

Ронки Васко

Испытание оптических систем

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 82-3
ББК 84-4
В19

В19 **Васко Р.**
Испытание оптических систем / Ронки Васко – М.: Книга по Требованию, 2023. – 102 с.

ISBN 978-5-519-81188-0

ISBN 978-5-519-81188-0

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2023
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2023

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг — не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель — вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания — решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

Последняя часть книги посвящена изложению собственных способов автора, опубликованных в различных статьях в «Rendiconti dei Lincei», в «Nuovo Cimento», «Universo» и т. д. В книге дано систематическое изложение, выясняющее характерные особенности метода решеток, который, без сомнения, проще всех других методов и обладает не меньшей чувствительностью.

Книга Ронки имеет теоретическое значение, но также, и прежде всего, как этого хотел автор, практический интерес.

Проф. *Антонио Гарбассо*.

Арчетри, сентябрь 1925 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

	Стр.
Предисловие к русскому изданию С. Вавилова	3
Предисловие к итальянскому изданию А. Гарбассо	4
В в е д е н и е	7
Г л а в а I. Первый метод. Метод Галилея	18
Г л а в а II. Методы Фуко	21
Г л а в а III. Метод Гартмана	31
Г л а в а IV. Интерференционные методы. Интерферометр Твай- мэна	39
Г л а в а V. Интерференционные методы. Метод Майкельсона	44
Г л а в а VI. Интерференционные методы. Интерферометр Ветц- мана	47
Г л а в а VII. Интерференционные методы. Зеркала и бипризма Френеля	57
Г л а в а VIII. Интерференционные методы. Решетки и «теневые полосы»	64
Г л а в а IX. Интерференционные методы. Решетки и комбина- ционные полосы	78
Г л а в а X. Испытание рассеивающих систем	96
Г л а в а XI. Заключение	99
П р и л о ж е н и е. Библиографический указатель	101



Введение.

Оптической системой в общем смысле мы называем любую среду, простую или сложную, влияющую на путь световых лучей своей неоднородностью. Наиболее важными и изученными оптическими системами, без сомнения, являются с о б и р а ю щ и е системы. Им посвящено почти все дальнейшее изложение, и говоря просто, без оговорок, о какой-нибудь системе, мы предполагаем, что она является собирающей.

Кроме того, будем предполагать, что все поверхности раздела сред суть сферические или плоские, т. е. единственные, которые, по крайней мере до сих пор, вырабатываются на практике, если, конечно, исключить параболические зеркала.

Мы не намереваемся изучать все свойства системы, которые могут интересовать конструкторов или оптиков и ограничиваемся тем кругом вопросов, которые ближе касаются теоретической оптики. Мы займемся, главным образом, изучением причин, которые изменяют ход световых лучей, и оставляем в стороне то, что относится к технике стекла и фотометрии.

Так как в большинстве случаев пользуются оптическими системами, составные части которых расположены вдоль какой-нибудь оси, или по крайней мере очень близко от нее, и также ввиду того, что изучение светового поля не получило еще достаточного развития, мы обратим наше внимание, главным образом, на исследование параксиальных, т. е. близких к оси областей. Свойства оптических систем чаще всего поясняют чисто геометрически: зеркало действует на световые лучи согласно законам отражения, чечевица же согласно законам преломления. Таким образом, если пучок лучей, исходящих из какой-нибудь точки оси, падает на чечевицу, то каждый луч претерпевает различное отклонение соответственно положению точки падения. Это отклонение может быть вычислено различными способами, например, можно положить, что линза действует как совокупность элементарных призм, преломляющие углы которых меняются от нуля в центре линзы до максимальной величины у края линзы. Тогда простое вычисление показы-

вает, что лучи, исходящие из одной точки, пересекают ось в областях, расположенных чрезвычайно близко друг к другу, и совокупность которых можно в первом приближении принять за точку. Последняя является и з о б р а ж е н и е м источника света и называется фокусом линзы, когда лучи падают на линзу параллельно. Если линза так тонка, что ее толщиной можно пренебречь по сравнению с расстояниями p и p' от нее до источника и до изображения, то имеет место основная формула:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'}, \quad (1)$$

где f обозначает ф о к у с н о е р а с с т о я н и е, т. е. расстояние между фокусом и линзой.

Осью называется прямая, проходящая через центр кривизны поверхностей линзы; ее иногда называют г л а в н о й, когда нужно отличить ее от побочных осей, каковыми являются все прямые, которые пересекают центр линзы.

Свойства лучей точечного источника, расположенного на главной оси, сохраняются и тогда, когда он расположен на побочной оси, однако с тем меньшей точностью, чем больше угол между главной и побочной осью.

Линза дает изображение предмета, обладающего конечными размерами, в том смысле, что получают изображения всех его точек. Вообще говоря, изображение не вполне передает форму предмета, но если последний виден из линзы под малым углом, то можно считать, что изображение подобно предмету, и тогда отношения соответственных длин l и l' , перпендикулярных к главной оси, даются формулой:

$$\frac{l}{l'} = \frac{p}{p'}, \quad (2)$$

где буквы с индексом относятся к изображению.

Сказанное действительно также для сферического зеркала, если положить в формуле (1) $f = \frac{r}{2}$, где r — радиус кривизны зеркала; те же выражения имеют место и для целой совокупности линз и зеркал; если можно считать тонкой каждую линзу, а также общую их толщину, то можно написать:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f'} + \frac{1}{f''} + \dots,$$

где $f', f'', \dots$ суть фокусные расстояния линз или зеркал.

Однако, даже если каждую линзу нельзя считать тонкой и вся система в целом уже не удовлетворяет требованию «тонкости», то все же имеют место геометрические законы, только отсчет расстояний p' , p , f надо производить не от одной плоскости, а от двух так называемых главных плоскостей, которые также расположены нормально к оси.

Вычисления, производимые по формулам (1) и (2), приближенны, и тем точнее, чем меньше угловая апертура системы. Только в отдельных случаях формулы дают вполне правильный результат, например, для центра сферического зеркала и для фокуса параболического зеркала. Во всяком случае, из формул как будто бы следует, что:

1) две системы одинакового фокусного расстояния дают одинаковые результаты, если только исключить случайные причины;

2) чем меньше апертура системы, тем больше мы приближаемся к идеальным условиям, и тем точнее оправдываются простые расчеты;

3) как бы малы ни были размеры предмета, оптическая система может дать точное его изображение.

Эти три вывода противоречат, однако, экспериментальным данным, чему не приходится удивляться, потому что неточными являются сами исходные принципы геометрической оптики. Геометрическая теория оптических систем не содержит почти ничего специфического для природы света, сводя свет к математической абстракции пучка прямых, между тем как в действительности свет является волновым феноменом.

Желая приблизиться к действительности, мы должны считать светящуюся точку центром, откуда в однородной и изотропной среде идут с одинаковой скоростью во все стороны сферические волны, а не местом пересечения прямых лучей. Предполагая лучи нормальными к поверхности волн, следует помнить, что разница между двумя концепциями заключается не только в чисто геометрической замене волновой поверхности ее направлением (лучом), но и в том, что когда мы говорим о волне, мы с необходимостью превносим принцип Гюйгенса, некоторые следствия которого не только не предусматриваются геометрической оптикой, но и прямо ей противоречат.

Но геометрическая оптика оказывает важные услуги и поскольку ею очень часто приходится пользоваться благодаря простоте, с которой получаются даже в общих случаях геометрические соотношения между предметом и его изображением,

эта теория должна быть принята, как удобный метод, который дает, однако, неточные, а иногда просто неверные результаты, когда мы переходим к рассмотрению тонкой структуры изображения.

Предположим, что сферическая волна, центр которой находится на оси, падает на линзу. Последняя благодаря своей разной толщине деформирует падающую волну таким образом, что она оказывается опять сферической, но с другим центром, который является изображением первоначального. В новом

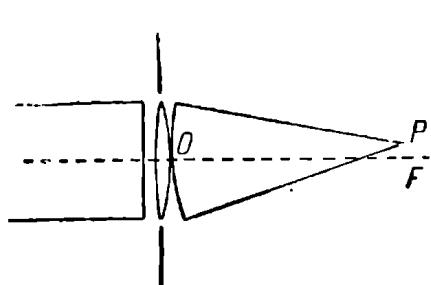


Рис. 1.

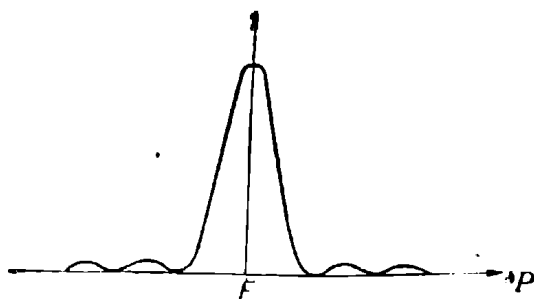


Рис. 2.

центре F (рис. 1), который для простоты предположим действительным, мы получаем, таким образом, концентрацию света. Но по принципу Гюйгенса такая же концентрация должна происходить в соседних точках. Это легко проверить, поместив туда экран; если линза имеет круглую форму, то вместо изображения точки появится светлое пятно конечных размеров, яркость которого I постоянна на окружностях, описанных из его центра F . Яркость изменяется от одной окружности к другой по закону, изображенному на рис. 2, где на оси абсцисс отложены расстояния PF от центра пятна, а по оси ординат соответствующие интенсивности в точках P .

Изображение светящейся точки получается в виде маленького диска, окаймленного рядом колец, причем темные кольца имеют радиус, выражаемый формулой:

$$\varrho = \frac{i\lambda}{2\alpha}, \quad (3)$$

где λ — длина волны, α — угловая полуапертура, т. е. половина угла, под которым видна из F линза, а i — числовая постоянная, значения которой даны в следующей таблице,

Таблица 1

Номера колец по порядку	i	Общая интенсивность вне темного кольца
1	1,220	0,161
2	2,233	0,090
3	3,238	0,062
4	4,241	0,048
5	5,243	0,039
6	6,244	0,032

Светлые кольца соответствуют радиусам, величины которых лежат между величинами радиусов черных колец, и выражаются формулой (3), если только значения для i взять из табл. 2.

Таблица 2

Номера колец по порядку	i	Максимум яркости по отношению к яркости центрального диска	Яркость диска и колец, выраженная в дробях от общей суммы света
1 (диск)	0	1	0,839
2	1,638	0,01745	0,071
3	2,692	0,00415	0,028
4	3,716	0,00165	0,015
5	4,724	0,00078	0,009
6	5,724	0,00043	0,006

В таблицах помещены данные, характеризующие распределение световой энергии по всему изображению.

Заметим, что значения i как и форма колец определяются формой линзы, и табличные значения соответствуют только *круглой* линзе. Для систем с прямоугольным сечением остаются только целые значения i и исчезает их дробная часть.

Следовательно, первое заключение геометрической оптики ошибочно. То же самое можно сказать относительно второго, ибо согласно уравнению (3) центральный диск расширяется с уменьшением α ; вместе с этим ухудшаются условия действия линзы.

Если рядом со светящейся точкой находится другая, то мы получим и для нее систему колец, которая перекрывается частично с первой. Так как расстояние между центрами этих двух систем и между светящимися точками видны из линзы под одним и тем же углом θ , то должен существовать некоторый

минимум этого угла, при котором нельзя будет уже различить два изображения, потому что одна группа колец окажется совпадающей с другой. Для круглой линзы теория дифракции дает:

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{2ap'}, \quad (4)$$

где p' есть расстояние между F и линзой; при этом угле максимум яркости одной группы колец совпадает с первым минимумом другой.

Величина обратная θ , определяет разрешающую способность линзы, ибо чем больше эта величина, тем легче обнаружить, является ли источник света двойным или нет; другими словами, тем легче исследуются детали предмета.

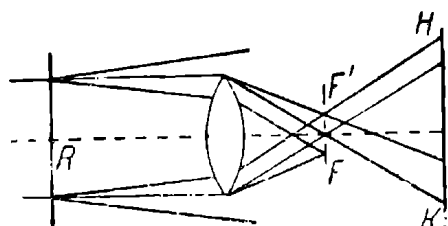


Рис. 3.

К этим же заключениям можно прийти другим путем. Рассмотрим для упрощения один интересный частный случай.

Решетка R , т. е. система параллельных прямых, находящихся в одной плоскости и отстоящих на равных расстояниях, нахо-

дится на расстоянии p от линзы и освещена плоской волной, которая нормальна к оси линзы (рис. 3). В фокусе F получается изображение источника, находящегося в бесконечности. Волна, пройдя фокус, начинает расширяться, встречая на расстоянии p' от линзы экран HK , причем p' удовлетворяет уравнению (1). Если теперь мы изолируем точку F диафрагмой таким образом, чтобы мог пройти лишь световой конус FHK , то на экране появится светлый диск, без каких-либо следов изображения. Однако изображение можно получить следующим способом: для этого достаточно проделать в диафрагме другое отверстие F' на расстоянии $f\lambda m$ от первого, где m указывает частоту решетки, т. е. число штрихов, приходящихся на единицу длины. Если проделать еще целый ряд отверстий на том же расстоянии $f\lambda m$ одно от другого, притом так, чтобы они были расположены на одной прямой, перпендикулярной к оси и к штрихам решетки, то изображение будет становиться все более отчетливым и все более похожим на предмет.

Следовательно, изображение получается вследствие интерференции ряда волн, дифрагированных решеткой, которые собираются линзой в точках F , F' и т. д., и простое вычисление

приводит опять к формуле (2) геометрической теории, которая дает соотношение размеров предмета и изображения. Если, однако, решетка обладает такой частотой, что ни один дифрагированный луч не попадает на линзу, вследствие сильного отклонения, то изображения не получится.

Если относительно решетки линза обладает угловой полуапертурой α , то максимальная частота решетки, при которой все еще получается изображение, дается формулой

$$m = \frac{2\alpha}{\lambda}. \quad (5)$$

Эта формула отличается от (4) только численным коэффициентом, так как в этом случае не было учтено влияние формы линзы. Обе формулы являются приближенными и имеют место лишь при малых апертурах α , так как в противном случае в них должен входить $\sin \alpha$ вместо α . Допустим, что осуществимы крайние условия максимальной апертуры, тогда $\sin \alpha = 1$ и $m = \frac{2}{\lambda}$. Для оптической системы это значение m является предельным значением частоты, которой еще можно пользоваться.

Таким образом и третье заключение геометрической теории ошибочно. Приведенные рассуждения относятся к совершенным или почти совершенным оптическим системам, они могут быть распространены также и на случай систем, обладающих различными недостатками.

Недостатки системы вообще подразделяются на *о ш и б к и* и *а б е р р а ц и и*, причем первые обусловлены неоднородностью вещества линз и несовершенством обработки поверхностей линз или зеркал. Однако даже в том случае, когда система изготовлена идеально, лучи, исходящие из светящейся точки, пройдя систему, все же пересекают ось в различных точках. Это происходит вследствие немонахроматичности света, и кроме того, вызывается самой сферической формой поверхностей. Соответственно этому существует *х р о м а т и ч е с к а я а б е р р а ц и я* и *с ф е р и ч е с к а я а б е р р а ц и я*.

Ясно, что первая отсутствует в катоптрических (отражательных) системах.

Для описания аберраций существуют специальные методы и термины. Если лучи идут, как показано на рис. 4 и 5, то мы говорим, что сферическая аберрация является соответственно *п о л о ж и т е л ь н о й* или *о т р и ц а т е л ь н о й*, или иначе,

что система является не докоррегированной и перекоррегированной. Продольной aberrацией называется расстояние между двумя крайними точками пересечения лучей с осью, а поперечной aberrацией называется диаметр минимальной окружности, через которую проходят все лучи.

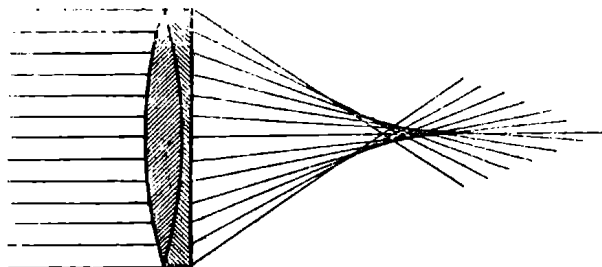


Рис. 4.

Наиболее наглядно сферическая aberrация изображается графически. На радиусах h отдельных элементарных зон оптической системы, как на оси абсцисс, наносятся расстояния от какой-нибудь точки отсчета до точек, в которых соответствующие лучи пересекают ось. На рис. 6 и 7 начерчены диаграммы,

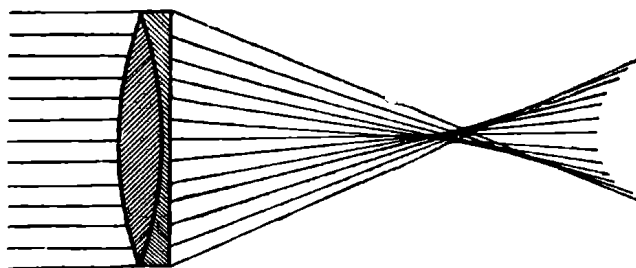


Рис. 5.

которые соответствуют рис. 4 и 5; эти диаграммы показывают, как расположены фокусы отдельных зон.

Для рассмотрения хроматической aberrации пользуются подобными же диаграммами, где по оси абсцисс нанесены различные длины волн света, а по ординате расстояния от точки отсчета до соответствующих фокусов для какой-нибудь отдельной зоны. Полученную кривую называют кривой цвета (рис. 8). Если окажется, что кривая цвета оптической системы