кристалла горизонтальна: *a, б* — показатели преломления как функции направления; *в, г* — исходящие от точки *P* волновые фронты в фиксированный момент времени

форму, а необыкновенного — форму эллипсоида (расстояния от точки *P* пропорциональны скорости распространения, т. е. $1/n$)! В показанном на рисунке случае направление колебаний необыкновенной компоненты совпадает с плоскостью рисунка (главное сечение), а направление колебаний обыкновенной компоненты перпендикулярно ему. Значения показателей преломления n_o и $n_{\text{нк}}$ зависят от длины волны. В примерах значения указаны для линии *e* ($\lambda = 546,1$ нм).

По сравнению с оптическими элементами из изотропного материала, у элементов из анизотропного материала² есть дополнительная степень свободы — ориентация оптической оси кристалла относительно преломляющих поверхностей. При соответствующем выборе направления оси можно обеспечить особые свойства оптических элементов. В качестве примера рассмотрим прохождение света через анизотропную плоскопараллельную пластину, когда плоская волна малых поперечных размеров (например, неполяризованный луч лазера) падает перпендикулярно на входную поверхность. На рис. 8.6, *a* показано перпендикулярное к оптической оси сечение плоской пластины. Нормаль к волновой поверхности и оптическая ось совпадают. Так как $n_{\text{нк}} = n_o$, то излучение проходит через пластину точно так же, как через пластину из изотропного материала (изотропное распространение). На рис. 8.6, *б* показана пластинка с плоскими поверхностями из отрицательного двулучепреломляющего кристалла. Плоские поверхности параллельны оптической оси; волна падает перпендикулярно оси. В этом случае разность показателей преломления максимальна (см. рис. 8.5, *б*); необыкновенная компонента распространяется

² В большинстве случаев элементы из анизотропного материала ограничены плоскими поверхностями: пластины, клинья, призмы.

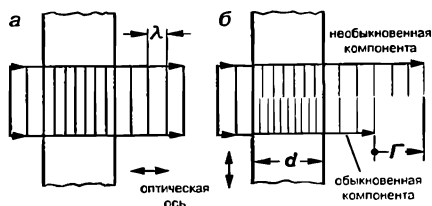


Рис. 8.6. Пластина из анизотропного материала:

a — плоские поверхности перпендикулярны к оптической оси; *б* — плоские поверхности параллельны оптической оси. Γ — оптическая разность хода. Для большей наглядности обыкновенная и необыкновенная компоненты изображались только на половине фронта волны!

быстрее (см. рис. 8.5, *з*). После прохода пластины оптическая разность хода между двумя компонентами равна

$$\Gamma = d \cdot |n_{нк} - n_o|.$$

Поэтому такая пластина называется фазовой.

На рис. 8.7 изображено сечение пластины, в которой оптическая ось не перпендикулярна поверхностям. В этом случае отчетливо проявляется двулучепреломление. В соответствии с принципом Гюйгенса (разд. 1.2) для обыкновенной компоненты элементарные волны являются сферическими (рис. 8.5, *з*). Огибающая поверхность всех элементарных волн (см. рис. 1.3) получается плоской (рис. 8.7, *a*), волновой фронт движется сквозь кристалл прямо (рис. 8.7, *б*). Наоборот, для необыкновенной компоненты от каждой точки волнового фронта исходят элементарные волны в виде эллипсоидов (рис. 8.5, *з*). В рассматриваемом случае новая поверхность волнового фронта также является огибающей элементарных волн (рис. 8.7, *a*). Так как

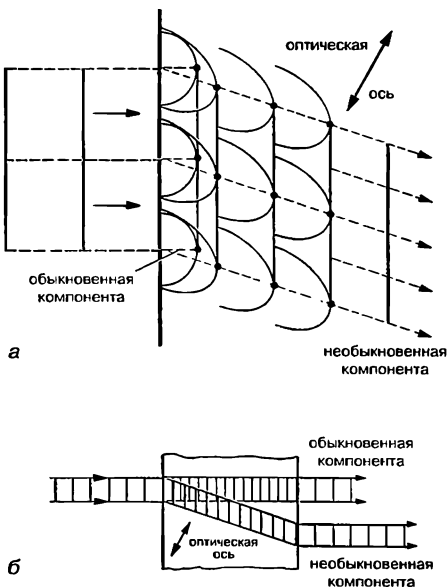


Рис. 8.7. Оптическая ось не перпендикулярна поверхностям плоскопараллельной пластины:

a — передняя поверхность и волновые фронты, построенные в соответствии с принципом Гюйгенса (для наглядности волновые фронты для обыкновенной компоненты показаны только частично); *б* — прохождение излучения через пластину.

Плоскость колебаний для обыкновенной компоненты перпендикулярна, а для необыкновенной совпадает с плоскостью рисунка.

этот волновой фронт определяет новое направление распространения излучения, то луч теперь не перпендикулярен входной поверхности. Направления луча до и после прохождения пластины параллельны, но на выходе пластины луч смещается на некоторое расстояние (рис. 8.7, б).

Из рис. 8.7 можно сделать следующие выводы.

1. Для необыкновенной компоненты сохраняется ориентация поверхности волны; нормаль к волновой поверхности по-прежнему перпендикулярна ко входной поверхности. Также выполняется закон преломления, т. е. из $\varepsilon = 0$ следует $\varepsilon' = 0$. При расчете ε' для других углов падения следует учитывать зависимость показателя преломления $n_{\text{нк}}$ от направления. Закон преломления определяет направление нормали к волновой поверхности!

2. Направление распространения энергии волны (коротко — направление излучения) отклоняется в случае анизотропных материалов от направления нормали к волновой поверхности (исключение см. рис. 8.6). При этом имеет место смещение луча даже при перпендикулярном падении. Это мнимое нарушение закона преломления вызвало появления названия «необыкновенный».

Различия оптических свойств анизотропных сред для волновых компонент со взаимноперпендикулярными направлениями поляризации лежат в основе двух схем построения поляризаторов.

1. В поляризаторах на основе двулучепреломления используется пространственное разделение двух компонент (рис. 8.7, б), одна из которых далее устраняется (например, за счет полного внутреннего отражения, разд. 8.3).

2. В поляризаторах на основе селективного поглощения (дихроизма) пространственное разделение не требуется. Поляризатор этого типа обычно представляет собой плоскопараллельную пластину (как на рис. 8.6, б) из анизотропного материала (например, минерал турмалин), который гораздо сильнее поглощает одну компоненту, чем другую. Тогда после прохождения пластины достаточной толщины остается только одна компонента. Этот принцип используется в современных пленочных поляризаторах (разд. 8.3).

8.2.3. Оптическая активность

Оптически активный материал поворачивает плоскость поляризации падающего линейно поляризованного света. Угол поворота пропорционален толщине слоя (например, у кварца $25,54^\circ/\text{мм}$ для линии e), в случае растворов (например, сахара) угол поворота пропорционален также концентрации. Угол поворота уменьшается с ростом длины волны.

Вещества одинакового химического состава могут быть правовращающими (вращение в направлении по часовой стрелке при взгляде против направления света) или левовращающими. Это зависит от пространственной структуры молекул, которые можно представить в форме закрученных влево и вправо спиралей. Обе формы молекул (оптические стереоизомеры) зеркально-симметричны. Внешние формы двух полностью сформированных разновидностей кристалла, например кварца, также зеркально-симметричны. Плавленый кварц, т. е. кварцевое стекло, не обладает никакой оптической активностью, так как пространственная решетка кристалла разрушена. Наоборот, сахар сохраняет вращательную способность также в растворе. Смеси из равных долей право- и левовращательных изомеров не обладают оптической активностью.

Оптической активностью могут обладать как изотропные, так и анизотропные среды. Примером последней среды может служить кварц: при прохождении света в направлении оптической оси данного материала наблюдается оптическая активность, однако двулучепреломление при распространении света в этом направлении отсутствует (рис. 8.6, а). Если направление перпендикулярно к оптической оси (рис.

8.6, б), то имеет место двулучепреломление без оптической активности. Очень высокими возможностями по вращению плоскости поляризации обладают жидкие кристаллы, которые используются в дисплеях (разд. 8.4.3). Внешнее воздействие на оптически не активную среду может вызвать вращение плоскости поляризации. Этот эффект имеет место, например, когда свет распространяется в стекле вдоль постоянного магнитного поля, в котором находится это стекло (эффект Фарадея).

8.3. Поляризационные элементы

8.3.1. Поляризаторы

В технической оптике преимущественно используются дихроичные пленочные поляризаторы. Они представляют собой высокополимерную пластмассовую пленку, в результате механического растяжения которой окрашенные (чаще всего йодом) макромолекулы ориентированы параллельно друг другу. Коэффициент пропускания пленки зависит от ориентации молекул и положения плоскости световых колебаний. Компонента, направление колебаний которой совпадает с «направлением поляризации», пропускается с незначительным ослаблением (коэффициент пропускания $\tau_{\text{пол}}$), однако компонента, направление колебаний которой перпендикулярно «направлению поляризации», почти полностью поглощается (коэффициент пропускания $\tau_{\text{перп}}$). При этом выполняется $\tau_{\text{перп}} \ll \tau_{\text{пол}}$. Зависимостью коэффициента пропускания от длины волны чаще всего можно пренебречь.

Коэффициент пропускания для неполяризованного света равен

$$\tau = \frac{\tau_{\text{пол}} + \tau_{\text{перп}}}{2} \approx \frac{\tau_{\text{пол}}}{2}. \quad (8.6)$$

Таким образом, из неполяризованного света получают примерно от 20 до 40 % линейно поляризованного света. Степень поляризации равна

$$P = \frac{\tau_{\text{пол}} - \tau_{\text{перп}}}{\tau_{\text{пол}} + \tau_{\text{перп}}}. \quad (8.7)$$

Отношение $\tau_{\text{пол}}/\tau_{\text{перп}}$ называется также поляризационно-оптическим ослаблением.

Два одинаковых, последовательно расположенных поляризатора (называемых также «поляризатор и анализатор») могут использоваться в качестве регулируемого ослабителя света. Когда поляризатор и анализатор параллельны («светлое положение»), то коэффициент пропускания для неполяризованного света равен

$$\tau_0 = \frac{\tau_{\text{пол}}^2 + \tau_{\text{перп}}^2}{2} \approx \frac{\tau_{\text{пол}}^2}{2}. \quad (8.8)$$

Когда поляризатор и анализатор скрещены («темное положение»), коэффициент пропускания равен

$$\tau_{90^\circ} = \tau_{\text{пол}} \cdot \tau_{\text{перп}}. \quad (8.9)$$

Если направления поляризации двух этих элементов развернуты друг относительно друга на угол Θ , то коэффициент пропускания равен

$$\tau_\Theta = \tau_{90^\circ} + (\tau_{90^\circ} - \tau_0) \cdot \cos^2 \Theta \approx \tau_0 \cdot \cos^2 \Theta. \quad (8.10)$$

Если $\tau_{90^\circ} \ll \tau_0$, то приближенное равенство можно заменить на точное.

Ослабление линейно поляризованного света (например, поляризованного лазерного пучка) осуществляется поворотом одного из поляризаторов

$$\tau_\Theta = \tau_{\text{перп}} + (\tau_{\text{пол}} - \tau_{\text{перп}}) \cdot \cos^2 \Theta \approx \tau_{\text{пол}} \cdot \cos^2 \Theta. \quad (8.11)$$

Пример

Сравнивать характеристики двух поляризационных пленочных фильтров

$$1. \begin{aligned} \tau_{\text{пол}} &= 0,56 \\ \tau_{\text{перп}} &= 2,7 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

$$2. \begin{aligned} \tau_{\text{пол}} &= 0,84 \\ \tau_{\text{перп}} &= 6 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Из этих данных для каждого из поляризаторов получаются следующие значения:

$$1. \begin{aligned} \tau &= 0,28 \\ P &= 0,999999 \end{aligned}$$

$$2. \begin{aligned} \tau &= 0,42 \\ P &= 0,98582 \end{aligned}$$

Пара из двух одинаковых поляризаторов каждого типа характеризуется следующими параметрами:

$$1. \begin{aligned} \tau_0 &= 0,1568 \\ \tau_{90} &= 1,5 \cdot 10^{-6} \\ \tau_0 / \tau_{90} &\approx 105000 \end{aligned}$$

$$2. \begin{aligned} \tau_0 &= 0,3528 \\ \tau_{90} &= 5 \cdot 10^{-3} \\ \tau_0 / \tau_{90} &\approx 70,6 \end{aligned}$$

Таким образом, поляризаторы с более высоким коэффициентом пропускания в «темном положении» дают более высокий остаточный световой поток.

По сравнению с дихроичными пленочными поляризаторами поляризаторы на основе кристаллов обладают очень высоким коэффициентом пропускания. При соответствующей конструкции поляризаторы на основе кристаллов также могут применяться для лазерных пучков с высокой плотностью излучения. Однако такие поляризаторы дороги и поэтому изготавливаются только малых поперечных размеров. В качестве примера рассмотрим очень часто используемую призму Глана—Томпсона из кальцита (рис. 8.8). Угол между гранями каждой из двух треугольных призм (здесь $18,43^\circ$; возможны также другие углы и относительные удлинения L/D) выбирается таким образом, чтобы для обыкновенного луча выполнялось условие полного внутреннего отражения, а необыкновенный луч проходил через призму. При этом нужно учитывать показатель преломления материала клея. Оптическая ось и главное сечение перпендикулярны плоскости рисунка. Для обыкновенной компоненты плоскость колебаний совпадает с плоскостью рисунка, а для необыкновенной — перпендикулярна ей (разд. 8.2.2). Обыкновенную компоненту поглощает черное покрытие грани, но при необходимости обыкновенная компонента может также выводиться с помощью дополнительной призмы.

Пример

Рассмотрим более подробно разделение двух компонентов на поверхности склейки в призме Глана—Томпсона. Так как падающий неполяризованный луч перпендикулярен оптической оси, то для необыкновенного луча показатель преломления равен $n_{\text{нк мин}}$ (рис. 8.5, б). Для линии e ($\lambda = 546,1$ нм), $n_{\text{нк}} = 1,488$; $n_o = 1,662$. В качестве клея используется канадский бальзам с $n_{\text{к}} \approx 1,54$ (можно

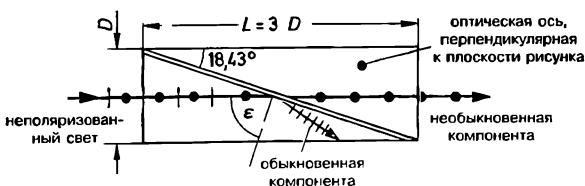


Рис. 8.8. Призма Глана—Томпсона. Толщина слоя клея показана сильно преувеличенной.

использовать другие виды оптического клея). Так как $n_{\text{нк}} < n_{\text{к}}$, то для необыкновенного луча на границе кристалл/клей условие полного внутреннего отражения не выполняется. По формуле (1.16) предельный угол полного внутреннего отражения для обыкновенного луча равен $\varepsilon_g = 67,91^\circ$. Так как для падающего луча $\varepsilon = 71,57^\circ$ ($\varepsilon > \varepsilon_g$), то происходит полное внутреннее отражение. Относительно большая разность углов показывает, что падающие наклонно на входную грань призмы лучи в пределах некоторого угла (его можно рассчитать) выйдут линейно поляризованными.

8.3.2. Фазовые пластинки

Принцип действия фазовых пластинок уже был описан в разд. 8.2.2 (рис. 8.6, б). Если рассеять анизотропную пластину параллельно оптической оси, то обе компоненты со взаимноперпендикулярными состояниями поляризации выходят из пластины в одном направлении, но с оптической разностью хода

$$\Gamma = d \cdot |n_{\text{нк}} - n_{\text{о}}|, \quad (8.12)$$

и одновременно с разностью фаз $\Delta\varphi = 2\pi \cdot \Gamma/\lambda$, т. е.

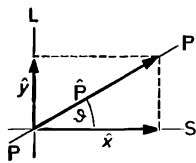
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot |n_{\text{нк}} - n_{\text{о}}|, \quad (8.13)$$

где d — толщина пластины; λ — длина волны в воздухе и в вакууме.

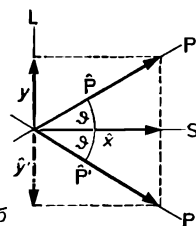
Направление колебаний замедленной компоненты называется медленной осью, а перпендикулярное этой оси направление называется быстрой осью фазовой пластинки. На рис. 8.6, б (отрицательная двулучепреломляющая пластинка) медленная ось перпендикулярна плоскости чертежа (обыкновенный луч колеблется перпендикулярно главному сечению), а быстрая ось совпадает с оптической осью. В положительной двулучепреломляющей пластине положение осей противоположное. Таким образом, быстрая и медленная оси имеют важное значение для фазовой пластины. Тогда безразлично, какое из этих направлений соответствует обыкновенной и необыкновенной компонентам.

Действие фазовой пластины показано на рис. 8.9, а. Быстрая ось S совпадает с направлением x , а медленная ось — с направлением y . На пластину падает линейно поляризованный свет с направлением колебаний P и амплитудой \hat{p} . Угол между P и S равен ϑ . Тогда:

1) линейно поляризованный свет можно представить в виде компонент с амплитудами $\hat{x} = \hat{p} \cdot \cos \vartheta$ и $\hat{y} = \hat{p} \cdot \sin \vartheta$. Направления колебаний этих компонент совпадают с осями L и S . Таким образом, благодаря углу ϑ отношение амплитуд \hat{y}/\hat{x} может быть произвольным;



а



б

Рис. 8.9. Действие фазовой пластинки:

а — разложение на компоненты (P — направление поляризации, S — быстрая ось, L — медленная ось, \hat{P} , \hat{x} , \hat{y} — амплитуды); б — действие полуволновой пластины (P, P' — направления поляризации падающего и выходящего света, \hat{P}, \hat{P}' — амплитуды падающего и выходящего света, $\hat{x}, \hat{y}, \hat{y}' = -\hat{y}$ — амплитуды компонент на входе и выходе из пластины).

2) между компонентами возникает оптическая разность хода Γ [формула (8.12)]. Оптическая разность хода зависит от толщины и разности показателей преломления. Оптической разности хода Γ , согласно выражению (8.13), соответствует разность фаз $\Delta\varphi$.

Фазовая пластинка позволяет получить все состояния поляризации. Для угловых положений $\vartheta = 0^\circ$ и $\vartheta = 90^\circ$ (направление поляризации падающего света параллельно быстрой и медленной осям) линейное состояние поляризации сохраняется, конечно, неизменным. На неполяризованный свет фазовые пластинки не оказывают какого-либо заметного влияния, так как к статистически нерегулярным изменениям фазы добавляется постоянная разность фаз.

Очень большое значение имеют фазовые пластинки с $\Gamma = \lambda$, $\Gamma = \lambda/2$, $\Gamma = \lambda/4$. Для одноволновой пластинки оптическая разность хода равна $\Gamma = \lambda$, а разность фаз $\Delta\varphi = 2\pi$ (только для соответствующей длины волны, например $\lambda = 540$ нм, желто-зеленый цвет). Если при перекрещенных поляризаторе P и анализаторе A ($\tau_{\text{ор}} = 0$, «темное поле», см. разд. 8.3.1) между P и A вводят пластинку, например, с $\vartheta = 45^\circ$, то для $\lambda = 540$ нм состояния поляризации не изменяется, следовательно, излучение с этой длиной волны гасится. Но если на такое устройство падает белый свет, то для других длин волн $\Gamma \neq \lambda$. Следовательно, для этих участков спектра будут иметь место различные эллиптические состояния поляризации. Поэтому на выходе анализатора получается свет ненасыщенного дополнительного к желто-зеленому цвета (пурпур). Малые оптические разности хода, например при исследовании оптическим методом напряжений в материалах (разд. 8.4.1), видны в виде цветовых оттенков.

Оптическая разность хода между двумя компонентами в полуволновой пластинке равна $\Gamma = \lambda/2$, или в общем случае $\Gamma = (2m + 1) \cdot \lambda/2$, где $m = 0, 1, 2, \dots$. Разность фаз при этом составляет $\Delta\varphi = (2m + 1) \cdot \pi$. При разности фаз 180° на выходе пластины (рис. 8.9, б) свет остается линейно поляризованным, но направление колебаний P' повернуто на 2ϑ относительно P . При этом P' симметрично P относительно одной из осей S или L . Полуволновые пластины представляют удобное средство для вращения плоскости поляризации.

Самой важной из фазовых пластинок является четвертьволновая пластина, так как с ее помощью можно получать свет с эллиптической и циркулярной поляризацией³ (разд. 8.3.3). В этом случае оптическая разность хода между двумя компонентами равна $\Gamma = \lambda/4$, или в общем случае $\Gamma = (2m + 1) \cdot \lambda/4$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, а разность фаз $\Delta\varphi = (2m + 1) \cdot \pi/2$ (т. е. включая пластинки с оптической разностью хода $\Gamma = 3\lambda/4$, $\Delta\varphi = 270^\circ$ и т. д.).

Так как в фазовых пластинках разность хода равна произведению толщины пластины на разность показателей преломления [формула (8.12)], то при большом Δn (например, кальцит) получаются неудобные малые толщины. Достаточную толщину d можно получить, используя материалы с незначительной разностью показателей преломления и, кроме того, благодаря увеличению сдвига фаз на целое число периодов ($m \neq 0$). Обычно фазовые пластины изготавливаются из слюды, кварца, гипса. Фазовые пластины очень больших поперечных сечений могут быть изготовлены на основе растянутых пластмассовых пленок.

Фазовые пластины с изменяемой оптической разностью хода (например, изменение толщины при смещении двух клиньев друг относительно друга) называются компенсаторами. Такие компенсаторы используются в том числе для анализа состояния поляризации света, так как вносимая ими разность фаз может быть измерена.

³ Из света с линейной поляризацией, который в свою очередь может быть получен из неполяризованного света с помощью поляризатора. (Прим. пер.)

Пример

Из кварца должна быть изготовлена четвертьволновая пластина. Для длины волны $\lambda = 550$ нм $n_{\text{нк}} - n_o = 0,00917$. Пластина должна иметь толщину примерно 1 мм. Какую точную толщину d должна иметь пластина и чему при этой толщине равно число m ?

Решение:

Если принять $d = 1$ мм, то из формулы (8.12.) следует $\Gamma = 9170$ нм $= 16,673 \cdot \lambda$. Для четвертьволновой пластины необходимо $\Gamma = 16,25 \cdot \lambda$ (или $17/25 \cdot \lambda$ и т. д.). Тогда $\Gamma = 16,25 \cdot \lambda = 8937,5$ нм и $d = 0,9746$ мм (при $m = 32$). Пластина дает оптическую разность хода $\Gamma = (2 \cdot 32 + 1) \cdot \lambda/4$ или $16\lambda + 1/4$. Характеристики таких пластин чувствительны к изменениям температуры, наклонам и отклонению длины волны.

8.3.3. Применение четвертьволновой пластины

В соответствии с разд. 8.1.2 состояния поляризации отличаются отношением \hat{y}/\hat{x} и сдвигом фаз $\Delta\varphi$ двух компонент. С помощью четвертьволновой пластины с $\Delta\varphi = \pm\pi/2$ (и $\Delta\varphi = \pm\pi/2 \cdot k$, где k — нечетное число) можно получить из падающего на пластину линейно поляризованного света все состояния поляризации. Соотношение амплитуд определяется углом ϑ (рис. 8.9, а); $\hat{y}/\hat{x} = \text{tg}\vartheta$. При рассмотрении достаточно ограничиться диапазоном $-90^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$. При $\vartheta = 0^\circ$ и $\vartheta = 90^\circ$ падающий линейно поляризованный свет проходит пластину без изменения состояния поляризации.

При $0^\circ < \vartheta < 90^\circ$ выходящий из пластины свет правоэллиптически поляризован, в специальном случае $\vartheta = 45^\circ$ свет правоциркулярно поляризован.

Если $\vartheta < 0$, то, как видно из направления поляризации P , быстрая и медленная оси пластины меняются местами, т. е. направление вращения становится противоположным. При $-90^\circ < \vartheta < 0^\circ$ свет левоэллиптически поляризован, в специальном случае $\vartheta = -45^\circ$ свет имеет левую циркулярную поляризацию.

Хотя определить направления осей S и L можно легко, однако отличить одну ось от другой трудно. Поэтому чаще всего интересуются только изменением направления вращения, а не самим направлением вращения.

При эллиптической поляризации падающего света (благодаря разности фаз $\Delta\varphi = \pm\pi/2$, вносимой четвертьволновой пластинкой) оси эллипса совпадают с осями пластины S и L . Для угла азимута (рис. 8.3) из формулы (8.3) следует $\alpha = 0$; из выражения (8.4) находится угол эллиптичности ε , в данном случае

$$\sin 2\varepsilon = \frac{2 \cdot \text{tg}\vartheta}{1 + \text{tg}^2\vartheta}. \quad (8.14)$$

Выпускаемые промышленностью циркулярные поляризаторы состоят из двух слоев: линейный поляризатор и ориентированная под $\vartheta = 45^\circ$ четвертьволновая пластина. Ориентация определяет направление вращения (левое или правое). Конечно, свет должен падать со стороны поляризатора. Если свет падает со стороны четвертьволновой пластинки, то на выходе свет будет линейно поляризованным. На рис. 8.10 показано гашение отраженного рассеянного света с помощью циркулярного поляризатора. Пусть, например, свет с правой циркулярной поляризацией падает на недеполяризующую отражающую поверхность. Тогда после отражения свет также будет иметь циркулярную поляризацию. При новом проходе через четвертьволновую пластинку появляется дополнительная разность хода от $\lambda/4$. Таким образом, две компоненты, плоскости колебаний которых взаимноперпендикуляр-

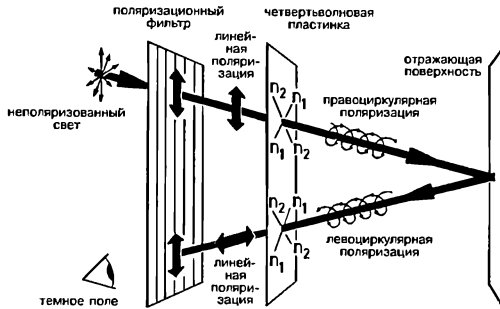


Рис. 8.10. Циркулярные поляризаторы гасят отраженный свет:

n_1 , n_2 — показатели преломления для колебаний в направлении осей четвертьволновой пластинки.

ны, сдвинуты друг относительно друга на $\lambda/2$. Тогда обе эти компоненты соответствуют линейно поляризованному свету, который поляризатор как раз и не пропускает! Это гашение особенно отчетливо в случае металлических зеркал, а отраженный свет, который исходит от оказывающих деполаризующее действие поверхностей (например, белой матовой), полностью не гасится.

8.3.4. Деполаризаторы

Если на детектор выходного сигнала влияет состояние поляризации (как, например, для некоторых типов вторичных фотоэлектронных умножителей), то линейно или эллиптически поляризованный свет может привести к ошибкам при измерениях. Одной из возможных причин этого явления могут быть поляризационные эффекты при отражении на окнах и поверхностях детектора (разд. 8.2.1). Если для устранения ошибок не достаточно преобразования в свет с циркулярной поляризацией, то требуется деполаризация. Деполаризация может быть только более или менее хорошо приближенной, так как из линейно поляризованного света необходимо получить свет со статистически равномерным распределением направлений поляризации и сдвигов фаз (разд. 8.1.1). Очень хороший результат достигается при многократном рассеянии в неоднородных средах, например при прохождении света через глушенное стекло. Отражение на диффузно рассеивающих поверхностях также дает неполную деполаризацию.

Существенным недостатком рассеивающих деполаризаторов является значительное снижение силы излучения, так как мощность излучения перераспределяется в большой телесный угол. От этого недостатка свободны псевдодеполаризаторы, которые создают такую совокупность или смесь различных состояний поляризаций, которая для практических целей не отличается от неполяризованного света. Если излучение не является строго монохроматическим, то можно использовать деполаризатор Лию. Этот деполаризатор состоит из двух последовательно расположенных фазовых пластин из кварца или кальцита. Отношение толщин пластин $1 : 2$; их быстрые оси составляют друг с другом угол 45° . Так как оптическая разность хода Γ большая, то в пределах узкого спектрального интервала создается эллиптически поляризованный свет с очень различными сдвигами фаз и углами азимута. Линейно поляризованный свет с направлением колебаний, совпадающим с быстрой или медленной осями, будет проходить пластину, не изменяя состояния поляризации (не деполаризуясь). Расположение второй пластины под углом 45° предотвращает это.

8.4. Применения поляризации

8.4.1. Оптические методы исследования напряжения в материалах

В результате внешних воздействий (электрическое поле, механическое напряжение) изотропные материалы могут превратиться в анизотропные. Поляризационно-оптическое исследование возникающего двулучепреломления позволяет оценить сами воздействия. С помощью оптических методов (методы фотоупругости) определяют величину и направление механических напряжений в прозрачных пластмассовых моделях сложных элементов конструкции. На рис. 8.11, *a* показана схема установки для исследования напряжения в материалах. Пластмассовая пластина расположена между перекрещенными поляризатором и анализатором. В состоянии, свободном от напряжений (в ненагруженном состоянии) поле остается темным. При наличии нагрузки через анализатор наблюдают светлые и темные линии, т. е. частично освещенные области. Коэффициент пропускания установки из поляризатора, модели и анализатора (в данной точке модели) вычисляется по формуле

$$\tau = \tau_{\max} \cdot \sin^2 2\vartheta \cdot \sin^2 \frac{C(\sigma_2 - \sigma_1)d\pi}{\lambda}, \tag{8.15}$$

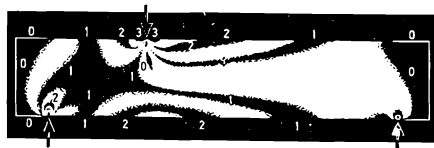
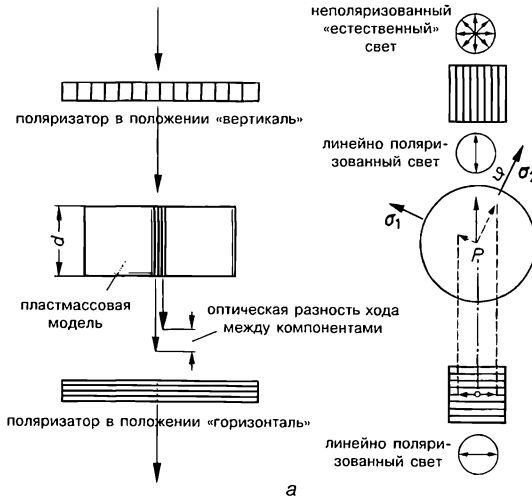


Рис. 8.11. Оптические методы исследования напряжения в материалах:
a — принцип (σ_1, σ_2 — направления главных напряжений); *б* — изохромы несимметрично нагруженного бруса с указанием порядка изохром.

где ϑ — угол между направлением плоскости колебания выходящего из поляризатора линейно поляризованного излучения и направлением одного из главных напряжений; C — зависимый от материала относительный оптический коэффициент напряжения; σ_1 и σ_2 — главные напряжения; d — толщина пластины.

Все точки модели, в которых хотя бы один из двух множителей \sin^2 будет равен нулю, наблюдаются темными. Таким образом, возникают две совмещенные системы темных полос.

1. Изохромы соединяют точки модели с одинаковой разностью $\sigma_2 - \sigma_1$, так как при $C(\sigma_2 - \sigma_1) d \pi \lambda^{-1} = m \cdot \pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$ — порядок изохром) второй множитель \sin^2 в формуле (8.15) будет равен нулю. Это случай, когда

$$\sigma_2 - \sigma_1 = m \cdot \frac{\lambda}{Cd}.$$

С ростом разности $\sigma_2 - \sigma_1$ изохромы всегда располагаются более плотно. Порядок изохром отсчитают от «нулевой изохромы» ($m = 0$; состояние, свободное от напряжений). Значение порядка изохром позволяет сделать вывод об уровне напряжений и их распределении (рис. 8.11, б), так как изохромы являются «линиями уровня рельефного изображения графиков нагрузки». В качестве материала для модели используют полиэфирную или эпоксидную смолы (высокое значение C); мешающие изоклины подавляют вставкой двух четвертьволновых пластин перед и за моделью. Используют монохроматический свет (например, натриевая спектральная лампа $\lambda = 589,3$ нм). При белом свете появляются цветные изохромы. Рассмотрим двулучепреломление, возникающее в пластине под действием механической нагрузки. Падающий линейно поляризованный свет представим в виде двух компонент, плоскости колебаний которых совпадают с направлениями главных напряжений (рис. 8.11, а). Для этих компонент разность показателей преломления n_1 и n_2 составит:

$$n_2 - n_1 = C \cdot (\sigma_2 - \sigma_1). \quad (8.16)$$

Оптическая разность хода между компонентами на выходе из пластины равна

$$\Gamma = C \cdot (\sigma_2 - \sigma_1) \cdot d. \quad (8.17)$$

Если через данную точку модели не проходит изоклина (см. ниже) или изохрома, то обе эти компоненты соответствуют эллиптически поляризованному свету. В этом случае часть эллиптически поляризованного света проходит через анализатор; поэтому такая точка модели видна светлой.

2. Изоклины (линии постоянного наклона главных напряжений) соединяют точки модели, в которые одно из двух главных направлений напряжения совпадает с направлением поляризатора и анализатора, так как при $\vartheta = 0^\circ$, $\vartheta = 90^\circ$ выполняется условие $\sin^2 2\vartheta = 0$. В отличие от рис. 8.11, а падающий линейно поляризованный свет после прохождения модели сохраняет свое состояние поляризации и, следовательно, не проходит через анализатор. Если совместно поворачивают поляризатор и анализатор, так что они остаются в скрещенном положении, то изоклины перемещаются. Можно вычертить их положение для различных углов (например, 0° ,

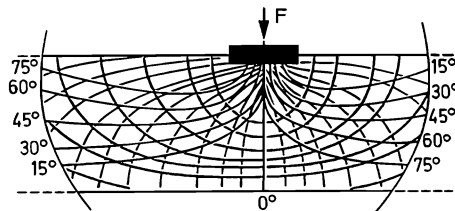


Рис. 8.12. Изоклины и линии главных напряжений. Фрагмент нагруженной на изгиб пластины. Черным цветом показаны изоклины; красным и голубым — сеть взаимноперпендикулярных линий главных напряжений.

15°, ..., 75°). Из этого можно реконструировать сеть взаимноперпендикулярных линий главных напряжений и тем самым получить графики направлений напряжения (рис. 8.12). Чтобы не мешали изохромы, берут материал с низким значением C , например Plexiglas®.

8.4.2. Другие примеры использования

Далее будет коротко рассмотрено несколько примеров, которые должны показать ширину области применения поляризационно-оптических элементов и методов.

При фотографической съемке (например, исследовательской установки за защитным стеклом) поляризационный фильтр используется для подавления мешающих отражений. Так как неполяризованный свет при отражении частично или полностью поляризуется (разд. 8.2.1), то такой свет можно ослабить с помощью укрепленного перед объективом поляризационного фильтра, который можно вращать вокруг оптической оси объектива. Требуемый угол поворота поляризационного фильтра устанавливается при наблюдении в видоискатель зеркального фотоаппарата. Оптимальное подавление отраженного света достигается в том случае, когда для освещения используется поляризованный свет (например, поляризованный свет от лазера или лампа с установленным перед ней поляризационным фильтром). Диффузно рассеивающие поверхности остаются видимыми, так как свет на них деполяризуется. Солнечные очки на основе поляризационных фильтров смягчают отраженный контровой свет (например, свет от горизонтальных водных поверхностей) более сильно, чем неполяризованный свет.

Для разделения кадров стереопары при проекции стереоизображений могут быть использованы ортогональные направления поляризации. Изображение в этом случае наблюдается через очки с поляризационными фильтрами (разд. 6.4.4).

Изменение оптической активности (разд. 8.2.3) сегодня широко используется в жидкокристаллических индикаторах (LCD = Liquid Crystal Display = жидкокристаллический дисплей). Жидкие кристаллы (различные органические соединения со стабильной формой строения молекулы) образуют в четко ограниченной области температур промежуточную фазу. Жидкие кристаллы подвижны как жидкости, но образуют анизотропные кристаллические области. На рис. 8.13 показана наиболее часто используемая конструкция в виде ячейки с нематическими (нитевидными) жидкими кристаллами и зеркальным слоем. Данная конструкция используется во всех миниатюрных индикаторах (часы, измерительные приборы). Толщина слоя жидких кристаллов между двумя стеклянными пластинами с прозрачными электродами составляет примерно от 10 до 20 мкм. Молекулы с нематической ориентацией располагаются параллельно к поверхностям пластин, причем направление продольной оси может устанавливаться микроскопически тонкой желобчатой структурой поверхностей. Молекулы «прикрепляются» к поверхностям таким образом, что возле двух перекрывающихся поверхностей длинные оси молекул взаимноперпендикулярны. В пределах толщины слоя положение азимута непрерывно изменя-

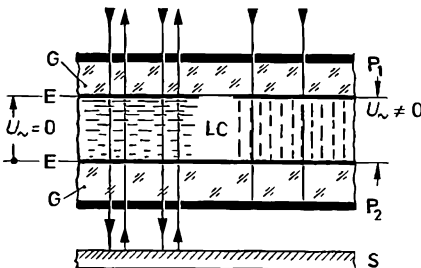


Рис. 8.13. Принцип действия жидкокристаллического индикатора с зеркальным слоем: P_1 и P_2 — скрещенные поляризаторы, G — стеклянные пластины, E — электроды, LC — слой жидких кристаллов, S — зеркало. Слева: сегмент индикатора, не находящийся под напряжением, выглядит светлым; справа: сегмент индикатора, находящийся под напряжением, выглядит темным (толщины слоев показаны без соблюдения масштаба).

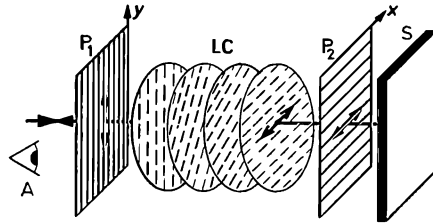


Рис. 8.14. Ориентация молекул при «Twisted Nematic». Поворот плоскости поляризации на 90° (деталь к рис. 8.13).

ется между двумя направлениями (как для тонкой ленты, концы которой скручены на 90° друг относительно друга). С этим скручиванием связано вращение плоскости колебаний падающего линейно поляризованного света (рис. 8.14). Если вне ячейки находятся два скрещенных поляризатора P_1 и P_2 , то прошедший через P_1 свет линейно поляризован, слой жидких кристаллов поворачивает плоскость колебаний на 90° , благодаря чему свет проходит через P_2 . От зеркала S (а также от деполяризующей поверхности) отраженный свет идет обратно тем же путем, и наблюдатель видит светлое поле. Если теперь к электродам приложить напряжение (рис. 8.13 справа), то молекулы располагаются по направлению поля; оптическая активность исчезает; прошедший P_1 свет поглощается P_2 ; такой сегмент наблюдается темным. Эта конфигурация называется TND (Twisted Nematic Display). Так как при постоянном напряжении в результате электролиза происходит разрушение жидких кристаллов, то необходимо всегда использовать переменное напряжение. Крайне незначительное потребление электрической мощности обусловлено тем, что индикатор является пассивным (т. е. сам индикатор не испускает свет, а представляет только контрастную структуру для отраженного света, аналогично темной надписи на светлом фоне).

В поляриметрах оптическая активность дает возможность проводить количественный анализ, в том числе определение концентрации (например, растворов сахара). Для растворов оптически активных веществ угол вращения плоскости колебаний α равен

$$\alpha = [\alpha] \cdot c \cdot d, \quad (8.18)$$

где c — концентрация, $г/см^3$; d — толщина слоя, $дм$; $[\alpha]$ — вращательная способность, $градус \cdot см^3/(г \cdot дм)$. Вращательная способность $[\alpha]$ зависит от длины волны. Например, для тростникового сахара $[\alpha] = 66,5^\circ см^3/(г \cdot дм)$ (линия D). Для веществ с левым вращением плоскости колебаний $[\alpha] < 0$. При помощи поляриметров определяется точное значение угла поворота α и по нему рассчитывается концентрация c .

Поляризационные микроскопы предназначены для исследования объектов в поляризованном свете. Микроскопические исследования в поляризованном свете очень малых частиц позволяют определить оптические характеристики, параметры формы минералов и горных пород и одновременно идентифицировать объекты наблюдения. Также возможно исследование двулучепреломления, вызываемого напряжениями (раздел 8.4.1) в стеклах и пластмассах. В минимальный комплект поляризационного микроскопа должен входить поляризатор, который расположен перед объектом (около конденсора), поворотный столик с угломерной шкалой и анализатор, расположенный в идушем от предмета к наблюдателю пучке лучей. Используемый объектив не должен иметь остаточного двулучепреломления, которое возникает из-за механических напряжений в его конструкции. Совместное применение

других вспомогательных средств позволяет выполнить очень обширную программу исследований [5.6].

Эллипсометрия является очень эффективным методом неразрушающего измерения и контроля оптических параметров веществ по поляризационным характеристикам отраженного от поверхности света. Если на металлическую поверхность под большим углом падает линейно поляризованный свет, то после отражения свет будет эллиптически поляризованным: перпендикулярные и параллельные к плоскости падения компоненты после отражения имеют сдвиг фазы и различные амплитуды. Эти поляризационные характеристики зависят от состояния поверхности, в том числе от адсорбции (поверхностного поглощения) тонких слоев (например, слоев оксидов, водяной пленки). Эллипсометрия позволяет вести измерения слоев с очень незначительной толщиной (менее нанометра), а также наблюдение изменений толщин или структуры слоев. Для этого эллипсометром измеряют характеристики эллипса поляризации (рис. 8.3). При этом на поверхность образца падает параллельный пучок монохроматического линейно поляризованного света. Отраженный свет с эллиптической поляризацией компенсатором превращается (за счет подбора ориентации и разности фаз компенсатора) в линейно поляризованный, азимут которого определяется анализатором по гашению данного света. Из полученных данных можно определить разность фаз и соотношение амплитуд. Процедуры эллипсометрических измерений могут быть значительно автоматизированы (в том числе в целях регистрации быстрых временных изменений).

Электрооптические затворы и модуляторы для малоинерционных модуляторов света (в том числе в сканерах) требуют поляризатора, чтобы превратить созданную электрическим полем фазовую модуляцию в модуляцию интенсивности. В качестве примера рассмотрим часто используемую ячейку Покельса (рис. 8.15). Определенные вещества (и среди них калиумгидрогенфосфат, КДР) в электрическом поле обладают двулучепреломлением. При отсутствии разности потенциалов свет не проходит, так как поляризатор и анализатор скрещены.

С ростом напряжения увеличивается двулучепреломление, т. е. между компонентами, колеблющимися в направлениях поля и перпендикулярном к нему, возрастает фазовый сдвиг $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = K \cdot d \cdot \frac{U}{l}, \quad (8.19)$$

где K — постоянная материала; d — длина пути света в активной области; U/l — напряженность поля.

Так как разность фаз пропорциональна напряжению (линейный электрооптический эффект), то ячейку Покельса можно рассматривать как электрически управляемую фазовую пластину. При достижении полуволнового напряжения

$$U_{\lambda/2} = \frac{\pi \cdot l}{K \cdot d} \quad (8.20)$$

оптическая разность хода равна $\Gamma = \lambda/2$, а фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \pi$, т. е. ячейка Покельса действует как полуволновая пластинка. В разд. 8.3.2 было показано, что в

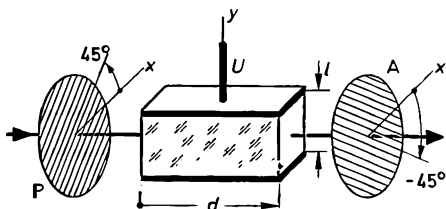


Рис. 8.15. Принцип действия поперечной ячейки Покельса:

P, A — скрещенные поляризатор и анализатор, но установленные под 45° к направлению поля U ; U — напряжение; l — расстояние между электродами; d — длина пути света; голубым показан активная среда.

этом случае на выходе пластины свет линейно поляризован, но плоскость колебаний развернута на 90° (разд. 8.3.2), т. е. совпадает с направлением пропускания анализатора. При $U = U_{\lambda/2}$ достигается максимальный коэффициент пропускания τ_0 . В общем случае коэффициент пропускания τ является функцией напряжения U :

$$\tau = \tau_0 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{U}{U_{\lambda/2}} \right). \quad (8.21)$$

Необходимое напряжение зависит от l и d и обычно составляет величину порядка киловольта.

Кроме рассмотренной здесь поперечной ячейки Покельса (направление поля перпендикулярно направлению света), используется также продольная ячейка Покельса (направление поля параллельно к направлению света; электроды при этом кольцеобразные или прозрачные).

ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Для измерения характеристик оптических элементов и систем существует большое число разнообразных методов. Ниже будут изложены только основы наиболее часто используемых методов измерения характеристик линз и объективов, без учета состояния их абберационной коррекции. Также рассматривается определение радиусов кривизны. Это связано с тем, что при измерении радиуса кривизны сферического зеркала одновременно находится его фокусное расстояние. Измерение показателя преломления стекла основано на формуле (2.45). Из-за нехватки места¹ опущен анализ точности методов измерения. Рекомендуются использовать обычные методы оценки точности экспериментальных исследований. Подробное изложение этого вопроса для оптических измерений дано, например, в [10.1]—[10.3].

Определение aberrаций оптических систем требует еще более обширных измерений. Тем не менее существует возможность количественной оценки качества оптического изображения без измерения отдельных aberrаций. Такой метод оценки качества оптического изображения будет рассмотрен ниже.

9.1. Радиус кривизны

С помощью кольцевого сферометра (рис. 9.1, *a*) можно измерить радиусы кривизны поверхностей линз и зеркал механическим (контактным) способом. На измеряемую поверхность накладывается кольцо, радиусы R_1 (для выпуклых поверхностей) и R_2 (для вогнутых поверхностей) которого известны с высокой точностью. Стрелка прогиба p измеряется стрелочным индикатором. Радиус кривизны r вычисляется по формуле

$$r = \frac{R^2}{2p} + \frac{p}{2} \quad (9.1)$$

или находится по таблице. Для установки нулевого отсчета индикатора используют плоскую пластину.

Оптический (бесконтактный) метод основан на зеркальном отражении от вогнутой или выпуклой поверхности (в том числе от поверхностей линзы). В показанной на рис. 9.1, *б* схеме перед контролируемой деталью располагается автоколлимационная зрительная труба. Насадочная линза на объективе этой трубы позволяет получить действительное изображение коллимационной марки. Действительное изображение коллимационной марки можно также обеспечить при замене объектива автоколлимационной зрительной трубы на объектив микроскопа. В процессе измерения находятся два положения контролируемой поверхности, при которых на марке зрительной трубы расположено резкое беспараллаксное изображение коллимационной марки. Получить такое изображение коллимационной марки можно только в двух случаях:

- 1) когда изображение марки совпадает с вершиной поверхности;
- 2) когда изображение марки находится в плоскости центра кривизны поверхности C .

¹ Речь идет о немецком издании книги. (Прим. пер.)

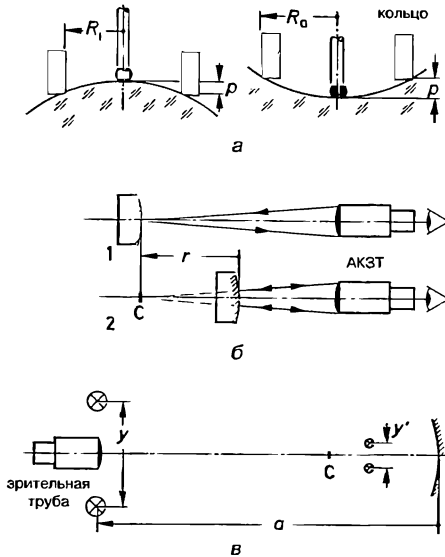


Рис. 9.1. Определение радиусов кривизны:

a — с помощью кольцевого сферометра; *б* — с автоколлимационной зрительной трубой; *в* — по линейному увеличению.

Разность отсчетов при двух таких положениях измеряемой поверхности равна радиусу кривизны поверхности r . Для измерения малых радиусов кривизны две святящиеся штриховые марки или спирали ламп накаливания размещают на концах отрезка y (рис. 9.1, *в*). Расстояние a от вершины поверхности до отрезка y выбирают таким, чтобы отрезок y' (изображение отрезка y) был много меньше, чем сам отрезок y . Практически вплотную перед поверхностью располагают стеклянную шкалу. С помощью зрительной трубы по этой шкале можно определить значение y' даже тогда, когда изображение немного смещено в продольном направлении относительно положения шкалы. Измерить отрезок y' можно также зрительной трубой для контроля поперечных смещений с насадкой в виде плоскопараллельной пластины (см. разд. 6.6.4). По измеренным значениям a и $1/\beta' = y/y'$ из выражений (1.15) и (2.7) находится радиус:

$$r = \frac{2ay'}{y' - y}. \quad (9.2)$$

Пример

Два освещенные марки ($y = 300$ мм) установлены на расстоянии $a = -800$ мм от маленького вогнутого зеркала. С помощью зрительной трубы для контроля поперечных смещений измерен отрезок $y' = -4,18$ мм (так как изображение действительное, то $y' < 0$). Тогда $r = -21,99$ мм.

9.2. Фокусные расстояния

Методы измерений фокусных расстояний основаны на формулах (1.14), (1.15) или выражениях (2.53), (6.18). Конечно, на точность измерения фокусного расстояния оказывают влияние aberrации системы. Поэтому для линзы с некорригированны-

ми аберрациями и большим относительным отверстием принципиально невозможно точно измерить фокусное расстояние. Когда точность определения «усредненного фокусного расстояния» для полного светового диаметра и всего используемого спектрального интервала недостаточна, то прежде всего необходимо диафрагмированием (приближение к паракиальной области) и использованием монохроматического света (например, $\lambda = 546$ нм) устранить наиболее существенные источники погрешности. При измерении фокусного расстояния желательно учитывать те положения предмета и изображения, для которых в оптической системе исправлены аберрации. Например, если для измерений фокусных расстояний используется коллиматор, то фотообъектив устанавливают к коллиматору передней стороной, а объектив микроскопа следует развернуть передней стороной от коллиматора. Далее описываются только три легко выполнимых метода измерений фокусного расстояния.

Метод Аббе (рис. 9.2) не требует никакого специального вспомогательного оборудования и подходит для систем с положительным фокусным расстоянием средней величины при неизвестных положениях главных точек H и H' .

Измеряемая система строит изображение тестового объекта (штриховая мира или шкала с точно известным линейным размером y) в плоскости сетки измерительного окуляра, что дает возможность измерить отрезок изображения y' . Тогда можно найти $y/y' = 1/\beta'$, где β' — линейное увеличение при положении измеряемой системы l_1 (считывается с линейки на оптической скамье). Для следующего положения l_2 измеряемой системы (после новой установки на резкость путем продольного перемещения измерительного окуляра) аналогично находится $y/y'_2 = 1/\beta'_2$. Из выражения (1.15) следует

$$a_1 = f' \left(\frac{1}{\beta'_1} - 1 \right); \quad a_2 = f' \left(\frac{1}{\beta'_2} - 1 \right).$$

Так как положения главных плоскостей неизвестны, то также неизвестны a_1 и a_2 . Но $a_2 - a_1 = l_2 - l_1 = \Delta l$, следовательно

$$f' = \frac{\Delta l}{1/\beta'_2 - 1/\beta'_1}. \quad (9.3)$$

Таким образом, необходимо измерить только сдвиг измеряемой системы Δl и два изображения отрезка. Если определить значения $1/\beta'$ не для двух, а для большего числа положений предмета и построить график значений l как функции от аргумента $1/\beta'$, то полученный график можно с хорошей точностью аппроксимировать прямой линией. Согласно формуле (9.3) угловой коэффициент этой прямой равен фокусному расстоянию f' .

Очень просто и точно можно измерить фокусное расстояние любых систем с помощью коллиматора (рис. 9.3, а). На сетку коллиматора помещается пара штрихов с точно известным расстоянием y . Фактическое фокусное расстояние коллиматора f'_k также известно. Объектив коллиматора формирует изображение сетки со

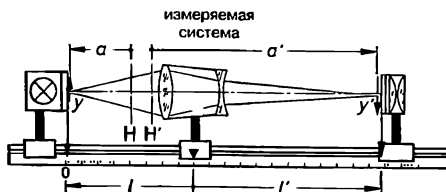


Рис. 9.2. Определение фокусного расстояния по методу Аббе.

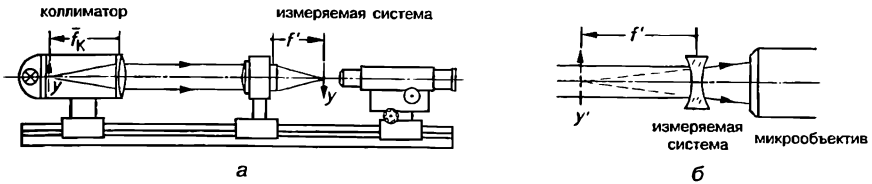


Рис. 9.3. *а* — определение фокусного расстояния с помощью коллиматора; *б* — наведение на мнимое изображение для систем с отрицательным фокусным расстоянием.

штрихами в бесконечности, а измеряемая система строит изображение этой сетки в фокальной плоскости F' . Для измерения расстояния y' между изображениями штрихов можно, например, использовать микроскоп, который установлен на направляющих с микрометрическим перемещением поперек оптической оси. В плоскости промежуточного изображения такого микроскопа находится сетка с перекрестием или биссектором. Фокусное расстояние вычисляется по формуле:

$$f' = f'_K \cdot \frac{y'}{y}. \quad (9.4)$$

Вывод формулы (9.4) дан в примере 3 из разд. 2.2.4.

Точные измерения f'_K и y , а также установку сетки со штрихами в фокальной плоскости коллиматора необходимо выполнить только один раз. В этом случае ошибка измерения f' в значительной мере обусловлена ошибками измерения y' . На точность измерения y' оказывает влияние продольное смещение плоскости промежуточного изображения штрихов относительно плоскости перекрестия измерительного микроскопа. Поэтому при измерениях желательно использовать телецентрический ход лучей, когда установленная вплотную перед объективом коллиматора диафрагма находится в передней фокальной плоскости измеряемой системы. Для установки в это положение диафрагмы зрительную трубу (предварительно выставленную на бесконечность) помещают вместо измерительного микроскопа и сдвигают измеряемую систему на такую величину, что край диафрагмы виден резко. Аналогичным методом измеряют фокусные расстояния отрицательных линз (рис. 9.3, *а*). В этом случае измерительный микроскоп необходимо навести на мнимое изображение сетки с делениями (рис. 9.3, *б*). При большом отрицательном фокусном расстоянии мнимое изображение сетки с делениями нельзя наблюдать, если в микроскопе используется обычный объектив. Тогда вместо микроскопа используют отсчетную зрительную трубу (телескопическую лупу) с большим фокусным расстоянием объектива. Можно также на большом расстоянии от измеряемой оптической системы неподвижно установить зрительную трубу для контроля поперечных смещений. Эта зрительная труба наводится на мнимое изображение, и с помощью насадки в виде плоскопараллельной пластины (см. разд. 6.6.4) измеряется отрезок y' ! Желательно, чтобы фокусное расстояние коллиматора f'_K было в 5—10 раз больше фокусного расстояния измеряемой системы. Тогда погрешности коллиматора (смещение сетки с делениями относительно фокальной плоскости) не приводят к большим ошибкам измерения.

Фокусные расстояния большой величины можно определить по смещению предмета. Для этого зрительная труба наводится на визирную марку, которая расположена на большом, обозначенном здесь как d' расстоянии. Далее измеряемую систему ставят вплотную (!) перед объективом зрительной трубы и двигают визирную марку вдоль оптической оси, пока через зрительную трубу не будет снова резко видна визирная марка. После этого определяется расстояние (в данном случае это

расстояние обозначается как a) от объектива зрительной трубы до визирной марки. Так как зрительная труба наведена на дистанцию a' , то можно считать, что для измеряемой системы плоскость предметов находится на дистанции a , а мнимое изображение визирной марки на дистанции a' . Тогда фокусное расстояние f' измеряемой системы находится из уравнения (1.14). Следует отметить, что сумма расстояний a и a' должна быть много больше, чем расстояние от измеряемой системы до объектива зрительной трубы. Этим же методом можно измерять отрицательные линзы.

9.3. Положения главных и фокальных точек

Определение положения фокальных и главных точек относительно вершин первой и последней поверхностей оптической системы может быть выполнено на оборудовании, предназначенном для измерения фокусных расстояний. Если фокусное расстояние f' определяется по методу Аббе, то для различных положений измеряемой системы известны линейные увеличения, например β'_1, β'_2 . Тогда для каждого положения системы продольные отрезки a и a' находятся по формулам (1.15) и (1.16). Одновременно, как это показано на рис. 9.2, находятся положения главных точек. Положение фокальных точек можно найти, если отложить фокусные расстояния f' и $\bar{f} = -f'$ от главных точек. Наоборот, при определении фокусных расстояний с помощью коллиматора непосредственно находятся задний фокальный отрезок $s'_{k(F)}$ и (после оборачивания системы) передний фокальный отрезок $s_{l(F)}$. При измерении отрезка u' микроскоп будет наведен на фокальную плоскость F' (рис. 9.3, а). Далее микроскоп перемещается вдоль оптической оси до тех пор, пока вершина последней поверхности не будет видна резко (ее можно опознать с помощью волоса или по малому цветному пятну²). Тогда отрезок $s'_{k(F)}$ равен величине перемещения микроскопа. Если отложить фокусное расстояние f' от фокальной точки, то это даст положение главной точки H' относительно вершины линзы S_k . Это следует из выражения (2.15):

$$S_k H' = s'_{k(F)} - f'.$$

Непосредственное определение положения главных точек возможно по методу Моëссард²а (рис. 9.4). Хотя в этом методе находится положение узловых точек, но при одинаковых средах пространства предметов и пространства изображений (воздух) узловые и главные точки совпадают. На направляющих оптической скамьи

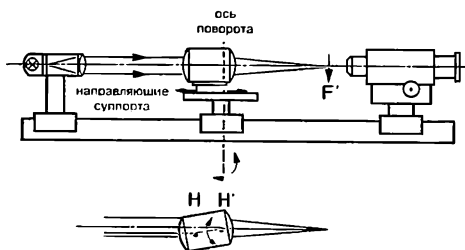


Рис. 9.4. Определение положения главной плоскости методом Моëссард²а.

² Отечественные руководства рекомендуют припудрить поверхность или нанести на нее порошок мела. (Прим. пер.)

между коллиматором и микроскопом размещена специальная подставка (суппорт). Измеряемая система закрепляется на направляющих суппорта, что позволяет перемещать ее вдоль оси суппорта. Кроме того, направляющие суппорта (вместе с измеряемой системой) могут поворачиваться вокруг вертикальной оси. Измеряемая система строит изображение сетки коллиматора. Это изображение наблюдается непосредственно на матовом стекле или через микроскоп с перекрестием. Если развернуть суппорт (вместе с измеряемой системой) на малый угол, то изображение сместится в поперечном направлении. Путем перемещения с малым шагом измеряемой системы вдоль суппорта (при одновременной подстройке резкости изображения) можно найти такое положение, при котором изображение остается неподвижным при небольших разворотах суппорта. (Из-за аберраций при больших углах разворота может показаться, что изображение перемещается.) В этом положении ось поворота проходит через главную точку H' . Так как создаваемое измеряемой системой изображение лежит в фокальной плоскости F' , то также можно определить положение фокальной точки и фокусное расстояние $f' = H'F'$.

9.4. Диаметры зрачков

Точные указания по измерению зрачков зрительных труб содержатся в DIN 58388. Если зрачок (входной или выходной) является действительным изображением диафрагмы и доступен для измерений, то для определения диаметра зрачка используется измерительная лупа с телецентрическим ходом лучей. При этом стеклянная шкала лупы непосредственно располагается в плоскости зрачка. Вместо измерительной лупы можно использовать микроскоп, который установлен на направляющих с микрометрическими поперечными перемещениями. В плоскости промежуточного изображения данного микроскопа должна находиться сетка с перекрестием или биссектором. Микроскоп позволяет также проводить измерения и при мнимом изображении диафрагмы. Так, например, диффузное освещение со стороны объектива зрительной трубы позволяет легко определить диаметр лежащего за окуляром выходного зрачка.

Размеры входного зрачка можно также определить по диаметру входящего в систему параллельного пучка. Для этой цели вплотную перед измеряемой системой размещается стеклянная шкала или подвижная штриховая марка. Параллельный пучок может быть получен разными способами. Можно, например, установить в фокальной плоскости объектива зрительной трубы диафрагму малого диаметра. Тогда при наблюдении через эту диафрагму стеклянной шкалы имеет место телецентрический ход лучей в пространстве предметов. Диаметр входящего в систему параллельного пучка (т. е. диаметр входного зрачка) равен длине отчетливо видимой части шкалы (или длине отрезка, в пределах которого отчетливо видна подвижная штриховая марка). Еще лучше для создания параллельного пучка использовать коллиматор с установленной в его фокальной плоскости диафрагмой малого диаметра (DIN 58388). Для контроля совмещения марки с краем зрачка зрительной трубы можно наблюдать через микроскоп выходной зрачок.

Для зрачков не круглой формы (например, изображения ирисовой диафрагмы) необходимо определить площадь зрачка и рассчитать диаметр круга равной площади. Для простоты помещают диафрагму малого диаметра в фокальную плоскость F' и освещают ее осветителем с большой апертурой. Тогда в пространство предметов выходит параллельный пучок, поперечное сечение которого можно увидеть на установленном вплотную перед системой матовом стекле или зафиксировать поперечное сечение пучка на фотобумаге. Если передвигать диафрагму по фокальной плоскости, то для различных полевых углов можно найти площадь зрачка и тем самым определить виньетирование.

9.5. Передаточная функция оптических систем

Тех, кто использует в своей практической деятельности объективы, больше интересует качество оптического изображения, чем величины отдельных видов aberrаций. В простейшем случае для описания качества оптического изображения используется разрешающая способность. Разрешающая способность равна числу линий, которые могут быть раздельно воспроизведены на единице длины (обычно на 1 мм). Но при таком описании качества изображения отсутствуют сведения о контрасте. Важно не только воспроизвести линии раздельно, но также обеспечить достаточное различие между светлыми и темными участками. В качестве простого объекта исследований выберем миру, которая состоит из светлых и темных полос одинаковой ширины. Яркость такой миру периодически изменяется только в одном направлении. Контраст (модуляция) M рассчитывается по формуле:

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (9.5)$$

Если темные полосы абсолютно непрозрачные, то при освещении проходящим светом $I_{\min} = 0$ и контраст объекта $M = 1$ (максимальная величина); равномерно освещенная поверхность дает $M = 0$.

Мира характеризуется пространственной частотой R [лин/мм]. Одна «линия» соответствует полному периоду пространственной структуры, т. е. «линия» состоит из светлой и темной полос.

Если контраст предмета равен M , то контраст изображения, которое формирует оптическая система, удовлетворяет условию $M' < M$. Такое снижение контраста обусловлено aberrациями, дифракционными явлениями, а также рассеянным светом. Тогда в качестве «степени эффективности» оптической системы можно указать «коэффициент передачи модуляции»: $T = M'/M$. Понижение контраста указывает на перераспределение энергии: определенная доля энергии из светлых мест попадает на темные. Легко видеть, что этот эффект особенно сильно проявляется для высоких пространственных частот, т. е. для чередующихся светлых и темных деталей объекта малых размеров. Таким образом, коэффициент передачи модуляции зависит от пространственной частоты. Такая зависимость $T(R)$ называется функцией передачи модуляции (MTF — modulation transfer function). При этом пространственная частота R чаще всего относится к плоскости изображения; соответствующая ей пространственная частота в предметной плоскости равна $R \cdot |\beta'|$.

На рис. 9.5, *a* показана тонкая полоса, а на рис. 9.5, *б* соответствующее ей распределение яркости. Распределение освещенности в изображении этой полосы показано на рис. 9.5, *в*, т. е. свет попадает также в смежные с полосой темные участки. На рис. 9.5, *г–е* показаны соответствующие изображения прямоугольной миру с непрерывно возрастающей пространственной частотой. Рост пространственной частоты приводит к понижению контраста M' . Если aberrации полностью исправлены и в объективе отсутствует рассеянный свет, то значения MTF такого объектива полностью определяются только дифракционными явлениями. Графики MTF для этого случая показаны на рис. 9.5, *ж*. При построении этих графиков использовались результаты расчетов [7.2]. Увеличение диафрагменного числа k (диафрагма с меньшим диаметром) приводит к понижению контраста из-за увеличения дифракционного кружка (см. разд. 6.1.2). Все реальные графики MTF, которые также учитывают влияние aberrаций, лежат ниже графика, который учитывает только дифракционные явления. На форму графика MTF влияет конструкция системы. Это видно при сравнении двух графиков на рис. 9.5, *з*: объектив (1) имеет высокий коэффициент передачи T при низкой пространственной частоте и одновременно хорошее воспроизведение контраста; объектив (2) при крутом наклоне начального контраста обеспечивает разрешение более высоких пространственных частот. Все графики нормированы из условия $T = 1$ при $R = 0$.

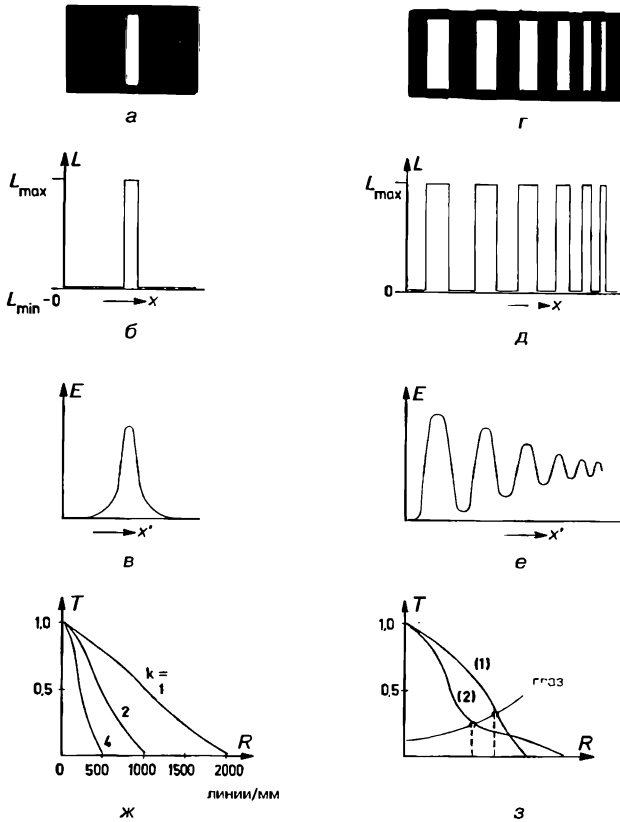


Рис. 9.5. К понятию функции передачи модуляции:

a, б — полоса и распределение яркости; *в* — распределение освещенности в изображении полосы; *г, д* — набор полос с возрастающей (слева направо) пространственной частотой и соответствующий им график распределения яркости; *е* — распределение освещенности в изображении полос: имеет место уменьшение контраста; *жс* — MTF для безаберрационного объектива (учитываются только дифракционные явления) при трех диафрагменных числах k для $\lambda = 500$ нм; *з* — две различные функции передачи модуляции (голубой цвет) и график минимального контраста (красный цвет) человеческого глаза.

Разрешающую способность можно указать только с учетом минимального контраста, допустимого для приемника. На рис. 9.5, *з* показан график минимального контраста для глаза (с расстояния 25 см рассматривается фотоотпечаток, размеры которого соответствуют пятикратному увеличению малоформатного негатива). Выше точки пересечения графика MTF с кривой минимального контраста объектива даваемое разрешение не восприниматься глазом из-за незначительного контраста. При этом объектив (1) разрешает более высокие пространственные частоты.

Для измерения функции передачи модуляции разрабатывались различные методы (см., например, [10.8]—[10.10]). На рис. 9.6 показана наиболее часто используемая схема измерений. Синхронный двигатель M вращает радиальную линзу G , которая модулирует проходящий свет с постоянной временной частотой ν . Уменьшенное изображение мира формируется на входной щели E , которая является предметной плоскостью для контролируемой системы. Благодаря тому что радиаль-

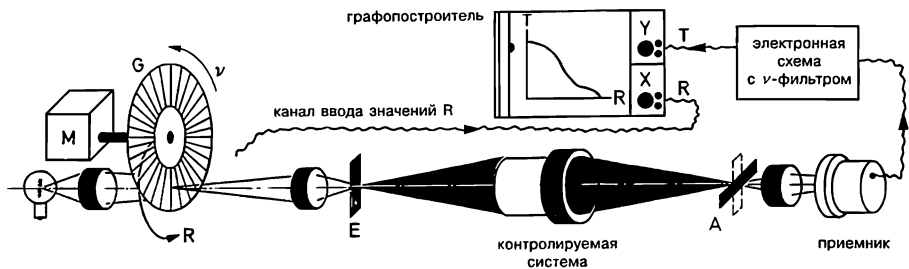


Рис. 9.6. Принципиальная схема устройства для измерения MTF (без соблюдения масштаба). Пояснения даны в тексте.

ная мира и мотор смещены с оптической оси, можно устанавливать различные пространственные частоты R . Линии мира не параллельны щели E ; значение R пропорционально синусу угла между ними. Измеряемая система создает изображение E в плоскости щели анализатора A , которая перпендикулярна изображению щели E . За щелью расположен фотоприемник. Значение T находится в результате электронной обработки амплитуды сигнала этого фотоприемника. При измерениях функции передачи модуляции должна была бы использоваться синусоидальная мира (которую достаточно трудно изготовить), так как в соответствии с анализом Фурье прямоугольная мира (штриховая мира; см. также разд. 7.6) дает дополнительные более высокие пространственные частоты. Однако дополнительные частоты можно подавить электронным фильтром, который усиливает только сигналы с постоянной временной частотой ν . Так как MTF зависит от длины волны, диафрагменного числа, расстояния между измеряемым участком и оптической осью (полевым углом), ориентации полос мира в меридиональном или сагиттальном направлениях, то отдельный график MTF не полностью описывает свойства объектива.

Если изображение формируется в несколько этапов, то коэффициент передачи модуляции для всей цепочки формирования изображения равен произведению отдельных коэффициентов передачи модуляции для каждого этапа (для одной и той же пространственной частоты конечного изображения):

$$T_{\text{гсч}} = T_{(1)} \cdot T_{(2)} \cdot T_{(3)} \cdot \dots \quad (9.6)$$

При этом некоторые этапы формирования изображения могут быть и не оптически, но влиять на контраст конечного изображения из-за искажений при передаче.

Пример

Фотосъемка — фотослой — телевизионное сканирование изображения — передача изображения — экран телевизора.

При необходимости нужно также еще учитывать сдвиг фазы между объектом и изображением (этот сдвиг является функцией R). Функция передачи фазы (PTF) и MTF являются двумя частями комплексной оптической передаточной функции (OTF).

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

1. Правила построения буквенных обозначений по DIN 1335

Пространство предметов	Величины, относящиеся к пространству предметов, пишут (кроме \bar{f} и \bar{F}) без всяких дополнительных обозначений (например, H, a, z)	
Пространство изображений	Обозначения величин, относящиеся к пространству изображений, дополняют знаком «'» (штрихом справа сверху каждой буквы). Например. a'	
S	Вершина поверхности	
C	Центр кривизны поверхности	
r	Радиус кривизны поверхности	Отрезок SC
I	Точка падения луча на поверхность оптического элемента	
h	Высота	Расстояние от оптической оси до точки I
\bar{F}	Передний фокус	Точка на оптической оси в пространстве предметов. Если падающий на оптическую систему луч (или его продолжение) проходит через точку \bar{F} , то после прохождения оптической системы луч идет параллельно оптической оси
F'	Задний фокус	Точка на оптической оси в пространстве изображений. Если падающий на оптическую систему луч параллелен оптической оси, то после прохождения оптической системы луч проходит через точку F'
H	Передняя главная точка	Точки оптической системы, от которых измеряются фокусные расстояния, расстояние до предмета и расстояние до изображения
H'	Задняя главная точка	
\bar{f}	Переднее фокусное расстояние	Расстояние от точки H до точки \bar{F}

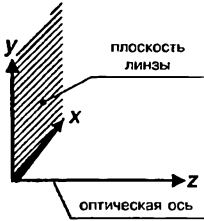
Приложение. Основные формулы технической оптики

F'	Заднее фокусное расстояние	Расстояние от точки H' до точки F'
D	Оптическая сила	Величина, обратная фокусному расстоянию. Единица измерения м^{-1} (СИ) = диоптрия (ДТ)
O, P	Точки на поверхности предмета	Точка O находится на оптической оси. Точка P лежит вне оптической оси
O', P'	Точки на поверхности изображения	Точка O' находится на оптической оси. Точка P' лежит вне оптической оси
s	Передний отрезок	Расстояние от вершины первой линзы до осевой точки предмета
s'	Задний отрезок	Расстояние от вершины последней линзы до осевой точки изображения
a	Расстояние от передней главной точки до осевой точки предмета	
a'	Расстояние от задней главной точки до осевой точки изображения	
d	Расстояние от вершины поверхности до вершины последующей (по ходу луча) поверхности	
y	Расстояние от оптической оси до внеосевой точки предмета	
y'	Расстояние от оптической оси до внеосевой точки изображения	
k	Диафрагменное число	Величина, обратная относительному отверстию
A, A_N	Числовая апертура	Международное обозначение: NA
ε	Угол падения	Углы между нормалью к преломляющей (отражающей) поверхности и лучом
ε'	Угол преломления (отражения)	
φ	Угол между нормалью к поверхности и оптической осью	
σ	Угол между лучом и оптической осью	
$2\sigma_p, 2u$	Апертурный угол	
ÖВ	Апертурная диафрагма	Также диаметр апертурной диафрагмы. [Примечание переводчика: в русской терминологии аббревиатуре ÖВ соответствует аббревиатура АД. Диаметр апертурной диафрагмы обозначается как $D_{\text{АД}}$]

EP	Входной зрачок	Также диаметр входного зрачка. [<i>Примечание переводчика:</i> в русской терминологии аббревиатура EP соответствует аббревиатура «вх. зр.». Диаметр входного зрачка обозначается как D или $D_{\text{вх зр}}$]
AP	Выходной зрачок	Также диаметр выходного зрачка. [<i>Примечание переводчика:</i> в русской терминологии аббревиатура AP соответствует аббревиатура «вых. зр.». Диаметр выходного зрачка обозначается как D' или $D_{\text{вых зр}}$]
$2\sigma_w, 2w$	Угловое поле оптической системы	
FB	Полевая диафрагма	Также диаметр полевой диафрагмы. [<i>Примечание переводчика:</i> в русской терминологии аббревиатура FB соответствует аббревиатура ПД. Диаметр полевой диафрагмы обозначается как $D_{\text{пд}}$]
EL	Входной люк	Также диаметр входного люка (см. примечание на стр. 109)
AL	Выходной люк	Также диаметр выходного люка (см. примечание на стр. 109)
δ	Угол отклонения	Угол между падающим и прошедшим лучами
α	Преломляющий угол призмы	
α'	Продольное увеличение	
β'	Линейное увеличение	
γ'	Угловое увеличение	
Γ'	Видимое увеличение	
t	Оптическая длина тубуса	
n	Показатель преломления	
ν	Число Аббе	
M	Модуляция (контраст)	
T	Коэффициент передачи модуляции	
R	Пространственная частота	
u	Допустимая нерезкость	Диаметр кружка нерезкости
~	Тильда	Обозначение величин, которые не относятся к параксиальной области, дополняются волнистой линией (тильдой)

2. Правило знаков по DIN 1335

Для всех длин (отрезков, расстояний) указывается точка (например, вершина поверхности, главная или фокальная точка), от которой соответствующая длина отсчитывается. Далее (-) указывает на то, что числовое значение отрицательно, а (+) указывает на то, что числовое значение положительно.



→ — положительное направление распространения света
 Для отражающей поверхности $n' = -n$

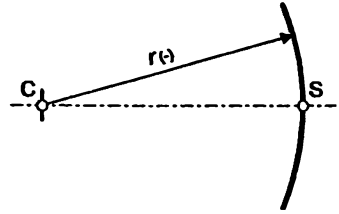
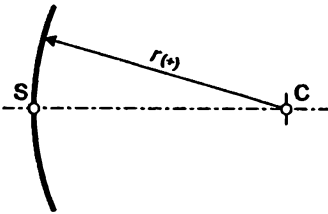
Отрезок

Слева от точки отсчета (-)
 Справа от точки отсчета (+)

Точки отсчета для s и s'
 Точки отсчета для a и a'
 Точки отсчета для z и z'
 Точки отсчета для r

Вершины поверхностей: S_1, S_2, \dots
 Главные точки H и H'
 Фокальные точки \bar{F} и F'
 Вершины поверхностей: S_1, S_2, \dots

Ниже оси, от которой ведется отсчет (-)
 Выше оси, от которой ведется отсчет (+)



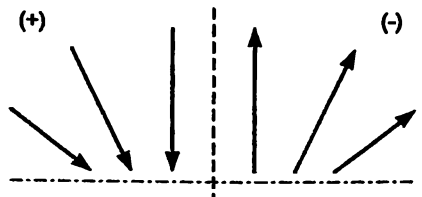
Угол

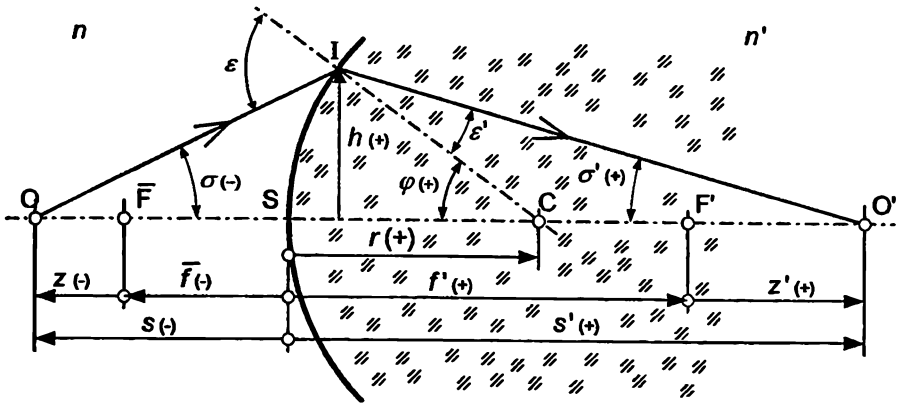
φ Знак соответствует выражению
 σ Знак соответствует выражению
 σ' Знак соответствует выражению
 $\varepsilon, \varepsilon'$ Существуют несколько правил знаков для углов ε и ε' . Однако во всех случаях знаки этих углов должны быть одинаковыми, что следует из закона преломления

$$\sin \varphi = h/r$$

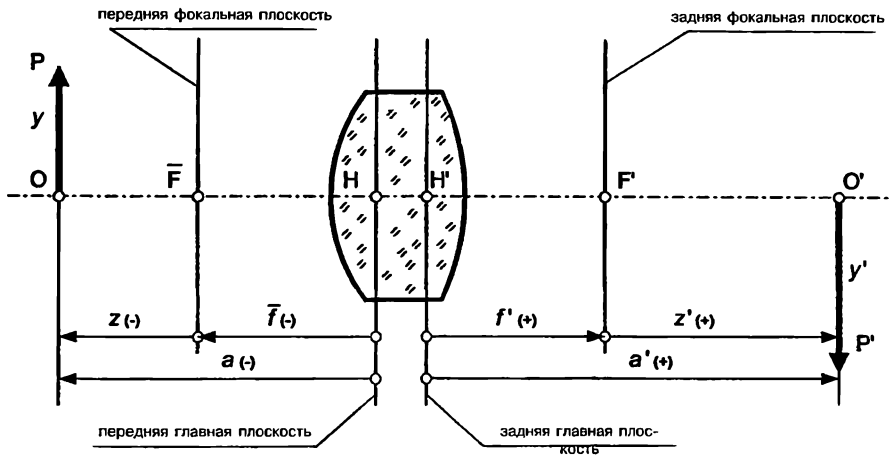
$$\operatorname{tg} \sigma = h/s$$

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





Знак в скобках соответствует знаку числового значения.



3. Основные формулы

3.1. Показатель преломления

$$n = \frac{c_0}{c} = \frac{c_{\text{vak}}}{c_{\text{Medium}}} = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{\lambda_{\text{vak}}}{\lambda_{\text{Medium}}}, \quad (3.1.1)$$

где индекс «vak» указывает на то, что величина относится к вакууму, а индекс «Medium» — к среде распространения.

3.2. Скорость света

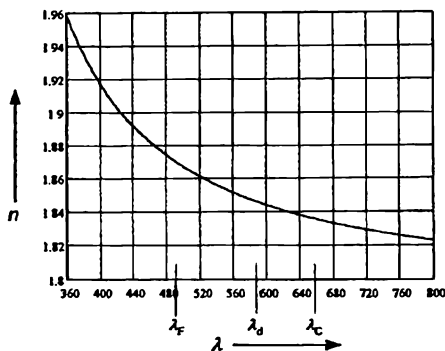
$$c = f \cdot \lambda \quad (3.2.1)$$

В вакууме всегда $n = 1$; в среде n зависит от состава вещества и частоты излучения. Воспринимаемый глазом цвет определяется частотой излучения. Поэтому когда для

характеристики цвета используется длина волны $\lambda = c/f$, то обычно речь идет о длине волны в вакууме. В технической химии вместо вакуума в качестве опорной среды используется воздух при нормальных условиях ($n = 1,000292$).

3.3. Число Аббе

$$v_d = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C} \quad (3.3.1)$$

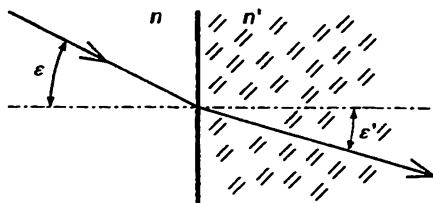


Измеренные в вакууме длины волн:

$$d = 587,6 \text{ нм}; F = 486,1 \text{ нм}; C = 656,3 \text{ нм}.$$

3.4. Закон преломления

$$n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon' \quad (3.4.1)$$



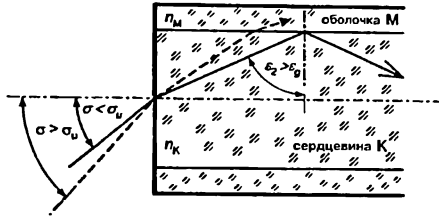
Предельный угол полного внутреннего отражения ε_g $n > n'$

$$\sin \varepsilon_g = \frac{n'}{n} \quad (3.4.1.1)$$

Числовая апертура одиночного световода N_A, A

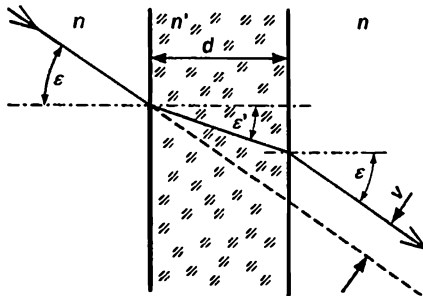
$$NA = A = n \cdot \sin \sigma_u = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (3.4.1.2)$$

- n — показатель преломления среды перед световодом (обычно 1);
- n_K — показатель преломления сердцевины световода;
- n_M — показатель преломления оболочки световода.



Поперечное смещение v луча, который падает под углом ϵ на плоскопараллельную пластину толщиной d , равно

$$v = d \cdot \frac{\sin(\epsilon - \epsilon')}{\cos \epsilon'} \quad (3.4.1.3)$$

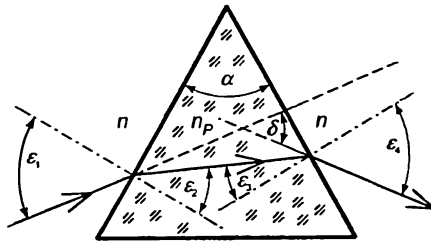


Общее угловое отклонение луча, который падает под углом ϵ_1 на призму с преломляющим углом α , равно¹

$$\delta = \epsilon_1 + \epsilon_4 - \alpha$$

$$\alpha = \epsilon_2 + \epsilon_3$$

(3.4.1.4)



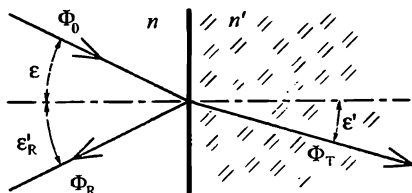
При симметричном ходе луча через призму угол отклонения луча минимален. Если призма находится в воздухе, то минимальное отклонения луча обеспечивается при выполнении условия

$$n_p \cdot \sin \frac{\alpha}{2} = \sin \frac{\delta + \alpha}{2} \quad (3.4.1.5)$$

¹ Следует обратить внимание, что из-за смены знаков у углов формулы (3.4.1.4), (3.4.1.5) отличаются от формул (2.41)–(2.45). (Прим. пер.)

3.5. Закон отражения

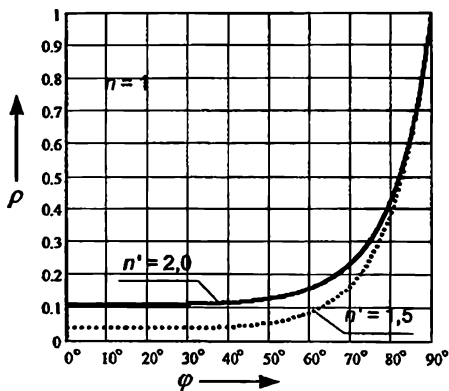
$$\epsilon'_R = -\epsilon \tag{3.5.1}$$



3.6. Отражение от прозрачных сред

Коэффициент отражения для неполяризованного света

$$\rho = \frac{\Phi_R}{\Phi_0} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\epsilon - \epsilon') + \text{tg}^2(\epsilon - \epsilon')}{\sin^2(\epsilon + \epsilon') + \text{tg}^2(\epsilon + \epsilon')} \right] \tag{3.6.1}$$



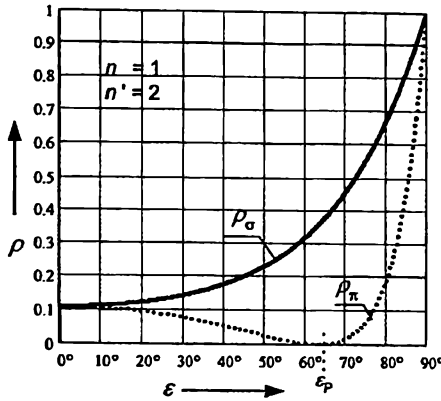
Приближение для малых углов (ошибка не превосходит 4 % для углов, меньших 30°).

$$\rho = \frac{\Phi_R}{\Phi_0} = \left(\frac{n' - n}{n' + n} \right)^2 \tag{3.6.2}$$

Для поляризованного излучения коэффициент отражения зависит от положения плоскости падения

$$\rho_\sigma = \frac{\Phi_{R\sigma}}{\Phi_0} = \frac{\sin^2(\epsilon - \epsilon')}{\sin^2(\epsilon + \epsilon')}$$

$$\rho_\pi = \frac{\Phi_{R\pi}}{\Phi_0} = \frac{\text{tg}^2(\epsilon - \epsilon')}{\text{tg}^2(\epsilon + \epsilon')} \tag{3.6.3}$$



Угол Брюстера ϵ_p

Если угол падения пучка на поверхность равен углу Брюстера, то отраженный пучок полностью поляризован и перпендикулярен к преломленному лучу.

$$\operatorname{tg} \epsilon_p = \frac{n'}{n} \quad (3.6.4)$$

3.7. Пропускание потока излучения системой, состоящей из k поверхностей

Доля потока излучения, прошедшего через последовательность поверхностей, которые разделяют среды с различными показателями преломления, зависит от разностей показателей преломления и углов падения на поверхностях. Пусть для каждой из k поверхностей разности показателей преломления окружающих сред равны по модулю, угол падения излучения является малым.

Тогда полезный поток излучения Φ_{kN} на выходе из системы равен

$$\Phi_{kN} = \Phi_0 (1 - \rho)^k \quad (3.7.1)$$

При расчете Φ_{kN} многократное отражение от поверхностей не учитывается. Наоборот, при расчете полного потока излучения Φ_{kG} на выходе из системы учитывается многократное отражение от поверхностей:

$$\Phi_{kG} = \Phi_0 \frac{1 - \rho}{1 + (k - 1)\rho} \quad (3.7.2)$$

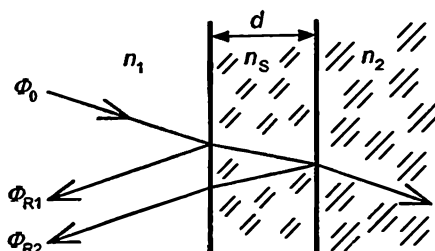
3.8. Просветляющие (интерференционные) покрытия

Оптимальное значение показателя преломления просветляющего слоя, расположенного между средами с показателями преломления n_1 и n_2 ,

$$n_s = \sqrt{n_1 \cdot n_2} \quad (3.8.1)$$

Оптимальная толщина просветляющего слоя

$$d = \frac{\lambda_{\text{vak}}}{4n_s} \quad (3.7.2)$$



4. Гауссова оптика

4.1. Одиночная преломляющая или отражающая поверхность

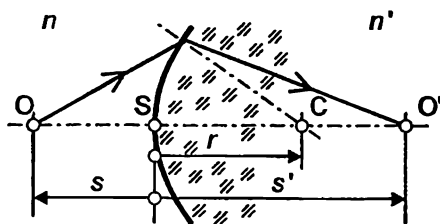
В случае отражающей поверхности используется подстановка $n' = -n$; для плоской поверхности $r \rightarrow \infty$.

4.1.1. Инвариант Аббе для преломляющей поверхности

$$n \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right) = n' \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s'} \right) \quad (4.1.1.1)$$

$$s' = \frac{n'}{\frac{n' - n}{r} + \frac{n}{s}} \quad (4.1.1.2)$$

$$s = \frac{n}{-\frac{n' - n}{r} + \frac{n'}{s'}} \quad (4.1.1.3)$$

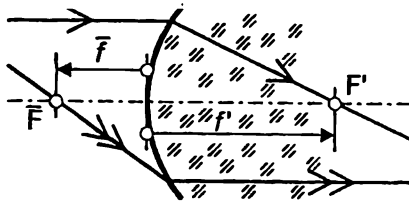


4.1.2. Фокусные расстояния

$$f' = \frac{n'r}{n' - n}$$

$$\bar{f} = \frac{-nr}{n' - n} \quad (4.1.2.1)$$

$$\frac{f'}{\bar{f}} = -\frac{n'}{n} \quad (4.1.2.2)$$



4.1.3. Положение предмета и изображения относительно фокальных точек

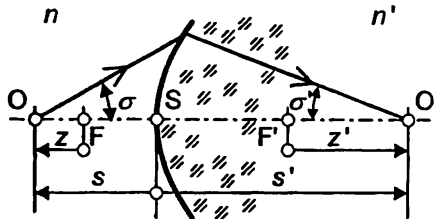
$$s = z + \bar{f}$$

$$s' = z' + f'$$

(4.1.3.1)

$$z \cdot z' = \bar{f} \cdot f'$$

(3.1.1)



4.1.4. Линейное увеличение β'

$$\beta' = \frac{y'}{y} = \frac{s' - r}{s - r} = \frac{ns'}{n's} = -\frac{\bar{f}}{z} = -\frac{z'}{f'} = \alpha' \gamma' \quad (4.1.4.1)$$

$$\frac{s}{n \cdot y} = \frac{s'}{n' \cdot y'}$$

(4.1.4.2)

4.1.5. Угловое увеличение γ'

$$\gamma' = \frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{s}{s'} = \frac{n \cdot y}{n' \cdot y'} = \frac{n}{n' \cdot \beta'} \quad (4.1.5.1)$$

$$\gamma' = -\frac{\bar{f}}{f' \cdot \beta'} = \frac{\bar{f}}{z'} = \frac{z}{f'} = \frac{\beta'}{\alpha'}$$

$$s \cdot \sigma = s' \cdot \sigma'$$

(4.1.5.2)

Инвариант Лагранжа

$$y n \sigma = y' n' \sigma'$$

(4.1.5.3)

4.1.6. Продольное увеличение α'

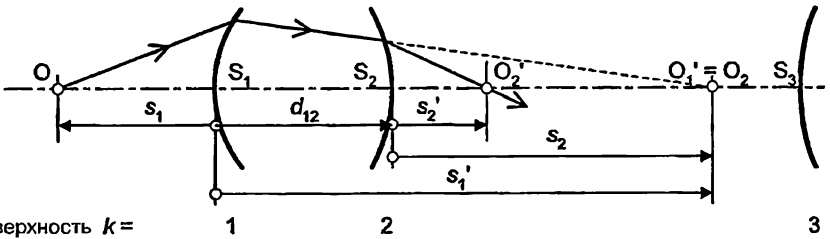
$$\alpha' = \frac{\Delta z'}{\Delta z} \tag{4.1.6.1}$$

Для малых значений Δz вместо конечных приращений можно подставить дифференциалы. Тогда

$$\alpha' = \frac{dz'}{dz} = \frac{n \cdot (s')^2}{n' \cdot s^2} = -\frac{z'}{z} = \frac{\beta'}{\gamma'} \tag{4.1.6.2}$$

4.2. Последовательность преломляющих и отражающих оптических поверхностей

k — номер рассматриваемой поверхности



Поверхность $k =$

4.2.1. Рекуррентные формулы

$$\begin{aligned} n_2 &= n'_1 \\ n_3 &= n'_2 \\ &\dots \\ n_{k+1} &= n'_k \end{aligned} \tag{4.2.1.1}$$

$$\begin{aligned} O_2 &= O'_1 \\ O_3 &= O'_2 \\ &\dots \\ O_{k+1} &= O'_k \end{aligned} \tag{4.2.1.2}$$

$$\begin{aligned} s_2 &= s'_1 - d_{12} \\ s_3 &= s'_2 - d_{23} \\ &\dots \\ s_{k+1} &= s'_k - d_{k, k+1} \end{aligned} \tag{4.2.1.3}$$

$$f' = s'_1 \frac{s'_2 \cdot s'_3 \cdot \dots \cdot s'_k}{s_2 \cdot s_3 \cdot \dots \cdot s_k} \text{ при } s_1 \rightarrow -\infty \tag{4.2.2}$$

$$\beta' = \beta'_1 \cdot \beta'_2 \cdot \dots \cdot \beta'_k = \frac{s'_1 \cdot s'_2 \cdot \dots \cdot s'_k \cdot n_1}{s_1 \cdot s_2 \cdot \dots \cdot s_k \cdot n'_k} \tag{4.2.3}$$

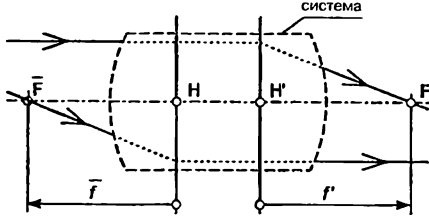
$$\gamma' = \frac{s_1 \cdot s_2 \cdot \dots \cdot s_k}{s'_1 \cdot s'_2 \cdot \dots \cdot s'_k} \tag{4.2.4}$$

$$\alpha' \approx \frac{\beta'}{\gamma'} \tag{4.2.5}$$

4.3. Оптическая система

Оптическая система состоит из одиночных поверхностей, параметры которых могут быть неизвестны. В гауссовой области (где угол между лучом и оптической осью достаточно мал) свойства такой системы² могут быть описаны заданием двух главных плоскостей, двух узловых и двух фокальных точек³.

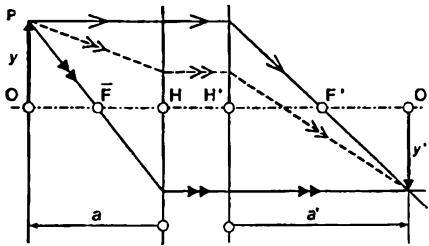
Если предмет расположен в передней главной плоскости, то его изображение находится в задней главной плоскости. Линейное увеличение в этом случае равно +1.



4.3.1. Показатели преломления пространства предметов и пространства изображений не равны ($n' \neq n$)

Показатель преломления пространства предметов $n_1 = n$
 Показатель преломления пространства изображений $n'_k = n'$

Построение изображения



При графическом определении положения изображения не лежащей на оптической оси точки предмета P вычерчивается ход следующих вспомогательных лучей:

1 луч

От точки P до пересечения с задней главной плоскостью луч параллелен оптической оси. Далее луч проходит через точку F' .

2 луч

Луч, который проходит через точки P и \bar{F} , после пересечения с передней главной плоскостью идет параллельно оптической оси.

Точка P' пересечения двух таких лучей в пространстве изображений является изображением точки P .

² Предполагается, что система обладает вращательной симметрией. (Прим. пер.)

³ По известному положению фокальных и главных точек можно найти узловые точки. Также по известному положению фокальных и узловых точек можно найти главные точки. (Прим. пер.)

3 луч

Луч, идущий в произвольном направлении из точки P , пересекает заднюю главную плоскость на той же высоте над оптической осью, что и переднюю главную плоскость. После пересечения с задней главной плоскостью этот луч проходит через точку P' .

$$\frac{f'}{\bar{f}} = -\frac{n'}{n} \quad (4.3.1.1)$$

$$z \cdot z' = \bar{f} \cdot f' \quad (4.3.1.2)$$

$$y n \sigma = y' n' \sigma' \quad (4.3.1.3)$$

$$\frac{n'}{f'} = -\frac{n}{\bar{f}} = \frac{n'}{a'} - \frac{n}{a} \quad (4.3.1.4)$$

$$\frac{f'}{a'} + \frac{\bar{f}}{a} = 1 \quad (4.3.1.5)$$

$$\beta' = \frac{y'}{y} = -\frac{\bar{f}}{z} = -\frac{z'}{f'} = \frac{n \cdot a'}{n' \cdot a} = -\frac{\bar{f} \cdot a'}{f' \cdot a} \quad (4.3.1.6)$$

$$\beta' = \alpha' \cdot \gamma'$$

$$\gamma' = \frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{\bar{f}}{z} = \frac{z}{f'} = \frac{a}{a'} \approx \frac{\beta'}{\alpha'} \quad (4.3.1.7)$$

$$\alpha' = \frac{\Delta z'}{\Delta z} = -\frac{z'}{z} = -\frac{\bar{f} \cdot (a')^2}{f' \cdot a^2} = \frac{n \cdot (a')^2}{n' \cdot a^2} = \frac{\beta'}{\gamma'} \quad (4.3.1.8)$$

4.3.2. Показатели преломления первой и последней сред, окружающих оптическую систему, равны ($n' = n$)

Если показатели преломления первой и последней сред, окружающих оптическую систему, равны, то соответствующие главные и узловые точки совпадают. Оптические характеристики системы в рассматриваемом случае однозначно определяются положением фокальных и главных точек.

Для графического построения изображения используются те же вспомогательные лучи, которые были рассмотрены в предыдущем разделе. При $n' = n$ для графического построения изображения можно использовать еще один вспомогательный луч. В пространстве предметов этот луч идет вдоль прямой PH , а в пространстве изображений — вдоль прямой $H'P'$, которая параллельна прямой PH .

Примеры графических построений для всех возможных вариантов даны в разд. 12.

$$\bar{f} = -f' \quad (4.3.2.1)$$

$$z \cdot z' = -(f')^2 \quad (4.3.2.2)$$

$$-\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f'} \quad (4.3.2.3)$$

$$f' = \frac{a'}{1 - \beta'} = \frac{a \cdot a'}{a - a'} = \frac{1}{\frac{1}{\beta'} - 1} \quad (4.3.2.4)$$

$$D = \frac{n}{f'} \quad (4.3.2.5)$$

$$a' = \frac{a \cdot f'}{a + f'} = f' \cdot (1 - \beta') \quad (4.3.2.6)$$

$$a = \frac{a' \cdot f'}{f' - a'} = f' \cdot \left(\frac{1}{\beta'} - 1 \right) \quad (4.3.2.7)$$

$$\beta' = \frac{y'}{y} = \frac{a'}{a} = \frac{f'}{z} = -\frac{z'}{f'} \quad (4.3.2.8)$$

$$\beta' = \frac{f'}{a + f'} = \frac{f' - a'}{f'} = \frac{1}{\gamma'}$$

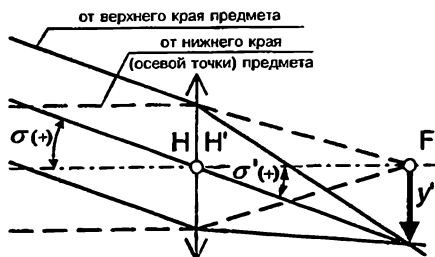
$$\gamma' = \frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{y}{y'} = \frac{a}{a'} \quad (4.3.2.9)$$

$$\beta' = \frac{z}{f'} = -\frac{f'}{z} = \frac{a + f'}{f'} = \frac{1}{\beta'}$$

$$\alpha' = \frac{\Delta z'}{\Delta z} = -\frac{z'}{z} = \frac{(f')^2}{z^2} = \frac{(z')^2}{(f')^2} \quad (4.3.2.10)$$

$$\alpha' = \frac{(\alpha')^2}{a^2} = \frac{(f')^2}{(a + f')^2} = (\beta')^2 = \frac{1}{(\gamma')^2}$$

- Изображение бесконечно удаленного предмета $|a| > 500f'$



$$a' = f' \quad (4.3.2.11.1)$$

$$y' = -f' \cdot \text{tg } \sigma \quad (4.3.2.11.2)$$

• Расстояние l от плоскости предмета до плоскости изображения

$$l = -a + a' + HH' = f' \cdot \left(2 - \beta' - \frac{1}{\beta'} \right) + HH' \quad (4.3.2.12)$$

4.4. Оптические компоненты находятся в воздухе

4.4.1. Линза в воздухе ($n' = n = 1$)

Показатель преломления линзы:

$$\frac{n_L}{d} = S_1 S_2$$

Толщина линзы (положительное значение):

Дополнительно к выражениям, которые были получены для случая равных значений показателей преломления первой и последней сред ($n' = n$), выполняются следующие соотношения:

$$f' = \frac{n_L \cdot r_1 \cdot r_2}{(n_L - 1) \cdot [n_L \cdot (r_2 - r_1) + d \cdot (n_L - 1)]} \quad (4.4.1.1)$$

$$S_2 H' = \frac{-d \cdot r_2}{n_L \cdot (r_2 - r_1) + d \cdot (n_L - 1)} \quad (4.4.1.2.1)$$

$$S_1 H = \frac{-d \cdot r_1}{n_L \cdot (r_2 - r_1) + d \cdot (n_L - 1)} \quad (4.4.1.2.2)$$

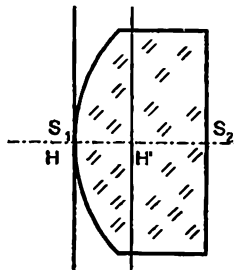
$$HH' = d \cdot \left(1 - \frac{r_2 - r_1}{n_L \cdot (r_2 - r_1) + d \cdot (n_L - 1)} \right) \quad (4.4.1.3)$$

Линза с одной плоской поверхностью

$$d = r - \sqrt{r^2 - h^2} \quad (4.4.1.4)$$

h — половина диаметра линзы.

• Вторая поверхность линзы плоская: $r_2 \rightarrow \infty$



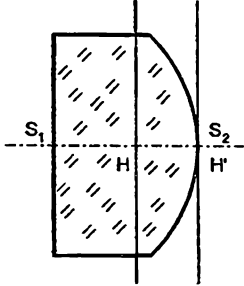
$$f' = \frac{r_1}{n_L - 1} \quad (4.4.1.5)$$

$$S_2 H' = -\frac{d}{n_L}$$

$$S_1 H = 0 \quad (4.4.1.6)$$

$$HH' = d \cdot \frac{n_L - 1}{n_L} \quad (4.4.1.7)$$

• Первая поверхность линзы плоская: $r_1 \rightarrow \infty$



$$f' = \frac{-r_2}{n_L - 1} \quad (4.4.1.8)$$

$$S_2 H' = 0$$

$$S_1 H = \frac{d}{n_L} \quad (4.4.1.9)$$

$$HH' = d \cdot \frac{n_L - 1}{n_L} \quad (4.4.1.10)$$

В разд. 11 приведены приближенные формулы для расчета оптических параметров линз наиболее часто встречающихся форм при $n_L = 1,5$.

4.4.2. Тонкая линза в воздухе

Линзу можно считать тонкой, когда ее параметры удовлетворяют неравенству (4.4.2.1):

$$d \ll \frac{n_L}{(n_L - 1)} |r_2 - r_1| \approx 3|r_2 - r_1| \quad (4.4.2.1)$$

Для тонких линз в воздухе дополнительно выполняются следующие равенства:

$$\frac{1}{f'} = (n_L - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (4.4.2.2.1)$$

$$f' = \frac{r_1 \cdot r_2}{(n_L - 1) \cdot (r_2 - r_1)} \quad (4.4.2.2.2)$$

$$S_2 H' = \frac{-r_2}{n_L \cdot (r_2 - r_1)} \cdot d \quad (4.4.2.3.1)$$

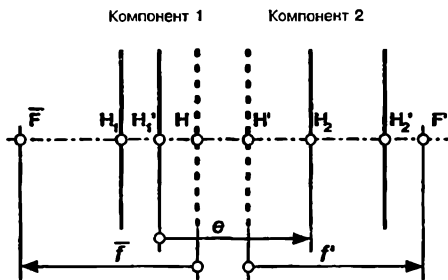
$$S_1 H = \frac{-r_1}{n_L \cdot (r_2 - r_1)} \cdot d \quad (4.4.2.3.2)$$

$$H H' = d \cdot \frac{n_L - 1}{n_L} \quad (4.4.2.4)$$

4.4.3. Две оптические системы в воздухе

Для оптической системы из двух компонентов выполняются следующие соотношения.

Расстояние между главными плоскостями компонентов $H_1' H_2 = e$



$$f' = \frac{f_1' \cdot f_2'}{f_1' + f_2' - e} \quad (4.4.3.1)$$

$$H_2' H' = \frac{-f_2' e}{f_1' + f_2' - e} = -e \frac{f'}{f_1'} \quad (4.4.3.2.1)$$

$$H_1 H = \frac{f_1' e}{f_1' + f_2' - e} = e \frac{f'}{f_2'} \quad (4.4.3.2.2)$$

$$H H' = \frac{-e^2}{f_1' + f_2' - e} + H_1 H_1' + H_2 H_2' \quad (4.4.3.4)$$

4.4.4. Афокальная система

Афокальная система $\equiv f' \rightarrow \infty$

В афокальной системе из двух компонентов выполняется условие

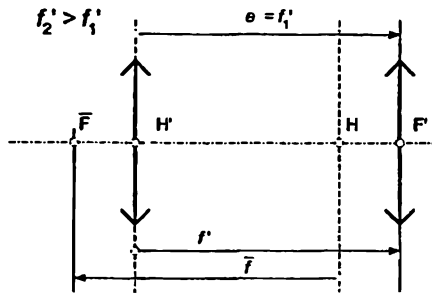
$$f_1' + f_2' = e \quad (4.4.4.1)$$

4.4.5. Сокращение продольных габаритов

Продольные габариты оптической системы определяются расстоянием от плоскости предмета до плоскости изображения $l = f'(2 - \beta' - 1/\beta') + HH'$. В двухкомпонентной системе длина l может быть сокращена за счет отрицательного значения отрезка HH' .

Вариант 1

$$f_1' = e$$



$$f' = f_1' = e \quad (4.4.5.1)$$

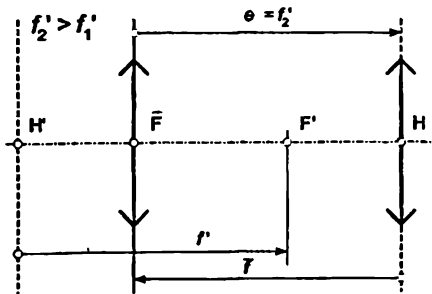
$$H_2'H' = -f_1'$$

$$H_1H = \frac{(f_1')^2}{f_2'} \quad (4.4.5.2)$$

$$HH' = -\frac{(f_1')^2}{f_2'} \quad (4.4.5.3)$$

Вариант 2

$$f_2' = e$$



$$f' = f_2' = e \quad (4.4.5.4)$$

$$H_2 H' = -\frac{(f_2')^2}{f_1'}$$

$$H_1 H = f_2' \quad (4.4.5.5)$$

$$H H' = -\frac{(f_2')^2}{f_1'} \quad (4.4.5.6)$$

4.4.6. Оптические параметры системы, которая состоит из произвольного числа компонентов

$$e_{k, k+1} = H'_k H_{k+1} \quad (4.4.6.1)$$

e может принимать отрицательные значения!

$$a_{k+1} = a'_k - e_{k, k+1} \quad (4.4.6.2)$$

$$\beta' = \beta'_1 \cdot \beta'_2 \cdot \dots \cdot \beta'_k \quad (4.4.6.3.1)$$

$$\beta' = \frac{a'_1 \cdot a'_2 \cdot \dots \cdot a'_k}{a_1 \cdot a_2 \cdot \dots \cdot a_k} \quad (4.4.6.3.1)$$

$$\gamma' = \frac{\sigma'_k}{\sigma_1} = \frac{1}{\beta'} \quad (4.4.6.4)$$

$$\alpha' = \frac{\Delta z'}{\Delta z} \approx \beta'^2 \quad (4.4.6.5)$$

$$f' = f_1' \frac{a'_2 \cdot a'_3 \cdot \dots \cdot a'_k}{a_2 \cdot a_3 \cdot \dots \cdot a_k} \text{ при } a_1 \rightarrow -\infty \quad (4.4.6.6)$$

5. Ограничение пучков лучей

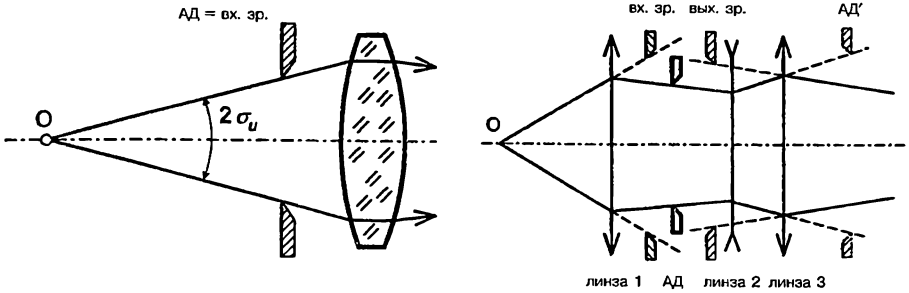
Пучок лучей в оптической системе может быть ограничен:

- размерами источника света;
- расположенными в оптической системе диафрагмами;
- размерами приемника излучения.

5.1. Апертурные характеристики

Апертурной называется та диафрагма, которая ограничивает пучок лучей, выходящих из осевой точки предмета. Входной зрачок (вх. зр.) является изображением апертурной диафрагмы (АД) в пространстве предметов. Выходной зрачок (вых. зр.) является изображением апертурной диафрагмы в пространстве изображений.

Ход луча в трехлинзовой системе: осевая точка предмета $O \rightarrow$ вх. зр. (край) \rightarrow АД \rightarrow изображение АД (АД') \rightarrow вых. зр. Следует обратить внимание на положение изображений (прямое/перевернутое).



Апертурный угол σ_u в пространстве предметов равен углу между лучом, выходящим из осевой точки предмета и идущим через край апертурной диафрагмы, и оптической осью.

В случае, если предмет находится на близком расстоянии от оптической системы, для описания апертурных характеристик используется числовая апертура

$$A = NA = n \cdot \sin \sigma_u, \tag{5.1.1}$$

где n — показатель преломления пространства предметов.

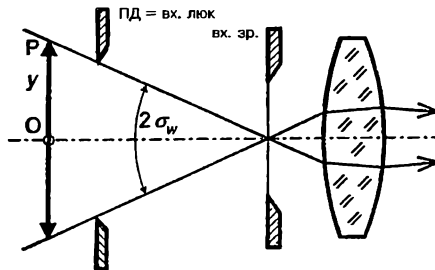
При удаленном предмете апертурные характеристики описываются диафрагменным числом k и относительным отверстием $1/k$

$$k = \frac{f'}{2h} \qquad \frac{1}{k} = \frac{2h}{f'}, \tag{5.1.2}$$

где $2h$ — диаметр входного зрачка.

5.2. Поле

Полевой диафрагмой называется диафрагма, которая расположена или в плоскости предмета, или в плоскости изображения (в том числе промежуточного) и сильнее всего ограничивает размеры изображения. Входной люк (вх. люк) является изображением полевой диафрагмы (ПД) в пространстве предметов. Выходной люк (вых. люк) является изображением полевой диафрагмы в пространстве изображений.



Полевым углом σ_w равен углу между лучом, выходящим из центра входного зрачка и идущим через край полевой диафрагмы, и оптической осью.

Главным лучом называется луч, исходящий из внеосевой предметной точки P и идущий через центр входного зрачка.

Если предмет находится на близком расстоянии от оптической системы, то поле описывается линейными размерами предмета или изображения.

В случае удаленного предмета поле описывается или полевым углом $2\sigma_w$, или линейными размерами предмета для определенного расстояния между оптической системой и предметом (например, 1 км).

• Полевая линза

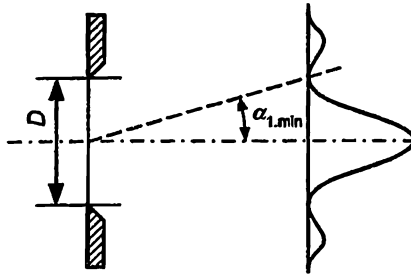
Полевая линза расположена в плоскости промежуточного изображения. В этом случае $a = 0$, $a' = 0$, $\beta' = +1$. Полевая линза не влияет ни на величину, ни на положение изображения.

6. Качество изображения

6.1. Дифракция

Дифракционные явления обусловлены ограничением пучков в оптической системе. Влияние дифракции на качество изображения тем сильнее, чем меньше отношение размеров отверстия к длине волны λ .

6.1.1. Дифракция на щели



В случае равномерно освещенной щели

$$\sin \alpha_{1. \text{Min}} = \frac{\lambda}{D}. \tag{6.1.1.1}$$

6.1.2. Дифракция на круглой диафрагме

В случае равномерно освещенной диафрагмы

$$\sin \alpha_{1. \text{Min}} = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \tag{6.1.2.1}$$

6.2. Аберрации

Дополнительно к принципиально не устранимым дифракционным явлениям на качество изображения влияют геометро-оптические аберрации (хроматические аберрации, сферическая аберрация, астигматизм, кома, кривизна поля и дисторсия), которые могут быть исправлены в большей или меньшей степени.

• Хроматическая аберрация

Хроматическая аберрация первого порядка в системе из двух тонких линз может быть исправлена при выполнении условия

$$e = \frac{v_1 \cdot f_1' + v_2 \cdot f_2'}{v_1 + v_2}, \tag{6.2.2}$$

Специальные случаи

$$e = 0 \Rightarrow \frac{f'_1}{f'_2} = \frac{v_2}{v_1}, \quad (6.2.2)$$

$$v_1 = v_2 \Rightarrow e = \frac{f'_1 + f'_2}{2}. \quad (6.2.3)$$

6.3. Измерение качества изображения

J — интенсивность (яркость, сила света, энергетическая сила света, ...)

R — пространственная частота (единица измерения — линии/мм)

M — модуляция

$$M = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}} \quad (6.3.1)$$

T — Коэффициент передачи модуляции

$$T = \frac{M_{\text{Bild}}}{M_{\text{Объект}}}, \quad (6.3.2)$$

где M_{Bild} — модуляция в плоскости изображения; $M_{\text{Объект}}$ — модуляция в предметной плоскости.

7. Фотометрия

7.1. Обозначения в формулах и единицы измерения

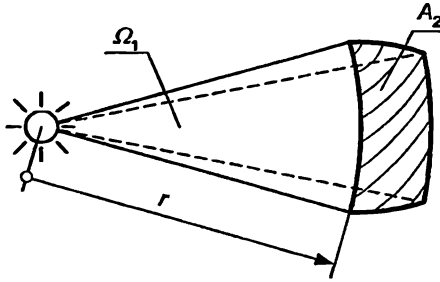
Индекс 1 относится к излучающей поверхности;

индекс 2 — к освещаемой (облучаемой) поверхности

A_1	Излучающая поверхность источника	м^2
A_2	Площадь освещаемой поверхности	м^2
Ω_1	Телесный угол, внутри которого распространяется излучение от источника	ср
Ω_2	Телесный угол, внутри которого распространяется падающее на приемник излучение	ср
Ω_0	Единичный телесный угол	ср
X	Входная величина (например, световой поток, освещенность)	
Y	Выходная величина (например ток, напряжение, сопротивление)	
$\frac{dX}{d\lambda} = X_\lambda$	Спектральная плотность входной величины	

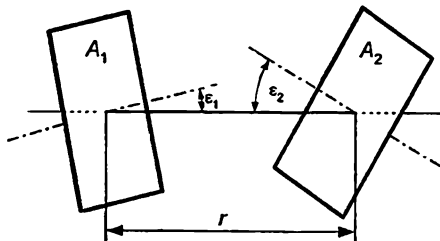
$\frac{dY}{d\lambda} = Y_\lambda$	Спектральная плотность выходной величины	
$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e}$	Световая эффективность для полихроматического излучения	лм/Вт
$K_m = 683 \text{ лм/Вт}$	Абсолютная спектральная чувствительность глаза для длины волны 555 нм	
$V(\lambda)$	Относительная спектральная световая эффективность для дневного зрения. Числовые значения приведены в DIN 5031, Вл. 3	
$V = \frac{K}{K_m}$	«Световой» коэффициент полезного действия полихроматического излучения	

7.2. Телесный угол Ω



A_2 — участок сферической поверхности радиуса r произвольной формы

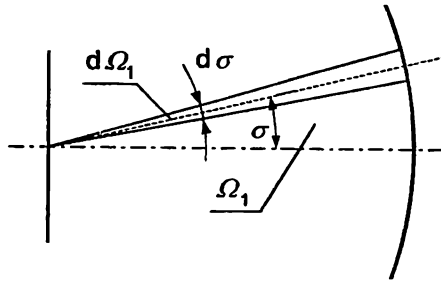
$$\Omega_1 = \frac{A_2}{r^2} \cdot \Omega_0 \tag{7.2.1}$$



$$d\Omega_1 = \frac{dA_2 \cdot \cos \epsilon_2}{r^2} \cdot \Omega_0 \tag{7.2.2}$$

Телесный угол, образованный двумя соосными конусами с углами при вершинах $2\sigma + d\sigma$ и $2\sigma - d\sigma$

$$d\Omega_1 = 2\pi \cdot \sin \sigma \cdot d\sigma \cdot \Omega_0 \tag{7.2.3}$$



Телесный угол, соответствующий конической поверхности с углом при вершине 2σ

$$\Omega_1 = 2\pi \cdot (1 - \cos \sigma) \cdot \Omega_0. \quad (7.2.4)$$

Из последней формулы при $\sigma \rightarrow 0$ следует

$$\Omega_1 \approx \pi \cdot \sigma^2 \cdot \Omega_0. \quad (7.2.5)$$

7.3. Энергетические и световые величины и их единицы измерений

	Энергетические <i>Radiometry</i>			Световые <i>Photometry</i>		
		Обозначение <i>Symbol</i>	Единица измерения <i>Unit</i>		Обозначение <i>Symbol</i>	Единица измерения <i>Unit</i>
Поток (мощность) <i>Power</i>	Поток излучения <i>Radiant flux</i> <i>Radiant power</i>	Φ_e	Вт <i>W</i>	Световой поток <i>Luminous flux</i> <i>Luminous power</i>	Φ_v	лм <i>lm</i>
Отношение исходящего от источника потока к телесному углу <i>Output Power per unit solid angle</i>	Энергетическая сила света <i>Radiant intensity</i>	I_e	Вт/ср <i>W/sr</i>	Сила света <i>Luminous intensity</i>	I_v	кд <i>cd</i>
Отношение исходящего от источника потока к телесному углу и площади излучающей поверхности <i>Power output per unit solid angle and unit emitting area</i>	Энергетическая яркость <i>Radiance</i>	L_e	Вт/(м ² · ср) <i>W/(m² · sr)</i>	Яркость <i>Luminance</i>	L_v	кд/м ² <i>cd/m²</i>

	Энергетические <i>Radiometry</i>			Световые <i>Photometry</i>		
		Обозначение <i>Symbol</i>	Единица измерения <i>Unit</i>		Обозначение <i>Symbol</i>	Единица измерения <i>Unit</i>
Отношение падающего на поверхность потока к площади этой поверхности <i>Power input per unit area</i>	Энергетическая освещенность <i>Irradiance</i>	E_e	Вт/м ² <i>W/m²</i>	Освещенность <i>Illuminance</i> <i>Illumination</i>	E_v	лк = лм/м ² <i>lx</i> = = лм/м ²
Отношение исходящего от поверхности потока к площади этой поверхности <i>Power output per unit area</i>	Энергетическая светимость <i>Radiant emittance</i> <i>Radiant exitance</i>	M_e	Вт/м ² <i>W/m²</i>	Светимость <i>Luminous exitance</i>	M_v	лм/м ² <i>lm/m²</i>
Энергия излучения <i>Radiant energy</i>	Энергия излучения <i>Radiant energy</i>	Q_e	Вт·с <i>W·s</i>	Световая энергия <i>Luminous energy</i> <i>Quantity of light</i>	Q_v	лм·с <i>lm·s</i>
Отношение потока излучения к площади поверхности <i>Energy per unit area</i>	Энергетическая экспозиция <i>Radiant exposure</i>	H_e	Вт·с/м ² <i>W·s/m²</i>	Экспозиция <i>Light exposure</i> <i>Illumination</i>	H_v	лм·с/м ² <i>lm·s/m²</i>

7.3.1. Условие десяти крат (Ten Times Law)

Во многие формулы для расчета энергетических и световых величин входят площади участков сферы, а также дифференциалы площади. Эти формулы с максимальной ошибкой 1% можно также применять для плоских площадок конечных размеров, если расстояние между источником излучения и приемной площадкой превышает более чем в 10 раз максимальную из диагоналей излучающей и приемной площадок.

7.3.2. Энергетическая и световая системы фотометрических величин

Величины, характеризующие энергетическую сторону излучения электромагнитных волн, измеряются общими энергетическими единицами: Вт, Вт/м², Вт·с, ...

Для количественной оценки воспринимаемого глазом излучения применяются световые величины. Единицами измерения световых величин являются: лм, лм/м², лм·с, ...

Для перехода от энергетических к световым величинам используется функция $V(\lambda)$ относительной спектральной световой эффективности для дневного зрения или функция $V'(\lambda)$ относительной спектральной световой эффективности для ночного зрения.

7.3.3. Поток излучения Φ_e , световой поток Φ_v

Единицы измерения:

Поток излучения Φ_e — ВтСветовой поток Φ_v — люмен (лм)

$$\Phi_v = K \cdot \Phi_e \quad (7.3.3.1)$$

Для монохроматического излучения

$$\Phi_v = K_m \cdot V(\lambda) \cdot \Phi_e \quad (7.3.3.2)$$

Для полихроматического излучения с линейчатым спектром

$$\Phi_v = K_m \cdot [V(\lambda_1) \cdot \Phi_{e1} + V(\lambda_2) \cdot \Phi_{e2} + \dots + V(\lambda_k) \cdot \Phi_{ek}] \quad (7.3.3.3)$$

Для полихроматического излучения с непрерывным спектром

$$\Phi_v = K_m \cdot \int \frac{d\Phi_e}{d\lambda} V(\lambda) \cdot d\lambda \quad (7.3.3.4)$$

7.3.4. Энергетическая сила света I_e , сила света I_v

Единицы измерения:

Энергетическая сила света I_e — Вт/срСила света I_v — кандела (кд), 1 кд = 1 лм/1 ср

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega_1}; \quad \Phi = \int I \cdot d\Omega_1 \quad (7.3.4.1)$$

Если сила света одинакова во всех направлениях (равномерно светящийся шарик), то

$$I = \frac{\Phi}{\Omega_1} = \frac{\Phi r^2}{A_2 \cdot \Omega_0}; \quad \Phi = I \cdot \Omega_1 \quad (7.3.4.2)$$

В случае косинусоидального распределения $I = I_0 \cdot \cos \varepsilon_1$ (излучатель удовлетворяет закону Ламберта)

$$\Phi = I_0 \cdot \pi \cdot \Omega_0; \quad I_0 = \frac{\Phi}{\pi \cdot \Omega_0} \quad (7.3.4.3)$$

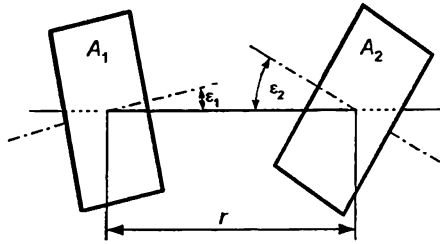
7.3.5. Энергетическая яркость L_e , яркость L_v

Единицы измерения:

Энергетическая яркость L_e — Вт/(м² ср)Яркость L_v — кд/м²

$$L = \frac{dI}{dA_1 \cdot \cos \varepsilon_1} = \frac{d^2\Phi}{d\Omega_1 \cdot dA_1 \cdot \cos \varepsilon_1} \quad (7.3.5.1)$$

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega_2 \cdot dA_2 \cdot \cos \varepsilon_2} \quad (7.3.5.2)$$



При неизменном в пространстве значении dI/dA_1 :

$$L = \frac{I}{A_1 \cdot \cos \varepsilon_1} = \frac{\Phi}{\Omega_1 \cdot A_1 \cdot \cos \varepsilon_1} \quad (7.3.5.3.1)$$

$$L = \frac{\Phi}{\Omega_2 \cdot A_2 \cdot \cos \varepsilon_2} \quad (7.3.5.3.2)$$

Для несамосветящейся матовой поверхности (рассеивание по закону Ламберта)

$$L = \frac{\rho \cdot E}{\pi \cdot \Omega_0}, \quad (7.3.5.4)$$

где ρ — коэффициент диффузного отражения; E — освещенность поверхности.

7.3.6. Освещенность E

$$E = \frac{d\Phi}{dA_2} \quad (7.3.6.1)$$

При неизменной в пространстве величине E и выполнении условия десяти крат (Ten Times Law)

$$E = \frac{\Phi}{A_2} = \frac{I}{r^2} \cdot \cos \varepsilon_2 \cdot \Omega_0 \quad (7.3.6.2)$$

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \quad (7.3.6.3)$$

7.3.7. Другие фотометрические величины

$$M = \frac{d\Phi}{dA_1} \quad (7.3.7.1)$$

$$Q = \int \Phi dt \quad (7.3.7.2)$$

$$H = \int E dt \quad (7.3.7.3)$$

8. Характеристики оптических систем

8.1. Объективы

Высота изображения $y' = (\text{диагональ кадра})/2$

Классификация по угловому полю:

Широкоугольный объектив	$2 \sigma_w > 55^\circ$
Нормальный объектив	$55^\circ > 2\sigma_w > 40^\circ$
Длиннофокусный объектив	$2 \sigma_w < 40^\circ$

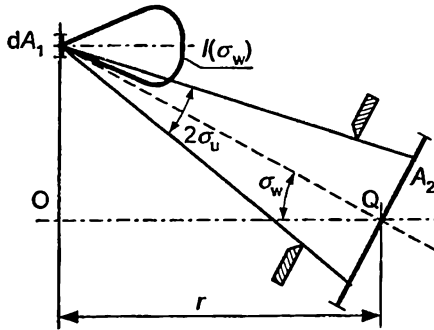
8.2. Освещенность в плоскости изображения как функция расстояния до предмета

- Φ_∞ — световой поток, когда предмет находится в «бесконечности»
- Φ — световой поток, когда предмет находится на конечном расстоянии
- E_∞ — освещенность, если предмет находится в «бесконечности»
- E — освещенность, если предмет находится на конечном расстоянии

$$\frac{\Phi_\infty}{\Phi} = \frac{E_\infty}{E} = (1 - \beta')^2 \quad (8.2.1)$$

8.3. Распределение освещенности в плоскости изображения

Распределение освещенности в плоскости изображения зависит от пространственных характеристик излучателя, полевого угла σ_w и положения плоскости изображения.



- E_0 — освещенность в Q , когда dA_1 находится в O и A_2 , перпендикулярна \overline{OQ}
- $I(\sigma_w)_{rel1}$ — относительное значение излучения источника как функция полевого угла
- $s(\sigma_w)_{rel2}$ — угловая зависимость чувствительности приемника

$$E = E_0 \cdot I(\sigma_w)_{rel1} \cos^2(\sigma_w) \cdot s(\sigma_w)_{rel2} \quad (8.3.1)$$

Если излучатель удовлетворяет закону Ламберта [$I(\sigma_w)_{rel1} = \cos(\sigma_w)$] и плоскость приемника перпендикулярна оптической оси, то

$$E = E_0 \cos^4(\sigma_w) \quad (8.3.2)$$

8.4. Глубина резко изображаемого пространства

- u — допустимый диаметр кружка нерезкости в плоскости анализа изображения
 a — расстояние до плоскости наводки на резкость (отрицательное значение)
 a_h — ближняя граница резко изображаемого пространства (для данного значения u)
 a_v — дальняя граница резко изображаемого пространства (для данного значения u)

$$a_h = \frac{a \cdot (f')^2}{(f')^2 + k \cdot u \cdot (f' + a)} \quad (8.4.1)$$

$$a_v = \frac{a \cdot (f')^2}{f'^2 - k \cdot u \cdot (f' + a)} \quad (8.4.2)$$

- a_∞ — дистанция наводки на резкость, при которой дальняя граница области резко изображаемого пространства равна бесконечности (гиперфокальное расстояние)

$$a_\infty = \frac{-(f')^2}{k \cdot u} - f' \quad (8.4.3)$$

- a_{f_∞} — ближняя граница резко изображаемого пространства при установке на a_∞

$$a_{f_\infty} = \frac{a_\infty \cdot (f')^2}{(f')^2 - u \cdot k \cdot (f' + a_\infty)} \approx \frac{-(f')^2}{2k \cdot u} \quad (8.4.4)$$

9. Оптические приборы

9.1. Видимое увеличение

- $\sigma_{w \text{ ohne}}$ — угол, под которым виден отрезок предмета без оптического прибора
 $\sigma_{w \text{ mit}}$ — угол, под которым наблюдается формируемое оптическим прибором изображение того же самого отрезка
 Γ' — видимое увеличение

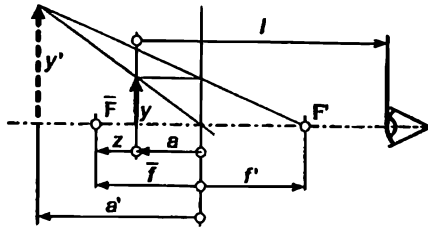
$$\Gamma' = \frac{\operatorname{tg} \sigma_{w \text{ mit}}}{\operatorname{tg} \sigma_{w \text{ ohne}}} \quad (9.1.1)$$

Если предмет рассматривается с расстояния наилучшего зрения $a_s = -250$ мм, то

$$\operatorname{tg} \sigma_{w \text{ ohne}} = \frac{-y}{a_s} = \frac{y}{250} \quad (9.1.2)$$

9.2. Лупа

$$\Gamma' = \frac{l \cdot f'}{l \cdot a + l \cdot f' + a^2} \quad (9.2.1.1)$$



$$\Gamma' = \frac{l \cdot f'}{z \left[l + z - f' \cdot \left(2 - \frac{f'}{z} \right) \right]} \quad (9.2.1.2)$$

Специальный случай 1

Глаз accommodation на бесконечность

$$\Gamma' = \frac{l}{f'} \quad (9.2.2)$$

Специальный случай 2

Номинальное увеличение

Предмет в фокальной плоскости, изображение в бесконечности, $a_s = -250$ мм:

$$\Gamma'_L = \frac{250}{f'} \quad (9.2.3)$$

Специальный случай 3

Глаз расположен непосредственно перед лупой и accommodation на минимально возможное расстояние 250 мм:

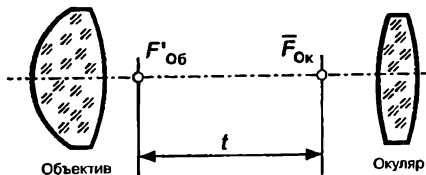
$$\Gamma'_{LG} = \frac{250}{f'} + 1 \quad (9.2.4)$$

9.3. Микроскоп

Индексом «Об» отмечены величины, относящиеся к объективу;

Индексом «Ок» отмечены величины, относящиеся к окуляру;

Индексом «М» отмечены величины, относящиеся к микроскопу в целом;

Оптическая длина тубуса $F'_{Об} \bar{F}_{Ок} = t$ 

Номинальное значение видимого увеличения: изображение в бесконечности

$$\beta'_{Об} = -\frac{t}{f'_{Об}} \quad (9.3.1)$$

$$\Gamma'_{Ок} = \frac{250}{f'_{Ок}} \quad (9.3.2)$$

$$\Gamma'_M = \beta'_{Об} \cdot \Gamma'_{Ок} = \frac{250t}{f'_{Ок} \cdot f'_{Об}} \quad (9.3.3)$$

Предел разрешения

$$\Delta y = 0,61 \frac{\lambda_0}{n \cdot \sin \sigma_u} = 0,61 \frac{\lambda_0}{A} \quad (9.3.4)$$

9.4. Зрительная труба

Номинальное значение видимого увеличения (предмет и изображение в бесконечности)

$$\Gamma'_{зр.тр.} = -\frac{f'_{Об}}{f'_{Ок}}; \quad |\Gamma'_{зр.тр.}| = \frac{\text{диаметр входного зрчка}}{\text{диаметр выходного зрчка}} \quad (9.4.1)$$

Длина зрительной трубы

$$l = f'_{Об} + f'_{Ок} \quad (9.4.2)$$

сумеречное число

$$Z = \sqrt{\text{Диаметр входного зрчка} \cdot |\Gamma'_{зр.тр.}|} \quad (9.4.3)$$

Предельная разрешающая способность: наименьший еще различимый угол $\Delta\sigma_w$

$$\Delta\sigma_w = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{\text{Диаметр входного зрчка}} \quad (9.4.4)$$

9.5. Фотоаппарат, камкодер

Угловое поле $2\sigma_w$ при диагонали кадра (диаметре кадра) $d = 2h$

$$2\sigma_w = 2 \cdot \arctg \frac{h}{f'} = 2 \arctg \frac{d}{2f'} \quad (9.5.1)$$

l — дистанция съемки (расстояние между предметной плоскостью и плоскостью изображения)

z' — выдвигание объектива = смещение объектива относительно фокальной плоскости

$$l = -a + HH' + f' + z' \quad (9.5.2)$$

$$z' = \frac{l - 2f' - HH'}{2} - \sqrt{\left(\frac{l - 2f' - HH'}{2}\right)^2 - (f')^2} \quad (9.5.3)$$

$$\beta' = \frac{a'}{a} = -\frac{z'}{f'} \quad (9.5.4)$$

E_0 — освещенность в осевой точке изображения

E_∞ — освещенность в осевой точке изображения при съемке бесконечно удаленного предмета

$$E_0 = \frac{E_\infty}{(1 + |\beta'|)^2} \quad (9.5.5)$$

E_{σ_w} — освещенность внеосевой точки изображения, которая соответствует углу σ_w

$$E_{\sigma_w} = E_0 \cdot \cos^4 \sigma_w \quad (9.5.6)$$

Разрешающая способность $\Delta y'$

D — диаметр входного зрачка

k — диафрагменное число

$\Delta y'$ — диаметр центрального дифракционного кружка

Входной зрачок равномерно освещен.

Предмет на расстоянии a

$$\Delta y' = 1,22\lambda \cdot \frac{a'}{D} = 1,22\lambda \cdot k \cdot \frac{a'}{f'} \quad (9.5.7.1)$$

Для бесконечно удаленного предмета ($a \rightarrow \infty$)

$$\Delta y' = 1,22\lambda \cdot k \quad (9.5.7.2)$$

9.6. Спектральные приборы

9.6.1. Спектральные приборы с дифракционной решеткой

m — порядок дифракции

N — число (используемых) штрихов решетки

α_{\max} — угол, под которым наблюдаются дифракционные максимумы дифракционного порядка m

$$\sin \alpha_{\max} = m \cdot \frac{\lambda}{g} \quad (9.6.1.1)$$

Разрешающая способность

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = m \cdot N \quad (9.6.1.2)$$

9.6.2. Призменные спектральные приборы

- p — длина основания призмы
- $dn/d\lambda$ — дисперсия материала призмы
- δ — угол отклонения при симметричном ходе луча
- α — преломляющий угол призмы

$$\Delta\delta = \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{\sin \frac{\alpha}{2}}{\cos \left(\delta + \frac{\alpha}{2} \right)} \Delta\lambda \quad (9.6.2.1)$$

Разрешающая способность

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = -p \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (9.6.2.2)$$

10. Оптоэлектроника

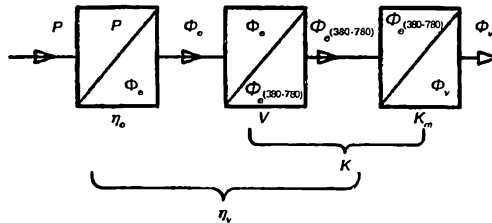
10.1. Источники излучения

10.1.1. Спектральное распределение

$$I(\lambda)_{rel} = \frac{dI / d\lambda}{(dI / d\lambda)_{rel}} \quad (10.1.1.1)$$

индекс «rel» указывает на относительное значение.

10.1.2. Коэффициент полезного действия (КПД), световая отдача



$$КПД = \frac{\text{Полезный эффект}}{\text{Вызывающее этот эффект воздействие}} \quad (10.1.2.1)$$

η_e — энергетический КПД в заданной области спектра от λ_1 до λ_2

$$\eta_e = \frac{\text{Излучаемый поток}}{\text{Потребляемая мощность}} \quad (10.1.2.2.1)$$

$$\eta_e = \frac{\Phi_e}{P} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \cdot d\lambda}{P} \quad (10.1.2.2.2)$$

Если $\lambda_1 = 0$ и $\lambda_2 \rightarrow \infty$, то $\eta_e = \eta_e$ полный

K — световая эффективность излучения сложного спектрального состава

$$K = \frac{\text{Излучаемый световой поток}}{\text{Весь поток излучения}} \quad (10.1.2.3.1)$$

$$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e} = \frac{\eta_v}{\eta_e} = K_m \cdot V \quad (10.1.2.3.2)$$

η_v — световая отдача

$$\eta_v = \frac{\text{Излучаемый световой поток}}{\text{Потребляемая мощность}} \quad (10.1.2.4.1)$$

$$\eta_v = \frac{\Phi_v}{P} = K \cdot \eta_e = V \cdot K_m \cdot \eta_e \quad (10.1.2.4.2)$$

V — световой КПД

$$V = \frac{\Phi_v}{K_m \cdot \Phi_e} = \frac{K}{K_m} \quad (10.1.2.5)$$

10.1.3. Пространственное распределение силы света и энергетической силы света

Излучатель в виде шарика

Излучатель, удовлетворяющий закону Ламберта

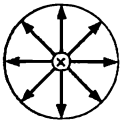
Произвольный излучатель

$$I = \text{const}$$

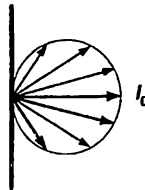
$$I = I_0 \cdot \cos \varphi$$

$$I = I(\varphi)$$

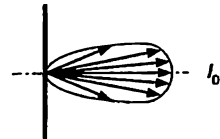
Излучатель в виде шарика



Излучатель, удовлетворяющий закону Ламберта



Лепесток



10.1.4. Степень поляризации

$$P = \frac{J_0 - J_{90}}{J_0 + J_{90}} \quad (10.1.4.1)$$

J_0 — интенсивность в плоскости поляризации

J_{90} — интенсивность в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации

10.2. Приемники

10.2.1. Чувствительность

s — абсолютная чувствительность

$$s = \frac{\text{Выходная величина}}{\text{Входная величина}} = \frac{Y}{X} \quad (10.2.1.1)$$

$s(\lambda)$ — абсолютная спектральная чувствительность

$$s(\lambda) = \frac{dY(\lambda)}{dX(\lambda)} \quad (10.2.1.2)$$

s_{rel} — относительная чувствительность

$$s_{\text{rel}} = \frac{\text{Абсолютная чувствительность}}{\text{Опорное значение}} = \frac{s}{s_0} \quad (10.2.1.3)$$

Опорное значение может быть равно максимальному значению (индекс «тах» или P), значению при заданной температуре (например, индекс 25) или при определенном угле (например, индекс 0).

$s(\lambda)_{\text{rel}}$ — относительная спектральная чувствительность

$$s(\lambda)_{\text{rel}} = \frac{s(\lambda)_{\text{rel}}}{s(\lambda_P)} \quad (10.2.1.4)$$

$s(\alpha)_{\text{rel}}$ — относительная угловая зависимость чувствительности

$$s(\alpha)_{\text{rel}} = \frac{s(\alpha)}{s(\alpha_0)} \quad (10.2.1.5)$$

Если входная величина зависит от длины волны, то выходная величина Y вычисляется по формуле

$$Y = s(\lambda_P) \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda)_{\text{rel}} \frac{dX(\lambda)}{d\lambda} \cdot d\lambda \quad (10.2.1.6)$$

10.2.2. Световые величины

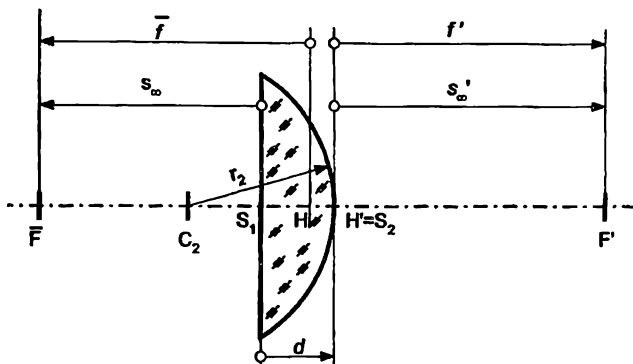
При расчете световых величин используются подстановки:

$$s(\lambda_P) = K_m \text{ и } s(\lambda)_{\text{rel}} = V(\lambda).$$

11. Приближенные формулы для расчета оптических параметров линз

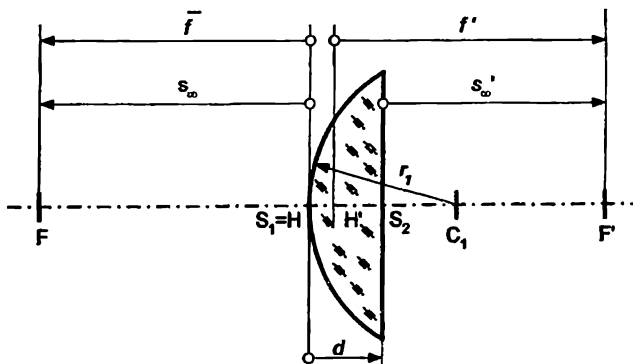
Глобо-выпуклая линза

$$\begin{aligned}
 n_L &= 1,5 \\
 r &= |r_2| \\
 f' &= 2r \\
 \bar{f} &= -2r \\
 s'_\infty &= s'_F = 2r \\
 s_\infty &= s_F = -2r + 2d/3 \\
 S_2H' &= 0 \\
 S_1H &= 2d/3
 \end{aligned}$$



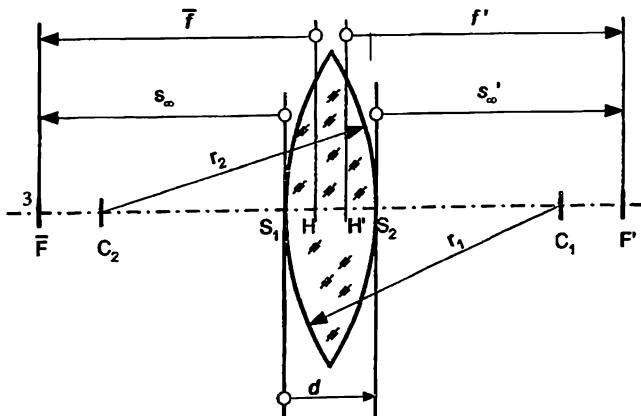
Выпукло-плоская линза

$$\begin{aligned}
 n_L &= 1,5 \\
 r &= |r_1| \\
 f' &= 2r \\
 \bar{f} &= -2r \\
 s_\infty &= s_F = +2r - 2d/3 \\
 s'_\infty &= s'_F = -2r \\
 S_2H' &= 2d/3 \\
 S_1H &= 0
 \end{aligned}$$



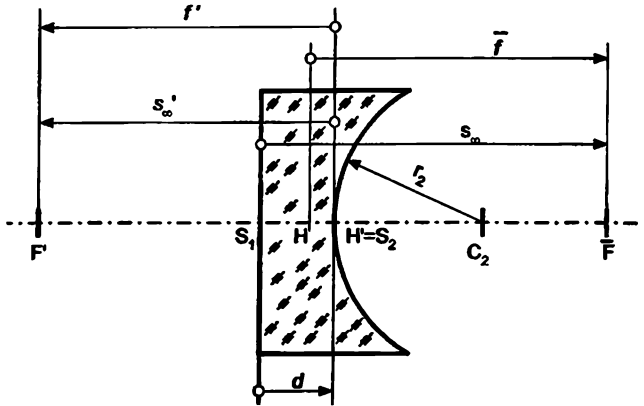
Симметричная двояковыпуклая линза

$$\begin{aligned}
 n_L &= 1,5 \\
 r &= |r_1| = |r_2| \\
 d &\ll |6r| \\
 f' &= r \\
 \bar{f} &= -r \\
 s'_\infty &= s'_F = r - d/3 \\
 s_\infty &= s_F = -r + d/3 \\
 S_2H' &= -d/3 \\
 S_1H &= d/3
 \end{aligned}$$



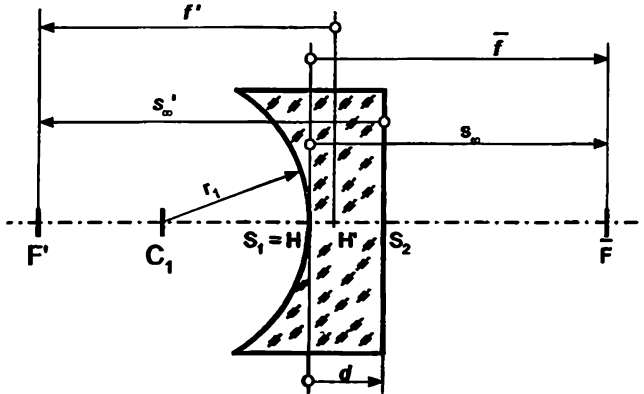
Плоско-вогнутая линза

$$\begin{aligned}
 n_L &= 1,5 \\
 r &= |r_2| \\
 f' &= -2r \\
 \bar{f} &= 2r \\
 s'_\infty &= s'_F = -2r \\
 s_\infty &= s_F = 2r + 2d/3 \\
 S_2H' &= 0 \\
 S_1H &= 2d/3
 \end{aligned}$$



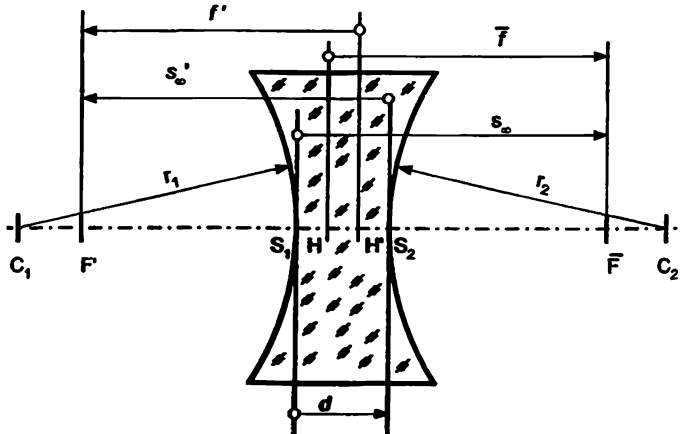
Вогнуто-плоская линза

$$\begin{aligned}
 n_L &= 1,5 \\
 r &= |r_1| \\
 f' &= -2r \\
 \bar{f} &= 2r \\
 s'_\infty &= s'_F = 2r - 2d/3 \\
 s_\infty &= s_F = 2r \\
 S_2H' &= -2d/3 \\
 S_1H &= 0
 \end{aligned}$$



Симметричная двояковогнутая линза

$$\begin{aligned}
 n_L &= 1,5 \\
 r &= |r_1| = |r_2| \\
 d &\ll |6r| \\
 f' &= -r \\
 \bar{f} &= r \\
 s'_\infty &= s'_F = -r - d/3 \\
 s_\infty &= s_F = r + d/3 \\
 S_2H' &= -d/3 \\
 S_1H &= d/3
 \end{aligned}$$

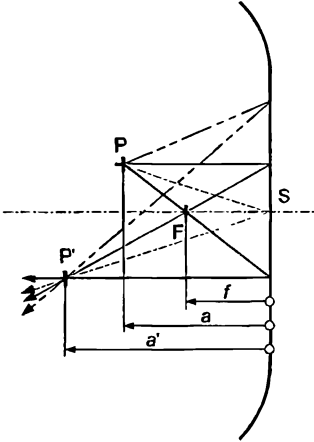


12. Графическое построение изображения

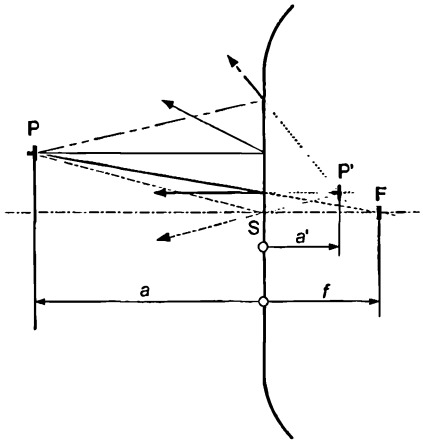
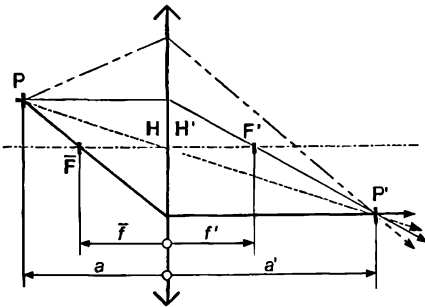
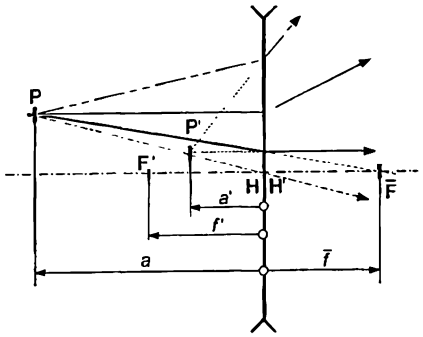
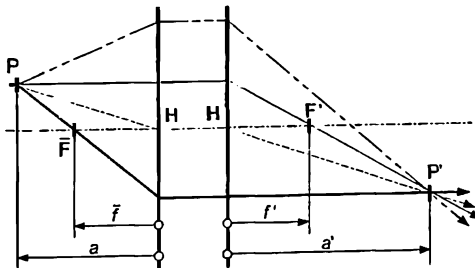
Следующие примеры показывают графическое построение изображения в различных оптических системах.

- Луч, который в пространстве предметов идет параллельно оптической оси
- Луч, который в пространстве предметов проходит через переднюю фокальную точку
- Луч, который проходит через главные точки
- - - - - Произвольный луч

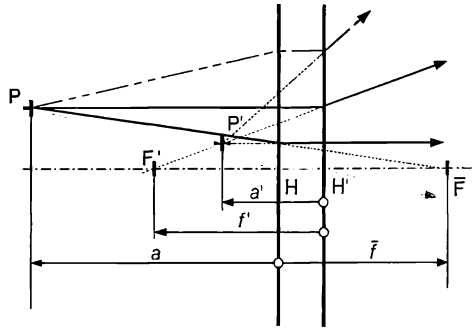
Вогнутое зеркало, собирающее зеркало



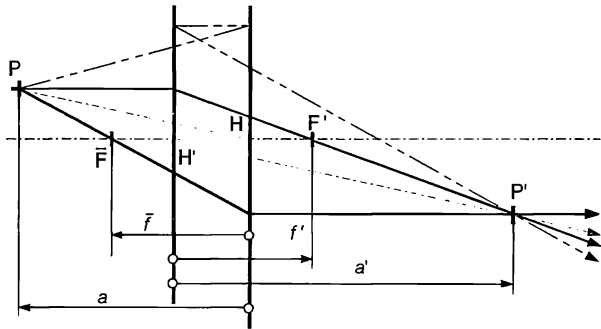
Выпуклое зеркало, рассеивающее зеркало

Тонкая положительная линза,
тонкая собирающая линзаТонкая отрицательная линза,
тонкая рассеивающая линзаПоложительная система, собирающая система с $HH' > 0$ 

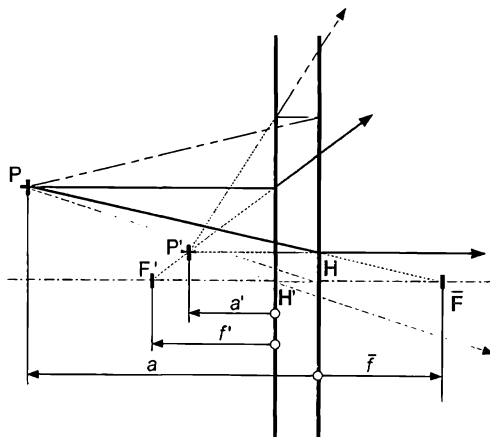
Отрицательная система, рассеивающая система с $HH' > 0$



Положительная система, собирающая система с $HH' < 0$



Отрицательная система, рассеивающая система с $HH' < 0$



ДОПОЛНЕНИЕ 1

ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧЕЙ НА ЭВМ. ТОЧЕЧНАЯ ДИАГРАММА

Д1.1. Формулы для расчета хода лучей на ЭВМ

Траектория луча в однородной и изотропной среде представляет собой прямую линию (см. разд. 1.3). Следовательно, луч может быть задана точкой, через которую он проходит, и вектором $\vec{e} = (e_x, e_y, e_z)$. Длина вектора \vec{e} обычно принимается равной единице: $e_x^2 + e_y^2 + e_z^2 = 1$. Тогда координаты вектора \vec{e} равны косинусам углов $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$, которые вектор \vec{e} образует с осями координат OX, OY, OZ (рис. Д1.1). Поэтому вектор \vec{e} называют вектором направляющих косинусов луча¹.

Пусть луч задан вектором \vec{e} и точкой Q . При этом в декартовой системе координат $OXYZ$ (рис. Д1.2) точке Q соответствуют координаты x_Q, y_Q, z_Q . Выберем на данном луче точку P . Рассмотрим векторы $\overline{OQ}, \overline{OP}$ и \overline{QP} . Так как точка O является началом координат, то $\overline{OQ} = (x_Q, y_Q, z_Q), \overline{OP} = (x_P, y_P, z_P)$, где x_P, y_P, z_P — координаты точки P . Так как векторы \overline{QP} и \vec{e} коллинеарны, то $\overline{QP} = l \cdot \vec{e}$, где $l = \pm |QP|$. Очевидно, что $\overline{OP} = \overline{OQ} + \overline{QP}$. Следовательно, координаты точки P равны:

$$x_P = x_Q + l \cdot e_x; \quad y_P = y_Q + l \cdot e_y; \quad z_P = z_Q + l \cdot e_z \quad (\text{Д1.1})$$

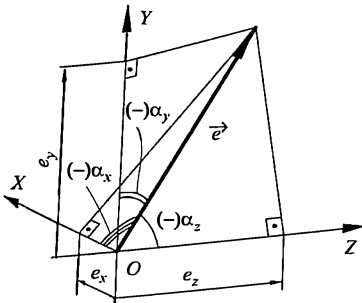


Рис. Д1.1. Вектор направляющих косинусов луча: $e_x = \cos \alpha_x, e_y = \cos \alpha_y, e_z = \cos \alpha_z$.

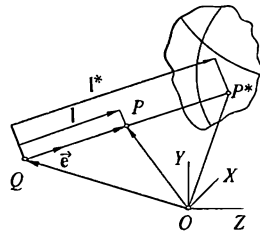


Рис. Д1.2. К определению траектории луча в однородной среде.

¹ Иногда используют и другие нормировки вектора, задающего направление луча. Например, длину этого вектора принимают равной показателю преломления среды, а сам вектор при этом называют вектором оптических направляющих косинусов луча.

² Если луч проходит сначала точку Q , а затем точку P , то $l > 0$. Если луч проходит сначала точку P , а затем точку Q , то $l < 0$.

Так как точка P может занимать произвольное положение на луче, то система уравнений (Д1.1) описывает траекторию луча в однородной среде.

Пусть преломляющую (или отражающую) поверхность луч пересекает в точке P^* с координатами x^*, y^*, z^* (рис. Д1.2). Тогда координаты точки P^* должны удовлетворять условию $\Psi(x^*, y^*, z^*) = 0$, где $\Psi(x, y, z) = 0$ — уравнение поверхности в системе координат $OXYZ$. Используя формулы (Д1.1), выразим координаты точки P^* через координаты точки Q и вектор направляющих косинусов луча \vec{e} . В результате получим уравнение для определения координат точки пересечения луча с поверхностью

$$\Psi(x_Q + l'e_x, y_Q + l'e_y, z_Q + l'e_z) = 0, \quad (Д1.2)$$

где неизвестной величиной является l' , которая равна длине (с учетом оптического правила знаков) отрезка QP^* .

Рассмотрим сферическую поверхность (рис. Д1.3), вершина которой находится в начале координат (точка O), а центр — в точке C с координатами $x_C = 0, y_C = 0, z_C = r$, где r — радиус сферы. Координаты всех точек данной сферы удовлетворяют уравнению

$$x^2 + y^2 + (z - r)^2 = r^2.$$

Тогда при

$$\Psi(x, y, z) = z - \frac{1}{2r}(x^2 + y^2 + z^2). \quad (Д1.3)$$

уравнение $\Psi(x, y, z) = 0$ описывает сферическую поверхность. В результате подстановки функции (Д1.3) в формулу (Д1.2) получается квадратное уравнение. Решение этого квадратного уравнения имеет вид [Д1.1]—[Д1.3]:

$$l' = a_I + \frac{a_{II}}{e_z \pm \sqrt{e_z^2 - c \cdot a_{II}}}, \quad (Д1.4)$$

где $c = 1/r$ — кривизна сферы,

$$a_I = -z_Q \cdot e_z - y_Q \cdot e_y - x_Q \cdot e_x,$$

$$a_{II} = c \cdot (z_Q^2 + x_Q^2 + y_Q^2 - a_I^2) - 2a_I \cdot e_z - 2z_Q.$$

Два корня квадратного уравнения соответствует двум точкам пересечения луча со сферической поверхностью. Если $e_z > 0$, то ближайшей к плоскости OXY точке пересечения луча со сферой соответствует знак «+». Именно эта точка представляет интерес при расчете лучей. Если подкоренное выражение в формуле (Д1.4) меньше нуля, то луч не пересекает сферу. При $e_z^2 = c \cdot a_{II}$ луч касается сферы. Координаты точки пересечения луча с плоскостью OXY могут быть найдены при подстановке в формулу (Д1.4) $c = 0$.

К решению квадратного уравнения сводятся также задачи нахождения точки пересечения луча с поверхностями второго порядка (эллипсоида, гиперболоида и т. д.). В других случаях (например, когда поверхность описывается выражением (2.72) при ненулевых коэффициентах K_x, K_y, K_z) для решения уравнения (Д1.2) приходится использовать численные методы [Д1.3].

Пусть луч падает на поверхность, которая разделяет среды с показателями преломления n и n' . Прямая g является нормалью в точке P^* падения луча на поверхность. Направление луча до и после преломления на поверхности задается вектора-

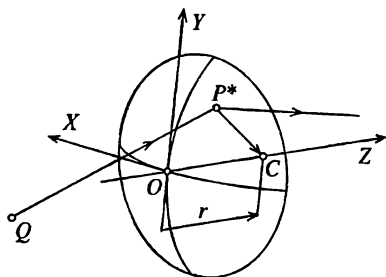


Рис. Д1.3. К определению точки пересечения луча со сферической поверхностью.

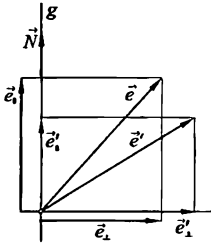


Рис. Д1.4. К определению координат вектора направляющих косинусов преломленного луча. Плоскость рисунка совпадает с плоскостью падения.

ми \vec{e} и \vec{e}' (рис. Д1.4), длина каждого из этих векторов равна 1. Введем вектор $\vec{N} = (N_x, N_y, N_z)$, который: (I) параллелен прямой g ; (II) имеет единичную длину ($N_x^2 + N_y^2 + N_z^2 = 1$); (III) направлен из среды с показателем преломления n в среду с показателем преломления n' , т. е. абсолютная величина угла между векторами \vec{N} и \vec{e} меньше 90° .

В соответствии с законом преломления: (I) векторы \vec{e} , \vec{e}' , \vec{N} лежат в одной плоскости; (II) $n \sin \angle(\vec{e}, \vec{N}) = n' \sin \angle(\vec{e}', \vec{N})$. Представим векторы \vec{e} и \vec{e}' в виде:

$$\vec{e} = \vec{e}_\perp + \vec{e}_\parallel; \quad \vec{e}' = \vec{e}'_\perp + \vec{e}'_\parallel, \quad (\text{Д1.5})$$

где индексы \perp и \parallel указывают на то, что данный вектор перпендикулярен или параллелен вектору \vec{N} . Очевидно, что векторы \vec{e}_\perp , \vec{e}'_\perp , \vec{e}_\parallel , \vec{e}'_\parallel лежат в плоскости падения. Так как векторы \vec{e} , \vec{e}' , \vec{N} имеют единичную длину, то

$$|\vec{e}_\perp| = \sin \angle(\vec{e}, \vec{N}), \quad \vec{e}_\parallel = \cos \angle(\vec{e}, \vec{N}) \vec{N} = [\vec{N} \cdot \vec{e}] \vec{N},$$

$$|\vec{e}'_\perp| = \sin \angle(\vec{e}', \vec{N}), \quad \vec{e}'_\parallel = \cos \angle(\vec{e}', \vec{N}) \vec{N} = [\vec{N} \cdot \vec{e}'] \vec{N},$$

где $[\vec{a} \cdot \vec{b}]$ — скалярное произведение векторов $\vec{a} \cdot \vec{b}$. Векторы \vec{e}_\perp и \vec{e}'_\perp параллельны, так как они лежат в одной плоскости и оба перпендикулярны вектору \vec{N} ; модули этих векторов равны синусам углов падения и преломления. Тогда в соответствии с законом преломления: $n \vec{e}_\perp = n' \vec{e}'_\perp$. Так как $\vec{e}_\perp = \vec{e} - \vec{e}_\parallel = \vec{e} - [\vec{N} \cdot \vec{e}] \vec{N}$ и $\vec{e}'_\perp = \vec{e}' - [\vec{N} \cdot \vec{e}'] \vec{N}$, то $n' \vec{e}' = n \vec{e} + ([\vec{N} \cdot \vec{e}'] n' - [\vec{N} \cdot \vec{e}] n) \vec{N}$.

Скалярное произведение векторов \vec{N} и \vec{e}' равно:

$$[\vec{N} \cdot \vec{e}']^2 = \cos^2 \angle(\vec{e}', \vec{N}) = 1 - \sin^2 \angle(\vec{e}', \vec{N}) = 1 - (n/n')^2 \left(1 - [\vec{N} \cdot \vec{e}]^2\right).$$

Так как $\angle(\vec{e}, \vec{N}) < 90^\circ$, то $\angle(\vec{e}', \vec{N}) < 90^\circ$ и $[\vec{N} \cdot \vec{e}] > 0$. Следовательно:

$$n' e'_x = n e_x + N_x u; \quad n' e'_y = n e_y + N_y u; \quad n' e'_z = n e_z + N_z u, \quad (\text{Д1.6})$$

где $u = n' \sqrt{1 - (n/n')^2 (1 - [\vec{N} \cdot \vec{e}]^2)} - n [\vec{N} \cdot \vec{e}]$. Отрицательное значение подкоренного выражения соответствует случаю полного внутреннего отражения луча от поверхности.

Из формул (Д1.6) следует, что векторы \vec{e} , \vec{e}' , \vec{N} удовлетворяют равенству

$$n[\vec{e} \times \vec{N}] = n'[\vec{e}' \times \vec{N}], \quad (\text{Д1.7})$$

где запись вида $[\vec{a} \times \vec{b}]$ означает векторное произведение векторов \vec{a} и \vec{b} .

Для расчета координат вектора направляющих косинусов отраженного от поверхности луча также используются формулы (Д1.6) при подстановке в них $n' = -n$:

$$e'_x = -e_x + 2[\vec{N} \cdot \vec{e}]N_x, \quad e'_y = -e_y + 2[\vec{N} \cdot \vec{e}]N_y, \quad e'_z = -e_z + 2[\vec{N} \cdot \vec{e}]N_z. \quad (\text{Д1.8})$$

Из элементарной геометрии известно, что нормалью в точке P^* пересечения луча со сферической поверхностью является прямая P^*C (рис. Д1.3). Следовательно, $\vec{N} = (1/r)\vec{P^*C} = c\vec{P^*C}$. Координаты вектора \vec{N} равны: $N_x = -c \cdot x^*$, $N_y = -c \cdot y^*$, $N_z = 1 - c \cdot z^*$. В более общем случае, когда поверхность $\Psi(x, y, z) = 0$ не является сферической или плоской, координаты вектора \vec{N} могут быть вычислены по формулам дифференциальной геометрии:

$$N_x = \Psi_x / \nu, \quad N_y = \Psi_y / \nu, \quad N_z = \Psi_z / \nu,$$

где $\nu = \pm \sqrt{\Psi_x^2 + \Psi_y^2 + \Psi_z^2}$, знак перед корнем выбирается из условия $|\vec{e} \cdot \vec{N}| > 0$,

$$\Psi_x = \left. \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right|_{x=x^*, y=y^*, z=z^*} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Psi(x^* + \Delta x, y^*, z^*)}{\Delta x},$$

значения Ψ_y , Ψ_z вычисляются аналогично.

Обычно каждая поверхность χ оптической системы описывается в собственной декартовой системе координат $O_x X_x Y_x Z_x$. Поэтому при расчете хода луча через оптическую систему необходимо переходить от описания параметров луча в декартовой системе координат $O_x X_x Y_x Z_x$ к описанию параметров того же луча в декартовой системе координат $O_{x+1} X_{x+1} Y_{x+1} Z_{x+1}$. В наиболее распространенном случае вращательно-симметричной (центрированной) оптической системы оси всех систем координат $O_x X_x Y_x Z_x$ ($\chi = 1, 2, \dots, k, k+1$; поверхности $k+1$ соответствует поверхность анализа изображения) попарно параллельны, кроме того, оси $O_x X_x$ совпадают с оптической осью системы (рис. Д1.5). Тогда: $x_{x+1} = x_x$, $y_{x+1} = y_x$, $z_{x+1} = z_x - O_x O_{x+1}$, где x_{x+1} , y_{x+1} , z_{x+1} — абсцисса, ордината и аппликата точки в системе координат $O_{x+1} X_{x+1} Y_{x+1} Z_{x+1}$; x_x , y_x , z_x — абсцисса, ордината и аппликата точки в системе координат $O_x X_x Y_x Z_x$; $O_x O_{x+1}$ — расстояние (с учетом оптического правила знаков) между точками O_x и O_{x+1} . Так как обычно точка O_x совпадает с вершиной поверхности χ , то $O_x O_{x+1} = d_{x+1}$. Координаты вектора \vec{e} в системах координат $O_{x+1} X_{x+1} Y_{x+1} Z_{x+1}$ и

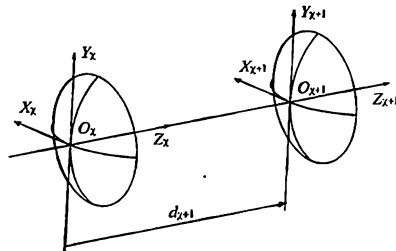


Рис. Д1.5. Взаимное положение систем координат $O_x X_x Y_x Z_x$ и $O_{x+1} X_{x+1} Y_{x+1} Z_{x+1}$ во вращательно-симметричной оптической системе.

$O_x X_x Y_x Z_x$ остаются неизменными. Более сложный случай пересчета параметров луча из одной системы координат в другую (например, когда оси систем координат не параллельны друг другу) рассмотрен в [Д1.3].

Перед началом расчета хода луча через оптическую систему необходимо указать в системе координат $O_1 X_1 Y_1 Z_1$ (в этой системе координат описывается первая поверхность) координаты исходной точки и направляющие косинусы луча в пространстве предметов. Если $x_{\text{вх. люк}}, y_{\text{вх. люк}}, z_{\text{вх. люк}}$ — координаты точки пересечения луча с поверхностью предмета (входным люком), а $x_{\text{вх. зр.}}, y_{\text{вх. зр.}}, z_{\text{вх. зр.}}$ — координаты точки пересечения луча со входным зрачком (см. раздел. 3.2), то координаты вектора направляющих косинусов луча в пространстве предметов равны $e_x = (x_{\text{вх. люк}} - x_{\text{вх. зр.}})/l$, $e_y = (y_{\text{вх. люк}} - y_{\text{вх. зр.}})/l$, $e_z = (z_{\text{вх. люк}} - z_{\text{вх. зр.}})/l$, где $l^2 = (x_{\text{вх. люк}} - x_{\text{вх. зр.}})^2 + (y_{\text{вх. люк}} - y_{\text{вх. зр.}})^2 + (z_{\text{вх. люк}} - z_{\text{вх. зр.}})^2$. Знак l выбирается в зависимости от порядка прохождения лучом поверхности предмета и входного зрачка. В качестве координат исходной точки можно взять координаты точки пересечения луча с поверхностью предмета или координаты точки пересечения луча с входным зрачком.

Если предметная плоскость находится на значительном удалении от оптической системы, то координаты точки предмета могут быть заданы в угловой мере: w_x, w_y . При этом: $x_{\text{вх. люк}} = -z_{\text{вх. люк}} \operatorname{tg} w_x$, $y_{\text{вх. люк}} = -z_{\text{вх. люк}} \operatorname{tg} w_y$. В предельном случае $z_{\text{вх. люк}} \rightarrow \infty$ направляющие косинусы луча вычисляются по формулам: $e_x = -\operatorname{tg} w_x / \xi$, $e_y = -\operatorname{tg} w_y / \xi$, $e_z = 1/\xi$, где $\xi = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 w_x + \operatorname{tg}^2 w_y}$. Очевидно, что при $z_{\text{вх. люк}} \rightarrow \infty$ в качестве координат исходной точки следует взять координаты точки пересечения луча с входным зрачком.

Несколько иной способ задания координат исходной точки и направляющих косинусов луча в пространстве предметов описан в [Д1.3].

Пример

На рис. Д1.7 показана выпукло-плоско линза из стекла К8 (ГОСТ 3514—94, $n_e = 1,518294$, $v_e = 63,86$). Плоскость анализа изображения находится на расстоянии 30,6 мм от второй поверхности линзы. Требуется рассчитать ход луча, который исходит из бесконечно удаленной предметной точки с угловыми координатами $w_x = 0$, $w_y = -7^\circ$; входной зрачок этот луч пересекает в точке ($x_{\text{вх. зр.}} = 3$, $y_{\text{вх. зр.}} = 4$).

Решение:

Направляющие косинусы луча в пространстве предметов:

$$e_x = 0, e_y = -\sin(-7^\circ) = 0,1218693435, e_z = \cos(-7^\circ) = 0,9925461516.$$

Координаты точки пересечения луча с первой поверхностью:

$$x' = 3, y' = 4,355188995, z' = 0,892782218.$$

Направляющие косинусы луча после преломления на первой поверхности:

$$e_x = -0,05323646958, e_y = 0,002982326941, e_z = 0,9985774804.$$

Координаты точки пересечения луча со второй поверхностью:

$$x'' = 2,840361153, y'' = 4,364132023, z'' = -0,112808890.$$

Направляющие косинусы луча после преломления на второй поверхности:

$$e_x = -0,09313866852, e_y = -0,1438599298, e_z = 0,9955492111.$$

Координаты точки пересечения луча с поверхностью анализа изображения:

$$x^* = -0,032977598, y^* = 3,920322467.$$

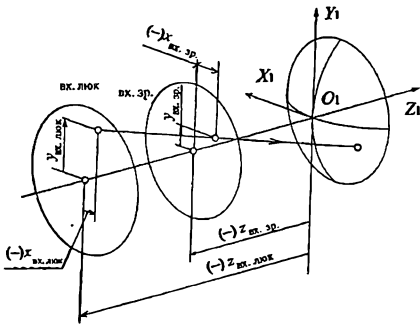
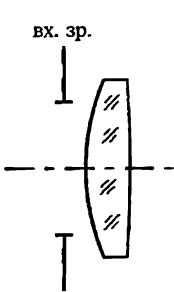


Рис. Д1.6. К определению координат вектора направляющих косинусов луча в пространстве предметов.



$r_1 = 20,14$
 $r_2 = -120,23$

Воздух
 $d = 4$ Стекло К8 (ГОСТ 3514-94)

$f' = 33,6099$ $s'_{(f')} = 31,3312$

Воздух

Входной зрачок диаметром 12 мм находится на расстоянии $z_{вх. зр.} = -2$ мм от вершины первой поверхности линзы

Рис. Д1.7. Эскиз и конструктивные параметры линзы.

Д1.2. Точечная диаграмма

Весьма наглядное представление о коррекции aberrаций в оптической системе дает точечная диаграмма. На этой диаграмме в определенном масштабе отмечены точки пересечения с поверхностью анализа изображения лучей, которые исходят из единой точки предмета и проходят через центры равновеликих ячеек входного зрачка. В наиболее распространенном случае круглого входного зрачка полярные координаты (ρ, φ) центров равновеликих ячеек входного зрачка вычисляются по формулам [Д1.3]:

$$\varphi_k = \frac{\pi(2k-1)}{N_\varphi}; \quad \rho_m = \frac{D_{вх. зр.}}{2} \sqrt{\frac{2m-1}{2N_\rho}} \quad (Д1.9)$$

На рис. Д1.8 показаны границы и центры ячеек входного зрачка для $N_\varphi = 15$ и $N_\rho = 15$. На рис. Д1.9 показаны точечная диаграмма, соответствующая оптической системе, в которой исправлены все aberrации, кроме комы третьего порядка (см. разд. 2.5.4).

Очень часто для одного и того же пучка лучей строится несколько точечных диаграмм, соответствующих различным смещениям плоскости анализа изображения вдоль оптической оси (рис. Д1.10).

Диаграммы на рисунках Д1.10 рассчитаны для случая, когда пучок параллельных оптической оси лучей падает на линзу, показанную на рис. Д1.7. При этом лучи пересекают входной зрачок согласно рис. Д1.8. Дополнительно на рис. Д1.11 для этой же линзы показан график продольной сферической aberrации.

На точечных диаграммах, которые показаны на рис. Д1.9, Д1.10, отмечены только точки пересечения с плоскостью анализа изображения лучей, соответствующих толь-

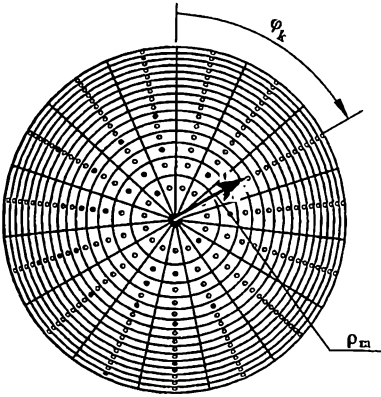


Рис. Д1.8. Границы и центры ячеек входного зрачка.



Рис. Д1.9. Точечная диаграмма для случая, когда в оптической системе исправлены все aberrации, кроме комы третьего порядка.

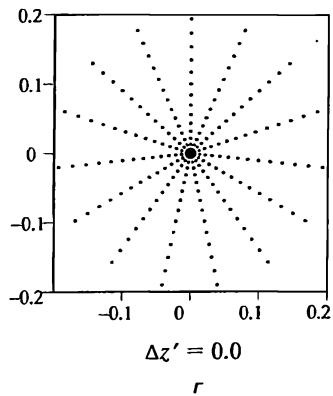
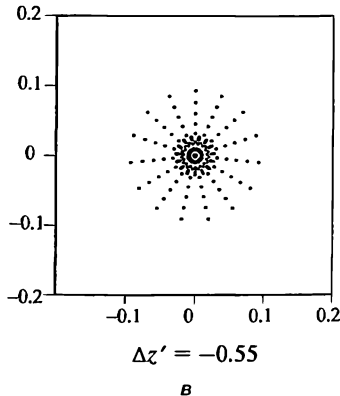
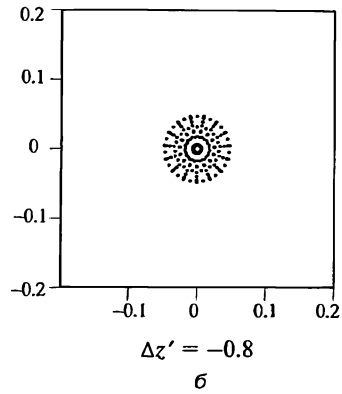
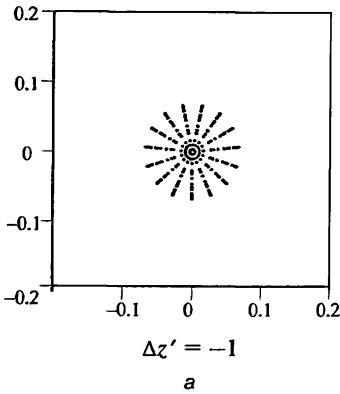


Рис. Д1.10. Точечные диаграммы при различных смещениях плоскости анализа изображения от задней фокальной плоскости. $\Delta z'$ — расстояние от задней фокальной плоскости до плоскости анализа изображения.

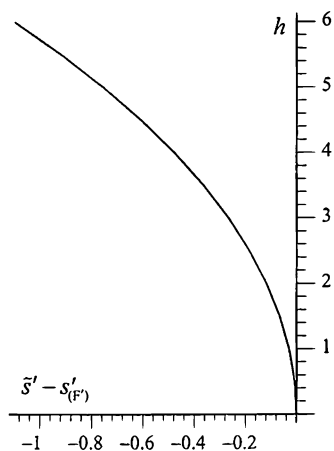


Рис. Д1.11. Продольная сферическая aberrация линзы, показанной на рис. Д1.7.

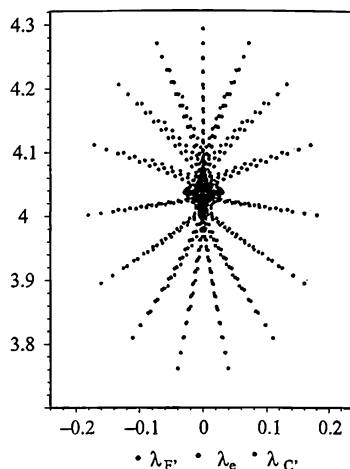


Рис. Д1.12. Точечная диаграмма. Точки пересечения лучей, соответствующих длинам волн λ_F , λ_e , λ_C , отмечены синим, черным и красным цветом.

ко одной длине волны. Поэтому эти точечные диаграммы дают представление только о монохроматических aberrациях оптической системы. Для того чтобы получить представление о хроматических aberrациях, на точечной диаграмме различными цветами и/или символами показываются точки пресечения с плоскостью анализа изображения лучей, соответствующих различным длинам волн.

В качестве примера на рис. Д1.12 показана точечная диаграмма для пучка лучей, падающих на линзу (см. рис. Д1.7) из бесконечно удаленной точки предмета с угловыми координатами $w_x = 0$, $w_y = -7^\circ$. Лучи пересекают входной зрачок согласно рис. Д1.8. Плоскость анализа изображения находится на расстоянии 30,6 мм от второй поверхности линзы.

Список литературы к дополнению 1

Д1.1. Optical calculations with automatic computing machinery. JOSA, Vol. 41. Issue 9 Page 630—635 (September 1951) Donald P. Feder

Д1.2. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. — Л.: Машиностроение, 1969. — 670 с.

Д1.3. Родионов С. А. Автоматизация проектирования оптических систем. — Л.: Машиностроение, 1982. — 270 с.

ДОПОЛНЕНИЕ 2

СТРУКТУРА ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Д2.1. Монохроматическая функция рассеяния точки

Выберем в предметной плоскости ячейку A . Будем считать, что от этой ячейки на оптическую систему падает монохроматическое излучение. Во всех точках ячейки (энергетическая) яркость равна одной и той же величине L_A . Расчет освещенности, которую формирует ячейка A в плоскости анализа изображения (ПАИ), был рассмотрен в разд. 4.2 в параксиальном приближении. При этом считалось, что ячейке с центром в точке A соответствует резко ограниченный участок ПАИ (параксиальное изображение ячейки A) с равномерной освещенностью. Однако в реальности (т. е. с учетом aberrаций, дифракционных явлений и т. д.) поток излучения от ячейки A распределен по ПАИ по более сложному закону.

Пусть в предметной плоскости оптической системы задана система координат OXY , а в плоскости анализа изображения (ПАИ) — система координат $O'X'Y'$ (рис. Д2.1). Для оценки влияния aberrаций на характер изменения освещенности по ПАИ разобьем входной зрачок на ячейки P_k ($k = 1, 2, 3, \dots, \mu$). Поток излучения, который исходит от ячейки A и проходит через ячейку P_k входного зрачка, равен: $\Delta\Phi_{A,k} = S(A) \cdot L_A \cdot \vartheta_{A,k} \cdot \Delta\Omega_{A,k}$, где $S(A)$ — площадь ячейки A , $\Delta\Omega_{A,k}$ — телесный угол, ограниченный боковой поверхностью конуса (вершина этого конуса находится в центре ячейки A , основание конуса — ячейка P_k), $\vartheta_{A,k}$ — коэффициент, учитывающий пространственное распределение (например, по закону Ламберта) потока излучения, исходящего от ячейки A . Поток излучения, прошедший через оптическую систему, равен

$$\Delta\Phi'_{A,k} = \tau_{A,k} \Delta\Phi_{A,k} = \tau_{A,k} \cdot S(A) \cdot L_A \cdot \vartheta_{A,k} \cdot \Delta\Phi_{A,k}, \quad (\text{Д2.1})$$

$\tau_{A,k}$ — коэффициент пропускания оптической системы для потока излучения, идущего через ячейки A и P_k . Тогда на ПАИ от ячейки A падает поток излучения

$\Phi'_A = \sum_{k=1}^{\mu} \Delta\Phi'_{A,k}$. Поток излучения Φ'_A представим в виде

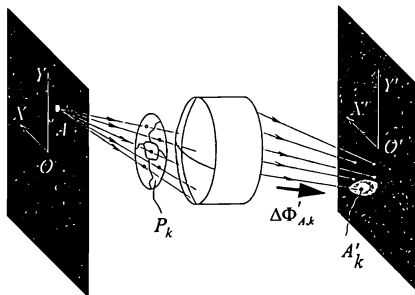


Рис. Д2.1. К оценке влияния aberrаций на освещенность в ПАИ.

$$\Phi'_A = \mathbb{S}(A) \cdot L_A \cdot \Omega_A^{\text{экв}}, \quad (\text{Д2.2})$$

где

$$\Omega_A^{\text{экв}} = \sum_{k=1}^{\mu} \vartheta_{A,k} \cdot \Delta\Omega_{A,k} \cdot \tau_{A,k} \quad (\text{Д2.3})$$

— эквивалентный телесный угол для ячейки A .

Пусть из центра ячейки A исходят μ лучей, каждый из которых проходит через центр соответствующей ему ячейки входного зрачка P_k . После прохождения оптической системы эти лучи пересекают ПАИ в точках $A'_1, A'_2, \dots, A'_\mu$. Очевидно, что поток излучения $\Delta\Phi'_{A,k}$ распределяется по ПАИ в окрестностях точки A'_k . Освещенность, создаваемая потоком $\Delta\Phi'_{A,k}$ на ПАИ в окрестности точки A'_k , существенно зависит от формы и размеров ячейки A . Но положение точки A'_k не зависит от размеров излучающей ячейки A , а определяется аберрациями оптической системы.

Из этого следует, что характер распределения потока излучения $\Phi'_A = \sum_{k=1}^{\mu} \Delta\Phi'_{A,k}$ по

ПАИ зависит от аберраций оптической системы.

Очевидно, что влияние геометрии ячейки A на значения освещенности в точках ПАИ тем меньше, чем меньше размеры ячейки A . Если уменьшать линейные размеры ячейки A , одновременно увеличивая ее яркость таким образом, чтобы поток излучения Φ'_A оставался неизменным, то в точке ПАИ с координатами (x', y') освещенность будет стремиться к некоторому предельному значению $E^{(i)}(x', y', A, \Phi'_A)$. Так как в предельном случае излучающая ячейка стягивается в точку, то функция $E^{(i)}(x', y', A, \Phi'_A)$ носит название монохроматической функции рассеяния точки (МФРТ). Необходимо отметить, что из-за хроматических аберраций и других эффектов МФРТ для различных длин волн могут существенно отличаться друг от друга.

Далее под элементарной ячейкой A понимается малый участок предметной плоскости с центром в точке A , яркость во всех точках которого постоянна и равна L_A . Линейные размеры такого участка предметной плоскости настолько малы, что освещенность в ПАИ, создаваемая потоком излучения от элементарной ячейки A , соответствует МФРТ для точки A при потоке излучения $\Phi'_A = \mathbb{S}(A) \cdot L_A \cdot \Omega_A^{\text{экв}}$, т. е. освещенность в ПАИ описывается функцией $E^{(i)}(x', y', A, \mathbb{S}(A) \cdot L_A \cdot \Omega_A^{\text{экв}})$.

При компьютерном расчете МФРТ в приближении геометрической оптики (т. е. без учета дифракционных явлений) число ячеек μ , на которые разбивается входной зрачок, обычно составляет от нескольких сотен до нескольких тысяч. В результате расчета лучей через оптическую систему определяются координаты точек A'_k . Одновременно с этим для каждой ячейки входного зрачка P_k вычисляются значения $\Delta\Omega_{A,k}$, $\vartheta_{A,k}$, $\tau_{A,k}$ и по формуле (Д2.3) находится эквивалентный телесный угол $\Omega_A^{\text{экв}}$. Так как $\mathbb{S}(A) \cdot L_A = \Phi'_A / \Omega_A^{\text{экв}}$ [см. формулу (Д2.2)], то, согласно формуле (Д2.1), $\Delta\Phi'_{A,k} = \tau_{A,k} \cdot \vartheta_{A,k} \cdot \Phi'_A \cdot \Delta\Omega_{A,k} / \Omega_A^{\text{экв}}$. ПАИ разбивается на одинаковые квадраты, стороны которых параллельны осям координат $O'X'$ и $O'Y'$. Так как линейные размеры элементарной ячейки A бесконечно малы, а входной зрачок разделен на большое число ячеек P_k ($\Delta\Omega_{A,k} \rightarrow 0$), то можно считать, что поток излучения $\Delta\Phi'_{A,k}$

¹ В предельном случае при $\mu \rightarrow \infty$, $\Delta\Omega_k \rightarrow 0$ эквивалентный телесный угол рассчитывается по формуле $\Omega_A^{\text{экв}} = \iint \vartheta_A \tau_A d\Omega$, где интегрирование ведется по всей поверхности (на это указывает знак двойного интеграла) входного зрачка.

полностью попадает в тот квадрат ПАИ, в котором находится точка A'_k . Тогда среднее значение освещенности в квадрате равно $\sum \Delta\Phi_{A,k} / S_{\text{кв}}$, где $S_{\text{кв}}$ — площадь квадрата, а суммирование ведется по всем тем ячейкам P_k , из которых лучи попадают в данный квадрат. Значение МФРТ в центре квадрата принимается (с некоторым приближением) равным значению средней освещенности в данном квадрате.

В большинстве случаев коэффициенты пропускания $\tau_{A,k}$ всех ячеек зрочка можно принять равными. В оптической системе с малой передней апертурой значения коэффициента $\vartheta_{A,k}$ для всех ячеек P_k входного зрочка можно считать одинаковыми. А если в оптической системе с малой передней апертурой входной зрочок разбит на ячейки равной площади (например, как на рис. Д1.8), то значения телесных углов $\Delta\Omega_{A,k}$ примерно равны. При выполнении всех этих условий среднее значение освещенности в квадрате на ПАИ прямо пропорционально числу попавших в этот квадрат лучей, что позволяет использовать для качественной оценки МФРТ точечную диаграмму (разд. Д.1).

До этого места МФРТ изучалась только в приближении геометрической оптики, однако дифракционные явления могут оказать существенное влияние на характер изменения освещенности в изображении элементарной ячейки. Например, безабберационный объектив с круглым входным зрочком отображает элементарную ячейку в виде дифракционной картины, показанной на рис. 6.3, а. При этом функция, которая описывает освещенность в точках дифракционной картины, является МФРТ данного безабберационного объектива. Методы расчета МФРТ с одновременным учетом аббераций и дифракционных явлений описаны в работах [Д2.1]—[Д2.3].

Существует принципиальное отличие между МФРТ, рассчитанной в приближении геометрической оптики, и МФРТ, рассчитанной с учетом дифракционных явлений. В приближении геометрической оптики МФРТ отлична от нуля только на ограниченном участке ПАИ. Однако вследствие дифракционных эффектов МФРТ не имеет резких границ (например, дифракционная картина, описанная в разд. 6.1.2). Тем не менее во всех практически важных случаях основная доля потока излучения от элементарной площадки будет сосредоточена в пределах участка ПАИ конечных размеров (например, согласно табл. 6.1, в пределах трех дифракционных колец сосредоточено около 94 % потока излучения). Для упрощения далее будем считать, что МФРТ $E^{(0)}(x', y', A, \Phi'_A)$ отлична от нуля только в пределах замкнутой области ПАИ γ'_A .

Разобьем область γ'_A на одинаковые прямоугольники со сторонами, параллельными осям $O'X'$ и $O'Y'$ (рис. Д2.2). Если стороны прямоугольника $\Delta x'$ и $\Delta y'$ достаточно малы, то поток излучения, падающий на данный прямоугольник, можно считать равным $E^{(0)}(x'_j, y'_j, A, \Phi'_A) \cdot \Delta x' \cdot \Delta y'$, где x'_j, y'_j — координаты центра прямоугольника. Очевидно, что при $\Delta x' \rightarrow 0, \Delta y' \rightarrow 0$ сумма потоков излучения по всем прямоугольникам, на которые разделена область γ'_A , равна потоку излучения, падающему на ПАИ от элементарной ячейки A :

$$\Phi'_A = \lim_{\Delta x', \Delta y' \rightarrow 0} \sum E^{(0)}(x'_j, y'_j, A, \Phi'_A) \cdot \Delta x' \cdot \Delta y'.$$

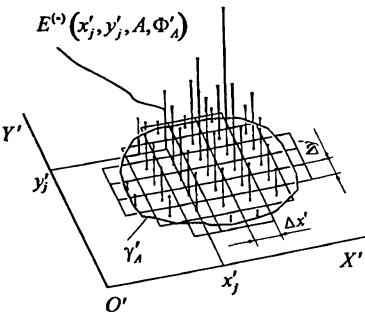


Рис. Д2.2. К расчету потока излучения, падающего на ПАИ от элементарной ячейки A .

Последнее равенство можно также записать в виде двойного интеграла:

$$\Phi'_A = \iint_{\gamma'_A} E^{(i)}(x', y', A, \Phi'_A) dx' dy'. \quad (Д2.4)$$

Индекс γ'_A указывает на то, что интегрирование ведется по области γ'_A . Из курса высшей математики известно, что формулу (Д2.4) можно интерпретировать как объем пространственного тела, ограниченного плоской фигурой γ'_A и графиком функции $E^{(i)}(x', y', A, \Phi'_A)$.

Только в очень немногих частных случаях (среди них безаберрационный объект с круглым входным зрачком) для МФРТ известны аналитические выражения. В большинстве случаев МФРТ рассматривается численными методами. Кроме компьютерного моделирования, МФРТ может быть определена экспериментально путем исследования реальных оптических систем прямыми и косвенными методами. Простейший из этих методов предполагает, что в предметной плоскости расположен источник монохроматического излучения малых поперечных размеров, а значения освещенности в точках ПАИ измеряются приемником с чувствительной площадкой малых линейных размеров.

Д2.2. Изопланатическая оптическая система

Примем, что оптическая система является вращательно-симметричной, начальные точки O и O' систем координат предметной плоскости и ПАИ лежат на оптической оси, оси $OX, O'X', OY, O'Y'$ попарно параллельны и сонаправленны (рис. Д2.3).

Пусть яркость в предметной плоскости описывается функцией $L(x, y)$, которая отлична от нуля только в пределах замкнутой области Υ . При этом освещенность в ПАИ описывается функцией $E(x', y')$. Выполним параллельный перенос области Υ

по произвольно выбранному вектору $\vec{v} = (\overline{v_x}, \overline{v_y})$. В результате этого преобразования яркость в предметной плоскости описывается функцией $L(x - v_x, y - v_y)$, а освещенность в ПАИ — функцией $E_v(x', y')$. Если оптическая система удовлетворяет условию изопланатизма, то

$$E_v(x', y') = E(x' - \tilde{\beta}v_x y' - \tilde{\beta}v_y), \quad (Д2.5)$$

где $\tilde{\beta}$ — линейный масштаб изображения, который не зависит от v_x, v_y . Если ПАИ совпадает с плоскостью параксиального изображения, то линейный масштаб изображения равен линейному увеличению оптической системы. Очевидно, что функция $E(x' - \tilde{\beta}v_x y' - \tilde{\beta}v_y)$ может быть получена в результате параллельного переноса функции $E(x', y')$ по вектору $\tilde{\beta}\vec{v}$. Оптическая система, которая удовлетворяет условию изопланатизма, называется изопланатической оптической системой. Рассмотренная формулировка условия изопланатизма пригодна только для вращательно-симметричных систем. В самом общем виде (для оптических систем, не обладающих вращательной симметрией) условие изопланатизма рассмотрено в [Д2.3], [Д2.4].

Пусть параллельный перенос по вектору \overline{BC} переводит элементарную ячейку B в элементарную ячейку C . Очевидно, что у элементарных ячеек B и C равны яркости ($L_B = L_C$) и площади [$S(B) = S(C)$]. Из формулы (Д2.5) следует:

$$\begin{aligned} E^{(i)}(x', y', C, S(C)\Omega_C^{\text{экс}} L_C) = \\ = E^{(i)}[x' - \tilde{\beta}(x_C - x_B), y' - \tilde{\beta}(y_C - y_B), B, S(B)\Omega_B^{\text{экс}} L_D], \end{aligned} \quad (Д2.6)$$

где x_B, y_B — координаты точки B ; x_C, y_C — координаты точки C . Так как график функции $E^{(i)}(x', y', C, S(C)\Omega_C^{\text{экс}} L_C)$ может быть получен в результате параллельно-

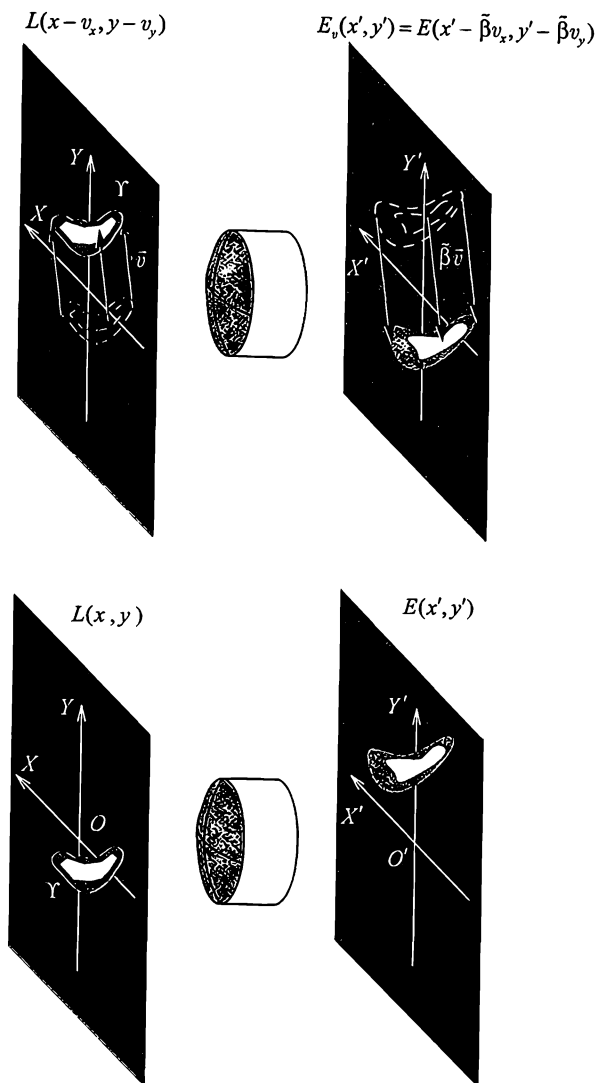


Рис. Д2.3. К объяснению условия изопланатизма.

го переноса графика функции $E^{(i)}(x', y', B, \mathbb{S}(B)\Omega_B^{\text{экв}}L_B)$, то объем пространственного тела, ограниченного плоскостью $O'X'Y'$ и графиком функции $E^{(i)}(x', y', C, \mathbb{S}(C)\Omega_C^{\text{экв}}L_C)$, равен объему пространственного тела, ограниченного плоскостью $O'X'Y'$ и графиком функции $E^{(i)}(x', y', B, \mathbb{S}(B)\Omega_B^{\text{экв}}L_B)$ (рис. Д2.4).

Из формулы (Д2.4) следует, что от элементарных ячеек B и C на ПАИ падают одинаковые потоки излучения, а это возможно [см. формулу (Д2.4)] только при условии равенства эквивалентных телесных углов для точек B и C : $\Omega^{\text{экв}} = \Omega_B^{\text{экв}} = \Omega_C^{\text{экв}}$. Поэтому в изопланатической оптической системе эквивалентный телесный угол для любой точки предметной плоскости равен одному и тому же значению.

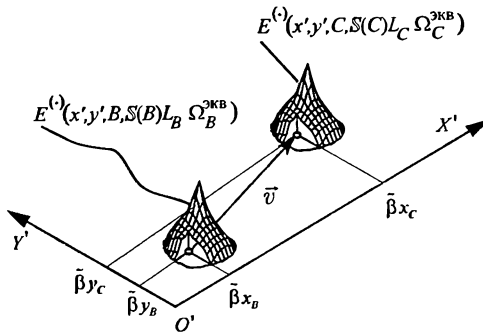


Рис. Д2.4. График функции $E^{(c)}(x', y', C, S(C))\Omega_C^{2KB}$ может быть получен в результате параллельного переноса графика функции $E^{(c)}(x', y', B, S(B))\Omega_B^{2KB}$.

Оптические системы крайне редко удовлетворяют условию изопланатизма по всей предметной плоскости. Прежде всего нарушения условия изопланатизма обусловлены тем, что находящимся на различном удалении от оптической оси точкам предметной плоскости могут соответствовать совершенно различные виды aberrаций (см. разд. 2.5). Например, для осевой предметной точки пятно рассеяния имеет вид кружка с симметричным относительно центральной точки распределением потока излучения (см. точечные диаграммы на рис. Д1.10). А если точка предметной плоскости не находится на оптической оси, то возможно появление комы, при которой пятно рассеяния не является центрально-симметричным (точечная диаграмма на рис. Д1.9). Так как параллельным переносом невозможно из МФРТ для осевой точки получить МФРТ для точки с неосесимметричным пятном рассеяния, то условие изопланатизма не может быть выполнено. Условию изопланатизма не удовлетворяют оптические систем с неисправленной дисторсией, так как масштаб изображения не будет постоянным во всех точках ПАИ. Падение освещенности от центра к краю изображения (вследствие виньетирования и/или по закону $\cos^4 \omega$, см. разд. 4.2.3) также несовместимо с выполнением условия изопланатизма. Однако на небольших участках предметной плоскости, в пределах которых aberrации изменяются слабо, масштаб изображения примерно постоянен, виньетирование и значение $\cos^4 \omega$ для всех точек этого участка примерно равны, условие изопланатизма выполняется с достаточной точностью. Такие участки предметной плоскости носят названия изопланатических зон. Если объект (например, штриховая мира) целиком находится в пределах изопланатической зоны, то при анализе освещенности изображения этого объекта можно использовать условие изопланатизма.

Д2.3. Свойство линейности

Пусть задана последовательность функций $L_1(x, y), L_2(x, y), L_3(x, y), \dots, L_K(x, y)$ и последовательность функций $E_1(x', y'), E_2(x', y'), E_3(x', y'), \dots, E_K(x', y')$. Если яркость в предметной плоскости описывается функцией $L_i(x, y)$, то освещенность в ПАИ описывается функцией $E_i(x', y')$. Для оптической системы, удовлетворяющей свойству линейности, должно выполняться условие: если яркость в предметной плоскости описывается функцией $L(x, y) = \sum_{i=1}^K q_i \cdot L_i(x, y)$, то при любых значениях мно-

жителей q_i освещенность в ПАИ описывается функцией $E(x', y') = \sum_{i=1}^K q_i \cdot E_i(x', y')$.

Оптическая система обладает свойством линейности только в том случае, когда излучение, исходящее от любых двух участков предметной плоскости, является некогерентным. Если же излучение от двух участков предметной плоскости когерентно, то в ПАИ может возникнуть интерференционная картина. При этом освещенность в точке интерференционной картины не равна алгебраической сумме освещенностей, которые создаются каждым из двух участков предметной плоскости в отдельности. Для оптических систем, работающих с когерентным излучением (например, лазерные системы и некоторые микроскопы), следует использовать иные методы описания формирования изображения [Д2.4], [Д2.3].

Д2.4. Нормированная МФРТ

Пусть в предметной плоскости заданы две элементарные ячейки A и B . Эти ячейки имеют равную площадь $[S(A) = S(B) = S]$; яркости элементарных ячеек A и B равны L_A и L_B соответственно. Докажем, что если оптическая система изопланатическая, обладает свойством линейности и $L_A \neq 0$, то функция $E^{(l)}(x', y', B, S\Omega^{экр}L_B)$ может быть получена из функции $E^{(l)}(x', y', A, S\Omega^{экр}L_A)$ в результате умножения на константу и параллельного переноса.

Предположим, что яркость элементарной ячейки B равна не L_B , а L_A ; в этом случае освещенность, создаваемую этой элементарной ячейкой в ПАИ, описывает функция $E^{(l)}(x', y', B, S\Omega^{экр}L_A)$. Так как система обладает свойством линейности, то $E^{(l)}(x', y', B, S\Omega^{экр}L_A) = (L_A/L_B)E^{(l)}(x', y', B, S\Omega^{экр}L_B)$. Так как система изопланатическая, то в соответствии с выражением (Д2.5) функция $E^{(l)}(x', y', B, S\Omega^{экр}L_A)$ может быть получена из функции $E^{(l)}(x', y', A, S\Omega^{экр}L_A)$ параллельным переносом по вектору $(\overline{v_x, v_y})$, где $v_x = \tilde{\beta}(x_B - x_A)$; $v_y = \tilde{\beta}(y_B - y_A)$; x_A, y_A — координаты точки A , x_B, y_B — координаты точки B . Следовательно

$$E^{(l)}(x', y', B, S\Omega^{экр}L_B) = \frac{L_B}{L_A} E^{(l)}[x' - \tilde{\beta}(x_B - x_A), y' - \tilde{\beta}(y_B - y_A), A, S\Omega^{экр}L_A]. \tag{Д2.7}$$

Последняя формула была получена в предположении $S(B) = S(A) = S$. Но линейные размеры элементарной ячейки настолько малы, что если одновременно изменять площадь элементарной ячейки и ее яркость таким образом, чтобы падающий на ПАИ поток излучения оставался постоянным (это эквивалентно условию $S(B)L_B\Omega^{экр} = \Phi'_B = \text{const}$), то значение освещенности в любой точке ПАИ остается неизменным (см. разд. Д2.1). Поэтому формулу (Д2.7) можно обобщить на случай произвольных значений $S(B)$ и $S(A)$:

$$E^{(l)}(x', y', B, \Phi'_B) = \frac{\Phi'_B}{\Phi'_A} E^{(l)}[x' - \tilde{\beta}(x_B - x_A), y' - \tilde{\beta}(y_B - y_A), A, \Phi'_A], \tag{Д2.8}$$

где $\Phi'_A = S(A)L_A\Omega^{экр}$. Таким образом, если известна МФРТ для одной из точек предметной плоскости, то МФРТ для любой другой точки предметной плоскости может быть найдена по формуле (Д2.8).

Введем функцию $H(x', y')$, такую, что

$$E^{(1)}(x', y', A, \Phi'_A) = \Phi'_A H(x' - \tilde{\beta}x_A, y' - \tilde{\beta}y_A). \tag{Д2.9}$$

В результате подстановки выражения (Д2.9) в формулу (Д2.7) получим

$$E^{(1)}(x', y', B, \Phi'_B) = \Phi'_B H(x' - \tilde{\beta}x_B, y' - \tilde{\beta}y_B). \tag{Д2.10}$$

Так как формула (Д2.9) аналогична формуле (Д2.10), то соотношение (Д2.10) может быть использовано для определения МФРТ любой точки предметной плоскости по известной функции $H(x', y')$. Функция $H(x', y')$ называется нормированной монохроматической функцией рассеяния точки (НМФРТ).

Пусть в предметной плоскости задана элементарная ячейка A . Координаты точки A равны x_A, y_A . На ПАИ от элементарной ячейки A падает поток излучения $\Phi'_A = 1$. Введем в ПАИ вспомогательную прямоугольную систему координат $A'x^Ay^A$, оси которой $A'X^A, A'Y^A$ параллельны осям координат $O'X', O'Y'$, а начало отсчета совпадает с точкой A' . В системе координат $O'X'Y'$ координаты точки A' равны $x'_A = \tilde{\beta}x_A, y'_A = \tilde{\beta}y_A$. В системах координат $A'x^Ay^A$ и $O'X'Y'$ абсциссы и ординаты одной и той же точки связаны равенствами: $x' = x^A + \tilde{\beta}x_A, y' = y^A + \tilde{\beta}y_A$. Тогда, согласно выражению (Д2.9) функция $H(x^A, y^A)$ описывает в системе координат $A'x^Ay^A$ освещенность, создаваемую элементарной ячейкой A (рис. Д2.5).

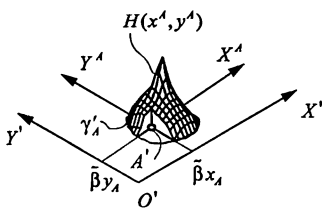


Рис. Д2.5. Нормированная монохроматическая функция рассеяния точки.

Из равенства (Д2.10) и формулы (Д2.4) следует тождество:

$$\iint_{\gamma'_0} H(x', y') dx'dy' = 1, \tag{Д2.11}$$

где область γ'_0 включает в себя все точки ПАИ, в которых значения функции $H(x', y')$ не равны нулю. Из формулы (Д2.11) следует, что объем пространственного тела, ограниченного плоской фигурой γ'_0 и графиком функции $H(x', y')$, равен единице.

Д2.5. Расчет освещенности в ПАИ

Пусть яркость в предметной плоскости линейной и изопланатичной оптической системы описывается функцией $L(x, y)$. Разобьем предметную плоскость на равные прямоугольники, стороны которых параллельны осям OX и OY ; длина сторон прямоугольников равна Δx и Δy . При $\Delta x \rightarrow 0$ и $\Delta y \rightarrow 0$ прямоугольники можно считать элементарными ячейками. Тогда, согласно формуле (Д2.10) освещенность, создаваемая в ПАИ элементарной прямоугольной ячейкой с центром в точке (x_i, y_i) , описывается функцией $\Omega^{\text{экс}} L(x_i, y_i) H(x' - \tilde{\beta}x_i, y' - \tilde{\beta}y_i) \Delta x \Delta y$. Освещенность $E(x', y')$, создаваемую совместно всеми прямоугольными ячейками, можно найти (см. свойство линейности) как сумму освещенностей от всех прямоугольных ячеек:

$$E(x', y') = \sum \Omega^{\text{экс}} L(x_i, y_i) H(x' - \tilde{\beta}x_i, y' - \tilde{\beta}y_i) \Delta x \Delta y.$$

После перехода от суммирования к интегрированию получим:

$$E(x', y') = \Omega^{\text{экс}} \iint_{\Gamma(x', y', \tilde{\beta})} L(x, y) H(x' - \tilde{\beta}x, y' - \tilde{\beta}y) dx dy, \tag{Д2.12}$$

где область $\Gamma(x', y', \bar{\beta})$ включает все точки предметной плоскости, в которых значения функции $H(x' - \bar{\beta}x, y' - \bar{\beta}y)$ не равны нулю.

В большинстве оптических систем, предназначенных для формирования изображения, принимаются специальные меры для коррекции aberrаций, уменьшения влияния дифракционных эффектов и т. д. Поэтому целесообразно рассмотреть предельный случай, когда поток излучения, исходящий от элементарной ячейки предметной плоскости, будет сосредоточен в пределах малой области ПАИ. Пусть НМФРТ описывается выражением

$$H_{\delta}(x', y') = \begin{cases} R_{\delta}^{-2}/\pi, & \text{при } x'^2 + y'^2 < R_{\delta}^2, \\ 0, & \text{при } x'^2 + y'^2 \geq R_{\delta}^2. \end{cases} \quad (Д2.13)$$

График функции (Д2.13) представляет цилиндр с радиусом R_{δ} и высотой R_{δ}^{-2}/π . Если НМФРТ описывается выражением (Д2.13), то область $\Gamma(x', y', \bar{\beta})$ в формуле (Д2.12) является кругом с центром в точке $(x'/\bar{\beta}, y'/\bar{\beta})$ и радиусом $R_{\delta}/\bar{\beta}$. Площадь этого круга равна $S_{\delta} = \pi R_{\delta}^2/\bar{\beta}^2$. При $R_{\delta} \rightarrow 0$ (т. е. когда круг стягивается в точку) можно считать, что значение функции $L(x, y)$ во всех точках круга равно $L(x'/\bar{\beta}, y'/\bar{\beta})$ и формула (Д2.12) принимает вид

$$E(x', y') = \Omega^{\text{экс}} L(x'/\bar{\beta}, y'/\bar{\beta}) H_{\delta}(0, 0) S_{\delta} = \Omega^{\text{экс}} L(x'/\bar{\beta}, y'/\bar{\beta}) \bar{\beta}^{-2}.$$

Следовательно, функция

$$\mathcal{E}(x', y') = \frac{\Omega^{\text{экс}}}{\bar{\beta}^2} L\left(\frac{x'}{\bar{\beta}}, \frac{y'}{\bar{\beta}}\right) \quad (Д2.14)$$

описывает освещенность идеального изображения, т. е. когда освещенность в точке (x', y') ПАИ прямо пропорциональна яркости точки $(x'/\bar{\beta}, y'/\bar{\beta})$ предметной плоскости. Качество формируемой оптической системой изображения тем выше, чем меньше функция $\mathcal{E}(x', y')$ [вычисляется по формуле (Д2.14)] отличается от функции $E(x', y')$ [вычисляется по формуле (Д2.12)].

Выразим функцию $L(x, y)$ через функцию $\mathcal{E}(x', y')$ и подставим в формулу (Д2.12):

$$E(x', y') = \bar{\beta}^2 \iint_{\Gamma(x', y', \bar{\beta})} \mathcal{E}(\bar{\beta}x, \bar{\beta}y) H(x' - \bar{\beta}x, y' - \bar{\beta}y) dx dy.$$

После замены переменных в двойном интеграле ($\bar{\beta}x = u', \bar{\beta}y = v'$) последняя формула примет вид:

$$E(x', y') = \iint_{\Gamma(x', y')} \mathcal{E}(u', v') H(x' - u', y' - v') du' dv', \quad (Д2.15)$$

где область $\Gamma'(x', y')$ включает все точки с координатами (u', v') , в которых значения функции $H(x' - u', y' - v')$ не равно нулю.

Формула (Д2.15) была получена для вращательно-симметричной линейной и изопланатичной оптической системы. Но формула (Д2.15) также может быть использована для иных типов оптических систем, удовлетворяющих условиям линейности и изопланатизма (например, для оптических систем с анаморфотными поверхностями). При этом функция $\mathcal{E}(x', y')$ должна быть переопределена таким образом, чтобы она описывала освещенность идеального изображения рассматриваемой оптической системы.

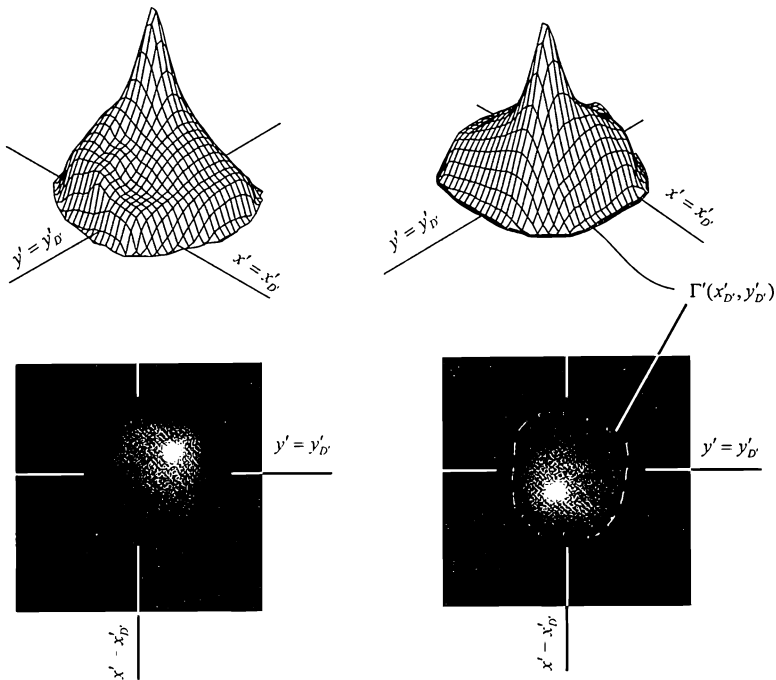


Рис. Д2.6. Графики функций $H[(x' - x'_D), (y' - y'_D)]$ и $H_D^{sym}(x', y')$ в виде полутоновых изображений и аксонометрических проекций.

Из формулы (Д2.15) следует, что освещенность в точке D' ПАИ равна:

$$E(x'_D, y'_D) = \iint_{\Gamma'(x'_D, y'_D)} \mathcal{E}(x', y') H_D^{sym}(x', y') dx' dy', \quad (Д2.16)$$

где x'_D, y'_D — координаты точки D' ; $H_D^{sym}(x', y') = H[-(x' - x'_D), -(y' - y'_D)]$. Функция $H_D^{sym}(x', y')$ симметрична функции $H[(x' - x'_D), (y' - y'_D)]$ относительно точки D' (рис. Д2.6), а функция $H[(x' - x'_D), (y' - y'_D)]$ с точностью до постоянного множителя равна МФРТ для точки D' [см. формулу (Д2.10)]. Следовательно, освещенность в точке D' можно интерпретировать как объем пространственного тела, ограниченного плоской фигурой $\Gamma'(x'_D, y'_D)$ и графиком функции $\mathcal{E}(x', y') H_D^{sym}(x', y')$.

Д2.6. Анализ изменения освещенности в изображении тестовых объектов

Очень часто для оценки качества изображения используются тестовые объекты, яркость которых на одних участках предметной плоскости имеет постоянное значение, а на остальных участках предметной плоскости яркость равна нулю. Освещенность идеального изображения подобных объектов описывается функцией вида:

$$\mathcal{E}(x', y') = \begin{cases} \mathcal{E}_0, & \text{при } (x', y') \in \Upsilon_{\mathcal{E}}, \\ 0, & \text{при } (x', y') \notin \Upsilon_{\mathcal{E}}, \end{cases} \quad (Д2.17)$$

где Υ'_ε — область светлых участков идеального изображения. В качестве примеров таких объектов можно привести край полуплоскости, светлую полосу на черном фоне, черную полосу на светлом фоне, различные штриховые миры. После подстановки формулы (Д2.17) в выражение (Д2.16) получим:

$$E(x'_{D'}, y'_{D'}) = \varepsilon_0 \iint_{\Upsilon'_\varepsilon \cap \Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'})} H_{D'}^{sym}(x', y') dx' dy', \quad (Д2.18)$$

где интегрирование ведется по участку ПАИ, состоящему из точек, принадлежащих одновременно областям Υ'_ε и $\Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'})$ [$\Upsilon'_\varepsilon \cap \Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'})$]. Следовательно, интеграл в выражении (Д2.18) равен объему пространственного тела, ограниченного плоскостью $O'X'Y'$, графиком функции $H_{D'}^{sym}(x', y')$ и перпендикулярами к плоскости $O'X'Y'$, проведенными из точек контура $\Upsilon'_\varepsilon \cap \Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'})$ до пересечения с графиком функции $H_{D'}^{sym}(x', y')$. Если область $\Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'})$ целиком лежит на светлом участке идеального изображения [$\Upsilon'_\varepsilon \cap \Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'}) = \Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'})$], то, согласно выражению (Д2.11), интеграл в формуле (Д2.18) равен 1, а освещенность в точке D' равна ε_0 . Если область $\Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'})$ целиком находится на участке идеального изображения с нулевой освещенностью [$\Upsilon'_\varepsilon \cap \Gamma'(x'_{D'}, y'_{D'}) = \emptyset$], то освещенность в точке D' равна 0. Во всех остальных случаях освещенность в точке D' будет принимать значения в интервале от 0 до ε_0 .

Пусть прямая делит предметную плоскость на две части. Во всех точках первой полуплоскости яркость равна нулю, а во всех точках второй полуплоскости яркость равна одному и тому же ненулевому значению. Тогда область Υ'_ε в формуле (Д2.17) является полуплоскостью. Интеграл в выражении (Д2.18) равен объему пространственного тела, ограниченного плоскостью $O'X'Y'$, графиком функции $H_{D'}^{sym}(x', y')$ и плоскостью, перпендикулярной плоскости $O'X'Y'$ и пересекающей ее по границе полуплоскостей с нулевой и ненулевой освещенностью идеального изображения (рис. Д2.7). График изменения освещенности вдоль перпендикуляра к краю полуплоскости носит название функции рассеяния полуплоскости (рис. Д2.8). Иногда его также называют пограничной кривой, краевой функцией и т. д.

Если объект представляет собой светлую полосу на черном фоне, то интеграл в выражении (Д2.18) равен объему пространственного тела, ограниченного плоско-

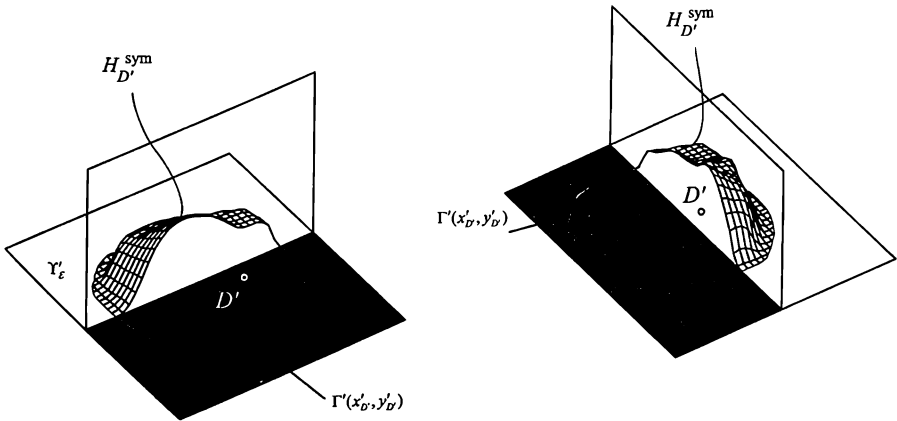


Рис. Д2.7. К вычислению освещенности в точке D' для объекта в виде полуплоскости (показаны два взаимноперпендикулярных положения полуплоскости).



Рис. Д2.8. Построение графиков функций рассеяния полуплоскости для двух взаимно-перпендикулярных положений полуплоскости. Под графиком показаны фигуры, объем которых прямо пропорционален освещенности в соответствующей точке графика. Пунктирной линией дан график изменения освещенности в идеальном изображении.

стью $O'X'Y'$, графиком функции $H_{D'}^{sym}(x', y')$ и двумя плоскостями, которые перпендикулярны плоскости $O'X'Y'$ и пересекают плоскость $O'X'Y'$ вдоль границ светлой полосы идеального изображения (рис. Д2.9). График изменения освещенности вдоль перпендикуляра к светлой полосе показан на рис. Д2.10.

Если объект представляет собой черную полосу на светлом фоне, то значение $E(x'_D, y'_D)$ может быть найдено аналогично предыдущему случаю, путем вычисле-

Рис. Д2.9. К вычислению освещенности в точке D' для объекта в виде светлой полосы на темном фоне.

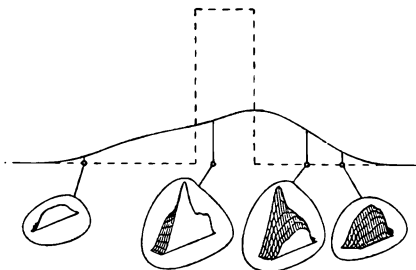
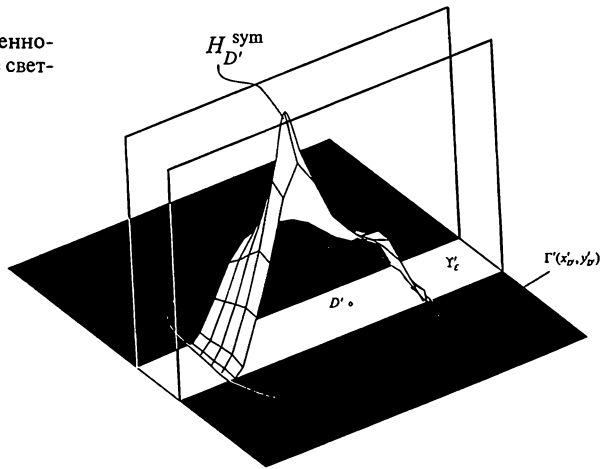
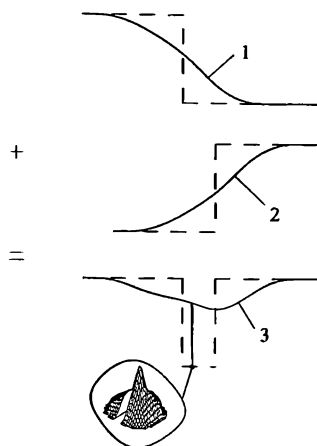


Рис. Д2.10. Построение графика изменения освещенности вдоль перпендикуляра к светлой полосе на темном фоне. Под графиком показаны фигуры, объем которых прямо пропорционален освещенности в соответствующей точке графика. Пунктирной линией дан график изменения освещенности в идеальном изображении.

Рис. Д2.11. Два способа построение графика изменения освещенности вдоль перпендикуляра к темной полосе на светлом фоне:

1, 2 — функция рассеяния полуплоскости; 3 — освещенность вдоль перпендикуляра к черной полосе.

Пунктирной линией дан график изменения освещенности в идеальном изображении.



ния объема пространственного тела. Другой способ решения этой задачи состоит в том, чтобы представить черную полосу в виде двух полуплоскостей. Так как оптическая система обладает свойством линейности, то сумма значений освещенностей от каждой полуплоскости равна значению освещенности в изображении светлой полосы. Два способа построения графика изменения освещенности вдоль перпендикуляра к черной полосе показаны на рис. Д2.11.

При контроле качества оптических систем часто используются штриховые миры (см. разд. 7.6.2 и 9.5). Освещенность в изображении миры можно также найти двумя способами: непосредственно вычислять интеграл в формуле (Д2.18) или суммировать значения освещенностей от каждой из светлых полос миры. Разумеется, что результаты, полученные двумя этими методами, должны совпасть.

В последующих примерах расчеты освещенности в изображении различных тестовых объектов будут выполнены для двух видов НМФРТ. НМФРТ первого вида описывается функцией

$$H_*(x', y') = \begin{cases} R_*^{-2}/\pi, & \text{при } x'^2 + y'^2 < R_*^2 \\ 0, & \text{при } x'^2 + y'^2 > R_*^2 \end{cases} \quad (\text{Д2.19})$$

где R_* — радиус кружка рассеяния. На практике $H_*(x', y')$ соответствует случаю, когда в оптической системе с круглым входным зрачком и хорошо исправленными аберрациями ПАИ сильно смещена в продольном направлении относительно плоскости парааксиального изображения (т. е. имеет место расфокусировка). НМФРТ второго вида описывается функцией

$$H_{\odot}(x', y') = \begin{cases} 0,55562755 \cdot R_*^{-2}, & \text{при } x'^2 + y'^2 < (0,4R_*)^2 \\ 0,05974205 \cdot R_*^{-2}, & \text{при } (0,4R_*)^2 < x'^2 + y'^2 < (2R_*)^2 \\ 0, & \text{при } x'^2 + y'^2 > (2R_*)^2 \end{cases} \quad (\text{Д2.20})$$

Функция $H_{\odot}(x', y')$ примерно соответствует случаю, когда пятно рассеяния состоит из яркого центрального кружка (в нем концентрируется наибольшая часть потока излучения) и значительно менее яркого широкого кольца (ореола), прилегающего к центральному кружку (см. точечную диаграмму на рис. Д1.10, е). Графики функций $H_*(x', y')$ и $H_{\odot}(x', y')$ показаны на рис. Д2.12.

На рис. Д2.13 показаны полутоновые изображения² и функции рассеяния полуплоскости для $H_*(x', y')$ и $H_{\odot}(x', y')$.

² Полутоновые изображения на рис. Д2.13—Д2.18 показаны только в пределах узких прямоугольных участков. В связи с этим необходимо помнить, что графики и полутоновые изображения на этих рисунках рассчитывались для края полуплоскости и полос (штрихов миры) бесконечной длины.

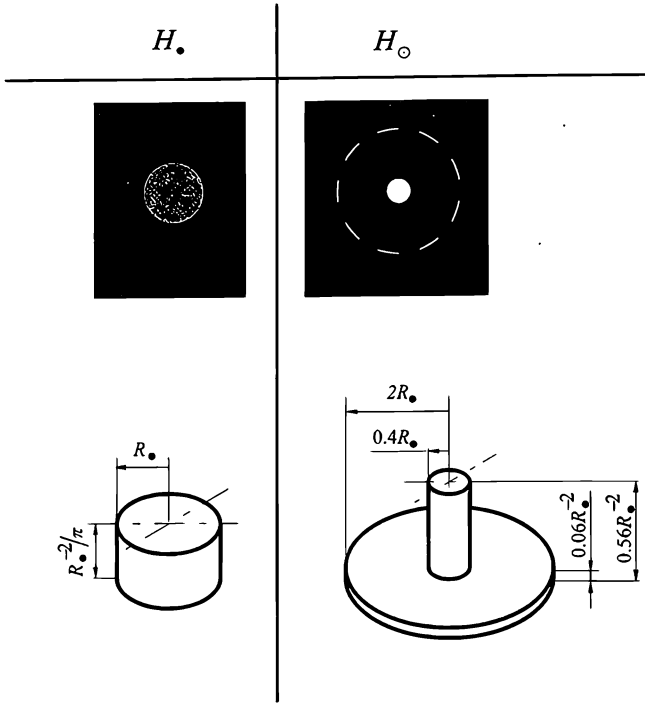


Рис. Д2.12. Графики функций $H_s(x', y')$ и $H_o(x', y')$ в виде полутоновых изображений и аксонометрических проекций. Пунктиром на полутоновом изображении отмечена внешняя граница ореола.

На рис. Д2.14 показано, как меняется вид функции $E(x', y')$ в зависимости от ширины светлой полосы на темном фоне для НМФРТ $H_s(x', y')$. Если ширина полосы превышает $2R_s$ (диаметр кружка НМФРТ), то график сечения функции $E(x', y')$ имеет вид криволинейной трапеции. Каждая из боковых сторон трапеции является функцией рассеяния полуплоскости. Максимальное значение освещенности равно ξ_0 . При уменьшении ширины полосы до $2R_s$ график сечения функции $E(x', y')$ приобретает вид треугольника. Максимальное значение освещенности остается прежним, боковые стороны соответствуют функции рассеяния полуплоскости. Если ширина полосы меньше $2R_s$, то график сечения функции $E(x', y')$ снова имеет вид трапе-

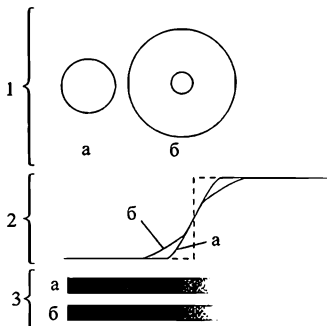


Рис. Д2.13. Освещенность в изображении полуплоскости для $H_s(x', y')$ (а) и $H_o(x', y')$ (б): 1 — контуры НМФРТ; 2 — функции рассеяния полуплоскости; 3 — полутоновые изображения. Пунктирной линией дан график функции рассеяния полуплоскости в идеальном изображении.

Рис. Д2.14. Освещенность в изображении светлых полос на темном фоне:

1 — контур НМФРТ $H_1(x', y')$; 2 — графики изменения освещенности вдоль перпендикуляра к полосам различной ширины (а)—(г); 3 — полутоновые изображения полос.

Под полутоновыми изображениями указана ширина соответствующей полосы идеального изображения.

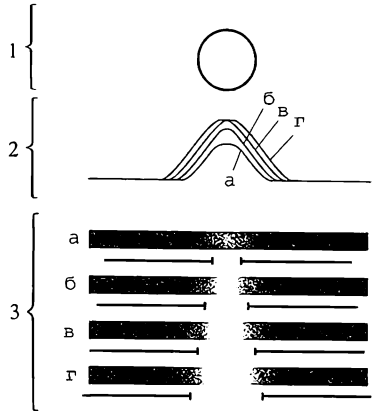
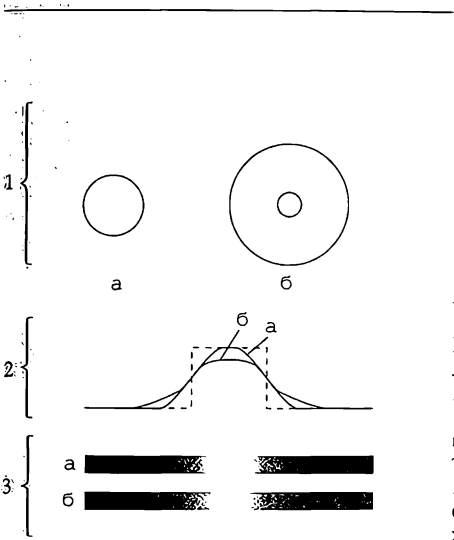


Рис. Д2.15. Освещенность в изображении светлой полосы на темном фоне для $H_1(x', y')$ (а) и $H_0(x', y')$ (б):

1 — контуры НМФРТ; 2 — графики изменения освещенности вдоль перпендикуляра к полосе; 3 — полутоновые изображения.

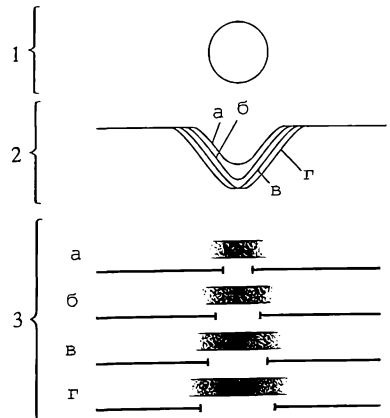
Пунктирной линией дан график функции рассеяния полуплоскости в идеальном изображении.

ции, но максимальное значение освещенности будет меньше \mathcal{E}_0 . На рис. Д2.15 показано изменение освещенности в изображении светлой полосы на темном фоне для $H_1(x', y')$ и $H_0(x', y')$. Графики изменения освещенности в изображении черных полос различной ширины для $H_1(x', y')$ показаны на рис. Д2.16. На рис. Д2.17 показаны графики изменения освещенности в изображении темной полосы на светлом фоне для $H_1(x', y')$ и $H_0(x', y')$.

Рис. Д2.16. Освещенность в изображении темных полос на светлом фоне:

1 — контур НМФРТ $H_1(x', y')$; 2 — графики изменения освещенности вдоль перпендикуляра к полосам различной ширины (а)—(г); 3 — полутоновые изображения полос.

Под полутоновыми изображениями указана ширина соответствующей полосы идеального изображения.



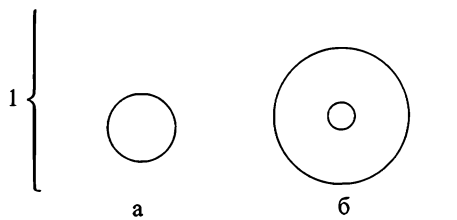
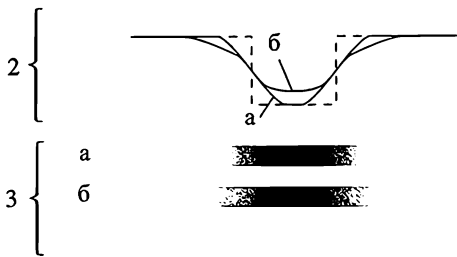


Рис. Д2.17. Освещенность в изображении темной полосы на светлом фоне для $H_c(x', y')$ (а) и $H_o(x', y')$ (б):

1 — контуры НМФРТ; 2 — графики изменения освещенности вдоль перпендикуляра к полосе; 3 — полутоновые изображения.

Пунктирной линией дан график функций рассеяния полуплоскости в идеальном изображении.



Графики изменения освещенности и полутоновые изображения мир различного периода представлены на рис. Д2.18. При изучении этих рисунков можно сделать следующий вывод: чем меньше период штрихов миры, тем меньше светлые участки отличаются от темных (т. е. с уменьшением периода штрихов миры падает контраст изображения).

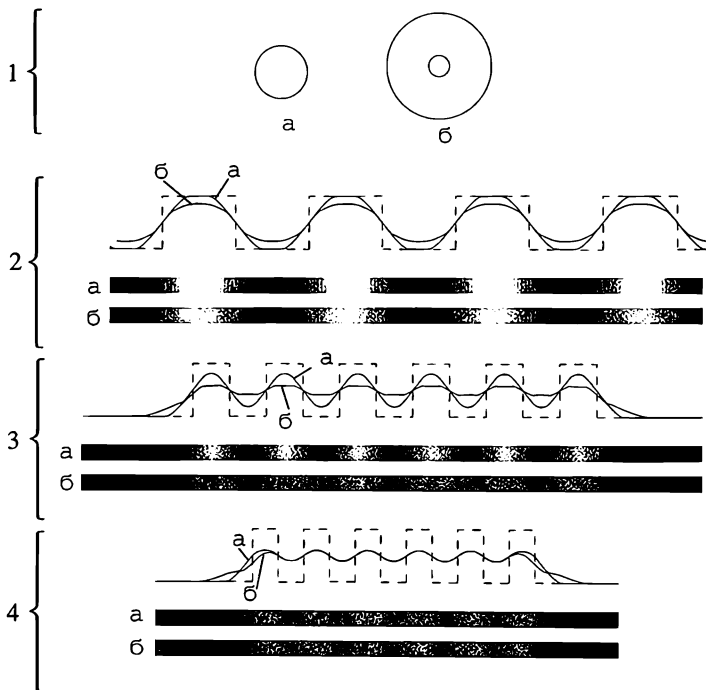


Рис. Д2.18. Освещенность в изображении штриховых мир с различным периодом для $H_c(x', y')$ (а) и $H_o(x', y')$ (б):

1 — контуры НМФРТ; 2, 3, 4 — графики изменения освещенности и полутоновые изображения штриховых мир различного периода.

Графики изменения освещенности идеального изображения показаны пунктиром.

Д2.7. Нормированная полихроматическая функция рассеяния точки

До этого места предполагалось, что спектральный диапазон падающего на оптическую систему излучения ограничен узким интервалом длин волн. Однако в большинстве случаев излучение, падающее от предметной плоскости на оптическую систему, имеет сложный спектральный состав. Разделим рабочий спектральный интервал оптической системы $[\lambda_{\min}; \lambda_{\max}]$ на узкие участки $[\lambda_k - \Delta\lambda_k/2, \lambda_k + \Delta\lambda_k/2]$, где $k = 1, 2, 3, \dots$. Если $\Delta\lambda_k \rightarrow 0$, то на интервале $[\lambda_k - \Delta\lambda_k/2, \lambda_k + \Delta\lambda_k/2]$ выполняется равенства:

$$L(x, y)|_{\lambda_k, \Delta\lambda_k} = L_{\lambda_k}(x, y) \cdot \Delta\lambda_k; \quad E(x', y')|_{\lambda_k, \Delta\lambda_k} = E_{\lambda_k}(x', y') \cdot \Delta\lambda_k, \quad (Д2.21)$$

где $L_{\lambda}(x, y)$ — спектральная плотность яркости в точке (x, y) предметной плоскости; $E_{\lambda}(x', y')$ — спектральная плотность освещенности в точке (x', y') ПАИ. Подстановка функций (Д2.21) в формулу (Д2.12) дает³:

$$E_{\lambda}(x', y') = \Omega^{\text{экс}}(\lambda) \iint_{r[x', y', \tilde{\beta}(\lambda), \lambda]} L_{\lambda}(x, y) H[x' - \tilde{\beta}(\lambda)x, y' - \tilde{\beta}(\lambda)y, \lambda] dx dy, \quad (Д2.22)$$

где $H(x', y', \lambda)$ — НМФРТ для длины волны λ . По аналогии с выражениями (Д2.14), (Д2.15) последняя формула может быть записана в виде

$$E_{\lambda}(x', y') = \iint_{r(x', y', \lambda)} \varepsilon_{\lambda}(u', v') H(x' - u', y' - v', \lambda) du' dv', \quad (Д2.23)$$

где функция

$$\varepsilon_{\lambda}(x', y') = \frac{\Omega^{\text{экс}}(\lambda)}{\tilde{\beta}^2(\lambda)} L_{\lambda} \left[\frac{x'}{\tilde{\beta}(\lambda)}, \frac{y'}{\tilde{\beta}(\lambda)} \right] \quad (Д2.24)$$

описывает спектральную плотность освещенности идеального изображения для длины волны λ .

Пусть в ПАИ находится приемник (например, матрица ПЗС, фотослой, одноэлементный приемник и т. д.) с относительной спектральной чувствительностью $s(\lambda)$. Тогда каждой точке ПАИ (x', y') можно сопоставить «эффективную» освещенность

$$E_{\text{эф}}(x', y') = \frac{1}{Q_1} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_{\lambda}(x', y') s(\lambda) d\lambda, \quad (Д2.25)$$

где $Q_1 = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} s(\lambda) d\lambda$. Если приемник имеет чувствительную площадку малых линей-

ных размеров и чувствительность приемника не зависит от величины падающего потока излучения, то выходной сигнал приемника прямо пропорционален «эффективной» освещенности в той точке ПАИ, где находится чувствительная площадка (см. разд. 4.1.2).

Практический интерес представляет случай, когда относительное спектральное распределение яркости для каждой точки предметной плоскости неизменно. Математически это условие можно записать в виде:

$$L_{\lambda}(x, y) = \mathcal{L}(x, y) \cdot \Lambda(\lambda), \quad (Д2.26)$$

³ Предполагается, что для каждого спектрального интервала $[\lambda_k - \Delta\lambda_k/2, \lambda_k + \Delta\lambda_k/2]$ оптическая система удовлетворяет условиям линейности и изопланатичности.

где $\Lambda(\lambda)$ — относительное спектральное распределение яркости; функция $\mathcal{L}(x, y)$ не зависит от длины волны. Условие (Д2.26) выполняется, например, когда в предметной плоскости оптической системы расположены тестовые объекты типа штриховых миш. Если масштаб изображения не зависит от длины волны [$\bar{\beta}(\lambda) = \bar{\beta} = \text{const}$], то из выражений (Д2.26), (Д2.23), (Д2.24) следует:

$$E_{\text{eff}}(x', y') = \iint_{\gamma'_{\text{poly}}(x', y')} \mathcal{E}_{\text{eff}}(u', v') H_{\text{poly}}(x' - u', y' - v') du' dv', \quad (\text{Д2.27})$$

где

$$\mathcal{E}_{\text{eff}}(x', y') = \frac{1}{Q_1 \bar{\beta}^2} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} \Omega^{\text{экр}}(\lambda) L_{\lambda} \left(\frac{x'}{\bar{\beta}}, \frac{y'}{\bar{\beta}} \right) s(\lambda) d\lambda \quad (\text{Д2.28})$$

— «эффektivная» освещенность идеального изображения;

$$H_{\text{poly}}(x', y') = \frac{1}{Q_{\text{II}}} \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} \Omega^{\text{экр}}(\lambda) \cdot s(\lambda) \cdot \Lambda(\lambda) \cdot H(x', y', \lambda) d\lambda \quad (\text{Д2.29})$$

— нормированная полихроматическая функция рассеяния точки (НПФРТ);

$$Q_{\text{II}} = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} \Omega^{\text{экр}}(\lambda) \cdot s(\lambda) \cdot \Lambda(\lambda) d\lambda.$$

Область $\gamma'_{\text{poly}}(x', y')$ включает все точки с координатами (u', v') , в которых функция $H_{\text{poly}}(x' - u', y' - v')$ отлична от нуля.

В соответствии с выражениями (Д2.11), (Д2.29) для НПФРТ выполняется тождество:

$$\iint_{\gamma'_{0, \text{poly}}} H_{\text{poly}}(x', y') dx' dy' = 1, \quad (\text{Д2.30})$$

где область $\gamma'_{0, \text{poly}}$ включает в себя все точки ПАИ, в которых значения функции $H_{\text{poly}}(x', y')$ не равны нулю.

Пусть функция $\mathcal{L}(x', y')$ отлична от нуля только в пределах малой области предметной плоскости с центром в точке $A(x_A, y_A)$ и во всех точках этой области $\mathcal{L}(x, y) = \mathcal{L}_A = \text{const}$. Соответственно, функция $\mathcal{E}_{\text{eff}}(x', y')$ отлична от нуля только в пределах малого участка ПАИ с центром в точке $A'(x_A \bar{\beta}, y_A \bar{\beta})$, а во всех точках этого участка $\mathcal{E}_{\text{eff}}(x', y') = \mathcal{E}_A = \mathcal{L}_A Q_{\text{II}} / Q_1 \bar{\beta}^2$. Тогда интеграл в формуле (Д2.27) можно заменить на произведение значения подынтегральной функции в точке A' и площади $S(A')$:

$$E_{\text{eff}}(x', y') = \mathcal{E}_A S(A') H_{\text{poly}}(x' - x_A \bar{\beta}, y' - y_A \bar{\beta}). \quad (\text{Д2.31})$$

Произведение $\mathcal{E}_A S(A')$ можно рассматривать как величину «эффektivного» потока излучения, падающего на ПАИ от малого участка предметной плоскости с центром в точке A . Тогда выражение (Д2.31) является аналогом формулы (Д2.10).

Из выражения (Д2.29) следует, что НПФРТ зависит от спектрального коэффициента пропускания оптической системы. Поэтому при смене в оптической системе фильтра на фильтр с теми же размерами и тем же показателем преломления изменяется НПФРТ, а НМФРТ для всех длин волн остаются без изменений.

Во всех случаях использования НПФРТ (особенно при сравнении качества изображения оптических систем) следует учитывать, что НПФРТ «привязана» к конкретным спектральным характеристикам источника и приемника излучения.

Д2.8. Передача оптической системой пространственных частот

Введем в ПАИ прямоугольную декартовую систему координат $O'X'_0Y'_0$ (рис. Д2.19). Начальная точка этой системы координат совпадает с точкой O' , угол между осями $O'X'_0$ и $O'X'$ равен Θ . Пусть освещенность идеального изображения зависит только от абсциссы x'_0 и описывается функцией $\mathcal{E}_-(x'_0) = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_m \cos(2\pi\nu'x'_0 + \varphi_0)$, где $\mathcal{E}_m \leq \mathcal{E}_0$ — амплитуда пространственного колебания с пространственной частотой ν' и начальной фазой φ_0 . Из элементарной геометрии следует⁴: $x'_0 = x' \cos \Theta + y' \sin \Theta$. Тогда

$$\mathcal{E}_-(x', y') = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_m \cos[2\pi(\nu'_x x' + \nu'_y y') + \varphi_0], \tag{Д2.32}$$

где $\nu'_x = \nu' \cos \Theta$, $\nu'_y = \nu' \sin \Theta$ — частоты пространственного колебания в направлении осей $O'X'$ и $O'Y'$. Из формулы (Д2.14) следует, что если освещенность идеального изображения описывает функция (Д2.32), то яркость в предметной плоскости описывается функцией

$$L_-(x, y) = L_0 + L_m \cos[2\pi(\nu_x x + \nu_y y) + \varphi_0], \tag{Д2.33}$$

где $\nu_x = \nu'_x \bar{\beta}$, $\nu_y = \nu'_y \bar{\beta}$, $L_0 = \mathcal{E}_0 \bar{\beta}^2 / \Omega^{\text{эоб}}$. Такое изменение яркости по предметной плоскости может быть обеспечено при использовании мис с косинусоидальным коэффициентом пропускания (см. разд. 9.5).

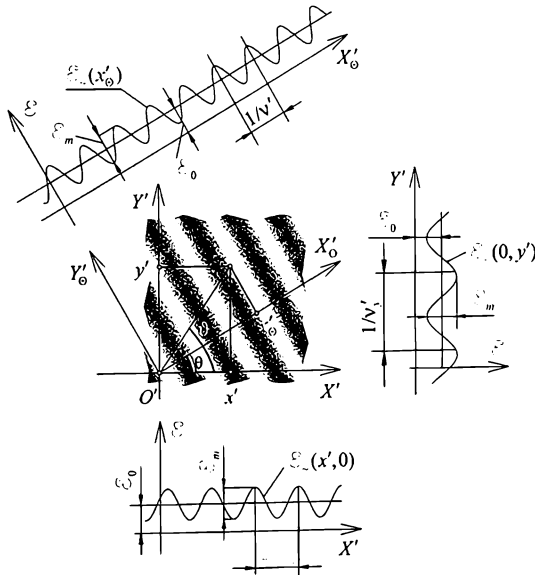


Рис. Д2.19. Графики функции (Д2.32).

⁴Указание: $\sin \vartheta = y' / \sqrt{x'^2 + y'^2}$, $\cos \vartheta = x' / \sqrt{x'^2 + y'^2}$, $x'_0 = \sqrt{x'^2 + y'^2} \cos(\Theta - \vartheta)$ (см. рис. Д2.19).

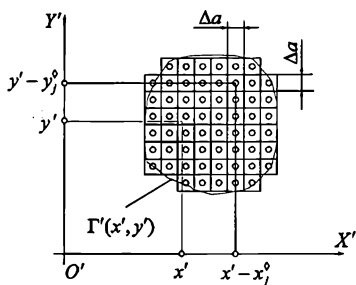


Рис. Д2.20. К расчету изменения освещенности в изображении объекта с косинусоидальным распределением яркости.

После подстановки выражения (Д2.32) в формулу (Д2.15) получим:

$$E_-(x', y') = \iint_{\Gamma'(x', y')} \{ \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_m \cos [2\pi (v'_x u' + v'_y v') + \varphi_0] \} H(x' - u', y' - v') du' dv'. \quad (Д2.34)$$

Разделим область $\Gamma'(x', y')$ на одинаковые квадратные ячейки, стороны которых параллельны осям координат $O'X'$ и $O'Y'$ и равны Δa (рис. Д2.20). Координаты центров ячеек находятся в точках $(x' - x_j^0, y' - y_j^0)$, где $j = 1, 2, 3, \dots, K$. При $\Delta a \rightarrow 0$ (одновременно $K \rightarrow \infty$) интеграл в выражении Д2.34 можно представить в виде:

$$E_-(x', y') = \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \sum_{j=1}^K \{ \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_m \cos [2\pi (v'_x (x' - x_j^0) + v'_y (y' - y_j^0)) + \varphi_0] \} H(x_j^0, y_j^0) \Delta a^2. \quad (Д2.35)$$

Так как

$$\begin{aligned} & \cos [2\pi (v'_x (x' - x_j^0) + v'_y (y' - y_j^0)) + \varphi_0] = \\ & = \cos [2\pi (v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0] \cos [2\pi (v'_x x_j^0 + v'_y y_j^0)] + \\ & + \sin [2\pi (v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0] \sin [2\pi (v'_x x_j^0 + v'_y y_j^0)], \end{aligned}$$

то

$$\begin{aligned} E_-(x', y') &= \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \sum_{j=1}^K \mathcal{E}_0 H(x_j^0, y_j^0) \Delta a^2 + \\ &+ \cos [2\pi (v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0] \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \sum_{j=1}^K \mathcal{E}_m \cos [2\pi (v'_x x_j^0 + v'_y y_j^0)] H(x_j^0, y_j^0) \Delta a^2 + \\ &+ \sin [2\pi (v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0] \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \sum_{j=1}^K \mathcal{E}_m \sin [2\pi (v'_x x_j^0 + v'_y y_j^0)] H(x_j^0, y_j^0) \Delta a^2. \end{aligned}$$

После перехода от сумм к интегралам получим

$$\begin{aligned} E_-(x', y') &= I \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_m \tilde{H}_c(v'_x, v'_y) \cos [2\pi (v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0] - \\ &- \mathcal{E}_m \tilde{H}_s(v'_x, v'_y) \sin [2\pi (v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0], \end{aligned} \quad (Д2.36)$$

где

$$\tilde{H}_c(v'_x, v'_y) = \iint_{\gamma_0} H(x', y') \cos[2\pi(v'_x x' + v'_y y')] dx' dy'; \quad (Д2.37)$$

$$\tilde{H}_s(v'_x, v'_y) = -\iint_{\gamma_0} H(x', y') \sin[2\pi(v'_x x' + v'_y y')] dx' dy'; \quad (Д2.38)$$

$$I = \tilde{H}_c(0, 0) = \iint_{\gamma_0} H(x', y') dx' dy' = 1$$

[см. формулу (Д2.11)]. Выражение (Д2.36) можно также записать в виде

$$E_-(x', y') = \varepsilon_0 + \varepsilon_m \tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y) \cos[2\pi(v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0 + \Psi(v'_x, v'_y)], \quad (Д2.39)$$

где

$$\tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y) = \sqrt{\tilde{H}_c^2(v'_x, v'_y) + \tilde{H}_s^2(v'_x, v'_y)}; \quad (Д2.40)$$

$$\Psi(v'_x, v'_y) = \text{arctg}[\tilde{H}_s(v'_x, v'_y) / \tilde{H}_c(v'_x, v'_y)]. \quad (Д2.41)$$

В [Д2.3] доказано, что при любых $v'_x, v'_y, H(x', y')$ выполняется условие

$$\tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y) \leq \tilde{H}_{abs}(0, 0) = 1.$$

Из выражений (Д2.32) и (Д2.36) следует, что функции $E_-(x', y')$ и $E_+(x', y')$ отличаются только постоянным множителем $\tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y)$ и фазовым сдвигом $\Psi(v'_x, v'_y)$ (см. график на рис. Д2.21).

Используя формулу (9.5), найдем значения контрастов M_L, M_E, M_E для функций (Д2.33), (Д2.32), (Д2.36) соответственно:

$$M_L = \frac{L_m}{L_0} = \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_0} = M_E; \quad M_E = \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_0} \tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y). \quad (Д2.42)$$

Следовательно,

$$\tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y) = \frac{M_E}{M_L} = \frac{M_E}{M_E}. \quad (Д2.43)$$

Поэтому функция $\tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y)$ носит название монохроматической⁵ функции передачи модуляции (МФПМ), а выражение (Д2.43) используется при непосредствен-

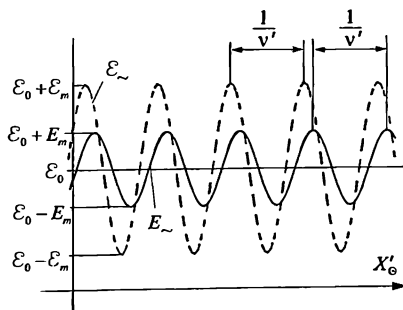


Рис. Д2.21. Изменение освещенности вдоль оси $O'X'_0$ для объекта с косинусоидальным распределением яркости. Пунктиром показан график изменения освещенности в идеальном изображении.

⁵ Функции $L(x, y)$ и $E(x, y)$ описывают яркость и освещенность в узком спектральном диапазоне (см. разд. Д2.1).

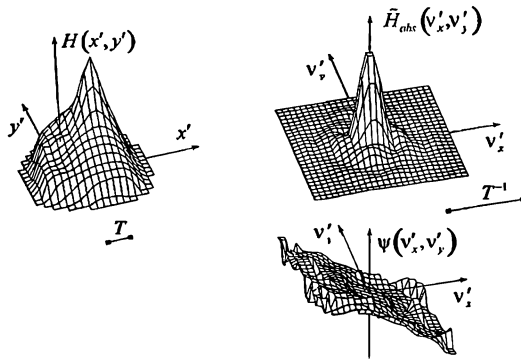


Рис. Д2.22. Графики функций $H(x', y')$, $\tilde{H}_{obs}(v'_x, v'_y)$, $\Psi(v'_x, v'_y)$.

ном измерении значений функции $\tilde{H}_{obs}(v'_x, v'_y)$ (см. разд. 9.5). Функция $\Psi(v'_x, v'_y)$ называется монохроматической функцией передачи фазы (МФПФ). На рис. Д2.22 показан график НМФРТ и соответствующие ему графики $\tilde{H}_{obs}(v'_x, v'_y)$, $\Psi(v'_x, v'_y)$.

При анализе качества изображения вращательно-симметричных оптических систем очень часто ограничиваются анализом графиков функций МФПМ и МФПФ в меридиональном ($v'_x = 0, v'_y = \text{var}$) и в сагиттальном ($v'_x = \text{var}, v'_y = 0$) сечениях. Если график НМФРТ представляет собой фигуру вращения с осью, проходящей через точку $(0, 0)$, то графики МФПМ и МФПФ также являются фигурами вращения и $\tilde{H}_s(v'_x, v'_y) = 0$. В этом случае при анализе качества изображения достаточно использовать графики МФПМ и МФПФ только в меридиональном сечении.

При подстановке функции (Д2.19) в выражения (Д2.37), (Д2.38) получается:

$$\tilde{H}_{*c}(v'_x, v'_y) = \frac{J_1(2R_s \pi \sqrt{v'^2_x + v'^2_y})}{R_s \pi \sqrt{v'^2_x + v'^2_y}}; \tag{Д2.44}$$

$$\tilde{H}_{*s}(v'_x, v'_y) = 0; \quad \tilde{H}_{*obs}(v'_x, v'_y) = |\tilde{H}_{*c}(v'_x, v'_y)|,$$

где $J_1(\cdot)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка. График функции $\tilde{H}_{*obs}(\sqrt{v'^2_x + v'^2_y})$ показан на рис. Д2.23. Также на этом же рисунке представлен график функции \tilde{H}_{*obs} — МФПМ для НМФРТ H_0 [см. формулу (Д2.20)].

Рассмотрим более общий случай, когда функция $\mathcal{E}(x', y')$ описывается тригонометрическим рядом:

$$\mathcal{E}(x', y') = \mathcal{E}_0 + \sum_k \varepsilon_k \cos[2\pi(v'_{x,k}x' + v'_{y,k}y') + \varphi_k], \tag{Д2.45}$$

где ε_k, φ_k — амплитуда и фаза пространственного колебания с частотами $v'_{x,k}, v'_{y,k}$ в направлении осей $O'X'$ и $O'Y'$. После подстановки функции (Д2.45) в формулу (Д2.15) и выполнения преобразований по аналогии с формулами (Д2.35)—(Д2.39) получим:

$$E(x', y') = \mathcal{E}_0 + \sum_k \varepsilon_k \tilde{H}_{obs}(v'_x, v'_y) \cos[2\pi(v'_{x,k}x' + v'_{y,k}y') + \varphi_k + \Psi(v'_{x,k}, v'_{y,k})],$$

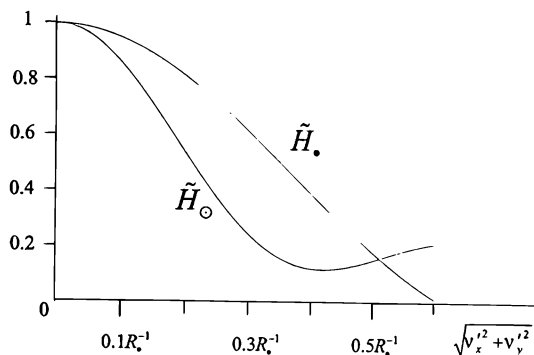


Рис. Д2.23. Графики функций $\tilde{H}_{\bullet abs}$ и $\tilde{H}_{\circ abs}$.

где значения $\tilde{H}_c(v'_{x,k}, v'_{y,k})$, $\tilde{H}_s(v'_{x,k}, v'_{y,k})$ рассчитываются по формулам (Д2.40) и (Д2.41).

Пусть область Υ_{rect} представляет собой прямоугольник, стороны которого параллельны осям $O'X'$ и $O'Y'$; длины этих сторон равны T'_x и T'_y (рис. Д2.24). В курсе высшей математики доказывается, что функция $g(x', y')$ может быть аппроксимирована⁶ в пределах прямоугольной области Υ_{rect} тригонометрическим рядом Фурье:

$$g_{анпр}(x', y') = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{\ell=-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_{abs}(v'_{x,k}, v'_{y,\ell}) \cos[2\pi(x'v'_{x,k} + y'v'_{y,\ell}) + \varphi_k(v'_{x,k}, v'_{y,\ell})] \Delta v'_{x,k} \Delta v'_{y,\ell} \quad (Д2.47)$$

где $v'_{x,k} = k/T'_x$, $v'_{y,\ell} = \ell/T'_y$, $\Delta v'_x = v'_{x,k+1} - v'_{x,k} = 1/T'_x$, $\Delta v'_y = v'_{y,\ell+1} - v'_{y,\ell} = 1/T'_y$,

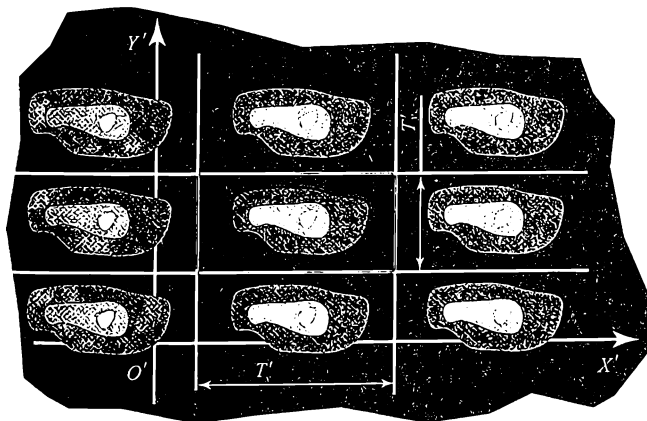


Рис. Д2.24. Полутоновой график функции $g_{анпр}(x', y')$. Синим цветом показаны границы области Υ_{rect} . Красным цветом показаны границы области Υ_g где функция $g(x', y')$ отлична от нуля.

⁶ Функцию $g(x', y')$ можно аппроксимировать рядом (Д2.47) только в том случае, когда эта функция удовлетворяет условиям Дирихле. Однако эти условия автоматически выполняются для всех функций, используемых при анализе качества оптического изображения.

$$\bar{g}_{abs}(v'_x, v'_y) = \sqrt{\bar{g}_c^2(v'_x, v'_y) + \bar{g}_s^2(v'_x, v'_y)}; \quad (D2.48)$$

$$\varphi_g(v'_x, v'_y) = \text{arctg}[\bar{g}_s(v'_x, v'_y)/\bar{g}_c(v'_x, v'_y)]; \quad (D2.49)$$

$$\bar{g}_c(v'_x, v'_y) = \mathcal{F}_c\{g(x', y')\} = \iint_{Y_{rect}} g(x', y') \cos[2\pi(v'_x x' + v'_y y')] dx' dy'; \quad (D2.50)$$

$$\bar{g}_s(v'_x, v'_y) = \mathcal{F}_s\{g(x', y')\} = -\iint_{Y_{rect}} g(x', y') \sin[2\pi(v'_x x' + v'_y y')] dx' dy'. \quad (D2.51)$$

Пусть прямоугольная область Y_{rect} включает в себя все точки, в которых функция $E(x', y')$ отлична от нуля. Аппрокимируем на этой прямоугольной области функции $E(x', y')$ и $\mathcal{E}(x', y')$ тригонометрическими рядами Фурье:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{анпр}(x', y') &= \\ &= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \bar{E}_{abs}(v'_{x,k}, v'_{y,l}) \cos[2\pi(x'v'_{x,k} + y'v'_{y,l}) + \varphi_E(v'_{x,k}, v'_{y,l})] \Delta v'_{x,k} \Delta v'_{y,l}; \\ E_{анпр}(x', y') &= \\ &= \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \bar{E}_{abs}(v'_{x,k}, v'_{y,l}) \cos[2\pi(x'v'_{x,k} + y'v'_{y,l}) + \varphi_E(v'_{x,k}, v'_{y,l})] \Delta v'_{x,k} \Delta v'_{y,l}, \end{aligned} \quad (D2.52)$$

$$(D2.53)$$

где значения $\bar{E}_{abs}(v'_{x,k}, v'_{y,l})$, $\varphi_E(v'_{x,k}, v'_{y,l})$, $\bar{E}_{abs}(v'_{x,k}, v'_{y,l})$, $\varphi_E(v'_{x,k}, v'_{y,l})$ вычисляются по формулам (D2.50), (D2.51).

Из формул (D2.53), (D2.52), (D2.45), (D2.46) следует:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{abs}(v'_x, v'_y) &= \bar{E}_{abs}(v'_x, v'_y) \bar{H}_{abs}(v'_x, v'_y); \\ \varphi_E(v'_x, v'_y) &= \varphi_E(v'_x, v'_y) + \Psi(v'_x, v'_y). \end{aligned} \quad (D2.54)$$

Необходимо отметить, что функция (D2.47) является периодической:

$$g_{анпр}(x', y') = g_{анпр}(x' + m_1 T'_x, y' + m_2 T'_y),$$

где m_1, m_2 — произвольные целые числа. Поэтому за пределами прямоугольной области Y_{rect} функции $g_{анпр}(x', y')$ и $g(x', y')$ могут существенно отличаться друг от друга (см. рис. D2.24). Для того чтобы функция (D2.47) аппроксимировала функцию $g(x', y')$ на возможно большем участке плоскости $O'X'Y'$, необходимо увеличивать длину сторон прямоугольной области Y_{rect} . В предельном случае $T'_x \rightarrow \infty, T'_y \rightarrow \infty$, а область Y_{rect} расширяется на всю плоскость $O'X'Y'$. При $T'_x \rightarrow \infty$ интервалы между пространственными частотами $v'_{x,k+1}$ и $v'_{x,k}$ становятся бесконечно малыми: $v'_{x,k+1} - v'_{x,k} = \Delta v'_x \rightarrow 0$. Аналогично: $\lim_{T'_y \rightarrow \infty} \Delta v'_y = 0$. Так как $\Delta v'_x \rightarrow 0$ и $\Delta v'_y \rightarrow 0$, то в выражении (D2.47) можно перейти от суммирования к интегрированию. Тогда:

$$g(x', y') = \mathcal{F}_c^{-1}\{\bar{g}_c(v'_x, v'_y)\} - \mathcal{F}_s^{-1}\{\bar{g}_s(v'_x, v'_y)\}, \quad (D2.55)$$

где

$$\mathcal{F}_c^{-1}\{\bar{g}_c(v'_x, v'_y)\} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{g}_c(v'_x, v'_y) \cos[2\pi(v'_x x' + v'_y y')] dv'_x dv'_y; \quad (D2.56)$$

$$\mathcal{F}_s^{-1}\{\bar{g}_s(v'_x, v'_y)\} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{g}_s(v'_x, v'_y) \sin[2\pi(v'_x x' + v'_y y')] dv'_x dv'_y. \quad (D2.57)$$

Интегрирование в формулах (Д2.56), (Д2.57) ведется по области пространственных частот $-\infty < \nu'_x < +\infty$, $-\infty < \nu'_y < +\infty$. Функции

$$\bar{g}_c(\nu'_x, \nu'_y) = \mathcal{F}_c \{g(x', y')\}, \quad \bar{g}_s(\nu'_x, \nu'_y) = \mathcal{F}_s \{g(x', y')\}$$

рассчитываются по формулам (Д2.50), (Д2.51); при этом формально областью интегрирования Υ_{rect} является вся плоскость $O'X'Y'$, а фактически интегрирование ведется только в пределах области Υ_g , где функция $g(x', y')$ отлична от нуля.

Переход от функции $g(x', y')$ к функциям $\bar{g}_c(\nu'_x, \nu'_y)$, $\bar{g}_s(\nu'_x, \nu'_y)$ [см. формулы (Д2.50), (Д2.51)] называется прямым преобразованием Фурье. Восстановление функции $g(x', y')$ по функциям $\bar{g}_c(\nu'_x, \nu'_y)$, $\bar{g}_s(\nu'_x, \nu'_y)$ называется обратным преобразованием Фурье [см. формулы (Д2.55)–(Д2.57)].

Так как $\bar{H}_c(\nu'_x, \nu'_y) = \mathcal{F}_c \{H(x', y')\}$, $\bar{H}_s(\nu'_x, \nu'_y) = \mathcal{F}_s \{H(x', y')\}$ [см. формулы (Д2.37), (Д2.38)], то НМФРТ может быть вычислена по известным (например, измеренным) МФПМ и МФПФ:

$$\begin{aligned} H(x', y') &= \mathcal{F}_c^{-1} \{\bar{H}_c(\nu'_x, \nu'_y)\} - \mathcal{F}_s^{-1} \{\bar{H}_s(\nu'_x, \nu'_y)\} = \\ &= \mathcal{F}_c^{-1} \{\bar{H}_{\text{abs}}(\nu'_x, \nu'_y) \cos[\Psi(\nu'_x, \nu'_y)]\} - \mathcal{F}_s^{-1} \{\bar{H}_{\text{abs}}(\nu'_x, \nu'_y) \sin[\Psi(\nu'_x, \nu'_y)]\}. \end{aligned}$$

Из формул (Д2.54), (Д2.55) следует:

$$\begin{aligned} E(x', y') &= \mathcal{F}_c^{-1} \{\bar{E}_{\text{abs}}(\nu'_x, \nu'_y) \bar{H}_{\text{abs}}(\nu'_x, \nu'_y) \cos[\varphi_\varepsilon(\nu'_x, \nu'_y) + \Psi(\nu'_x, \nu'_y)]\} - \\ &- \mathcal{F}_s^{-1} \{\bar{E}_{\text{abs}}(\nu'_x, \nu'_y) \bar{H}_{\text{abs}}(\nu'_x, \nu'_y) \sin[\varphi_\varepsilon(\nu'_x, \nu'_y) + \Psi(\nu'_x, \nu'_y)]\}. \end{aligned} \quad (\text{Д2.58})$$

Формула (Д2.58) может быть также получена в результате подстановки выражения (Д2.15) в формулу (Д2.55) [Д2.3], [Д2.4].

Очень часто при анализе передачи оптической системой пространственных частот для упрощения математических выкладок используются комплексные числа. В комплексной форме обратное и прямое преобразования Фурье вещественной функции $g(x', y')$ записываются в виде:

$$\begin{aligned} g(x', y') &= \mathcal{F}^{-1} \{\bar{g}(\nu'_x, \nu'_y)\} = \mathcal{F}_c^{-1} \{\bar{g}_c(\nu'_x, \nu'_y)\} + i \mathcal{F}_s^{-1} \{\bar{g}_s(\nu'_x, \nu'_y)\} = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{g}(\nu'_x, \nu'_y) \exp[2\pi i(\nu'_x x' + \nu'_y y')] d\nu'_x d\nu'_y, \end{aligned} \quad (\text{Д2.59})$$

где $i = \sqrt{-1}$,

$$\begin{aligned} \bar{g}(\nu'_x, \nu'_y) &= \mathcal{F} \{g(x', y')\} = \mathcal{F}_c \{g(x', y')\} + i \mathcal{F}_s \{g(x', y')\} = \\ &= \iint_{\Upsilon_g} g(x', y') \exp[-2\pi i(\nu'_x x' + \nu'_y y')] dx' dy'. \end{aligned} \quad (\text{Д2.60})$$

Монохроматическая оптическая передаточная функция $\bar{H}(\nu'_x, \nu'_y)$ вычисляется как прямое преобразование Фурье от НМФРТ:

$$\begin{aligned} \bar{H}(\nu'_x, \nu'_y) &= \mathcal{F} \{H(x', y')\} = \mathcal{F}_c \{H(x', y')\} + i \mathcal{F}_s \{H(x', y')\} = \\ &= \bar{H}_{\text{abs}}(\nu'_x, \nu'_y) \exp[2\pi i \Psi(\nu'_x, \nu'_y)]. \end{aligned} \quad (\text{Д2.61})$$

В комплексной форме выражение (Д2.58) записывается в виде

$$E(x', y') = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \{ \mathcal{E}(x', y') \} \mathcal{F} \{ H(x', y') \} \right\} = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{H}_{abs}(v'_x, v'_y) \tilde{\mathcal{E}}_{abs}(v'_x, v'_y) \exp \left[2\pi i (\varphi_c(v'_x x' + v'_y y') + \Psi(v'_x, v'_y)) \right] \right\}. \quad (Д2.62)$$

В качестве примера рассмотрим случай, когда НМФРТ описывается функцией (Д2.19) и

$$\mathcal{E}(x', y') = \begin{cases} \mathcal{E}_\Pi, & \text{при } |x'| < R. \text{ и } |y'| < R. \\ 0, & \text{при } |x'| > R. \text{ или } |y'| > R. \end{cases} \quad (Д2.63)$$

Взяв прямое преобразование Фурье от функции (Д2.63), получим

$$\tilde{\mathcal{E}}_c(v'_x, v'_y) = \mathcal{F}_c \{ \mathcal{E}(x', y') \} = \mathcal{E}_\Pi \frac{\sin(2\pi R v'_x) \sin(2\pi R v'_y)}{\pi^2 v'_x v'_y},$$

$$\tilde{\mathcal{E}}_s(v'_x, v'_y) = \mathcal{F}_s \{ \mathcal{E}(x', y') \} = 0.$$

Графики функций $\mathcal{E}(x', y')$, $H_*(x', y')$, $\tilde{\mathcal{E}}_c(v'_x, v'_y)$, $\tilde{H}_{*c}(v'_x, v'_y)$,

$$\tilde{\mathcal{E}}_c(v'_x, v'_y) = \tilde{\mathcal{E}}_c(v'_x, v'_y) \tilde{H}_{*c}(v'_x, v'_y),$$

$E(x', y')$ [вычисляется по формуле (Д2.58)] приведены на рис. Д2.25.

Этот пример и выражения (Д2.58), (Д2.62), (Д2.54) показывают, что оптическую систему можно рассматривать как фильтр, подавляющий высокие пространственные частоты. Для того чтобы наглядно показать влияние подавления высоких

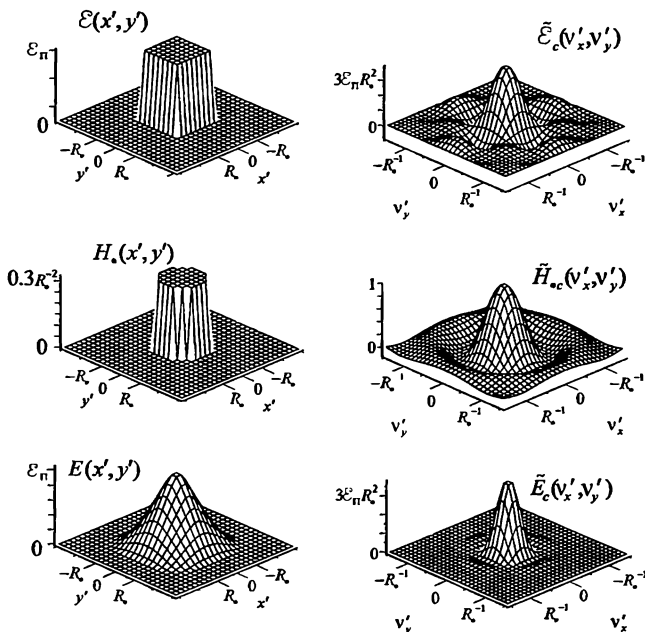


Рис. Д2.25. Расчет освещенности в ПАИ по формулам (Д2.58).

Рис. Д2.26. Примеры фильтрации высоких пространственных частот:

a — полутоновый график исходной функции $g(x', y')$, *б* — полутоновый график функции $g_{\text{lim}}(x', y')$ при $v'_{\text{lim}} = 4 \cdot T^{-1}$; *в* — полутоновый график функции $g_{\text{lim}}(x', y')$ при $v'_{\text{lim}} = 2,66 \cdot T^{-1}$.



a



б



в

пространственных частот на оптическое изображение, на рис. Д2.26 представлены полутоновый график исходной функции $g(x', y')$ и полутоновые графики функции $g_{\text{lim}}(x', y')$ для двух значений предельной частоты v'_{lim} . При этом функции $g(x', y')$ и $g_{\text{lim}}(x', y')$ связаны равенствами:

$$g_{\text{lim}}(x', y') = \mathcal{F}_c^{-1} \{ \tilde{g}_{\text{lim}, c}(v'_x, v'_y) \} - \mathcal{F}_s^{-1} \{ \tilde{g}_{\text{lim}, s}(v'_x, v'_y) \};$$

$$\tilde{g}_{\text{lim}, c} = \begin{cases} \mathcal{F}_c^{-1} \{ g(x', y') \}, & \text{при } \sqrt{v'^2_x + v'^2_y} < v'_{\text{lim}}, \\ 0, & \text{при } \sqrt{v'^2_x + v'^2_y} > v'_{\text{lim}}; \end{cases}$$

$$\tilde{g}_{\text{lim}, s} = \begin{cases} \mathcal{F}_s^{-1} \{ g(x', y') \}, & \text{при } \sqrt{v'^2_x + v'^2_y} < v'_{\text{lim}}, \\ 0, & \text{при } \sqrt{v'^2_x + v'^2_y} > v'_{\text{lim}}. \end{cases}$$

Из последнего примера следует, что анализ пространственно-частотных характеристик изображаемого объекта (т. е. пространственно-частотных характеристик изменения яркости в предметной плоскости или пространственно-частотных характеристик освещенности идеального изображения) может использоваться для определения минимально допустимых значений функции передачи модуляции оптической системы.

По аналогии с монохроматическими функциями передачи фазы и модуляции, монохроматической оптической передаточной функцией можно определить полихроматические функции передачи фазы и модуляции (ПФПФ и ПФПМ соответственно), а также полихроматическую оптическую передаточную функцию:

$$\tilde{H}_{\text{abs, poly}}(v'_x, v'_y) = \sqrt{\tilde{H}_{c, \text{poly}}^2(v'_x, v'_y) + \tilde{H}_{s, \text{poly}}^2(v'_x, v'_y)}; \quad (\text{Д2.64})$$

$$\Psi_{\text{poly}}(v'_x, v'_y) = \arctg \left[\tilde{H}_{s, \text{poly}}(v'_x, v'_y) / \tilde{H}_{c, \text{poly}}(v'_x, v'_y) \right]; \quad (\text{Д2.65})$$

$$\tilde{H}_{\text{poly}}(v'_x, v'_y) = \mathcal{F} \{ H_{\text{poly}}(x', y') \} = \tilde{H}_{\text{abs, poly}}(v'_x, v'_y) \exp \left[2\pi i \Psi_{\text{poly}}(v'_x, v'_y) \right], \quad (\text{Д2.66})$$

где $\tilde{H}_{c, \text{poly}}(v'_x, v'_y) = \mathcal{F}_c \{ H_{\text{poly}}(x', y') \}$, $\tilde{H}_{s, \text{poly}}(v'_x, v'_y) = \mathcal{F}_s \{ H_{\text{poly}}(x', y') \}$.

Пусть оптическая система в каждом узком интервале рабочего спектрального диапазона удовлетворяет условиям линейности и изопланатичности, $\tilde{\beta}(\lambda) = \tilde{\beta} = \text{const}$, а изменение яркости по предметной плоскости описывается функцией (Д2.26). Если $\mathcal{L}_-(x, y) = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_n \cos [2\pi(v_x x + v_y y) + \varphi_0]$, то, по аналогии с формулами (Д2.36), эффективная освещенность в ПАИ описывается функцией

$$E_{-, \text{eff}}(x', y') = \mathcal{E}_0, \text{eff} + \mathcal{E}_n, \text{eff} \tilde{H}_{\text{abs, poly}}(v'_x, v'_y) \cos \left[2\pi(v'_x x' + v'_y y') + \varphi_0 + \Psi_{\text{poly}}(v'_x, v'_y) \right], \quad (\text{Д2.67})$$

где $\varepsilon_{0, \text{eff}} = \varepsilon_0 Q_{II} / Q_I \bar{\beta}^2$, $\varepsilon_{m, \text{eff}} = \varepsilon_m Q_{II} / Q_I \bar{\beta}^2$, $v'_x = v_x / \bar{\beta}$, $v'_y = v_y / \bar{\beta}$. Формула (Д2.67) может быть использована для непосредственного измерения функций $\tilde{H}_{\text{abs, poly}}(v'_x, v'_y)$, $\Psi_{\text{poly}}(v'_x, v'_y)$ (см. разд. 9.5). Взяв прямое преобразования Фурье от выражения (Д2.27), получим:

$$E_{\text{eff}}(x', y') = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F} \{ \varepsilon_{\text{eff}}(x', y') \} \mathcal{F} \{ H_{\text{poly}}(x', y') \} \}. \quad (\text{Д2.68})$$

Формула (Д2.68) представляет собой аналог выражения (Д2.62).

Использование пространственно-частотных характеристик (получаемых в результате прямого преобразования Фурье двумерных функций яркости и освещенности) не только позволяет в краткой форме описывать формирование изображения оптической системой, но также упрощает описание процессов преобразования оптических сигналов в электрические (например, с помощью многоэлементных приемников) [Д2.3]—[Д2.5]. Преобразования Фурье широко используются при компьютерной обработке изображений [Д2.7]. Так, например, популярные алгоритмы сжатия (с потерями) графической информации JPEG и MPEG основаны на прямом преобразовании Фурье с последующим отбрасыванием высоких пространственных частот [Д2.6].

Список литературы к дополнению 2

- Д2.1. *Слюсарев Г.Г.* Методы расчета оптических систем. — Л.: Машиностроение, 1969. — 670 с.
- Д2.2. *Родионов С.А.* Автоматизация проектирования оптических систем. — Л.: Машиностроение, 1982. — 270 с.
- Д2.3. *Мосягин Г.М., Немтинов В.Б., Лебедев Е.Н.* Теория оптико-электронных систем. — М.: Машиностроение, 1990. — 432 с.
- Д2.4. *Порфирьев Л.Ф.* Основы теории преобразования сигналов в оптико-электронных системах. — Л.: Машиностроение, 1989. — 387 с.
- Д2.5. *Якушенков Ю.Г.* Теория и расчет оптико-электронных приборов. — М.: Машиностроение, 1989. — 360 с.
- Д2.6. *Сэломон Д.* Сжатие данных, изображений и звука. — М.: Техносфера, 2004. — 368 с.
- Д2.7. Методы компьютерной обработки изображений / Под ред. В.А. Сойфера. — М.: Физматлит, 2003 г. — 784 с.

ДОПОЛНЕНИЕ 3

ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В СОВРЕМЕННОМ ОПТИЧЕСКОМ ПРИБОРОСТРОЕНИИ

Д3.1. Классификация дифракционных оптических элементов

Дифракционными оптическими элементами (ДОЭ) в отечественной и зарубежной литературе называют оптические элементы, осуществляющие преобразование фронта падающей волны в результате дифракции света на микроструктуре элемента, выполненной на поверхности заданной формы. Классифицируют ДОЭ по типу дифракционной структуры, по форме поверхности, на которой она выполнена, и, наконец, по виду осуществляемого преобразования фронта волны. Дифракционная структура может работать на пропускание или отражение, пространственно модулируя амплитуду или фазу падающей на нее волны. В общем случае (как и в простейшем случае дифракционной решетки, рассмотренном в п. 7.6.1) в результате дифракции падающая волна расщепляется на несколько волн (дифракционных порядков), распространяющихся в различных направлениях и отличающихся как по интенсивности, так и по форме волнового фронта. При этом дифрагированные лучи (перпендикуляры к фронтам дифрагированных волн) располагаются с обеих сторон от лучей нулевого порядка, распространяющихся в направлении падающей волны (в случае структуры, работающей на пропускание) или зеркально отраженной волны (в случае структуры, работающей на отражение). Порядки дифракции отсчитывают от нулевого, считая положительными порядки, расположенные по одну сторону от нулевого, и отрицательными — расположенные по другую. Выбор знака, конечно, условен (см. рис. 7.18).

Исторически первыми ДОЭ, лежащими в основе двух основных классов таких элементов, являются плоские дифракционные решетки со структурой в виде прямолинейных и равноотстоящих друг от друга штрихов, рассмотренные в п. 7.6.1, и кольцевые зонные пластинки Френеля.

Принцип действия дифракционной решетки был открыт в 1785 году Риттенхаузом. Однако это открытие осталось незамеченным, и повторно решетка была изобретена в 1819 году Фраунгофером, который создал также технологию их изготовления. Значительных успехов в технике изготовления дифракционных решеток достиг Роуланд, который создал весьма совершенные для того времени гравировальные машины и изобрел так называемую вогнутую решетку [Д3.1]. Сегодня в класс дифракционных решеток входят также фокусирующие вогнутые решетки с непараллельными штрихами и квазипериодической структурой, чья пространственная частота изменяется по заданному закону. Такие решетки позволили, в частности, создать спектральные приборы с характеристиками, недостижимыми при использовании классических решеток [Д3.2].

Учитывая, что спектральным приборам на основе дифракционных решеток в данной книге посвящен разд. 7.4, ниже остановимся лишь на решетках — расщепителях монохроматических световых пучков и цветоделительных решетках. Расще-

пители должны падающий световой поток распределять между несколькими рабочими порядками. При этом определенные требования предъявляются как к углам дифракции, так и к соотношению интенсивностей в различных порядках. Цветоделительные решетки предназначены для разделения излучения различных длин волн по требуемым порядкам. Впервые такие решетки были предложены Дамманом в 1978 году [Д3.3]. Указанные задачи решаются за счет дополнительной фазовой модуляции падающей волны в пределах пространственного периода дифракционной микроструктуры (см. Д3.2).

Амплитудная зонная пластинка была предложена О. Френелем в начале XIX века [Д3.4]. Ее структура представляла собой чередующиеся прозрачные и непрозрачные концентрические кольцевые зоны, радиусы границ которых пропорциональны корням из целых чисел. Такая пластинка по действию эквивалентна нескольким собирающим и рассеивающим линзам, вложенным в одну апертуру (рис. Д3.1 и Д3.2).

В 1898 году Р. Вуд, реализуя идеи Дж. Рэля, впервые изготовил фазоинверсную зонную пластинку [Д3.5], а в 1957 году Г.Г. Слюсарев предложил зонную пластинку с фазовым профилем зон [Д3.6], который сегодня отечественные и зарубежные специалисты называют киноформным. Термин «киноформная линза» введен в работах Л. Лезема, П. Хирша и Дж. Джордана [Д3.7]. Дифракционная эффективность η_m (под которой понимается отношение интенсивности света, дифрагировавшего в m -й порядок I_m , к интенсивности падающего света I_0) в первом рабочем порядке амплитудной пластинки Френеля не превышает 10,1%, а фазоинверсной пластинки Рэля—Вуда — 40,5%. Работа же Г.Г. Слюсарева показала принципиальную возможность создания дифракционных элементов с эффективностью, близкой к 100%. Однако практическая возможность изготовления таких элементов открылась лишь в последние десятилетия с развитием микроэлектронных и лазерных технологий [Д3.8—Д3.18].

ДОЭ со структурой, подобной структуре зонной пластинки, называют дифракционными линзами. В составе оптической системы они могут использоваться как силовые или как коррекционные элементы. В последнем случае их оптическая сила невелика, но благодаря дисперсионным свойствам и асферизации фронта дифраги-

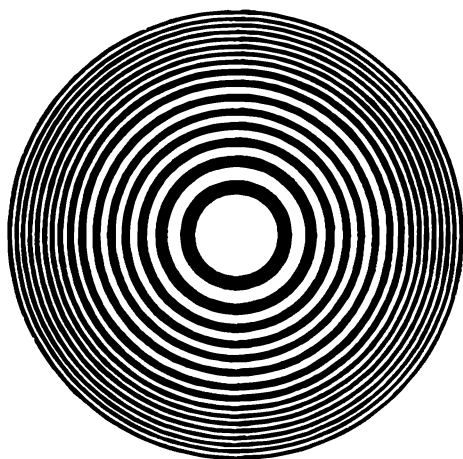
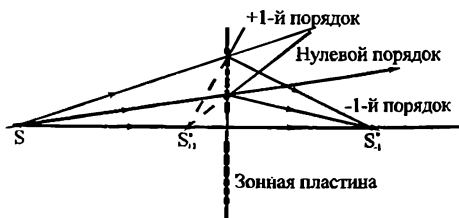


Рис. Д3.2. Фокусирующие свойства зонной пластинки.

Рис. Д3.1. Зонная пластинка Френеля.



рованной волны такие элементы являются эффективными корректорами хроматических и монохроматических aberrаций.

Один из наиболее интересных классов ДОЭ образуют фокусаторы лазерного излучения [Д3.14]. Фокусаторы — это ДОЭ, имеющие регулярную микроструктуру и фокусирующие лазерное излучение в тонкие линии или заданные области пространства (рис. Д3.3, Д3.4). Они предложены и впервые исследованы в нашей стране в 1981 году [Д3.19].

Трудами И.Н. Сисакяна, В.А. Сойфера, В.А. Данилова и ряда других отечественных исследователей в первой половине 80-х годов прошлого столетия получены основные геометрооптические решения задачи фокусировки и созданы различные фокусаторы [Д3.20—Д3.26]. В последующие годы в работах [Д3.27—Д3.31] были развиты теоретические аспекты методов расчета фокусаторов, доказаны теоремы существования и разрешимости задач синтеза фокусаторов. Особенно актуально использование фокусаторов для мощных лазеров, работающих в среднем ИК-диапазоне ($\lambda = 10,6$ мкм). Это связано с меньшей стоимостью и отсутствием экологически вредного воздействия производства ДОЭ по сравнению с линзовыми фокусирующими системами лазеров. Особый интерес представляет использование фокусаторов на алмазных пленках, обладающих в диапазоне среднего ИК-излучения высокой термостойкостью до 5 кВт/см^2 .

Ключевой проблемой при создании фокусаторов является достижение высокой энергетической эффективности при формировании требуемого распределения интенсивности в фокальной области. Впрочем, задача управления эффективностью в заданных дифракционных порядках одна из важнейших общих проблем дифракционной оптики, и следующий раздел посвящается именно этой проблеме.

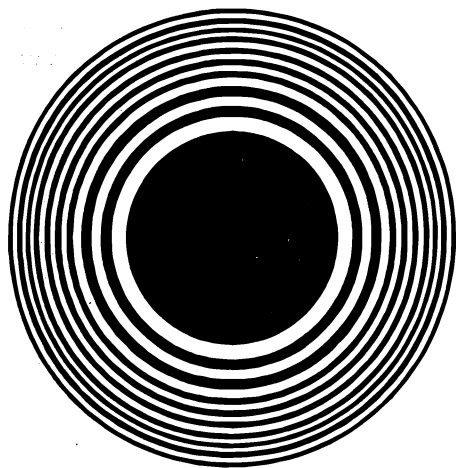


Рис. Д3.3. Фокусатор, формирующий при его освещении плоской монохроматической волной сфокусированный отрезок вдоль оптической оси.

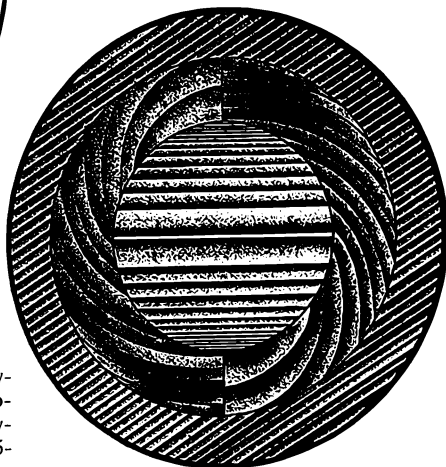


Рис. Д3.4. Фотошаблон фокусатора, формирующего при его освещении плоской монохроматической волной в плоскости, перпендикулярной оптической оси, действительное изображение буквы «R».

Д3.2. Дифракционная эффективность амплитудных и фазовых микроструктур

Рассмотрение начнем со структуры, представляющей собой бесконечно тонкий транспарант с пропусканием, изменяющимся в одном направлении по синусоидальному закону. Термин «пропускание» мы будем применять к структурам, работающим как на пропускание, так и на отражение. В первом случае под пропусканием будет пониматься отношение амплитуды световой волны непосредственно за структурой к амплитуде волны, падающей на эту структуру, а во втором — отношение амплитуды отраженной от структуры волны к амплитуде падающего излучения.

На амплитудной синусоидальной структуре свет дифрагирует только в три порядка: нулевой +1-й и -1-й. Если синусоидальное пропускание изменяется от 0 до 1

$$t(x) = 0,5 (1 - \cos(2\pi\xi x)), \quad (\text{Д3.1})$$

то дифракционная эффективность в нулевом порядке $\eta_0 = 25\%$, а в двух первых $\eta_{+1} = \eta_{-1} = 6,25\%$. В формуле (Д3.1) ξ — пространственная частота структуры в направлении оси X , связанная с пространственным периодом g простым соотношением:

$$\xi = 1/g. \quad (\text{Д3.2})$$

Если же пропускание по-прежнему изменяется в указанном диапазоне, но описывается прямоугольной периодической функцией, то $\eta_{+1} = \eta_{-1} = 10,1\%$. При этом дифракционная эффективность в высоких порядках не равна нулю.

Несомненно, большой интерес представляют чисто фазовые структуры, у которых коэффициент пропускания является комплексной функцией, а ее модуль $|t(x)| = 1$. В этом случае благодаря отсутствию поглощения сумма дифракционных эффективностей всех порядков равна 100%. Если фазовый сдвиг $\varphi(x)$, приобретаемый плоской волной при прохождении через структуру, изменяется по синусоидальному закону

$$\varphi(x) = \varphi_1 \cos(2\pi\xi x), \quad (\text{Д3.3})$$

где φ_1 — амплитуда фазовой модуляции, а ξ , как и в формуле (Д3.1), — пространственная частота структуры в направлении оси X , то максимум дифракционной эффективности в +1-м и -1-м порядках достигается при $\varphi_1 = 1,84$ и составляет $\eta_{+1} = \eta_{-1} = 33,9\%$, но в отличие от структуры с амплитудным синусоидальным пропусканием эффективность в высших порядках в этом случае не равна нулю.

Несколько больше света дифрагирует в два первых порядка на так называемой фазоинверсной или бинарной структуре, которая создает фазовый сдвиг, описываемый прямоугольной периодической функцией. Максимум дифракционной эффективности в этом случае $\eta_{+1} = \eta_{-1} = 40,4\%$ достигается, если фазовый сдвиг принимает значение $\varphi(x) = 0$ в течение одной половины периода и значение $\varphi(x) = \pi$ — в течение другой [Д3.32]. Нулевой и все четные порядки дифракции в этом случае отсутствуют ($\eta_{+2k} = \eta_{-2k} = 0$ при $k = 0, 1, 2, \dots$).

Наконец, весь свет в один порядок дифрагирует на структуре, создающей фазовый сдвиг, описываемый пилообразной функцией, обеспечивающей линейный рост $\varphi(x)$ в пределах периода от нуля до величины, кратной 2π .

Действительно, условием стопроцентной эффективности в данном дифракционном порядке является синфазность всех вторичных сферических волн, распространяющихся в направлении, соответствующем этому дифракционному порядку. На языке лучей это условие означает нулевую или кратную длине волны падающего излучения λ разность хода всех лучей, соответствующих данному порядку дифракции. Разность хода лучей, исходящих из двух точек, принадлежащих одному и тому

же периоду структуры, линейно растет с увеличением расстояния между этими точками и достигает максимума δ_{\max} , когда расстояние между точками равно периоду g . Полагая, что освещающая структура волна падает нормально для δ_{\max} , запишем

$$\delta_{\max} = g \sin \beta. \quad (Д3.4)$$

Здесь β — угол дифракции, связанный с периодом простым соотношением

$$\sin \beta = \frac{m\lambda}{g}, \quad (Д3.5)$$

вытекающим из основного уравнения решетки (7.14), в силу нормального падения освещающей волны ($\varepsilon = 0$) на пропускающую структуру. Подставляя формулу (Д3.5) в выражение (Д3.4), получим

$$\delta_{\max} = m\lambda. \quad (Д3.6)$$

Чтобы все вторичные волны, исходящие из точек, принадлежащих одному и тому же периоду структуры, распространялись синфазно, необходимо, чтобы сама структура вносила фазовый сдвиг, компенсирующий нарастание фазы за счет разности хода в свободном пространстве

$$2\pi\delta(x)/\lambda + \varphi(x) = \text{const}. \quad (Д3.7)$$

Учитывая, что при $x = 0$ $\delta(x) = 0$, а при $x = g$ $\delta(x) = \delta_{\max}$ для $\varphi(0)$ и $\varphi(g)$, получаем

$$\varphi(0) = \text{const}; \quad \varphi(g) = \text{const} - 2\pi m. \quad (Д3.8)$$

Выбор $\text{const} = 2\pi m$ обеспечивает нулевую фазовую задержку в конце периода дифракционной структуры: $\varphi(x)$ должно изменяться в пределах периода от $2\pi m$ до нуля.

В принципе существуют две возможности реализации чисто фазовых структур. Первая из них состоит в создании в приповерхностном слое подложки оптического элемента изменяющегося показателя преломления (например, за счет диффузии каких-либо примесей или в результате процесса обработки фоточувствительного эмульсионного или резистивного слоя), а вторая — в создании рельефа на поверхности подложки. В обоих случаях обеспечиваются различные оптические пути для света, проходящего через соседние участки структуры, т. е. фазовая модуляция света. В настоящее время пилообразное изменение фазы коэффициента пропускания за счет переменного показателя успешно реализуется лишь в лабораторных условиях, тогда как высококачественные рельефно-фазовые структуры изготавливаются промышленно. Именно рельефно-фазовой является структура нарезных спектральных решеток с «блеском», т. е. с несимметричным профилем штриха (эшелетты), которые давно и широко используются как дисперсионные элементы спектральных приборов.

Кроме традиционной технологии, предполагающей нарезку решетки на делительной машине, в настоящее время имеется несколько более совершенных методов получения элементов с рельефно-фазовой структурой. К ним, в частности, относятся алмазное точение [Д3.33, Д3.34], сухая фотополимерная штамповка [Д3.35] и проекционное формирование рельефной структуры с использованием прецизионного генератора изображений. Последний может быть оптическим или электронно-лучевым [Д3.13, Д3.18, Д3.36, Д3.37]. Однако наиболее эффективной сегодня является фотолитографическая технология, применяемая в микроэлектронике для изготовления интегральных схем [Д3.14, Д3.15, Д3.17, Д3.38, Д3.39]. Эта технология позволяет приближать пилообразный профиль ступенчатым, как показано на рис. Д3.5.

Максимальная фазовая задержка, которую может обеспечить рельефно-фазовая структура с пилообразным профилем штриха, связана с глубиной рельефа соотношениями

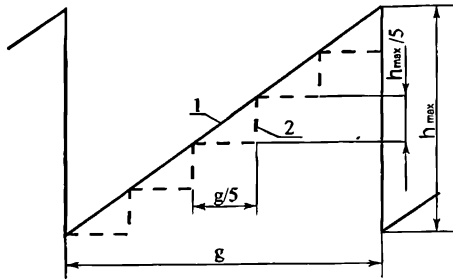


Рис. Д3.5. Пилообразный профиль штриха микроструктуры (1) и его приближение ступенчатым профилем (2) при числе уровней градации $k = 5$.

$$\begin{aligned} \varphi(0) &= 2\pi h_{\max}(n - 1)/\lambda; \\ \varphi(0) &= 4\pi h_{\max}/\lambda; \\ \varphi(0) &= 4\pi h_{\max}n/\lambda \end{aligned} \tag{Д3.9}$$

в зависимости от режима работы структуры — на пропускание, на отражение со стороны воздуха или на отражение со стороны подложки соответственно. Здесь n — показатель преломления материала подложки. Из формул (Д3.9), в частности, следует, что пилообразная структура с глубиной h_{\max} , работающая на пропускание обеспечивает стопроцентную дифракционную эффективность в m -м порядке дифракции при ее освещении монохроматическим светом с длиной волны, удовлетворяющей условию

$$m\lambda = h_{\max}(n - 1). \tag{Д3.10}$$

Решая совместно (Д3.5) и (Д3.10), находим угол дифракции

$$\sin \beta = h_{\max}(n - 1)/g. \tag{Д3.11}$$

Аналогичные соотношения нетрудно получить и для режимов работы на отражение.

Теперь проанализируем дифракционную эффективность рельефно-фазовой ступенчатой структуры, показанной на рис. Д3.5.

Будем считать, что $\varphi(x)$ изменяется в пределах периода, принимая ряд следующих дискретных значений $\varphi_l = 2\pi l/k$, где k — полное число уровней в ступенчатом профиле, а l — текущий номер уровня (на поверхности подложки $l = 0$, а уровень, соответствующий максимальной глубине рельефа, имеет номер $k - 1$). Тогда, как показано в [Д3.38], дифракционная эффективность ступенчатой структуры в m -м порядке описывается выражением

$$\eta_m = \frac{\sin^2(\pi m/k)}{\pi^2 m^2} \frac{\sin^2[\pi(m+1)]}{\sin^2[\pi(m+1)/k]}. \tag{Д3.12}$$

Поскольку m (номер порядка) — целое число, то числитель второй дроби в (Д3.12) всегда равен нулю, а дифракционная эффективность отлична от нуля только в тех порядках, для которых равен нулю и знаменатель второй дроби. Легко видеть, что это имеет место для порядков, номера которых удовлетворяют соотношению

$$m = -1 + vk, \tag{Д3.13}$$

где $\nu = 0, \pm 1, \pm 2$ и т. д. Подставляя выражение (Д3.13) в (Д3.12) и раскрывая неопределенность типа 0/0, получим

$$\eta_m = \frac{k^2 \sin^2(\pi m, k)}{\pi^2 m^2}. \quad (\text{Д3.14})$$

Из соотношения (Д3.14) следует, что в -1 (рабочем) порядке дифракционная эффективность ступенчатой структуры не равна нулю при любых значениях числа уровней k (кроме, разумеется, $k = 1$, что соответствует отсутствию рельефа). Численные значения η_{-1} для различных k приведены в табл. Д3.1. Из выражения (Д3.14) также следует, что чем больше число уровней в профиле ДОЭ, тем реже расположены порядки, в которые дифрагирует свет. При $k = 2$ равна нулю эффективность во всех четных порядках (т. е. ненулевые порядки расположены через один), тогда как при $k = 3$ уже только каждый третий порядок имеет ненулевую эффективность. Таким образом, увеличение числа уровней в ступенчатом профиле приводит к повышению эффективности в рабочем порядке и к увеличению числа ближайших к рабочему порядков с нулевой эффективностью. Последнее обстоятельство не менее важно для оптических систем, содержащих ДОЭ, чем высокая эффективность в рабочем порядке, так как нерабочие порядки снижают отношение сигнал/шум в изображении. Численные значения эффективностей ближайших к рабочему ненулевых порядков также приведены в табл. Д3.1.

Таблица Д3.1. Дифракционная эффективность микроструктуры со ступенчатым рельефом в рабочем η_{-1} и ближайших ненулевых положительных η_+ и отрицательных η_- порядках.

Порядок	Дифракционная эффективность при числе уровней градации рельефа k					
	2	3	4	5	6	∞
η_{-1}	0,405	0,684	0,811	0,875	0,912	1,0
η_+	$\frac{+1^*}{0,405}$	$\frac{+2}{0,171}$	$\frac{+3}{0,090}$	$\frac{+4}{0,055}$	$\frac{+5}{0,036}$	—
η_-	$\frac{-3^*}{0,045}$	$\frac{-4}{0,043}$	$\frac{-5}{0,032}$	$\frac{6}{0,024}$	$\frac{-7}{0,019}$	—

* Номер ближайшего ненулевого порядка.

Все изложенные зависимости и данные табл. Д3.1 реализуются только при идеальном изготовлении структуры для той длины волны и угла падения света, под которые рассчитывался профиль. Если же рельефно-фазовая пропускающая структура, рассчитанная на длину волны λ^* , работает с излучением другой длины волны λ , то фазовый сдвиг, вносимый l -м уровнем ступенчатой структуры,

$$\varphi_1 = 2\pi\lambda^*(n - 1)l / (n^* - 1)(\lambda k),$$

а дифракционная эффективность описывается выражением

$$\eta'_m = \frac{\sin^2(\pi m/k)}{\pi^2 m^2} \frac{\sin^2[\pi(m + k\varphi_1/2\pi)]}{\sin^2[\pi(m + k\varphi_1/2\pi)/k]}. \quad (\text{Д3.15})$$

Здесь φ_1 — приращения фазы за счет одной ступени профиля

$$\varphi_1 = \frac{2\pi\lambda^*(n - 1)}{k\lambda(n^* - 1)}, \quad (\text{Д3.16})$$

а n и n^* — показатели преломления подложки на длине волны λ и λ^* соответственно [Д3.38].

В табл. Д3.2 приведены значения величины $k\varphi_1/2\pi$ в зависимости от отношения дифракционной эффективности в -1 порядке η_{-1}^* к максимально достижимой эффективности η_{-1} при данном числе уровней. Данные таблицы показывают, что наибольшим снижением рабочей эффективности в рабочем порядке при отклонении фазовой модуляции от оптимальной будет для киноформа $k \rightarrow \infty$, а наименьшим — для бинарного профиля $k = 2$.

Таблица Д3.2. Отношение приращения фазы, обусловленного одной ступенью профиля ДОЭ (φ_1), к оптимальному приращению ($2\pi/k$) при заданном снижении эффективности в рабочем порядке.

η_{-1}^*/η_{-1}	$k\varphi_1/2\pi$ при числе уровней градации рельефа k					
	2	3	4	5	6	∞
0,95	1,144	1,132	1,129	1,127	1,126	1,125
0,90	1,205	1,189	1,184	1,182	1,180	1,178
0,85	1,253	1,233	1,227	1,225	1,223	1,220
0,80	1,295	1,272	1,266	1,263	1,261	1,258
0,75	1,333	1,308	1,300	1,297	1,295	1,291

В качестве примера оценим снижение дифракционной эффективности на краях видимого диапазона, ограниченного синей F - и красной C -линиями водорода ($\lambda_{\min} = \lambda_F = 486,13$ нм и $\lambda_{\max} = \lambda_C = 656,26$ нм). Будем считать, что рельефная структура выполняется в стекле марки К8 и рассчитывается на длину волны λ^* , соответствующую желтой d -линии гелия ($\lambda^* = \lambda_d = 587,56$ нм). Показатель преломления стекла К8 на длинах волн $\lambda_F, \lambda_C, \lambda_d$ принимает значения $n_F = 1,521948, n_C = 1,513888, n_d = 1,51637264$ соответственно. Тогда параметр $k\varphi_1/2\pi$ в соответствии с формулой (Д3.16) на длинах волн λ_F, λ_C примет значения $k\varphi_{1F}/2\pi = 1,2217$ и $k\varphi_{1C}/2\pi = 0,8910$. Значения дифракционных эффективностей η_{-1F} и η_{-1C} в рабочем -1 порядке на длинах волн λ_F и λ_C представлены в табл. Д3.3.

Таблица Д3.3. Значения дифракционных эффективностей η_{-1F} и η_{-1C} в рабочем -1 порядке на длинах волн λ_F и λ_C .

k	2	3	4	5	6	∞
η_{-1F}	0,358	0,591	0,695	0,747	0,777	0,848
η_{-1C}	0,393	0,660	0,781	0,843	0,878	0,961

Падение дифракционной эффективности при отклонении длины волны от расчетного значения и сопровождающий его рост эффективности в паразитных порядках ограничивают использование дифракционных линз и корректоров aberrаций в фото-, теле- и других объективах, предназначенных для работы с полихроматическим излучением. Одно из возможных решений этой проблемы предложено в работе [Д3.40]. Оно предполагает совмещение прямого и зеркального рельефов, выполненных в плоскопараллельных пластинах из двух различных оптических материалов (см. рис. Д3.6).

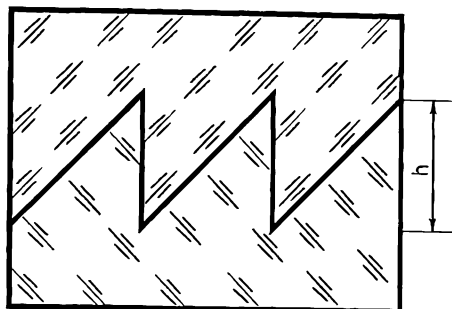


Рис. Д3.6. «Ахроматическая» двухслойная рельефно-фазовая микроструктура.

Фазовый сдвиг, вносимый в проходящую волну, в точке этой структуры с координатой x , как следует из рис. Д3.6, имеет вид

$$\varphi(\lambda) = 2\pi(n_1(\lambda) - n_2(\lambda)) h(x)/\lambda. \quad (\text{Д3.17})$$

Дифракционная эффективность не будет зависеть от длины волны при условии независимости от нее фазового сдвига $\varphi(\lambda) = \text{const}$. Последнее, как известно, требует обращения в нуль первой производной $d\varphi/d\lambda = 0$. Проанализируем возможность выполнения этого условия, аппроксимируя зависимость показателей преломления двух материалов подложки линейными функциями

$$n_1(\lambda) = n_{01} + b_1(\lambda - \lambda^*), \quad (\text{Д3.18})$$

$$n_2(\lambda) = n_{02} + b_2(\lambda - \lambda^*).$$

Легко видеть, что в этом случае

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\lambda(b_1 - b_2) - (n_{01} - n_{02}) - (\lambda - \lambda^*)(b_1 - b_2)}{\lambda^2} \quad (\text{Д3.19})$$

и требование $d\varphi/d\lambda = 0$ выполняется строго только в тривиальном случае отсутствия структуры ($n_{01} = n_{02}$ и $b_1 = b_2$). В случае реальных материалов показатели преломления не описываются линейными функциями и подобрать материалы, минимизирующие снижение дифракционной эффективности в заданном спектральном диапазоне до приемлемого уровня, вполне возможно, доказательством чего являются впечатляющие результаты по использованию второго порядка в фотообъективах, достигнутые фирмой Canon [Д3.41].

Завершая анализ дифракционной эффективности пилообразных и близких к ним многоступенчатых рельефно-фазовых структур, заметим, что все вышеприведенные результаты получены на основе скалярной теории дифракции в приближении бесконечно тонкой структуры. В ряде работ (см., например, [Д3.16]) приводятся более точные результаты, полученные на основе электромагнитной теории и с использованием так называемого скалярного анализа второго порядка. Там, в частности, показано, что отказ от равноглубоких ступеней в рельефной структуре и оптимизация ее позволяют существенно поднять дифракционную эффективность.

Теперь рассмотрим фазовые структуры, предназначенные для формирования одномерного или двумерного набора плоских пучков с заданным соотношением энергии между пучками. Дифракционные решетки с такими структурами, называемые многопорядковыми решетками, применяются в оптических устройствах мультипликации изображений, в соединителях для оптических волокон и свободного пространства, в устройствах оптической связи и обработки информации, в когерентных оптических процессорах [Д3.42–Д3.47].

Бинарные структуры ($k = 2$) представляют особый интерес ввиду простоты их изготовления методами фотолитографии, когда бинарный рельеф формируется за одно химическое травление подложки.

Для расчета бинарных многопорядковых структур используются, как правило, методы стохастической оптимизации, такие как прямой бинарный поиск [Д3.48, Д3.49], алгоритм симуляции отжига [Д3.50—Д3.54] и итеративные алгоритмы [Д3.55—Д3.58]. В работах [Д3.59, Д3.60] расчет структур основан на решении системы нелинейных уравнений, представляющих интенсивности порядков решеток через координаты фазового профиля. При этом расчет бинарной структуры с числом порядков $2N + 1$ сводится к решению нелинейной системы из N уравнений.

В случае бинарных дифракционных решеток, предназначенных для преобразователей лазерных пучков и формирователей пучков в сетях на оптических волокнах, требуемое число порядков может достигать нескольких сотен.

С ростом числа порядков алгоритмы случайного поиска профиля фазовой микроструктуры требуют большого времени расчета и приводят к нестабильной сходимости, а методы расчета, основанные на решении системы нелинейных уравнений, становятся численно неустойчивыми. В работе [Д3.14] рассмотрен более эффективный метод расчета многопорядковых бинарных структур, основывающийся на градиентном алгоритме при специальном выборе начального приближения для профиля решетки.

Фазовый профиль бинарной микроструктуры состоит из K прямоугольных штрихов одинаковой высоты φ , но разной ширины (рис. Д3.7). Координаты x_1, \dots, x_{2K} этих штрихов являются расчетными параметрами и определяют значения интенсивности в дифракционных порядках. Таблица Д3.4 из работы [Д3.14] дает представление о возможностях бинарных многопорядковых структур.

Завершим данный параграф кратким анализом рельефно-фазовых многоступенчатых структур цветоделительных решеток. Наиболее общим аналитическим решением для таких структур в рамках скалярной теории является решение, обеспечивающее возможность направления трех плоских волн с длинами λ_0 и

$$\lambda_{\pm 1} = \lambda N / (N \pm p), \tag{Д3.20}$$

(где $p = 1, 2, \dots, Z$), в $0, +1$ и -1 — дифракционные порядки [Д3.61—Д3.64]. Профиль структуры состоит из N ступенек равной ширины (рис. Д3.8). Высоты ступенек определяются по формуле:

$$d_i = \frac{\lambda_0}{(n_0 - 1)} \text{mod}_N (\alpha i), \quad i = 0, \dots, N - 1, \tag{Д3.21}$$

где n_0 — показатель преломления материала, в котором выполняется структура; α — целое число:

$$\alpha = \frac{N m + 1}{N + p}, \quad m = 1, 2, \dots, Z. \tag{Д3.22}$$

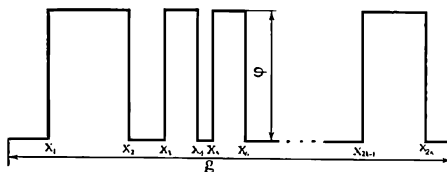
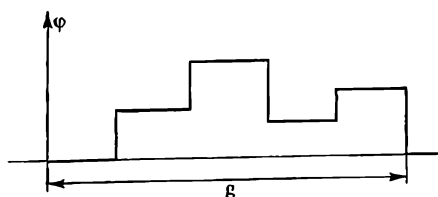


Рис. Д3.7. Фазовая функция одного периода бинарной многопорядковой микроструктуры.

Таблица Д3.4. Число порядков равной интенсивности M и суммарная дифракционная эффективность η_{Σ} бинарной структуры при K штрихах в периоде.

Число порядков M	Число штрихов K	Суммарная дифракционная эффективность в M порядках η_{Σ} (%)
5	2	77,5
7	2	81,2
9	3	78,2
11	4	84,6
15	4	84,6
19	5	82,4
25	7	80,3
31	8	83,4
41	11	82,0
51	14	82,3
61	16	80,7
71	19	80,4
81	22	82,8
91	25	81,0
101	27	81,4
151	40	82,8
181	44	82,7
201	54	81,4
251	69	82,2
281	74	82,4
301	81	83,3
451	118	85,1

Рис. Д3.8. Фазовая функция одного периода многоступенчатой структуры цветоделительной решетки.



Разделение различных длин волн достигается за счет использования микрорельефа с высотой, в N раз большей, чем при работе с одной длиной волны. Высота микрорельефа определяется близостью разделяемых длин волн. Чем ближе длины волн, тем больше N и тем выше требуется рельеф. Скалярная теория и приближение геометрической оптики дают нижеследующие дифракционные эффективности в различных порядках:

$$\eta_0 = 1, \quad \eta_{\pm 1} = \eta_{-1} = \frac{\sin^2(\pi/N)}{(\pi/N)^2}. \quad (\text{Д3.23})$$

Вследствие большой высоты рельефа структур цветоделительных решеток ошибки, вызванные применением скалярного приближения и приближения геометрической оптики, могут быть весьма значительны и составлять от единиц до десятков процентов. Несомненно, более точные результаты дает расчет таких структур в рамках электромагнитной теории [Д3.65].

Д3.3. Дифракционные линзы: основные понятия, характеристики и применение

ДОЭ с микроструктурой, пространственная частота (а следовательно, и период) которой изменяется в радиальном, одном или двух взаимно перпендикулярных направлениях по заданному закону, составляют класс дифракционных линз (ДЛ) и асферик. ДЛ обладают оптической силой, возникающей благодаря квадратичному члену в законе изменения пространственной частоты. При этом если структура вращательно симметрична, то ДЛ по фокусирующему действию подобна традиционной сферической линзе. Если закон изменения пространственной частоты — плоская симметричная кривая, то ДЛ по фокусирующему действию подобна традиционной цилиндрической линзе. И наконец, если пространственная частота изменяется по разным законам в двух взаимно перпендикулярных направлениях, ДЛ анаморфотна и эквивалентна двум скрещенным цилиндрическим линзам с неравными оптическими силами.

Дифракционными асфериками (ДА) или корректорами называют ДЛ с нулевой оптической силой. Законы изменения их пространственных частот содержат члены более высоких порядков, чем квадратичный, и в падающий волновой фронт они вносят асферические добавки различных порядков, аналогично известным в оптике фазовым корректирующим пластинкам, например пластинке Шмидта [Д3.1].

При расчете оптических систем с ДЛ используют несколько вариантов их описания. Те из них, которые основываются на понятии эйконала записи ДЛ, позволяют легко получать абберрационные коэффициенты системы в аналитическом виде, формировать системы компенсационных уравнений и, решая их, устранять aberrации.

Понятие эйконала записи было введено авторами работы [Д3.38] в результате обобщения подхода, применяемого при описании голографических оптических элементов или просто голограмм, частного случая ДОЭ. Действительно, при голографической записи элемента регистрируется картина интерференции двух монохроматических волн. При этом коэффициент пропускания голограммы t пропорционален интенсивности в данной точке интерференционной картины [Д3.32]:

$$t \approx I = 1 + \cos(2\pi G_1/\lambda^* - 2\pi G_2/\lambda^*). \quad (\text{Д3.24})$$

Здесь $2\pi G/\lambda^*$ — фаза волны в плоскости регистрации, G — оптический путь между источником волны и выделенной точкой плоскости регистрации, т. е. эйконал волны, а λ^* — длина интерферирующих волн, или длина волны записи.

Из выражения (Д3.24) видно, что амплитудный коэффициент пропускания голографически записанного элемента можно представить как функцию эйконала, равного разности эйконолов интерферирующих при записи волн

$$G_0 = G_1 - G_2 \tag{Д3.25}$$

При освещении элемента монохроматической волной с фазой $2\pi G/\lambda$ непосредственно за элементом эйконал волнового поля, формируемого в m -м порядке дифракции, находится как

$$G_m = G + \frac{m\lambda}{\lambda^*} G_0 \tag{Д3.26}$$

Подставляя выражение (Д3.25) в (Д3.26), легко видеть, что если фронт освещающей волна является точной копией фронта первой волны записи ($G = G_1$), то при выполнении условия $m\lambda/\lambda^* = -1$ фронт волны, формируемой в m -м порядке дифракции, будет точной копией фронта второй волны записи.

Фронты записи структуры ДЛ в принципе могут быть как сферическими, так и асферическими, но описать наличие сферической аберрации проще, считая интерферирующие фронты сферическими и введя в эйконал записи асферические добавки с коэффициентами b_3, b_5, b_7 и т. д.

$$G_0(\rho) = G_{\text{сф}}(\rho) - G_{2\text{сф}}(\rho) - \frac{1}{8}b_3\rho^4 - \frac{1}{16}b_5\rho^6 - \frac{5}{128}b_7\rho^8 - \dots \tag{Д3.27}$$

В уравнении (Д3.27) все слагаемые являются функциями расстояния от оси, соединяющей центры кривизны фронтов интерферирующих волн ρ . Плоскость регистрации интерференционной картины перпендикулярна этой оси, в результате чего картина вращательно симметрична, а сама ось оказывается оптической осью ДЛ. В результате выражение для эйконала записи ДЛ приобретает вид

$$G_0 = z_2\sqrt{1 + \rho^2/z_2^2} - z_2 - z_1\sqrt{1 + \rho^2/z_1^2} + z_1 - \frac{1}{8}b_3\rho^4 - \frac{1}{16}b_5\rho^6 - \frac{5}{128}b_7\rho^8 - \frac{21}{768}b_9\rho^{10} - \dots \tag{Д3.28}$$

где z_1, z_2 — расстояния от плоскости регистрации до соответствующих источников записи, т. е. отрезки записи ДЛ.

При выводе формулы (Д3.28) принималось, что эйконал расходящейся волны положительный, а сходящейся — отрицательный. Знаки же отрезков записи выбраны в соответствии с принятым в оптике правилом знаков: если направление от поверхности до источника совпадает с направлением распространения света, то расстояние до источника положительно. Наличие квадратных корней в выражении для эйконала записи обусловило использование числовых коэффициентов при b_{2j+3} ($j = 0, 1, 2, \dots$), равных коэффициентам в разложении квадратного корня в степенной ряд.

Закон изменения пространственной частоты микроструктуры ДЛ связан с эйконолом записи соотношением

$$\Omega(\rho) = \frac{1}{\lambda^*} \frac{dG_0}{d\rho} \tag{Д3.29}$$

Фокусное расстояние ДЛ на произвольной длине волны λ в m -м порядке дифракции вычисляется по формуле

$$f' = \frac{\lambda^*}{m\lambda} \frac{z_1 z_2}{z_2 - z_1} \tag{Д3.30}$$

а передний и задний отрезки ДЛ связаны известными формулами тонкой линзы

$$\frac{1}{s'} = \frac{1}{s} + \frac{1}{f'}, \quad V = s'/s, \quad (Д3.31)$$

где V — линейное увеличение.

Сопоставляя производные от s' по λ для ДЛ и традиционной линзы, нетрудно показать, что хроматизм ДЛ многократно больше и к тому же имеет противоположный знак. Коэффициент дисперсии, характеризующий дисперсионные свойства оптических материалов, из которых изготавливают рефракционные линзы, лежит в диапазоне от 80 (для сверхлегких кронов) до 16 (для сверхтяжелых флинтгов). У ДЛ же аналогичный по смыслу параметр

$$v_{DL} = \lambda^*/(\lambda_{min} - \lambda_{max}) \quad (Д3.32)$$

зависит от ширины используемого спектрального диапазона, и в случае видимого света при условии, что $\lambda^* = 0,5(\lambda_{max} + \lambda_{min})$, коэффициент дисперсии $v_{DL} \approx -4$. Эти замечательные хроматические свойства ДЛ позволяют успешно использовать их для хроматической и апохроматической коррекции объективов.

При выбранном представлении пространственной частоты ДЛ через эйконал записи (Д3.28) и выполнении условий

$$s = z_j; \quad m\lambda/\lambda^* = -1 \quad (Д3.33)$$

задний отрезок также равен отрезку записи ($s' = z_j$), а значения b_{2j+3} ($j = 0, 1, 2, \dots$) по модулю и по знаку совпадают с соответствующими коэффициентами вносимой этой ДЛ сферической aberrации, что позволяет легко управлять сферической aberrацией в любом порядке aberrационного разложения. При этом степенной ряд эйконала может быть ограничен без потери точности членом, отвечающим за наивысший порядок aberrационного разложения, из учитываемых при расчете. Например, в приближении aberrаций не выше пятого порядка — членом, содержащим b_5 .

Что касается коэффициентов полевых aberrаций, то в них будут входить в различных сочетаниях сопряженные отрезки ДЛ. Подробно с aberrационными свойствами ДЛ можно ознакомиться в работах [Д3.38, Д3.39], где, в частности, показано, что условие Петцваля, т. е. условие, при котором в приближении третьего порядка малости меридиональная и сагиттальная кривизны поля изображения равны между собой, выполняется автоматически, независимо от кривизны поверхности, на которой размещена микроструктура ДЛ. Наконец, апланатизм, т. е. одновременное устранение сферической aberrации и комы во всех порядках aberrационного разложения, легко достигается при любом увеличении выбором соответствующей кривизны сферической поверхности ДЛ.

При расчете хода лучей через плоскую ДЛ направляющие косинусы дифрагированного в m -й порядок луча получают дифференцированием эйконала записи по соответствующей координате

$$\begin{aligned} \alpha_x^{(m)} &= \alpha_x + \frac{m\lambda}{\lambda^*} \frac{\partial G_0}{\partial x}, \\ \alpha_y^{(m)} &= \alpha_y + \frac{m\lambda}{\lambda^*} \frac{\partial G_0}{\partial y}, \\ \alpha_z^{(m)} &= \pm \sqrt{1 - \alpha_x^{(m)2} - \alpha_y^{(m)2}}. \end{aligned} \quad (Д3.34)$$

Здесь α_x и α_y — направляющие косинусы падающего луча.

В ряде программных продуктов (см., например, «ZEMAX» Optical design program [Д3.66]), осуществляющих расчет хода лучей через оптические системы, включаю-

щие ДЛ, их рассматривают как бесконечно тонкие поверхности, вносящие в луч, падающий на поверхность в точку, отстоящую от оси на расстоянии ρ , и дифрагирующий в первый порядок, фазовую добавку

$$\Phi = \sum_1^l A_i \rho^{2i}. \tag{Д3.35}$$

Величиной, равной фазовой добавке Φ , как следует из понятия эйконала и формулы (Д3.26), является величина $2\pi G_0 / \lambda^*$. Приравнивая их, находим

$$G_0 = \lambda^* \Phi / 2\pi. \tag{Д3.36}$$

Отсюда в соответствии с формулами (Д3.29) и (Д3.34) для пространственной частоты и направляющих косинусов получаем

$$\begin{aligned} \Omega(\rho) &= \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{d\rho}, \\ \alpha_x^{(m)} &= \alpha_x + \frac{\lambda m}{2\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \\ \alpha_y^{(m)} &= \alpha_y + \frac{\lambda m}{2\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \end{aligned} \tag{Д3.37}$$

Коэффициент A_i в формуле (Д3.35) определяет оптическую силу ДЛ на выбранной длине волны

$$f' = -\frac{\pi}{A_i \lambda m}, \tag{Д3.38}$$

а коэффициенты A_i при $i = 2, 3, \dots$ являются коэффициентами асферических добавок. Особо отметим, что в случае равенства этих коэффициентов нулю сферическая aberrация в формируемом волновом фронте не отсутствует [как при $b_{2j+3} = 0$ в эйконале записи (Д3.28)], а оказывается равной, при прочих равных условиях, сферической aberrации зонной пластинки Френеля, чьи радиусы кольцевых зон пропорциональны квадратным корням из целых чисел.

Благодаря уникальным фокусирующим и aberrационным свойствам ДЛ, а также успехами в области технологии получения высокоэффективных микроструктур эти элементы сегодня находят все более и более широкое применение практически во всех областях, где требуется оптика. Достаточно упомянуть приборы и устройства, рассчитанные на лазерное излучение (включая информационные системы и головки для записи/считывания оптических дисков) [Д3.67–Д3.70], объективы и окуляры для видимого и ИК-диапазонов [Д3.41, Д3.71–Д3.76], телескопы [Д3.77,

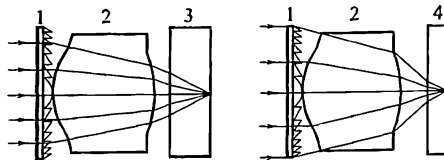


Рис. Д3.9. CD/DVD-система объектив—цифровой диск:

- 1 — ДЛ; 2 — рефракционная однородная линза с двумя асферическими поверхностями;
- 3 — CD-диск; 4 — DVD-диск.

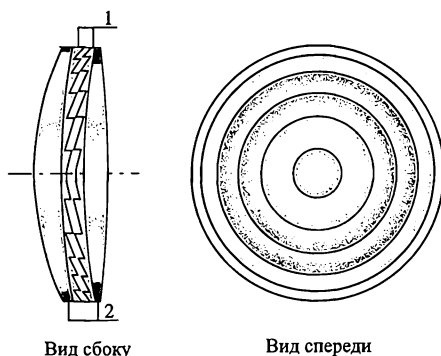


Рис. Д3.10. Гибридный рефракционно-дифракционный компонент:
1 — двухслойная ДЛ; 2 — рефракционные однородные линзы.

Д3.78], интраокулярные линзы [Д3.79, Д3.80], интерферометры [Д3.81], микроскопы [Д3.82], датчики излучения [Д3.83] и т. д.

Рисунки Д3.9—Д3.11 демонстрируют примеры эффективного использования ДЛ для совершенствования устройств записи/считывания информации и фотообъективов. На рис. Д3.9 показана принципиальная схема системы, предназначенной для чтения и записи цифровых лазерных дисков CD- и DVD-форматов на длинах волн 0,78 и 0,65 мкм соответственно [Д3.84].

На рис. Д3.10 показан принцип построения гибридного оптического компонента, представляющего собой двухслойную ДЛ, вклеенную между двух однородных линз, а на рис. Д3.11 представлены фотографии телеобъектива с таким компонентом и прототипа этого объектива [Д3.41].

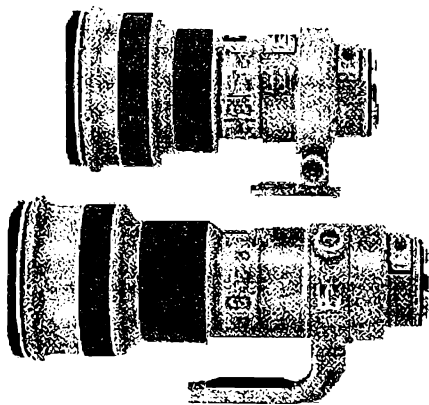


Рис. Д3.11. Телеобъективы-апохроматы фирмы Canon:
«EF400mm f/4 DO IS USM», включающий гибридный рефракционно-дифракционный компонент (вверху) и классический прототип (внизу).

Список литературы к дополнению 3

- Д3.1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973. — 720 с.
- Д3.2. Павлычева Н.К. Спектральные приборы с неклассическими дифракционными решетками. — Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. — 198 с.
- Д3.3. *Dammann H.* Color separation gratings // *Applied Optics*. — 1978. — Vol. 17. — № 15. — P. 2273—2279.
- Д3.4. Френель О. Избранные труды по оптике. Пер. с англ. — М.: ГИТТЛ, 1955.
- Д3.5. *Wood. R.W.* Phase-reversal zone-plates and diffraction-telescopes // *Philos. Mag.* — 1898. — Vol. 45. — P. 511—522.
- Д3.6. *Слюсарев Г.Г.* Оптические системы с фазовыми слоями // ДАН СССР. — 1957. — Т. 113. — № 4. — С. 780—782.
- Д3.7. *Lesem L.B., Hirsch P.M., Jordan J.A.* The kinoform: a new wavefront reconstruction device // *IBM J. Res. Dev.* — 1969. — Vol. 13. — P. 150.
- Д3.8. *Кирьянов В.П., Коронкевич В.П., Наливайко В.И.* и др. Киноформы. Оптическая система для синтеза элементов. Препринт. — Новосибирск, 1979. — 38 с. (ИиЭ СО АН СССР; № 99).
- Д3.9. *Коронкевич В.П., Пальчикова И.Г., Полещук А.Г.* и др. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом. Препринт. — Новосибирск, 1985. — 20 с. (ИиЭ СО АН СССР. № 265).
- Д3.10. *Koronkevitch V.P., Korolkov V.P., Poleshchuk A.G.* et al. Kinoforms: technologies, new elements, and optical systems // Preprint N 421. — Novosibirsk: IAE, S.B. USSR Ac. Sci., 1989. — 54 p.
- Д3.11. *Корольков В.П., Коронкевич В.П., Михальцева И.А.* и др. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия. — 1989. — № 3. — С. 95—102. № 4. — С. 47—64.
- Д3.12. *Полещук А.Г.* Изготовление элементов дифракционной оптики с помощью полупроводниковой и растровой технологий // Автометрия. — 1991. — № 3. — С. 66—76.
- Д3.13. *Полещук А.Г.* Изготовление рельефно-фазовых структур с непрерывным и многоуровневым профилем для дифракционной оптики // Автометрия. — 1992. — № 1. — С. 66—79.
- Д3.14. Методы компьютерной оптики / А.В. Волков, Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович и др.; Под ред. В.А. Сойфера. — М.: Физматлит, 2000. — 688 с.
- Д3.15. *Kodate K., Takenaka H., Kamiya T.* Fabrication of high numerical aperture zone plates using deep ultraviolet lithography // *Applied Optics*. — 1984. — Vol. 23. — № 3. — P. 504—507.
- Д3.16. *Kathman A., Hochmuth D., Brown D.* Efficiency considerations for diffractive optical elements // *Proceedings SPIE*. — 1995. — Vol. 2577. — P. 114—122.
- Д3.17. *Baber S.C.* Application of high resolution laser writers to computer generated holograms and binary diffractive optics // *Proceedings SPIE*. — 1989. — Vol. 1052. — P. 66—76.
- Д3.18. *Ogata S., Tada M., Yoneda M.* Electron-beam writing system and its application to large and high-density diffractive optic elements // *Applied Optics*. — 1994. — Vol. 33. — № 10. P. 2032—2036.
- Д3.19. *Голуб М.А., Карнеев С.В., Прохоров А.М.* и др. // Письма в ЖТФ. — 1981. — Т. 7. — № 10. — С. 618.
- Д3.20. *Голуб М.А., Дегтярева В.П., Климов А.Н.* и др. // Письма в ЖТФ. — 1982. — Т. 8. — № 13. — С. 449.
- Д3.21. *Данилов В.А., Попов В.В., Прохоров А.М.* и др. Оптические элементы, фокусирующие когерентное излучение в произвольную фокальную линию. — М.: ФИАН, 1983.
- Д3.22. *Гончарский А.В., Данилов В.А., Попов В.В.* и др. // Квантовая электроника. — 1986. — Т. 13. — № 3. — С. 660.

- Д3.23. *Васин А.Г., Голуб М.А., Данилов В.А.* и др. Расчет и исследование когерентного волнового поля в фокальной области радиально-симметричных оптических элементов. — М.: ФИАН, 1983.
- Д3.24. *Гончарский А.В., Данилов В.А., Попов В.В.* и др. // Доклады АН СССР. — 1983. — Т. 273. — № 3. — С. 605.
- Д3.25. *Данилов В.А., Попов В.В., Прохоров А.М.* и др. // Письма в ЖТФ. — 1982. — Т. 8. — № 13. — С. 810.
- Д3.26. *Гончарский А.В., Данилов В.А., Попов В.В.* и др. // Квантовая электроника. — 1984. — Т. 11. — № 1. — С. 166.
- Д3.27. *Гончарский А. В., Степанов В.В.* // Доклады АН СССР. — 1984. — Т. 279. — № 4. — С. 788.
- Д3.28. *Гончарский А.В., Степанов В.В.* // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1986. — Т. 26. — № 1. — С. 80.
- Д3.29. *Гончарский А.В.* // Компьютерная оптика. — М.: МЦНТИ, 1987. — Вып. 1. — С. 19.
- Д3.30. *Гончарский А.В., Попов В.В., Степанов В.В.* Введение в компьютерную оптику. — М: Изд-во МГУ, 1991.
- Д3.31. *Данилов В.А., Кинбер Б.Е., Шилов А.Е.* // Компьютерная оптика. — М.: МЦНТИ, 1987. — Вып. 1. — С. 40.
- Д3.32. *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. — М.: Мир, 1973. — 686 с.
- Д3.33. *Goto K., Mori K., Hatakoshi G., Takahashi S.* Spherical Grating Objective Lenses for Optical Disk Pickups // *Jap. J. Appl. Phys.*, 26, Suppl. 26—4, 135—140 (1987).
- Д3.34. *M. J. Riedl.* Pre design of Diamond Turned Reflective/Diffractive Elements for IR Objectives // *Lens Design, SPIE Critical Review*, CR41, 140—156 (1992).
- Д3.35. *Shvartsman F.P.* Dry Photopolymer Embossing: Novel Photoreplication Technology for Surface Relief Holographic Optical Elements, *Proc. SPIE*, 1507, (1991).
- Д3.36. *Smith R.W., Canas R.G., West A.A.* Electron Beam Writing of Binary and Optical Writing of Blazed Diffractive Optical Elements, *Proc. SPIE*, 1052, 77—84 (1989).
- Д3.37. *Michette A.G.* Optical Systems for Soft X-Rays, Plenum Press, New York, London (1986).
- Д3.38. *Бобров С.Т., Грейсук Г.И., Туркевич Ю.Г.* Оптика дифракционных элементов и систем. — Л.: Машиностроение, 1986. — 223 с.
- Д3.39. *Greisukh G.I., Bobrov S.T., Stepanov S.A.* Optics of diffractive and gradient-index elements and systems. — Bellingham: SPIE Press, 1997. — 414 p.
- Д3.40. *Ebstein S.T.* Achromatic diffractive optical elements // *Proceedings SPIE*. — 1995.— Vol. 2404. — P. 211—216.
- Д3.41. [Http://www.canon.com/do-info/](http://www.canon.com/do-info/)
- Д3.42. *Dammann H., Klotz E.* // *Opt Acta*. — 1977. — Vol. 24. — P. 505.
- Д3.43. *Mait J.N., Brenner K.* // *Appl. Opt*, 1988. — Vol. 27. — P. 1692.
- Д3.44. *Veidkamp W.B., Leger J.R., Swanson G.J.* // *Opt. Lett*, 1986. — Vol. 11. — P. 303.
- Д3.45. *Simpson M.J.* // *Appl. Opt*, 1987. — Vol. 26. — № 9. — P. 1786.
- Д3.46. *Killat U., Rabe G., Rave W.* // *Fiber Integ. Opt*, 1982. — Vol. 4. — P. 159.
- Д3.47. *Arsenault H.H., Szoplik T., Macukow B.* Optical processing and computing. — San Diego: Academic Press, 1989.
- Д3.48. *Досколович Л.Л., Сойфер В.А., Шинкарев М.С.* // Автометрия. — 1990. — Вып. 3. — С. 104.
- Д3.49. *Seldowitz M.A., Allebach J.P., Sweeney D.W.* // *Applied Optics*. — 1987. — Vol. 26. — P. 2788.
- Д3.50. *Feldman M.R., Gest C.C.* // *Opt. Lett*, 1989. — Vol. 14. — № 8 — P. 479.
- Д3.51. *Turunen J., Vasara A., Westerholm J.* // *Opt. Eng*, 1989. — Vol. 28. — № 11. — P. 1162.

- Д3.52. *Morrison R.L., Walker S.L., Cloonan T.J.* // *Applied Optics*, 1993. — Vol. 32. — P. 2512.
- Д3.53. *Turunen J., Vasara A., Westerholm J.* // *Opt. Commun*, 1990. — Vol. 74. — P. 245.
- Д3.54. *Mait J.N.* // *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1990. — Vol. 7. — № 8 — P. 1514.
- Д3.55. *Березный А.Е., Комаров С.В., Прохоров А.М.* и др. // Доклады. АН СССР. — 1986. — Т. 287. — № 3. — С. 623.
- Д3.56. *Досколович Л.Л., Котляр В.В., Соифер В.А.* // Письма в ЖТФ. — 1991. — Т. 17. — № 21. — С. 54.
- Д3.57. *Dammann H., Gortler K.* // *Opt. Common*, — 1971. — Vol. 3. — № 5. — P. 312.
- Д3.58. *Jahns J., Downs M.M., Prise M.E.* et al // *Opt. Eng*, 1988. — Vol. 28. — P. 1267.
- Д3.59. *Бобров С.Т., Туркевич Ю.Г.* // Компьютерная оптика. — М.: МЦНТИ, 1989. — Вып. 4. — С. 38.
- Д3.60. *Bobrov S., Kotletsov B., Turkevich Y.* // *Proceedings SPIE*, 1992. — Vol. 1751. — P. 154.
- Д3.61. *Doskololovich L.L., Soifer V.A., Kazanskiy N.L.* et al. Design of DOEs for multiwavelength demultiplexing and spatial focusing // *Proceedings SPIE*. — 2004. — Vol. 5485. — P. 98—106.
- Д3.62. *Doskololovich L.L., Repetto M.* Design of DOEs for focusing different wavelengths // *Optical Memory and Neural Network*. — 2000. — Vol. 9. — № 1. — P. 13—23.
- Д3.63. *Досколович Л.Л.* Расчет дифракционных оптических элементов для фокусировки различных длин волн // *Автометрия*. — 2000. — № 3. — С. 99—108.
- Д3.64. *Досколович Л.Л.* Расчет спектральных решеток // *Материалы Второй Байкальской школы по фундаментальной физике*. — 1999. — Т 1. — С. 287—290.
- Д3.65. *Досколович Л.Л., Тявин Е.В., Казанский Н.Л., Петрова О.И.* Расчет и исследование цветоделительных дифракционных решеток // *Компьютерная оптика*. — М.: МЦНТИ, 2005. — Вып.27. — С. 11—16.
- Д3.66. <http://www.focus-software.com/>
- Д3.67. *Hitoshi Ohashi, Keiichi Kuba, Toshiro Okamura*, etc. Application of a diffractive lens element to a lithographic projection lens // *Proceedings SPIE*. — 1995. — Vol. 2577. — P. 130—136.
- Д3.68. *Blatner P., Herzig H.P., Weible K.J.*, etc. Diffractive optics for compact space communication terminal // *Jour. of Modern Optics*. — 1996. — Vol. 43. — № 7. — P. 1473—1484.
- Д3.69. *Koichi Maruyama, Makoto Iwaki, Syun'itirou Wakamiya, Ryota Ogawa.* A Hybrid achromatic objective lens for optical data storage // *Proceedings SPIE*. — 1995. — Vol. 2577. — P. 123—129.
- Д3.70. *Yasuo Kimura, Seizen Sugama, and Yuzo Ono.* Compact optical head using a holographic optical element for CD players // *Applied Optics*. — 1988. — Vol. 27. — № 4. — P. 668—671.
- Д3.71. *Ган М.А.* Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов. — Л.: ГОИ, 1984. — 140 с.
- Д3.72. *Gan M., Potyemin I., Perviev A.* High-speed apo-lens with kinoform element. — *Proc. SPIE*. — 1574, 243—249 (1991).
- Д3.73. *Jennifer L. Rouke, Mary Kate Crawford, David J. Fischer*, etc. Design of three-element night-vision goggle objectives // *Applied Optics*. — 1998. — Vol. 37. — № 4. — P. 622—626.
- Д3.74. *C. Bill Chen, Ronald G. Hegg, W. Todd Johnson*, etc. Visible band testbed projector with a replicated diffractive optical element // *Applied Optics*. — 1999. — Vol. 38. — № 34. — P. 7105—7111.
- Д3.75. *Wayne Knapp, Gary Blough, Kumar Khajurivala*, etc. Optical design comparison of 60° eyepieces: one with a diffractive surface and one with aspherics // *Applied Optics*. — 1997. — Vol. 36. — № 20. — P. 4756—4760.

Д3.76. *Michael D. Missig, Michael Morris G.* Diffractive optics applied to eyepiece design // *Applied Optics*. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2452—2461.

Д3.77. *Roderic Hyde A.* *Eyeglass*. 1. Very large aperture diffractive telescope // *Applied Optics*. — 1999. — Vol. 38. — № 19. — P. 4198—4212.

Д3.78. *Joseph N. Mait, Michael J. Hope.* Design of a diffractive variable-magnification telescope, *Proc. SPIE*, 2152, 14—21 (1994).

Д3.79. *John A. Futhy.* Diffractive bifocal intraocular lens // *Proceedings SPIE*. — 1989. — Vol. 1052. — P. 142—149.

Д3.80. *Michael Simpson J.* Diffractive multifocal intraocular lens image quality // *Applied Optics*. — 1992. — Vol. 31. — № 19. — P. 3621—3626.

Д3.81. *Stevens R.F.* Zone-plate interferometers // *Jour. of Modern Optics*. — 1988. — Vol. 35. — № 1. — P. 75—79.

Д3.82. *Sarah L. Dobson, Pang-chen Sun, and Yeshayahu Fainman.* Diffractive lense for chromatic confocal imaging // *Applied Optics*. — 1997. — Vol. 36. — № 20. — P. 4744—4748.

Д3.83. *Rossi M., Ammer Th., Gale M.T., etc.* Diffractive optical elements for passive infrared detectors // *Proc. of Diffractive Optics and Micro-Optics*. — 2000. — Vol. 41. — P. 288—290.

Д3.84. *Ежов Е.Г., Грейсх Г.И., Степанов С.А.* Расчет комбинированных оптических головок для чтения и записи цифровых дисков нескольких форматов // *Компьютерная оптика*. — М.: МЦНТИ, 2005. — Вып. 27. — С. 29—31.

Д3.85. *O'Shea D.C., Suleski T.J., Kathman A.D., Prather D.W.* *Diffractive Optics: Design, Fabrication, and Test*. Bellingham. — SPIE Press, 2003. — 260 p.

ДОПОЛНЕНИЕ 4

ГРАДИЕНТНАЯ ОПТИКА

Д4.1. Введение

При изложении основных законов геометрической оптики (разд. 1.3) и при анализе свойств градиентных волокон (разд. 5.1.1) было отмечено, что в среде с плавно изменяющимся показателем преломления траектория луча может быть криволинейной. Далее будем считать, что показатель преломления среды не зависит от направления распространения света. Следовательно, показатель преломления является скалярной функцией координат среды.

Выберем в среде с неоднородным показателем преломления точку P (рис. Д4.1). Пусть показатель преломления в этой точке равен n_p . Проведем сферу с центром в точке P и малым радиусом ζ . Найдем на поверхности сферы точку Q с максимальным значением показателя преломления n_Q . Введем вектор $\vec{\nabla}n$, который сонаправлен вектору \overrightarrow{PQ} ; модуль этого вектора равен $|\vec{\nabla}n| = (n_Q - n_p)/\zeta$. Из курса высшей

математики известно, что если $\zeta \rightarrow 0$, то для точки P вектор $\vec{\nabla}n$ является вектором градиента функции распределения показателя преломления¹. Таким образом, в любой точке среды направление градиента показателя преломления совпадает с направлением быстрого увеличения показателя преломления, а модуль вектора $\vec{\nabla}n$ равен скорости возрастания показателя преломления при перемещении вдоль направления быстрого увеличения показателя преломления. В курсе высшей математики доказывается, что вектор градиента любой скалярной функции является нормалью к поверхности равных значений данной функции. Поэтому градиент показателя преломления есть нормаль к поверхности равных значений показателя преломления (так называемая эквирефракционная поверхность).

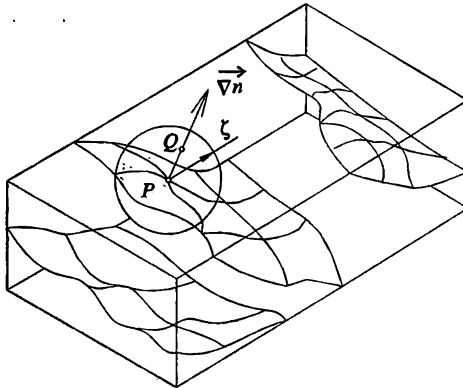


Рис. Д4.1. Градиент показателя преломления и эквирефракционные поверхности в среде с плавно изменяющимся показателем преломления.

¹ Далее вектор $\vec{\nabla}n$ будем называть градиентом показателя преломления.

Из определения градиента показателя преломления следует, что модуль этого вектора может быть отличен от нуля только в том случае, когда значение показателя преломления является функцией координаты среды. В однородной среде, где показатель преломления одинаков по всему объему среды, градиент показателя преломления является нулевым вектором во всех ее точках. Из-за этого принципиального отличия среды с неоднородным показателем преломления получили название *градиентных*². Данное название закрепилось за соответствующим разделом оптики, за оптическими элементами с плавно изменяющимся показателем преломления и за оптическими системами, в состав которых входят градиентные элементы.

Д4.2. Радиус кривизны траектории луча в градиентной среде

Аппроксимируем среду с плавно изменяющимся показателем преломления набором слоев с постоянными значениями (в пределах каждого слоя) показателя преломления [Д4.1]. Каждый такой слой ограничен эквирефракционными поверхностями градиентной среды. Траектория луча в системе таких слоев является ломаной линией. Пусть S_{j-1}, S_j, S_{j+1} — эквирефракционные поверхности градиентной среды (рис. Д4.2). При аппроксимации плавно изменяющегося показателя преломления набором слоев показатель преломления между поверхностями S_{j-1} и S_j равен $n - \Delta n/2$, а между поверхностями S_j и S_{j+1} — $n + \Delta n/2$. Обозначим точки пересечения луча с поверхностями S_{j-1}, S_j, S_{j+1} как P_{j-1}, P_j, P_{j+1} . Пусть прямая $P_j Q_j$ является нормалью к поверхности S_j . Тогда в соответствии с законом преломления

$$(n - \Delta n/2) \sin(\iota + \Delta\iota/2) = (n + \Delta n/2) \sin(\iota - \Delta\iota/2), \tag{Д4.1}$$

где $\iota + \Delta\iota/2$ — угол между прямыми $P_j Q_j$ и $P_{j-1} P_j$; $\iota - \Delta\iota/2$ — угол между прямыми $P_j Q_j$ и $P_j P_{j+1}$. Заметим, что в среде с плавно изменяющимся показателем преломления прямая $P_j Q_j$ является нормалью для эквирефракционной поверхности S_j . Следовательно, углы $\iota + \Delta\iota/2$ и $\iota - \Delta\iota/2$ можно интерпретировать как углы между отрезками траектории луча и градиентом показателя преломления. Очевидно, что слои с однородным показателем преломления тем лучше аппроксимируют градиентную среду, чем тоньше эти слои и чем, соответственно, меньше перепад показателя преломления Δn между соседними слоями. При малом Δn угол $\Delta\iota$ между прямыми $P_{j-1} P_j$ и $P_j P_{j+1}$ также будет малым. Поэтому в формуле (Д4.1) можно пренебречь слагаемыми, которые содержат произведение $\Delta\iota \cdot \Delta n$. Тогда

$$\Delta\iota = \frac{\Delta n}{n} \operatorname{tg} \iota. \tag{Д4.2}$$

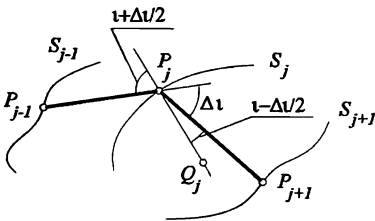


Рис. Д4.2. Ход луча в системе слоев с однородным показателем преломления.

² В англоязычной технической литературе для обозначения градиентных сред часто используется аббревиатура GRIN от Gradient Refractive Index.

При этом направление отклонения луча совпадает с направлением увеличения показателя преломления (т. е. с градиентом показателя преломления).

Выполним предельный переход от системы слоев к среде с плавно изменяющимся показателем преломления. Выберем участок AB траектории луча настолько малой длины, что градиент показателя преломления во всех точках этого участка можно считать одинаковым (рис. Д4.3). Длину участка траектории луча примем равной Δs . Показатель преломления в точке A равен $n_A = n - \Delta n/2$, а показатель преломления в точке B равен $n_B = n + \Delta n/2$. Проведем касательные к траектории луча в точках A и B — прямые k_A и k_B соответственно. Эти касательные эквивалентны прямым Q_{j-1} , Q_j и Q_{j+1} в слоистой среде. Поэтому можно считать, что градиент показателя

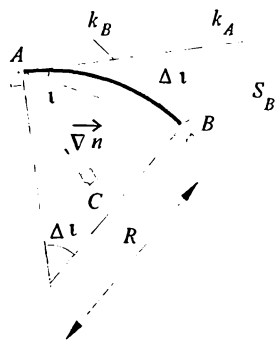


Рис. Д4.3. К определению кривизны траектории луча в градиентной среде.

преломления $\vec{\nabla}n$, касательные k_A и k_B лежат в одной плоскости; в этой плоскости лежит участок траектории луча AB . Угол между касательной к траектории луча и градиентом показателя преломления равен ι . Угол $\Delta \iota$ между касательными k_A и k_B вычисляется по формуле (Д4.2).

Проведем через точку B эквирефракционную поверхность S_B . Из точки A проведем вдоль градиента показателя преломления прямую, которая пересечет поверхность S_B в точке C . Так как градиент показателя преломления является нормалью для эквирефракционной поверхности, а отрезки AB и BC достаточно малы, то $\angle ACB \approx 90^\circ$ и $AC = AB \cdot \cos \angle BAC$. Так как $|AB| \rightarrow 0$, то $\angle BAC \approx \iota$. Из определения градиента показателя преломления следует $|n_A - n_C| = |\vec{\nabla}n| \cdot |AC|$, где n_C — показатель преломления в точке C . Так как точки B и C лежат на одной и той же эквирефракционной поверхности, то $n_B = n_C$ и $|\Delta n| = |n_A - n_B| = |n_A - n_C| = |\vec{\nabla}n| \cdot |AB| \cos \iota$. После подстановки последнего выражения в формулу (Д4.2) получим

$$\Delta \iota = \frac{|\vec{\nabla}n|}{n} |AB| \sin \iota = \frac{|\vec{\nabla}n|}{n} \cdot \Delta s \cdot \sin \iota. \quad (Д4.3)$$

Из дифференциальной геометрии известно, что участок кривой (в данном случае траектории луча) малой длины можно аппроксимировать дугой окружности. Для участка траектории AB радиус R аппроксимирующей дуги окружности равен [Д4.1], [Д4.2]

$$R = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta \iota} = \frac{n}{|\vec{\nabla}n| \cdot |\sin \iota|}. \quad (Д4.4)$$

Траектория луча отклоняется от прямой линии (касательной к траектории луча) в сторону градиента показателя преломления. Это отклонение тем больше, чем больше модуль градиента показателя преломления, и тем больше, чем ближе к 90° угол между касательной к траектории луча и вектором градиента (т. е. чем под большим углом луч пересекает эквирефракционные поверхности).

Рассмотренный выше вывод формулы для радиуса кривизны траектории луча в градиентной среде не вполне строг. Более полное исследование распространения оптического излучения в градиентной среде (например, на основе уравнений Максвелла для монохроматического электромагнитного поля) позволяет получить дифференциальные уравнения, описывающие траекторию луча в среде с плавно изменяющимся показателем преломления [Д4.2,3]. Если при описании траектории луча

в прямоугольной декартовой системе координат $OXYZ$ в качестве независимой переменной выбрать z , то функции $x(z)$ и $y(z)$, которые описывают траекторию луча, должны удовлетворять системе дифференциальных уравнений [Д4.3], [Д4.4]

$$n\ddot{x} + (\nabla n_z \cdot \dot{x} - \nabla n_x) [1 + (\dot{x})^2 + (\dot{y})^2] = 0; \quad (Д4.5а)$$

$$n\ddot{y} + (\nabla n_z \cdot \dot{y} - \nabla n_y) [1 + (\dot{x})^2 + (\dot{y})^2] = 0, \quad (Д4.5б)$$

где ∇n_x , ∇n_y , ∇n_z — абсцисса, ордината и аппликата вектора $\overline{\nabla n}$ в точке (x, y, z) . Для обозначения первых и вторых производных функций $x(z)$ и $y(z)$ по z используются

надстрочные символы «·» и «··», например: $\ddot{x} = \frac{d}{dz} \left(\frac{dx}{dz} \right)$. Используя систему дифференциальных уравнений (Д4.5), можно доказать справедливость формулы (Д4.4) для произвольной точки траектории луча в градиентной среде [Д4.2]. Для решения системы дифференциальных уравнений (Д4.5) необходимо указать координаты начальной точки z_0 , $x_0 = x(z_0)$ и $y_0 = y(z_0)$ и значения производных $\dot{x}(z_0)$, $\dot{y}(z_0)$, которые определяют направление касательной в начальной точке траектории луча. Обычно в качестве начальной выбирается точка пересечения луча с преломляющей поверхностью, ограничивающей данную градиентную среду.

При преломлении луча на границе двух градиентных сред (а равно на границе однородной и градиентной среды) имеет силу тот же закон преломления, что и в случае двух однородных сред. Однако для градиентной среды под углом падения (углом преломления) понимается угол между нормалью к поверхности и касательной к траектории луча в точке пересечения лучом границы сред. Методы расчета лучей в градиентных оптических системах изложены в [Д4.4], [Д4.5].

Д4.3. Параксиальные характеристики градиентных оптических элементов и систем

В технической оптике наиболее часто используются градиентные среды с радиально-симметричным распределением показателя преломления³. Эквирефракционными поверхностями в таких средах являются соосные цилиндры (рис. Д4.4). Значение показателя преломления в любой точке стержня зависит только от расстояния между данной точкой и осью симметрии распределения показателя преломления. Следовательно, градиент показателя преломления направлен по радиусу цилиндрической эквирефракционной поверхности (т. е. перпендикулярно оси симметрии распределения показателя преломления). Для изготовления оптических элементов с радиальным распределением показателя преломления используется метод ионного обмена, который был кратко описан в разд. 5.1.1. Современная (конец XX века) технология ионного обмена позволяет получать элементы с радиальным распределением показателя преломления диаметром до 21 мм и с максимальным перепадом показателя преломления $\approx 0,1$ [Д4.5], [Д4.6], [Д4.7], [Д4.8]. Оптические градиентные элементы для инфракрасной области спектра могут быть изготовлены путем выращивания кристаллов [Д4.4], [Д4.8]. Существуют и успешно развиваются технологии диффузионного обмена в полимерах, предназначенные для получения полимерных градиентных элементов. При этом габариты полимерных градиентных элементов часто превосходят стеклянные аналоги [Д4.8], [Д4.5].

³ Далее такие среды будем называть средами с радиальным распределением показателя преломления.

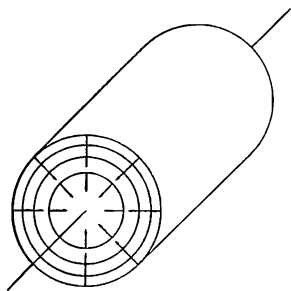


Рис. Д4.4. Эквирефракционные поверхности и направление градиента показателя преломления в среде с радиальным распределением показателя преломления. Направление вектора градиента показателя преломления соответствует случаю, когда показатель преломления убывает от оси к периферии.

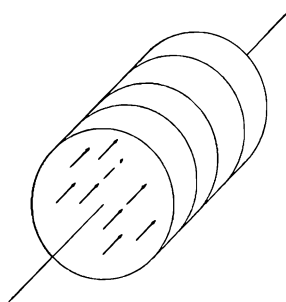


Рис. Д4.5. Эквирефракционные поверхности и направление градиента показателя преломления в среде с осевым распределением показателя преломления.

В наибольшем объеме выпускаются элементы с радиальным распределением показателя преломления, в которых показатель преломления монотонно убывает от оси к периферии. Показатель преломления таких сред может быть описан функцией вида

$$n(\rho) = n_0 \left[1 - \frac{1}{2} (g\rho)^2 + \sum_{i=2} \eta_{2i} (g\rho)^{2i} \right], \quad (D4.6)$$

где n_0 , $n(\rho)$ — показатель преломления на оси и на расстоянии ρ от нее, g , η_{2i} — коэффициенты. Градиент показателя преломления при этом направлен к оси стержня (рис. Д4.4), а модуль градиента показателя преломления равен

$$|\nabla n| = \left| \lim_{\Delta\rho \rightarrow 0} \frac{n(\rho + \Delta\rho) - n(\rho)}{\Delta\rho} \right| = \left| \frac{dn}{d\rho} \right| = n_0 \left[-g^2\rho + \dots \right]. \quad (D4.7)$$

Кроме элементов с радиальным распределением показателя преломления, в технической оптике используются (в меньших объемах) элементы с осевым (его называют также аксиальным) и некоторыми другими видами распределений показателя преломления. В среде с осевым распределением показателя преломления эквирефракционные поверхности представляют плоскости, перпендикулярные оптической оси элемента (рис. Д4.5). Значение показателя преломления в каждой точке такой среды зависит только от расстояния вдоль оптической оси. Градиент показателя преломления параллелен оптической оси (рис. Д4.6).

Для изготовления сред с осевым и другими видами распределений показателя преломления могут быть использованы те же технологии, что и для сред с радиальным распределением показателя преломления, а также специально разработанные методы [Д4.5], [Д4.8]. Среди последних заслуживает внимания технология многокомпонентной диффузии в стекле, которая была разработана в 90-е годы XX века [Д4.9], [Д4.10]. В основном она предназначена для изготовления элементов с осевым распределением показателя преломления и обеспечивает получение линз и стеклянных дисков с осевым распределением показателя преломления диаметром порядка 100 мм (толщина 10–15 мм, перепад показателя преломления около 0,1).

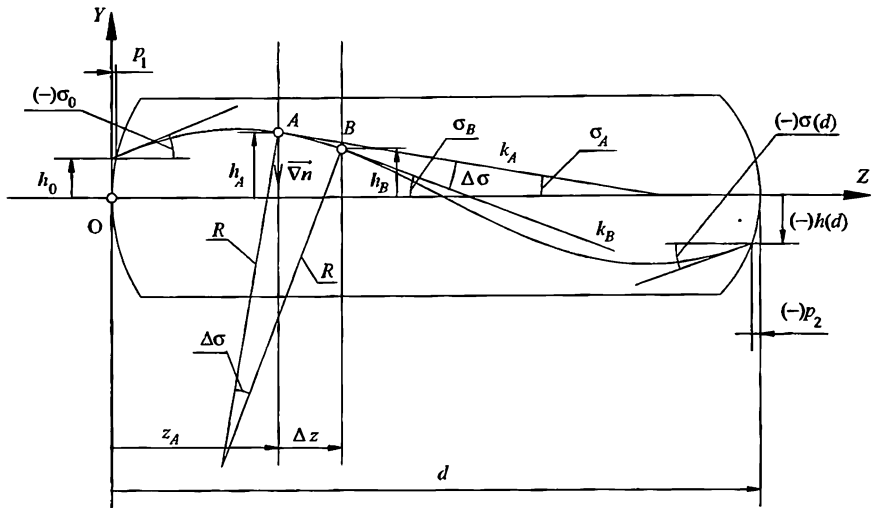


Рис. Д4.6. Ход луча в среде с радиальным распределением показателя преломления.

Обычно градиентная среда ограничена плоскими (наиболее часто) или сферическими преломляющими поверхностями (несколько реже). Далее предполагается, что градиентный элемент обладает вращательной симметрией (т. е. плоские поверхности перпендикулярны оси симметрии распределения показателя преломления, а центры кривизны сферических поверхностей лежат на оси симметрии распределения показателя преломления).

Ход луча в среде с распределением показателя преломления (Д4.6) рассмотрим в параксиальном приближении, т. е. когда луч идет вблизи оси симметрии распределения показателя преломления. Вследствие этого:

- угол ι между касательной к лучу и градиентом показателя преломления близок к прямому ($|\sin \iota| \approx 1$);
- в формулах (Д4.6), (Д4.7) можно пренебречь слагаемыми, содержащими ρ во второй и более высоких степенях: $n(\rho) \approx n_0$, $|\sqrt{n}| \approx n_0 g^2 \rho$;
- угол σ между касательной к лучу и оптической осью является малым: $\sin \sigma \approx \text{tg } \sigma \approx \sigma$, $\cos \sigma \approx 1$ (см. разд. 1.4.3).

Пусть ось OZ совпадает с осью симметрии распределения показателя преломления. Выделим тонкий участок градиентной среды, ограниченный плоскостями $z = z_A$ и $z = z_A + \Delta z$. Примем, что луч пересекает плоскость $z = z_A$ в точке A , которая находится в плоскости OYZ ; касательная k_A к траектории луча также принадлежит плоскости OYZ .

Угол между осью OZ и касательной k_A равен σ_A , расстояние от оси до точки A равно h_A (согласно оптической терминологии это высота точки A). Вектор градиента показателя преломления в точке A направлен вниз перпендикулярно оптической оси, а его модуль в этой точке равен $|\sqrt{n}| = |n_0 g^2 h_A|$. Так как точка A , касательная k_A и вектор \sqrt{n} лежат в одной и той же плоскости OYZ , то траектория луча будет плоской кривой, лежащей в плоскости OYZ . Следовательно, точка B пересечения траектории луча с плоскостью $z = z_A + \Delta z$ и касательная k_B к траектории луча в этой точке также лежат в плоскости OYZ . Радиус траектории параксиального луча находится при подстановке в формулу (Д4.4) $|\sin \iota| = 1$, $|\sqrt{n}| = |n_0 g^2 h_A|$, $n = n_0$: $R = 1/g^2 h_A$. Так

как $\Delta z \rightarrow 0$, то угол $\Delta\sigma$ между касательными k_A и k_B равен: $\Delta\sigma = \sigma_B - \sigma_A = \Delta z/R$. Следовательно,

$$\Delta\sigma = g^2 h_A \Delta z. \quad (Д4.8)$$

Расстояние от оптической оси до точки B представим в виде: $h_B = h_A + \Delta h$. Пренебрегая слагаемыми, содержащими Δz во второй и более высоких степенях, получим:

$$\Delta h = -\sigma_A \Delta z. \quad (Д4.9)$$

После перехода в формулах (Д4.8), (Д4.9) от конечных приращений Δz , Δh , $\Delta\sigma$ к дифференциалам dz , dh , $d\sigma$ получается система дифференциальных уравнений:

$$\frac{dh(z)}{dz} = -\sigma(z); \quad \frac{d\sigma(z)}{dz} = g^2 h(z). \quad (Д4.10)$$

Решение системы дифференциальных уравнений (Д4.10) имеет вид [Д4.4], [Д4.5], [Д4.6]

$$h(z) = h_0 \cos(gz) - \frac{\sigma_0 \sin(gz)}{g}; \quad (Д4.11a)$$

$$\sigma(z) = \sigma_0 \cos(gz) - h_0 g \sin(gz), \quad (Д4.11b)$$

где $h_0 = h(0)$, $\sigma_0 = \sigma(0)$. При $g \rightarrow 0$ формулы (Д4.11) переходят в выражения

$$h(z) = h_0 - \sigma_0 z, \quad \sigma(z) = \sigma_0,$$

которые описывают параксиальный луч в обычной однородной среде.

Следует помнить, что в среде с радиальным распределением показателя преломления (Д4.6) траектория луча (в том числе параксиального) не всегда является плоской кривой. Если касательная к траектории луча и ось симметрии распределения показателя преломления не лежат в одной плоскости, то траектория луча представляет собой пространственную кривую [Д4.2], [Д4.4].

Траектория параксиального луча в среде с радиальным распределением показателя преломления, в которой показатель преломления возрастает от оси к периферии, находится аналогично.

Пусть начало координат системы $OXYZ$ находится в точке пересечения первой (по ходу луча) поверхности, ограничивающей градиентную среду, с оптической осью. Тогда высота и угол параксиального луча на второй преломляющей поверхности, ограничивающей градиентную среду, могут быть вычислены по формулам (Д4.11) при подстановке в них $z = d$, где d — расстояние между вершинами преломляющих поверхностей, ограничивающих градиентную среду. При этом стрелки прогиба p_1 , p_2 первой и второй преломляющих поверхностей в параксиальном приближении не учитываются, аналогично тому, как это имело место для деталей из однородных сред (см. разд. 2.2.1, рис. 2.2 и 2.5).

Преломление параксиального луча на границе двух градиентных сред (а равно на границе однородной и градиентной среды) описывается выражением (2.10). При этом для градиентной среды под углом σ понимается угол между касательной к лучу и оптической осью в точке пересечения лучом границы сред [Д4.4].

Более детальный анализ показывает, что при однородных средах пространства предметов и пространства изображений вращательно-симметричная градиентная оптическая система обладает в параксиальной области теми же свойствами, что и обычные вращательно-симметричные оптические системы без градиентных сред [Д4.4], [Д4.5]. Следовательно, для градиентной оптической системы можно вычислить или экспериментально определить положение главных и фокальных плоскостей, узловые точки, положение плоскости изображения, линейное увеличение и т. д.

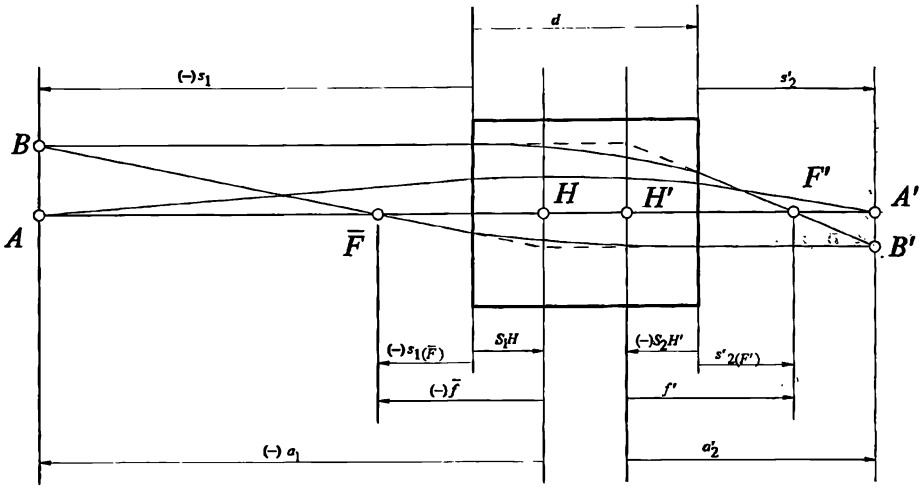


Рис. Д4.7. Построение изображения оптической системой в виде стержня с плоскими торцами и радиальным распределением показателя: $n_0 = 1,72$, $g = 0,74 \text{ мм}^{-1}$, $d = 1,3 < \pi/2g \text{ мм}$, $s_1 = -2,5 \text{ мм}$, $a_1 = -2,91 \text{ мм}$, $a'_2 = 1,428 \text{ мм}$, $s'_2 = 1,018 \text{ мм}$, $f' = -\bar{f} = 0,958 \text{ мм}$, $S_2 H' = -S_1 H = -0,41 \text{ мм}$, $s'_{2(F')} = -s_{1(\bar{F})} = 0,548 \text{ мм}$, линейное увеличение $\beta' = A'B'/AB = -0,49$.

Для расчета этих характеристик можно использовать схему, аналогичную рассмотренной в разд. 2.2.2. Схема расчета параксиальных характеристик градиентной оптической системы отличается от схемы из разд. 2.2.2 тем, что: (I) в формуле (2.10) показатель преломления принимается равным показателю преломления градиентной среды в вершине поверхности; (II) распространение луча в среде с распределением показателя преломления (Д4.6) вместо формул (2.12) описывается выражениями (Д4.11) при подстановке в них $z = d$, $h_0 = h_x$, $h(d) = h_{x+1}$, $\sigma_0 = I'_z/n_0$, $I_{x+1} = n_0 \sigma_{x+1}$.

На рис. Д4.7 показан ход лучей через ограниченный плоскими торцами участок градиентной среды с радиальным распределением показателя преломления (Д4.6) и длиной $d < \pi/2g$. Такой стержень с плоскими торцами эквивалентен обычной собирающей линзе из однородного стекла.

На рис. Д4.8 показаны цилиндрические стержни с плоскими, перпендикулярными оси стержня торцами. Распределения показателя преломления в стержнях описывается функцией (Д4.6); стержни находятся в воздухе. На рис. Д4.8, а длина стержня составляет четверть периода траектории параксиального луча ($d = \pi/2g$). В этом случае передняя \bar{F} и задняя F' фокальные точки находятся на переднем и заднем торцах стержня. Заднее и переднее фокусные расстояния равны $f' = -\bar{f} = 1/n_0g$.

На рис. Д4.8, б длина стержня составляет половину периода траектории параксиального луча ($d = \pi/g$). Можно считать, что данный элемент состоит из двух одинаковых компонентов в виде стержней длиной $\pi/2g$. Так как задняя фокальная точка первого компонента совпадает с передней фокальной точкой второго компонента, то стержень длиной π/g можно рассматривать как афокальную систему типа зрительной трубы с видимым увеличением $\Gamma'_{\text{зр. тр. } \infty} = -1$. Если предмет находится на переднем торце стержня длиной π/g , то изображение этого предмета находится на заднем торце стержня, линейное увеличение равно $\beta' = -1$. На рис. Д4.8, в длина стержня равна периоду траектории параксиального луча ($d = 2\pi/g$). Стержень такой длины можно рассматривать как афокальную систему типа зрительной трубы с обо-

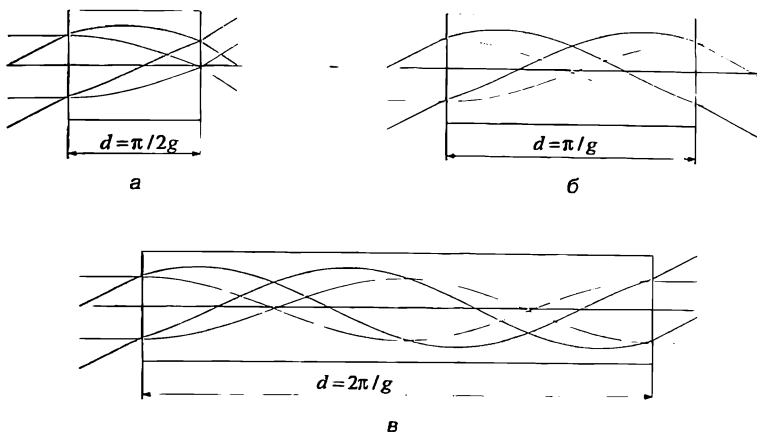


Рис. Д4.8. Траектории лучей в стержнях с радиальным распределением показателя преломления различной длины.

рачивающей системой. Видимое увеличение в этом случае равно $\Gamma'_{\text{пр. тр. } \infty} = +1$. Если предмет находится на переднем торце стержня длиной $2\pi/g$, то изображение этого предмета находится на заднем торце стержня, линейное увеличение равно $\beta' = +1$.

При рассмотрении хода параксиального луча в среде с осевым распределением показателя преломления $n = n(z)$ необходимо учитывать, что угол между касательной к лучу и градиентом показателя преломления является малым и по модулю равен углу между касательной к лучу и оптической осью: $|\iota| = |\sigma|$ (рис. Д4.9). Радиус кривизны траектории луча в этом случае равен [см. формулу (Д4.4)]:

$$R = \frac{|\nabla n|}{n(z)|\sigma|},$$

где $|\nabla n| = \left| \frac{dn}{dz} \right|$. Аналогично формуле (Д4.8) угол $\Delta\sigma$ между касательными к траектории луча в плоскостях $z = z_A$ и $z = z_A + \Delta z$ равен

$$\Delta\sigma = -\frac{dn}{dz} \sigma \Delta z. \tag{Д4.12}$$

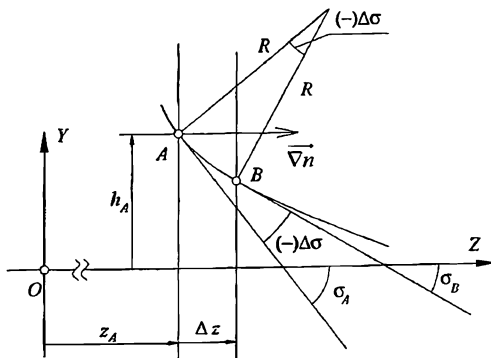


Рис. Д4.9. Ход луча в среде с осевым распределением показателя преломления.

Используя выражения (Д4.12) и (Д4.9), можно получить уравнения, которые описывают распространение луча в среде с осевым распределением показателя преломления, ограниченной поверхностями χ и $\chi + 1$:

$$I_{\chi+1} = I'_{\chi} = \sigma(z)n(z); \quad h_{\chi+1} = h_{\chi} - \int_0^d \frac{I'_{\chi}}{n(z)} dz, \quad (Д4.13)$$

где d — расстояние между вершинами поверхностей χ и $\chi + 1$. При $n(z) = \text{const}$ эти уравнения эквивалентны выражениям (2.12а) и (2.12б) для однородной среды.

Д4.4. Градиентные оптические элементы в современном оптическом приборостроении

Д4.4.1. Волоконно-оптические устройства

Градиентные стержни с распределением показателя преломления (Д4.6) длиной $\pi/2g$ и диаметром 0,5–2 мм стали стандартным решением во многих устройствах волоконной оптики [Д4.5], [Д4.6], [Д4.4]. Они используются для соединения отдельных волокон, источника или приемника излучения с волокном, в оптических переключателях и т. д. Основная функция градиентных стержней в волоконно-оптических устройствах — это превращение расходящегося конического пучка лучей в пучок диаметром до нескольких миллиметров и угловой расходимостью 0,5...2° или, наоборот, для фокусировки параллельного пучка лучей в оптическое волокно. Необходимость в таком преобразовании вызвана тем, что пучок света на выходном торце волокна имеет сравнительно малое сечение 20...50 мкм и большую ($\approx 10...20^\circ$) расходимость (см. разд. 2.5.1). Поэтому если необходимо передавать через воздушный промежуток свет из одного волокна в другое, то без использования градиентных линз, только малая часть энергии попадает из одного волокна в другое. Применение градиентных линз обусловлено также тем, что значительное число оптических устройств (например, интерференционных фильтров, дифракционных решеток, модуляторов и т. п.) не может работать с сильно расходящимися пучками.

На рис. Д4.10 представлен разъемный соединитель. Он состоит из двух градиентных стержней длиной $\pi/2g$, к торцам которых на оси приклеены входное и выходное волокна. Поскольку градиентный стержень длиной $\pi/2g$ преобразует расходящийся пучок в параллельный, то два таких стержня, составляющих разъем, можно без потерь раздвигать на значительное расстояние. Нетрудно понять, что такой разъем гораздо меньше чувствителен к поперечным рассовмещениям, чем обычный стыковочный узел волокно—волокно. Еще одно важное преимущество разъема на градиентных линзах — меньшая подверженность потерям из-за загрязнения входа и выхода разъема, что обусловлено, очевидно, большим диаметром пучка света на входе (выходе). Поместив между градиентными линзами светофильтр или ослабитель мощности, можно получить элемент, называемый аттенуатором. На рис. Д4.11 показана схема направленного ответвителя. В нем между градиентными линзами 2 и 3 помещено полупрозрачное зеркало 5, которое часть излучения пропускает, а часть направляет в линзу 6, связанную еще с одним волокном. Потери света в таких ответвителях минимальны. На рис. Д4.12 изображена схема мультиплексора из двух градиентных стержневых линз, предназначенного для введения в волокно двух потоков излучения с длинами волн λ_1 и λ_2 . С одной стороны к мультиплексору при-

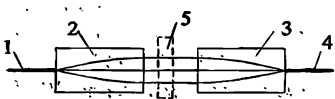


Рис. Д4.10. Разъемный соединитель:

1, 4 — оптические волокна; 2, 3 — градиентные стержни; 5 — светофильтр или ослабитель мощности.

Рис. Д4.11. Направленный ответвитель:

1, 4, 7 — оптические волокна; 2, 3, 6 — градиентные стержни; 5 — полупрозрачное зеркало.

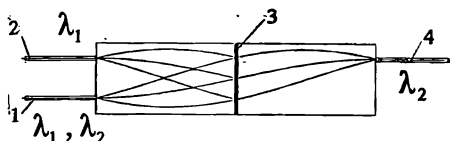
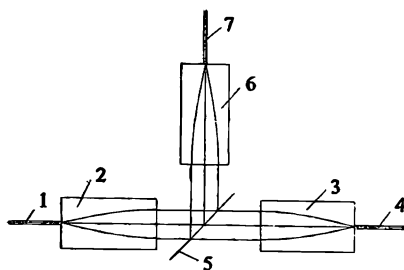


Рис. Д4.12. Мультиплексор:

1, 2, 4 — оптические волокна; 3 — интерференционный фильтр.

клеены два волокна, а с другой — одно. Между линзами помещается интерференционный светофильтр 3 (он может быть изготовлен и непосредственно на торце одной из линз), который обладает высоким коэффициентом отражения для длины волны λ_1 и хорошим пропусканием для длины волны λ_2 . Если теперь по волокну 2 направить в такую систему излучение с длиной волны λ_1 , а по волокну 4 — с длиной волны λ_2 , то система направит оба потока излучения в волокно 1. Систему, изображенную на рис. Д4.12, можно использовать и как демультиплексор. Для этого надо по волокну 1 направить потоки излучения с длинами волн λ_1 и λ_2 , тогда по волокну 2 будет распространяться поток излучения с длиной волны λ_1 , а по волокну 4 — с длиной волны λ_2 . Демультиплексоры на основе градиентных линз могут содержать отражательную дифракционную решетку (рис. Д4.13). Если по волокну 1 направить на дифракционную решетку потоки излучения с длинами волн λ_1 , λ_2 , то, дифрагированные решеткой под различными углами, они будут сфокусированы на торцах волокон 2 и 3 соответственно.

Таблица Д4.1. Параметры некоторых градиентных элементов с радиальным распределением показателя преломления производства NSG [Д4.7] для волоконно-оптических систем.

Тип	n_0 ($\lambda = 0,63$ мкм)	g , мм^{-1} ($\lambda = 0,63$ мкм)	Диаметр элемента, мм
SLS	1,5637	0,499	1,00
SLW	1,6073	0,608	1,00
	1,6073	0,304	2,00
	1,6354	0,154	4,00
SLH	1,6576	0,430	1,80

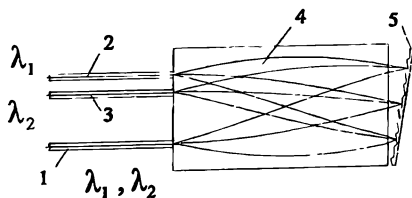


Рис. Д4.13. Демультиплексор:

1, 2, 3 — оптические волокна; 4 — градиентный стержень; 5 — дифракционная решетка.

Таблица Д4.2. Параметры (для $\lambda = 0,55$ мкм) некоторых градиентных элементов с радиальным распределением показателя преломления производства NSG [Д4.7] для оптических систем, формирующих изображение.

Тип	n_0	$g, \text{мм}^{-1}$	Диаметр элемента, мм
ILW	1,643	1,203	0,5
ILW	1,643	0,600	1,0
ILW	1,643	0,299	2,0
ILH	1,666	1,118	0,7
SRL	1,610	0,208	0,5
SRL	1,610	0,140	1,0
SRL	1,610	0,063	2,0

Необходимо отметить, что способностью преобразовать форму световых пучков обладают и обычные линзы из однородных материалов. Однако по сравнению с обычными линзами градиентные стержневые линзы имеют ряд преимуществ [Д4.5].

1. Поскольку градиентные стержни имеют плоские торцы, оптические волокна и элементы могут быть приклеены к ним иммерсионным клеем. При этом существенно снижаются потери на отражение и перекрестные помехи из-за рассеянного света в устройствах с делением каналов. При отсутствии воздушных зазоров оптические поверхности не повреждаются и не загрязняются. Вся система устойчива к механическим вибрациям.

2. Потери при согласовании волокон в устройствах с использованием градиентных элементов могут быть в два-три раза меньше, чем потери при использовании линз из однородных материалов.

3. Обычные линзы трудно юстировать по угловому рассогласованию, в то время как градиентные стержни с цилиндрической образующей легко центрируются и юстируются в V-образных и цилиндрических оправах.

Д4.4.2. Копировально-множительная техника

Еще одна область активного использования градиентных стержней с радиальным распределением показателя преломления — копировально-множительная техника. Здесь очень часто необходимо спроецировать узкую полосу оригинала на светочувствительный барабан. Использование градиентных стержней для решения этой задачи основано на следующем факте. Если на переднем торце градиентного стержня с распределением показателя преломления (Д4.6) и длиной $2\pi/g$ находится предмет, то его изображение находится на заднем торце стержня (рис. Д4.8, в). Линейное увеличение при этом равно +1. Диаметр изображения, которое передает такой стержень, равен диаметру стержня. Для передачи полосы оригинала необходимо выстроить такие градиентные стержни в одну или две линии. Чтобы обеспечить воздушные промежутки между блоком стержней и светочувствительным барабаном с одной стороны и полоской изображения с другой стороны, длину стержней выбирают несколько менее $2\pi/g$. Линейное поле, передаваемое каждым стержнем, при этом немного расширяется, а линейное увеличение при этом остается равным +1. Благодаря этому лучи, исходящие из единой точки предмета и проходящие через разные градиентные стержни, снова сходятся в одну точку в плоскости изображения (рис. Д4.14). Блок градиентных стержней используют в лазерном принтере: он обеспечивает фокусировку излучения линейки полупроводниковых лазеров на по-

Рис. Д4.14. Передача изображения блоком градиентных стержней. Точки A' , B' , C' являются изображениями точек A , B , C .

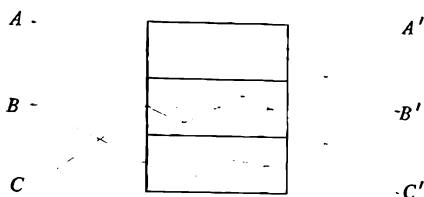
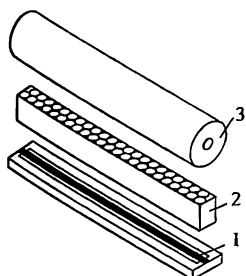


Рис. Д4.15. Использование блока градиентных стержней в лазерном принтере:

1 — линейка полупроводниковых лазеров; 2 — блок градиентных стержней; 3 — фоточувствительный барабан.

верхность светочувствительного барабана (рис. Д4.15). В малогабаритном сканере блок градиентных стержней используется для передачи полоски изображения на линейку фоточувствительных элементов. В качестве примера рассмотрим линейку стержней SLA 12B (производство NSG, [Д4.7]). Эта линейка состоит из двух рядов стержней диаметром 0,895 мм с радиальным распределением показателя преломления ($n_0 = 1,62$, $g = 0,2834 \text{ мм}^{-1}$ для $\lambda = 0,51 \text{ мкм}$). Расстояние от предметной плоскости до плоскости изображения 25,6 мм; длина стержня $13,57 \pm 0,4 \text{ мм}$. Диаметр поля изображения, создаваемого одним стержнем, 1,32 мм.

Д4.4.3. Эндоскопические системы

Все более широко используются градиентные элементы в эндоскопических системах технического и медицинского назначения. Использование эндоскопов позволяет вести контроль труднодоступных мест в машинах и приборах без демонтажа конструкций и/или с минимальным нарушением их физической целостности. В разд. 5.1.3 было рассказано о гибких эндоскопах, в которых изображение передается по гибкому волоконно-оптическому жгуту. Но во многих областях техники и медицины от эндоскопа не требуется быть гибким, а требуется минимальный диаметр и максимально высокое качество изображения. Особенно это важно в тех случаях, когда для проведения исследований приходится нарушать целостность биологических тканей. Использование волоконных жгутов в жестких эндоскопах нежелательно, так как они придают изображению достаточно грубую мозаичную структуру и вследствие этого не обеспечивают требуемое качество изображения. Отсутствие мозаичной структуры при высоком качестве изображения обеспечивают жесткие эндоскопы, построенные на базе обычных линзовых элементов. Но такие эндоскопы включают в себя до нескольких десятков линз малого диаметра и достаточно дороги. Десятки обычных линз в эндоскопе могут заменить всего два стержня с радиальным распределением показателя преломления (рис. Д4.16). Первый стержень выполняет функцию объектива: он строит изображение рассматриваемого предмета на своем заднем торце. Второй стержень носит название «транслятор»: он переносит изображение рассматриваемого объекта со своего переднего торца к заднему. Транслятор не только переносит, но и переворачивает изображение. Поэтому наблюдатель рассматривает через окуляр прямое изображение предмета. Использование градиентных элементов позволило улучшить качество изображения и снизить диаметр рабочей части жесткого эндоскопа до 1,9 мм (при диаметре собственно градиентных стержней 1 мм), а в офтальмологических эндоскопах диаметр рабочей части может быть еще меньше.

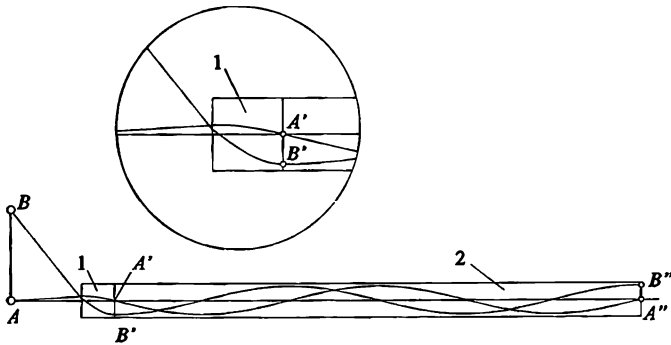


Рис. Д4.16. Принципиальная схема жесткого градиентного эндоскопа:
1 — объектив, 2 — транслятор.

Д4.4.4. Использование градиентных сред для коррекции aberrаций в оптических системах

До этого места градиентные элементы рассматривались только в паракиальном приближении, без учета их aberrационных свойств. Однако, так же как для оптических элементов с однородным показателем преломления, при использовании градиентных элементов в оптических системах необходимо учитывать их aberrационные характеристики. Хроматические aberrации (см. разд. 2.5.6) градиентных элементов обусловлены тем, что распределение показателя преломления для разных длин волн описывается различными функциями. Например, в стержне диаметром 3 мм распределение показателя преломления на длине волны $\lambda = 0,55$ мкм описывается функцией (Д4.6) при $n_0 = 1,73096$, $g = 0,4513$ мм⁻¹, а на длине волны $\lambda = 0,491$ мкм распределение показателя преломления также описывается функцией вида (Д4.6), но при $n_0 = 1,74238$, $g = 0,4585$ мм⁻¹. Поэтому уже в паракиальной области траектории лучей, соответствующие различным длинам волн, будут отличаться друг от друга. Это является причиной появления хроматических aberrации. Использование в градиентном эндоскопе (см. рис. Д4.16) в качестве объектива и транслятора элементов с различными параметрами распределений показателей преломления позволяет в достаточной степени исправить хроматические aberrации системы в целом аналогично тому, как это имеет место в объективе из двух обычных линз (см. разд. 2.5.7).

Влияние градиентной среды на монохроматические aberrации оптической системы можно условно разделить на две составляющие:

- 1) перенос в градиентной среде между двумя преломляющими поверхностями;
- 2) преломление на границе двух сред, одна или две из которых являются градиентными.

Первая из этих составляющих обусловлена тем, что дифференциальные уравнения, описывающие траекторию паракиального луча, отличаются от аналогичных дифференциальных уравнений для реальных лучей. Траектории, которые описывают эти дифференциальные уравнения, отличаются тем больше, чем больше радиус кривизны траектории луча в градиентной среде и чем длиннее путь луча в среде. В качестве примера рассмотрим стержень с плоскими торцами и распределением показателя преломления (Д4.6). Пусть длина стержня равна $\pi/2g$ и на стержень падает пучок лучей, параллельных оптической оси (рис. Д4.8, а). При любых значениях коэффициентов η функции (Д4.6) в паракиальном приближении все лучи этого пучка пересекут заднюю поверхность стержня в одной и той же точке. Однако

реальные лучи сходятся в эту точку тогда и только тогда, когда распределение показателя преломления описывается функцией вида [Д4.3]

$$n(\rho) = \frac{n_0}{\operatorname{ch}(g\rho)} = n_0 \left[1 - \frac{1}{2}(g\rho)^2 + \frac{5}{24}(g\rho)^4 - \frac{61}{720}(g\rho)^6 + \dots \right].$$

При всех других комбинациях коэффициентов η лучи пучка не сойдутся в одну точку, т. е. сферическая aberrация системы не будет исправлена.

Другая составляющая влияния среды с неоднородным показателем преломления на aberrации оптической системы обусловлена тем, что показатель преломления в разных точках преломляющей поверхности, ограничивающей эту среду, не является постоянной величиной. Следует отметить, что при расчете параксиальных лучей этот эффект не учитывается. Влияние изменения показателя преломления по преломляющей поверхности на aberrации системы рассмотрим на примере плоско-выпуклой линзы с осевым распределением показателя преломления. Пусть на первую (плоскую) поверхность падает пучок лучей, параллельных оптической оси (рис. Д4.17). Очевидно, что после преломления на плоской поверхности направление лучей рассматриваемого пучка не изменится. Так как в среде с осевым распределением показателя преломления градиент показателя преломления параллелен оптической оси, то направление лучей совпадает с градиентом показателя преломления. Радиус кривизны траектории лучей пучка равен бесконечности. Поэтому лучи идут параллельно оптической оси до точки пересечения луча со второй (сферической) поверхностью. Значение показателя преломления луча в этой точке зависит от расстояния z до первой поверхности линзы. Очевидно, что для лучей, идущих на разном расстоянии до оптической оси, значения показателя преломления будут различными. В работах [Д4.11], [Д4.9] доказано, что если линза находится в воздухе и показатель преломления линзы изменяется по закону

$$n(z) = n_s \sqrt{\frac{f'}{f' - 2n_s(z - d)}},$$

где $d = PS$ — осевая толщина линзы; n_s — показатель преломления в вершине сферической поверхности; f' — заднее фокусное расстояние линзы, то в линзе полностью исправлена сферическая aberrация (т. е. все лучи рассматриваемого пучка сходятся в заднюю фокальную точку F'). Плоско-выпуклая линза (при сферической задней поверхности) из однородного стекла для падающего на нее параллельного пучка имеет значительную сферическую aberrацию (см. разд. 2.5.1).

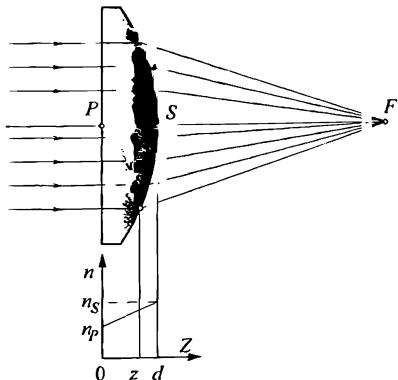


Рис. Д4.17. Использование градиента показателя преломления для исправления сферической aberrации в плоско-выпуклой линзе.

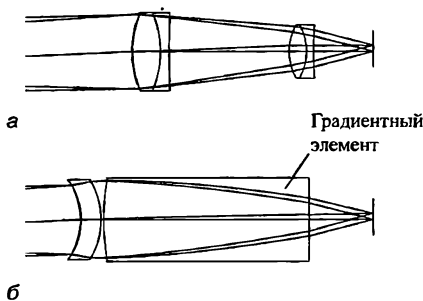


Рис. Д4.18. Объектив для микроскопа [Д4.12]. Увеличение $10\times$. Исполнение на основе традиционных линз (а) и с использованием градиентного элемента (б). Применение градиентного элемента с радиальным распределением показателя преломления позволило уменьшить число линз с 4 до 2 и добиться существенного улучшения качества изображения. Диаметр градиентного элемента равен 9 мм.

Рассмотренная плоско-выпуклая линза с осевым распределением показателя преломления является только одним из примеров (и не самым распространенным) градиентных линз с исправленной сферической aberrацией. Использование сред с осевым или радиальным распределениями показателя преломления дает возможность исправить сферическую aberrацию в линзах самых различных форм. Но наиболее технологичным решением являются выпукло-плоские (а не плоско-выпуклые, как на рис. Д4.17) линзы. Для большинства типов линз описать в аналитическом виде функцию распределения показателя преломления, обеспечивающего устранение сферической aberrации, невозможно. Поэтому для решения этой задачи в настоящее время используется компьютерное моделирование. Если линза из материала с осевым или радиальным распределением показателя преломления имеет незначительную толщину вдоль оптической оси, преломляющие поверхности линзы сферические или плоские, то ориентировочно можно считать, что такая линза по своим aberrационным свойствам эквивалентна линзе из однородного материала с одной или двумя асферическими преломляющими поверхностями. Одиночные градиентные линзы с исправленной сферической aberrацией находят самое широкое практическое применение в лазерных целеуказателях, полиграфических машинах, системах лазерной обработки материалов и т. д.

Применение градиентных элементов для устранения сферической и других видов aberrаций в сложных многолинзовых системах является одним из важных направлений современной оптики, так как подобные градиентные элементы позволяют создавать оптические системы с такими тактико-техническими и технико-экономическими характеристиками, которые трудны или вообще недостижимы в оптических системах на основе обычных однородных линз [Д4.4]. Например, объектив для микроскопа (рис. Д4.18) с использованием градиентного элемента с радиальным распределением показателя преломления содержит вдвое меньше деталей, чем его аналог из обычных линз [Д4.12].

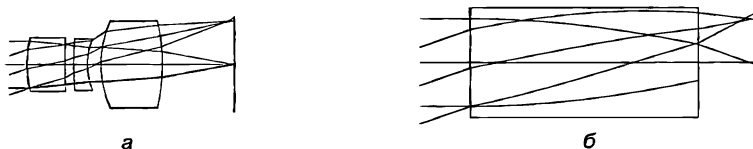
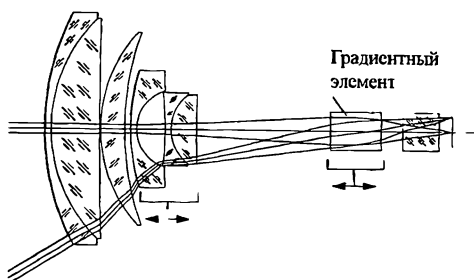


Рис. Д4.19. Два варианта объектива для видеокамеры. Фокусное расстояние объективов $f' = 6$ мм, угловое поле $2\omega = 38,6^\circ$, относительное отверстие $D/f' = 1:2,8$. Стержень с радиальным распределением показателя преломления диаметром 4 мм и перепадом показателя преломления $\Delta n = 0,04$ (вариант б) обеспечивает точно такое же качество изображения, как и объектив из трех обычных линз (вариант а). Плоские торцы градиентного стержня существенно упрощают изготовление и сборку [Д4.13].

Рис. Д4.20. Объектив с переменным фокусным расстоянием для видеокамеры. Фокусное расстояние изменяется от 3,5 до 35 мм, относительное отверстие $D/f' = 1:2,8-1:2,42$, угловое поле $2\omega = 62,2-6,7^\circ$. В качестве одного из двух подвижных элементов схемы объектива использован градиентный стержень с радиальным распределением показателя преломления диаметром 4 мм и перепадом показателя преломления $\Delta n = 0,04$ [Д4.13].



Основным препятствием на пути к более широкому использованию градиентных оптических элементов в оптических системах являются малые геометрические размеры производимых сегодня градиентных элементов. Поэтому большинство исследований в области технологии получения градиентных сред направлено на увеличение габаритов градиентных элементов. Вместе с тем следует отметить, что одной из основных тенденций в мировом приборостроении является миниатюризация оптических приборов (она является, в частности, следствием малых размеров чувствительных площадок современных многоэлементных приемников). Это делает возможным и экономически эффективным использование в оптических системах градиентных элементов, производство которых уже освоено (рис. Д4.19 и Д4.20) [Д4.13].

В настоящее время достигнутые успехи в производстве и применении градиентных оптических элементов лишь приоткрыли их потенциальные возможности в оптическом приборостроении.

Список литературы к дополнению 4

- Д4.1. *Слюсарев Г.Г.* Методы расчета оптических систем. — Л.: Машиностроение, 1969. — 670 с.
- Д4.2. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 856 с.
- Д4.3. *Микаэлян А.Л.* Оптические методы в информатике. Запись, обработка и передача информации. — М.: Наука, 1990. — 232 с.
- Д4.4. *Грейсух Г.И., Ефименко И.М., Степанов С.А.* Оптика градиентных и дифракционных элементов. — М.: Радио и связь, 1990. — 136 с.
- Д4.5. Физические основы градиентной оптики // Ильин В.Г., Карапетян Г.О., Косяков В.И., Тухватулин А.Ш. — Л.: ЛПИ, 1990. — 59 с.
- Д4.6. *Ильин В.Г., Карапетян Г.О., Ремизов Н.В.* и др. Оптика градиентов // Успехи научной фотографии. — 1985. — Т. 23. — С.106—121.
- Д4.7. *Selfoc Product Guide.* NSG Europe. — Belgium (1997). — 40 pp.
- Д4.8. *Архипова Л.Н., Карапетян Г.О., Таганцев Д.К.* Проблемы градиентной оптики // Изв. вузов. Приборостроение. — 1996. — № 5—6. — С. 31—61.
- Д4.9. *Dueck R.H., Vaughn J.L. and Hunter B.V.* Optical Design with Inhomogeneous Glass: The Future is Here, Proc. SPIE 3130, 1997.
- Д4.10. GRADIUM Glass Data Book and Materials Safety Data Sheet. Albuquerque: LightPath Technologies, 1999.
- Д4.11. *Тарханов В.И.* Градиентная линза. Авторское свидетельство СССР № 1337861А1, G02 В 6/00 15.09.87 Бюл. № 34.
- Д4.12. Low-power gradient-index microscope objective: design Applied Optics. — Vol. 35. Issue 28. Page 5636—5641, K. Siva Rama Krishna, Anurag Sharma.
- Д4.13. Design of Imaging Lens Systems that Use Low Dispersive Radial Gradient-Index Rod Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 37 (1998) pp. 3633—3637 Part 1. No. 6B, Hirofumi Tsuchida, Toshiyuki Nagaoka and Kirniaki Yamamoto.

Заявки на книги присылайте по адресу:
125319 Москва, а/я 594
Издательство «Техносфера»
e-mail: knigi@technosphera.ru
sales@technosphera.ru
факс: (495) 956 33 46

В заявке обязательно указывайте
свой почтовый адрес!

Подробная информация о книгах на сайте
<http://www.technosphera.ru>

Г. Шрёдер, Х. Трайбер
Техническая оптика

Компьютерная верстка – Н. А. Попова
Корректор – О. Ч. Кохановская
Дизайн книжных серий – С. Ю. Биричев
Ответственный за выпуск – О. А. Казанцева

Формат 70×100/16. Печать офсетная.
Гарнитура Ньютон.
Печ. л. 26,5. Тираж 3000 экз. Заказ № 988.
Бумага офсет № 1, плотность 65 г/м².

Издательство «Техносфера»
Москва, Лубянский проезд, 27/1

Диaposитивы изготовлены ООО "Европолиграфик"
Отпечатано в ОАО "Издательство "Самарский дом печати"
Самара, пр. К. Маркса, 201

мир физики и техники

Г. ШРЁДЕР, Х. ТРАЙБЕР

Техническая
оптика

ДОПОЛНЕННЫЙ ПЕРЕВОД
9-ГО ИЗДАНИЯ БАЗОВОГО
РУКОВОДСТВА ИЗВЕСТНЫХ
НЕМЕЦКИХ СПЕЦИАЛИСТОВ

НАСТОЛЬНАЯ КНИГА
СПЕЦИАЛИСТОВ
ПО ОПТИЧЕСКОМУ
ПРИБОРОСТРОЕНИЮ



ТЕХНОСФЕРА

ISBN 5-94836-075-X



9 785948 360751 >