

Т Р У Д Ы
ГОСУДАРСТВЕННОГО
ОПТИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ЛЕНИНГРАД

Travaux de l'Institut d'Optique à Leningrad

Transactions of the Optical Institute in Leningrad

Verhandlungen des Optischen Instituts in Leningrad

Том IV

ВЫПУСК 35

М. Ф. Ремизова. Исследование параболических зеркал методом Гартманна.

ЛЕНИНГРАД
ИЗДАНИЕ ГОСУДАРСТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
1927

11766

16520

Исследование параболических зеркал методом Гартманна.

М. Романова.

Содержание работы. Для исследования параболических зеркал был применен метод Гартманна. Экспериментально определяли продольные отклонения отраженных лучей при конечном расстоянии от зеркала до светящейся точки и производили необходимые поправки для перехода к абберациям при параллельном пучке света, падающего на зеркало. По продольной абберации подсчитывали отклонения зеркальной поверхности от ближайшего параболоида. Наибольшее отклонение h_0 от ближайшего параболоида характеризовало качество изображения, точнее его интенсивность в центре. Вместе с тем такие кривые указывали один из наиболее быстрых путей для исправления зеркала.

Этим способом была испытана и исправлена серия из 10 зеркал, изготовленных А. А. Чикиным в мастерской Оптического Института в Ленинграде.

Введение. Пучок лучей параллельных оси параболического зеркала сходится после отражения от него в одной точке и отраженная волна будет сферической. Если зеркало отклоняется от параболоида, отраженные лучи не пересекаются в одной точке, отраженная волна отклоняется от сферы и доставляемое зеркалом изображение бесконечно удаленной светящейся точки, расположенной на оси зеркала, искажено по сравнению с идеальным параболоидом.

При исследовании параболического зеркала необходимо указать с одной стороны отклонения его поверхности от параболоида, с другой стороны степень искажения получающегося изображения и для этого определить или отклонения отраженной волны от сферы — волновую абберацию — или продольную и поперечную абберацию отраженных лучей. Известно, однако, что абберации отраженных лучей связаны с вол-

новой аберрацией, а эта последняя с отклонениями зеркальной поверхности. При исследовании экспериментально достаточно определить только одну из этих величин.

Аберрации должны относиться к параллельному пучку лучей, падающих на зеркало. Для этой цели можно воспользоваться бесконечно удаленными звездами. В этом случае, не говоря уже о большой сложности установки, нужно выждать момент удобный для исследования, когда не только видны звезды, но и атмосферные условия достаточно хороши. Неподходящие атмосферные условия в момент испытания, вызывая неравномерное нагревание зеркала, легко могут изменить его поверхность или исказить путь лучей потоками воздуха. Удобнее поэтому работать в лабораторной обстановке. При исследовании зеркал при этом проще отказаться от параллельного пучка света падающего на зеркало и связанных с ним затруднений при изготовлении и исследовании коллиматора, так как можно показать, что аберрации при конечном расстоянии от зеркала до светящейся точки очень простой формулой связаны с аберрациями для бесконечно удаленной точки. Точность определения последних будет при этом такая же, как и при непосредственном исследовании зеркала с помощью пучка параллельных лучей.

Для исследования продольных аберраций, описанных в этой работе зеркал был употреблен метод Гартманна¹⁾. Этот метод отличается большой простотой установки и легко позволяет применить фотографирование при исследовании. Фотографический же метод при количественном испытании зеркал или любых оптических систем имеет большие преимущества. Здесь все намеченные точки зеркала исследуются одновременно, полученные же снимки можно после удобно промерить с помощью компаратора, не вводя ошибок микроскопа или окуляра, в плоскости нитей которого обычно производятся визуальные наблюдения.

Метод Гартманна применялся, главным образом, для испытания объективов. При исследовании зеркал источник света и его изображение расположены по одну сторону от зеркала, и свет проходит через каждое отверстие диафрагмы 2 раза, — до и после отражения от зеркала. Кроме того, тень от внефокальных снимков (см. стр. 6) будет закрывать центральную часть зеркала. Но в зеркалах малого отношения диаметра к фокусу диафрагма будет расположена близко к зеркалу; центральная же часть дает мало света и не представляет интереса для исследования, не говоря уже о том, что она обычно бывает закрыта тенью от дополнительного зеркала при установке в рефлектор. Оба отличия от объективов несущественны. Поэтому метод Гартманна может быть применен и применялся для исследования параболических зеркал как малого²⁾, так и большого размера. Этим методом были испытаны: зеркала Потсдамской Астро-

1) I. Hartmann. Zeitschr. f. Instr. XXIV, S. 1, 33, 97, 1904.

2) Lehman. Zeitschr f. Instrk. 10, S. 298, 1903.

физической Обсерватории¹⁾, одно диаметром $D=240$ мм. и отношением диаметра к фокусу $\frac{D}{F}=\frac{1}{3,7}$, другое — $D=410$ мм. и $\frac{D}{F}=\frac{1}{2,27}$; зеркало большого рефлектора Парижской Обсерватории²⁾ — $D=1200$ мм. и $\frac{D}{F}=\frac{1}{7}$, а также самое большое зеркало диаметром в 2500 мм. и $\frac{D}{F}=\frac{1}{6}$ Обсерватории на Монт-Вильсон³⁾.

Во всех этих случаях, однако, исследование производили при параллельном пучке света, падающего на зеркало.

Чаще всего, указывают 2 недостатка метода Гартманна — малую точность и значительную длительность по сравнению с интерференционными методами.

Среди других методов для количественного испытания параболических зеркал наиболее удобны два — метод Майкельсона⁴⁾ и метод Коттона⁵⁾. В методе Майкельсона определяется разность отклонений волновой поверхности в испытуемой точке и в вершине зеркала от сферы. Для этого наблюдают в плоскости перпендикулярной к оси и расположенной очень близко к фокусу зеркала интерференционную картину, создаваемую двумя узкими пучками света, проходящими через 2 щели диафрагмы, расположенные в центре и в испытуемой точке зеркала. При переходе от одной точки зеркала к другой смещается центральная интерференционная полоса. Интерферирующие пучки света при исследовании точек зеркала близких к краю будут значительно удалены друг от друга и интерференционную картину можно получить только при соблюдении ряда предосторожностей. Между прочим, придется обратить серьезное внимание на уничтожение потоков воздуха в помещении. Фокус зеркала и расстояния на диафрагме могут быть измерены с малой точностью.

В методе Коттона, так же как в методе Гартманна, экспериментально определяют поперечные или продольные отклонения отраженных лучей, волновая aberrация получается из них интегрированием. Для ее определения необходимо исследовать тем большее число точек зеркала, чем сложнее аналитическое выражение его aberrаций.

В то время, как в методе Гартманна направление отраженного луча определяется с помощью узкого пучка света, проходящего через одно отверстие диафрагмы, обычно круглое, в методе Коттона каждое такое отверстие заменено двойной щелью. В плоскости перпендикулярной оси вместо простого дифракционного пятна получатся интерференционные полосы на фоне дифракционной полосы. Здесь интерференция создается

1) Vogel. *Astroph. Journ.*, vol. XXIII, 1906, p. 370.

2) J. Baillaud. *Rapp. Ann. Sur l'état de l'Observ. de Paris*, 1912.

3) *The Observatory* 41, p. 130, 1918; *Zeitschr. f. Instrk.* 39, S. 317, 1919.

4) A. Michelson. *Astroph. Journ.* 1918, June, 283.

5) Cotton. *Physica*, t. 1, p. 274, Octobre, 1904

близко расположенными пучками, их искажение посторонними причинами будет одинаково для обоих пучков и интерференционная картина, в противоположность методу Майкельсона, получится без всяких затруднений. Смещение центральных интерференционных полос при переходе от одной точки зеркала к другой, так же как в методе Майкельсона, наблюдают в плоскости перпендикулярной к оси и расположенной близко к фокусу. При изменении фокусного расстояния и расстояний на диафрагме не требуется большой точности.

В обоих методах приходится промерять расстояния только в одной плоскости перпендикулярной к оси, тогда как в методе Гартманна необходимо измерить 2 внефокальные снимка. Но измерение расстояний в методах Коттона и Майкельсона должно быть произведено в плоскости близко расположенной к фокусу. При этом нельзя исследовать одновременно различные точки зеркала. В противном случае интерференционные картины этих точек будут слишком близко расположены одна к другой и взаимно искажаться. При последовательном же исследовании одной точки зеркала за другой трудно применять фотографирование.

Перейдем к сравнению точности этих трех методов. Она определяется точностью измерения расстояний между интерференционными полосами и диффракционными пятнами в плоскости, перпендикулярной к оси. В методе Майкельсона ширина интерференционных полос для точек близких к центру зеркала больше, чем для точек удаленных от него. Если считать, что измерение расстояний между центральными полосами производится с точностью до одной и той же доли полосы для всех этих интерференционных картин, то можно определить отклонение волновой поверхности с одинаковой точностью для всех точек зеркала. Так, например, производя измерение с точностью до $\frac{1}{10}$ полосы, можно получить разность отклонений двух каких либо точек волновой поверхности с точностью до $\frac{1}{10}$ длины волны.

Диаметр отверстий на диафрагме в методе Гартманна или расстояние между щелями в методе Коттона остается постоянным для всех точек зеркала. Ширина интерференционных полос или размеры диффракционных пятен, несравненно больших по величине, чем полосы в методе Майкельсона, не будет меняться при переходе от одной точки зеркала к другой. Точность определения отклонений волновой поверхности поэтому, в противоположность методу Майкельсона, будет уменьшаться при увеличении отверстия ($\frac{r}{F}$) испытуемой точки.

Опыт показывает, что определение центра этих широких полос и пятен может быть проделано с очень большой точностью по отношению к их размерам. При исследовании зеркал, описанных в этой работе, ошибка установки на центр пятна была 2—3 микрона при диаметре центрального

кружка в 0,4 мм., то есть достигала $\frac{1}{200}$ диаметра. Поэтому, если диаметр отверстий на диафрагме в методе Гартманна или расстояние между щелями в методе Коттона не будет слишком мало, точность измерения расстояний в плоскости перпендикулярной к оси приближается к точности метода Майкельсона.

Так, например, мы брали диаметр отверстий на диафрагме, равным $\frac{1}{500}$ фокусного расстояния F и, при работе с длиной волны в 430 μ при расстояниях от зеркала до изображения близких к фокусному имели указанную точность измерения расстояний на внефокальных снимках порядка 2—3 микрона, что соответствовало точности определения отклонений волновой поверхности на краю зеркала в

$$0,00016 \frac{D}{F} \text{ мм.},$$

где D —диаметр и F —фокусное расстояние зеркала. Исследованные нами зеркала имели отношение $\frac{D}{F}$ от $\frac{1}{10}$ до $\frac{1}{5}$. Погрешность определения отклонений волновой поверхности была для них поэтому меньше

$$0,06 \lambda,$$

считая $\lambda = 540 \mu$, длине волны наиболее действующего света при визуальных наблюдениях.

Можно увеличить точность метода Гартманна, увеличивая диаметр отверстий на диафрагме, а метода Коттона—увеличивая расстояние между щелями. При этом предполагается изменение аберрации на протяжении отверстия в методе Гартманна очень малым, на расстоянии же между щелями в методе Коттона изменение аберраций, хотя и заметным, но плавным. Если бы наши зеркала имели более значительную аберрацию, изменение которой на протяжении отверстия в $0,002 F$ нельзя было бы считать близким к нулю, или если бы при исследовании зеркал с большим отношением $\frac{D}{F}$ такие отверстия давали бы малую точность, можно было перейти к методу Коттона. Наконец, при точном определении аберрации зеркал с резко и неправильно меняющейся поверхностью было бы удобнее обратиться к методу Майкельсона, который непосредственно дает разность отклонений между двумя точками волновой поверхности.

Исследованные нами зеркала имели малое отношение диаметра к фокусу, не очень большую и плавно меняющуюся аберрацию и метод Гартманна давал нам достаточную точность. Что же касается длительности, то всякий метод количественного исследования будет длительным при большом числе испытываемых точек оптической системы.

Лишнее время в методе Гартманна приходится тратить только на измерение второго внефокального снимка. Но измерение этого снимка позволяет отодвинуть внефокальные пластинки далеко от фокуса, исследовать все намеченные точки одновременно и легко воспользоваться выгодами метода фотографирования.

ГЛАВА I.

Определение продольной аберрации.

1. Продольное отклонение. Методом Гартманна определяется направление выходящих из оптической системы лучей. Для этого перед оптической системой устанавливается диафрагма AB с рядом небольших отверстий. Тонкий пучок света, проходящий через отверстие диафрагмы, отождествляется с лучом проходящим через центр отверстия. На пути выходящих лучей, неподалеку от фокуса, устанавливаются две фотографические пластинки, параллельные между собой, одна до фокуса — внутренний снимок I , другая после фокуса — внешний снимок E .

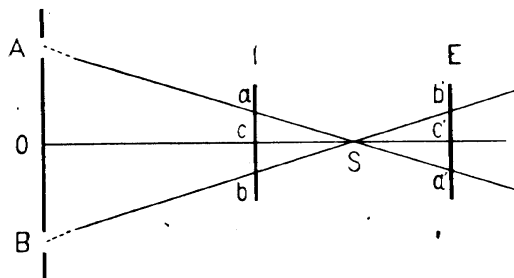


Рис. 1.

Точки a и a_1 определяют направление луча aS , проходящего через центр отверстия A , точка c и c' — направление оптической оси cc' системы. На внефокальных снимках точкам a_1, a', c_1, c' будут соответствовать центры дифракционных пятен, размеры которых будут зависеть от диаметра отверстий диафрагмы. Из подобных треугольников caS и $c'a'S$ следует, что расстояние x_1 от пластинки I до точки S пересечения луча AS с оптической осью cc' равно

$$x_1 = \frac{e_1}{e_1 + e_2} (x_1 + x_2), \quad (1)$$

где x_2 расстояние от точки S до пластинки E , $e_1 = ca$ и $e_2 = c'a'$ расстояния между центрами дифракционных пятен на внефокальных снимках.

Если система симметрична относительно оси, луч bb' , проходящий через отверстие B , расположенное на одном диаметре диафрагмы с отверстием A и на том же расстоянии r от ее центра, пересечет ось в той же точке S . Расстояние x_1 от пластинки I до точки S пересечения лучей aa' и bb' определится по прежней формуле (1) только под e_1 и e_2 , вместо расстояний ca и $c'a'$ нужно подразумевать вдвое большие расстояния aa' и bb' между центрами дифракционных пятен, соответствующих отверстиям A и B диафрагмы.

Все лучи зоны r симметричной оптической системы, то есть пересекающие диафрагму на одном и том же расстоянии r от ее центра пересекутся между собой в той же точке S , которую можно назвать фокусом зоны r . Фокусы различных зон могут несовпадать между собою или потому, что система имеет недостатки, или потому что источник света расположен не на том расстоянии, для которого система рассчитана. Разность Δf расстояний от пластинки I до фокуса зоны r и от пластинки I до фокуса зоны r_0 будем называть продольным отклонением.

$$\Delta f = (x_1)_r - (x_1)_{r_0} = \left\{ \left(\frac{e_1}{e_1 + e_2} \right)_r - \left(\frac{e_1}{e_1 + e_2} \right)_{r_0} \right\} (x_1 + x_2). \quad (2)$$

В симметричной системе Δf равно расстоянию между фокусами зон r и r_0 . При бесконечно удаленном источнике света в системе, предназначенной для астрономических наблюдений, фокусы всех зон должны бы были совпадать между собою. Продольное отклонение в этом случае, будет зависеть только от недостатков изготовления оптической системы. Будем называть его продольной аберрацией и обозначать через ΔF .

Если система симметрична, удобнее исследовать сразу пару лучей, одной и той же зоны, так как это было только что описано. Дело в том, что при неправильной установке светящейся точки на оси системы, мы можем иметь значительное смещение точки пересечения каждым исследуемым лучом оси системы, в то время как точка пересечения двух лучей одной и той же зоны, расположенных в одной меридиональной плоскости, как лучи aa' и bb' при этом почти не изменится (Подробнее это рассмотрено в „Приложении II). Поэтому, если даже система не вполне симметрична, в отношении точности установки, проще исследовать сразу пару симметричных лучей. Расстояния $(x_1)_r$ от внутреннего снимка до точки пересечения этой пары лучей для различных азимутов φ одной и той же зоны r будут неравны между собою. В формуле (2) под $(x_1)_r$, $(x_1)_{r_0}$ будем подразумевать среднее из всех $(x_1)_r$ и $(x_1)_{r_0}$. Отклонение же системы от симметрии, обычно, характеризуют астигматизмом a , равным полуразности расстояний от внутреннего снимка до точки пересечения лучей зоны r , расположенных в двух взаимно перпендикулярных меридиональных плоскостях, то есть соответствующих отверстиям, расположенным на взаимно-перпендикулярных диаметрах диафрагмы, так, что

$$a_r = \frac{(x_1)_{r^0} - (x_1)^{90}_r}{2}. \quad (3)$$

Вместо того, чтобы измерять расстояния на втором внефокальном снимке, можно было бы измерять расстояния на диафрагме, подобно тому как это делается в методах Майкельсона или Коттона. Пусть f расстояние от диафрагмы до фокуса зоны r и r' расстояния от центра диафрагмы до точек пересечения диафрагмы лучами aa_1 и bb_1 . Тогда

$$x_1 = \frac{f}{2r'} e_1,$$

а зонная продольная абберация

$$\Delta f = \frac{f_1}{2r'} \left\{ (e_1)r - (e_1)_{r_0} \frac{r'}{r_0} \right\}. \quad (4)$$

Разность в скобках невелика, поэтому расстояние f может быть определено с малой точностью. Отношение же $\frac{r'}{r_0}$ должно быть известно тем точнее чем больше e_1 . Если бы в методе Гартманна мы могли расположить внефокальный снимок очень близко к фокусу, можно было бы отказаться от измерения второго внефокального снимка, ограничиваясь промером диафрагмы с такой же малой точностью, как и в методах Майкельсона и Коттона. При одновременном исследовании всех отверстий диафрагмы, внефокальные снимки в методе Гартманна отодвигают довольно далеко от фокуса. Диафрагму придется измерять с большей точностью и располагать непременно за оптической системой после выхода из нее лучей, чтобы r'_0 и r' совпадали с расстояниями r и r_0 от центра диафрагмы до центра отверстия. В этом случае нет никакой выгоды промерять диафрагму вместо второго внефокального снимка.

2. Переход от продольного отклонения к продольной абберации. Определяя экспериментально продольное отклонение зеркал Δf при конечном расстоянии от зеркала до светящейся точки, мы переходили путем пересчета к абберациям ΔF для бесконечно удаленной светящейся точки.

С. О. Майзель первый предложил исследовать зеркала при любом расстоянии от зеркала до светящейся точки и вывел формулу, связывающую продольное отклонение с продольной абберацией. Приведем вывод этой формулы в несколько видоизмененном виде.

Прежде всего найдем связь между положениями точек пересечения светового луча с осью до и после отражения от поверхности зеркала.

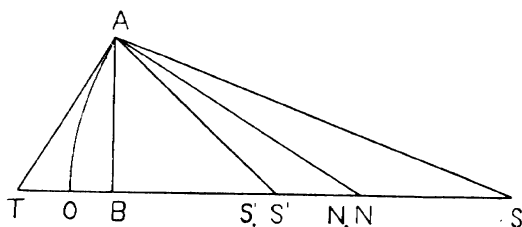


Рис. 2.

Пусть S светящаяся точка, A —точка поверхности зеркала, O вершина зеркала. OS —оптическая ось; AS и AS' лучи до и после отражения; AN и AT —нормаль и касательная к точке A поверхности; AB перпендикуляр, опущенный из точки A на оптическую ось.

AN и AT —внешняя и внутренняя биссектрисы угла SAS' , следовательно точки T и N гармонически связаны с точками S и S' и

$$\frac{1}{TS} + \frac{1}{TS'} = \frac{2}{TN}. \quad (5)$$

Эта формула обобщает известную формулу для параксиальных лучей. В самом деле, в последнем случае точка T совпадает с вершиной зеркала, а TN равняется радиусу кривизны в точке O . Для случая параксиальных лучей формула переходит в

$$\frac{1}{OS} + \frac{1}{OS_0'} = \frac{2}{ON_0'} \quad (6)$$

причем точки S_0' и N_0 могут не совпадать с точками S' и N .

Положим: $OS = s$; $OS_0' = f$; $ON_0 = p$, продольное отклонение зоны A $S'S_0' = \Delta f$; $NN_0 = \Delta p$ и расстояние $OT = z$.

Тогда из формул (5) и (6) для параксиальных лучей и для луча, проходящего через точку A получим

$$\begin{cases} f = \frac{sp}{2s - p} \\ f + \Delta f + z = \frac{(s+z)(p+z+\Delta p)}{2s - p + z - \Delta p} \end{cases} \quad (7)$$

Теперь перейдем к продольной абберрации ΔF . Для этого достаточно в формулах (7) положить $s = \infty$; и заменить f и Δf через F и ΔF

$$\begin{cases} p = 2F \\ \Delta p = 2\Delta F + z \end{cases} \quad (8)$$

Заменяя в формулах (7) p и Δp через эти значения, получим

$$\begin{cases} f = \frac{sF}{s - F} \\ f + \Delta f + z = \frac{(F+z+\Delta F)(s+z)}{s - F - \Delta F} \end{cases} \quad (9)$$

Отсюда видим, что для определения продольной абберрации зоны любого зеркала, нужно произвести 2 съемки для 2 расстояний s между зеркалом и светящейся точкой. Тогда для каждой точки A будет 2 уравнения с двумя неизвестными z и ΔF , которые можно будет решить. Для астрономических зеркал, где отношение диаметра к фокусу невелико, а нормали к поверхности зеркала пересекают ось почти в одной точке, можно ограничиться одной съемкой.

Для определения z , получаем из прямоугольного треугольника TAN

$$TB \times BN = AB^2$$

или пренебрегая членами 2-го порядка малости

$$TB = \frac{AB^2}{p} \quad (10)$$

С другой стороны OB — стрелка дуги OA — для любой зеркальной поверхности с той же степенью точности равна

$$OB = \frac{AB^2}{2p} \quad (11)$$

и, наконец,

$$z = TB - OB = \frac{AB^2}{2p} = \frac{r^2}{2p}. \quad (12)$$

Взяв разность между уравнениями (9), подставляя вместо z его величину и пренебрегая членами порядка $\frac{\Delta F}{F}$ и $\left(\frac{r}{p}\right)^2$ по сравнению с 1, получим

$$\Delta F = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} r^2. \quad (13)$$

Если отклонение Δf и абберация ΔF отсчитаны не от фокуса параксиальных лучей, но от фокуса зоны r_0 то

$$\Delta F = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} (r^2 - r_0^2). \quad (14)$$

Можно обобщить эту формулу для перехода продольных отклонений Δf , соответствующих расстоянию s от зеркала до светящейся точки к отклонениям Δf_1 , для расстояния s_1 .

В самом деле

$$\Delta f = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} (r^2 - r_0^2) = \frac{F^2}{f_1^2} \Delta f_1 - \frac{F}{2f_1 s_1} (r^2 - r_0^2)$$

или

$$\Delta f_1 = \frac{f_1^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2} \left(\frac{1}{fs} - \frac{1}{f_1 s_1} \right) (r^2 - r_0^2). \quad (15)$$

Эта формула позволяет подсчитать абберации в центре сферы, эллипсоида и т. п., малого отношения диаметра к фокусу если известны отклонения Δf для какого-нибудь положения светящейся точки.

3. Описание установки. На одном из концов коридора, длиною в 36 метров была установлена железо-бетонная балка (рис. 3), опирающаяся в 2-х точках на капитальную стену здания.

На другом конце коридора находился каменный выступ капитальной стены. На выступе был поставлен железный щит с вертикальным прорезом, шириною в 2 см. посередине.

Вдоль этого прореза могла передвигаться в вертикальном направлении пластинка с квадратным отверстием в центре. Вторая пластинка с небольшими круглыми отверстиями различного диаметра могла передвигаться в горизонтальном направлении вдоль первой пластинки, прикрывая ее отверстие. Таким образом, отверстие любого диаметра могло быть передвинуто вправо или влево, вверх или вниз и закреплено в из-

бранном положении. На это отверстие проектировалось изображение дуговой лампы и оно служило светящейся точкой при исследовании зеркал. В некоторых опытах источник света переносился на конец железо-бетонной балки. Как в том, так и в другом случае, описанный щит не давал возможности светящейся точке перемещаться во время съемки.

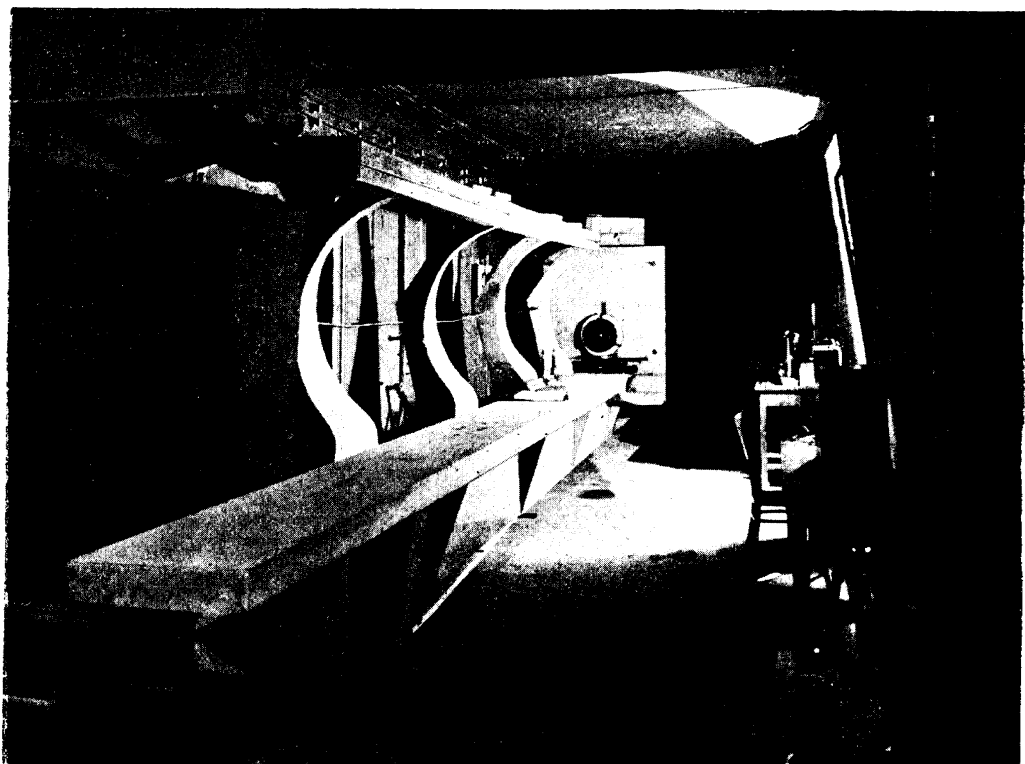


Рис. 3.

На конце железо-бетонной балки был установлен щит для зеркала. Он представлял собой латунный диск, диаметром в 40 см. и 5 мм. толщиной, с помощью массивного железного кронштейна прикрепленный к чугунной подставке. Верхняя площадка подставки, вместе с укрепленным на ней щитом, могла перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях. Кроме того, 2 винта позволяли сообщить этой площадке желаемый наклон. Зеркало зажималось на щите тремя задвижками, на которых были устроены зажимы, предохраняющие зеркало от падения и придерживающие диафрагму. На балке могла быть установлена оптическая скамья длиной в $1\frac{1}{2}$ метра, по которой перемещались 2 рейтера с зажимами для фотографических пластинок (рис. 4). Вставленный в рейтер латунный брусок квадратного поперечного сечения заканчивался крестовиной, на трех концах которой было ввинчено 3 винта со стальными

закругленными головками. Фотографическая пластинка устанавливалась на верхней площадке бруса и, стороной непокрытой желатином, прижималась к головкам винтов стальной пружиной. Эта сторона пластинки была обращена к светящейся точке и при съемке прикрывалась черной картонной маской. С помощью описанных винтов, методом аутоколлимации, зеркальные пластинки в зажимах устанавливались параллельно друг другу. При съемке на место зеркальных пластинок вставлялись фотографические. По окончании съемки снова вставлялись в зажимы зеркальные пластинки. Если, как обыкновенно бывало, параллельность их не нарушалась, то можно было считать, что и фотографические пластинки были параллельны друг другу во время съемки.

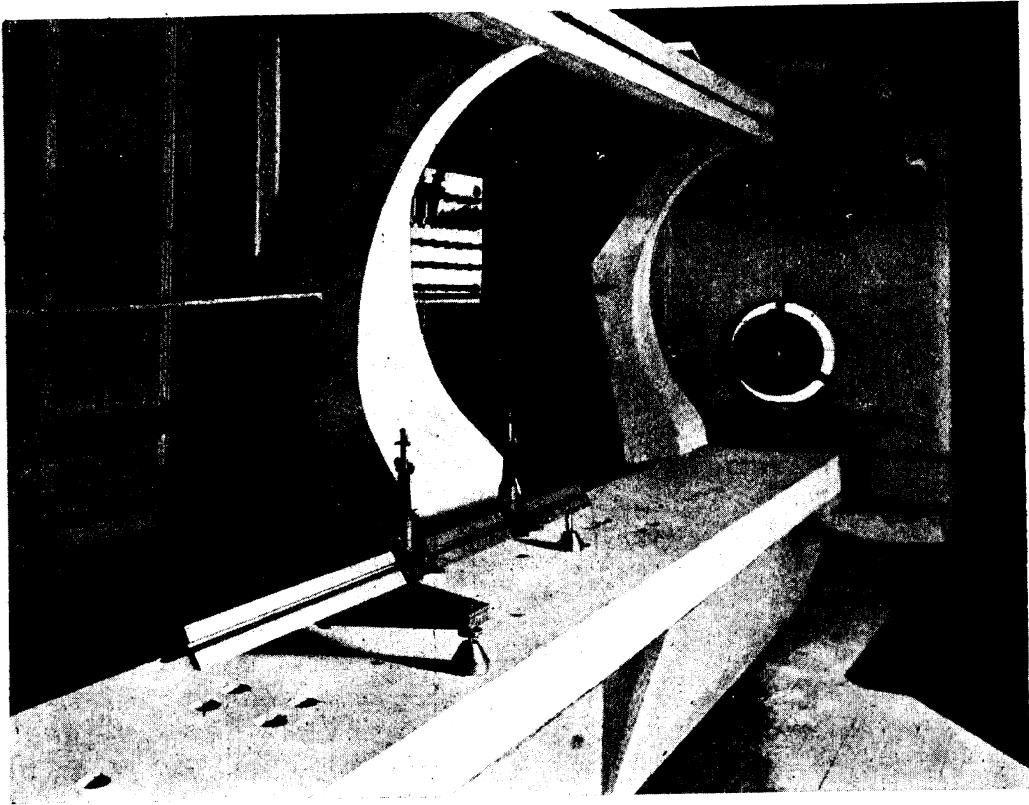


Рис. 4.

Над железобетонной балкой на трех кронштейнах, опирающихся на нее, была расположена легкая балка для подвешивания отвесов. С помощью отвесов центрировалось зеркало и измерялись расстояния от светящейся точки до зеркала и от зеркала до внефокальных снимков. Отвесами служили латунные цилиндры, высотой в 40 мм. и диаметром в 8 мм., подвешенные на очень тонкой проволоке из фосфорной бронзы диаметром в 0,05 мм.

Установка зеркала, светящейся точки и внефокальных снимков на железо-бетонной балке и выступе капитальной стены устраняла смещение фотографических пластинок и пучка света во время съемки.

Диафрагмы, закрывавшие зеркало при съемке, делали из тонкого, но плотного картона, обращая большое внимание на ровные края и правильную форму отверстий. Для этой цели был устроен особый пробойник. Он представлял собою стальной цилиндр с острыми краями с помощью винта вдвигавшийся в отверстие того же диаметра металлической пластины. Расстояния между отверстиями на диафрагме было 1 или 2 см., диаметр отверстий 3—4 мм. Заданное расстояние от центра отверстия до

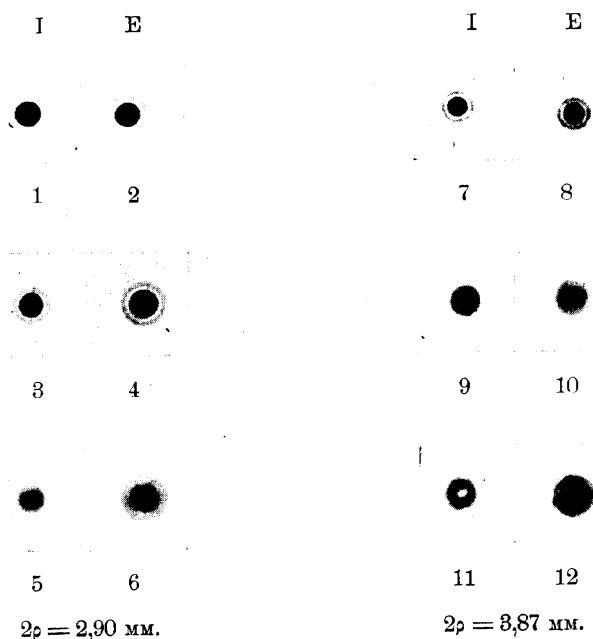


Рис. 5. Диффракционные пятна на внефокальных снимках. Для внутренних снимков 1-го и 7-го $x_1 = 17,5$ мм.; для 8-го и 9-го $x_1 = 130,5$ мм.; для 5-го и 11-го $x_1 = 238$ мм.; для внешних снимков 2-го и 8-го $x_2 = 42,5$ мм.; для 4-го и 10-го $x_2 = 149,5$ мм.; для 6-го и 12-го $x_2 = 262$ мм.

центра диафрагмы сохранялось с точностью до 0,1—0,2 мм. Отверстия располагались обыкновенно по 4-диаметрам диафрагмы так, что каждой зоне соответствовало 8 отверстий по азимуту отличных на 45° или так, что каждой зоне соответствовало 4 отверстия по азимуту отличных на 90° .

4. Диффракционные пятна на внефокальных снимках и измерение расстояний между ними. Определение продольного отклонения разбивается на 2 стадии. Прежде всего, установив источник света на оси зеркала, необходимо произвести фотографирование и получить следы отраженных лучей на внефокальных пластинках. Затем измерить расстояние между диффракционными пятнами на негативах этих снимков.

Для одного и того же зеркала (или вообще оптической системы) будут получаться различные по виду и по размерам диффракционные пятна при изменении диаметра отверстий на диафрагме и расстояния внефокальных снимков от фокуса. Вместе с тем будет изменяться точность установки на центр пятна, следовательно и точность определения продольного отклонения. Чтобы повысить эту точность, необходимо получить выгодные для измерения пятна на снимках, подобрав во время фотографирования наиболее подходящую к фокусу оптической системы диафрагму и удаление внефокальных пластинок от фокуса.

На рисунке 5-ом приведены увеличенные в 8 раз негативные изображения диффракционных пятен внутренних снимков I и внешних снимков E для зеркала с фокусным расстоянием $F=1145$ мм. Расстояние от зеркала до светящейся точки оставалось неизменным и было равно 35070 мм., так что расстояние от зеркала до изображения было 1183 мм. Наиболее действующая длина волны была 430 μ . Диаметр отверстия диафрагмы ρ и удаления x_1 или x_2 внефокальных снимков от фокуса менялись.

Для пятен, расположенных близко к фокусу, центральный кружок имеет наиболее резко ограниченные края, интенсивность минимумов близка к нулю, а интенсивность максимумов незначительна по сравнению с центральными. На некотором удалении от фокуса пятна сохраняют почти тот же вид, но диаметр центрального кружка и диффракционных колец будет уменьшаться для снимков внутренних и увеличиваться для снимков внешних. На еще более значительных расстояниях от фокуса пятна изменяют свой вид. Интенсивность диффракционных колец увеличится, центральный кружок будет не так резко ограничен и расположен на сером фоне 1-го минимума и максимума, близких к нему по интенсивности. Размеры центрального кружка как на внутреннем, так и на внешнем снимке могут сделаться меньше, чем в фокусе. Опыт показал, что, несмотря на маленький центральный кружок, эти пятна менее удобны при измерениях, чем пятна близь фокуса с резко ограниченным центральным кружком, расположенном на светлом фоне. Размеры пятна при этом могут быть уменьшены увеличением диаметра отверстий на диафрагме. Итак, чем ближе к фокусу помещены внефокальные снимки и чем больше диаметр отверстий на диафрагме, тем удобнее и точнее можно измерить расстояния на внефокальных снимках. Но диффракционные пятна будут иметь правильную форму круга только тогда, если продольная аберрация на протяжении отверстия мала. С этой точки зрения, чем меньше диаметр отверстия тем лучше.

Так же точно нельзя приближать внефокальные снимки очень близко к фокусу, хотя бы при этом пятна на них делались все более удобными для измерения. При съемке удобно испытать сразу все намеченные точки зеркала, то есть иметь на диафрагме довольно большое число отверстий. Если внефокальные снимки не будут удалены от фокуса достаточно да-

леко, диффракционные пятна их будут налегать одно на другое и искажать друг друга взаимной интерференцией. На рисунке 6-м изображены внефокальные снимки, недостаточно удаленные от фокуса.

Снимок 1-й этого рисунка относится к зеркалу и центральные отверстия на нем отсутствуют или искажены; снимок 2-й относится к объективу. Конечно, никто не будет промерять таких снимков, как на рисунке 5-м, но при налегании диффракционных колец более высокого порядка на центральный кружок соседнего отверстия может получиться искажение не бросающееся в глаза сразу, оно будет, однако, вносить систематическую ошибку при установке на центр пятна.

При более подробном рассмотрении вопроса о выборе надлежащей диафрагмы и расстояния между снимками (см. Приложение I) были получены следующие результаты: при диаметре отверстий на диафрагме рав-

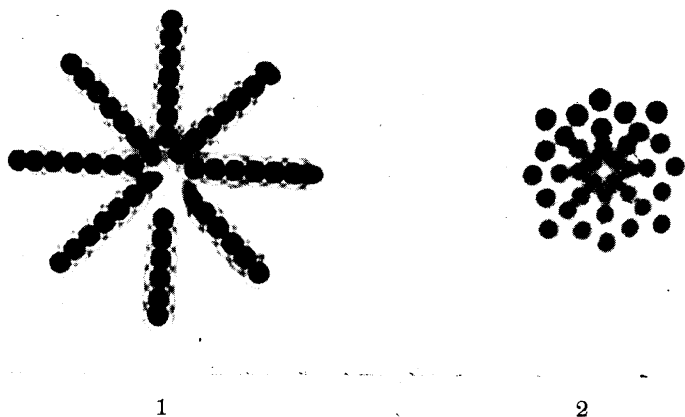


Рис. 6.

ном $\frac{1}{500}$ фокусного расстояния F расстояние l между отверстиями на диафрагме должно быть больше $0,005 F$. Если длина волны равна 430μ , внутренний и внешний снимки нужно удалить на расстояния

$$x_1 = f \frac{1}{l \frac{F}{f} + 1} \text{ и } x_2 = f \frac{1}{l \frac{F}{f} - 1}$$

где f расстояние от диафрагмы до фокуса. Можно удалить оба снимка на одинаковое расстояние от фокуса, равное x_2 .

Опыт показал, что при больших отступлениях от этих границ получится очень заметное уменьшение точности измерения расстояний между диффракционными пятнами.

Измерение внефокальных снимков производилось на компараторе Пейсса. Удобнее всего оказалось при измерениях делать установку сразу на центр пятна, наводя на него двойную нить микроскопа компаратора. Положение центра пятна определялось, как среднее из 5-ти наблюдений.

С отверстиями диаметром в $\frac{1}{500}$ фокусного расстояния, удаляя внефокальные снимки от фокуса настолько, что диффракционные пятна на них не были искажены взаимной интерференцией, но сохраняли свой наиболее выгодный для измерения вид, мы получали точность в 0,002—0,003 мм. при расстояниях от зеркала до изображения близких к фокусному.

5. Фотографирование и измерение расстояний по оси зеркала. До начала съемки измерялось приблизительно фокусное расстояние зеркала и, согласно правилам, изложенным в § 4-м, подсчитывался диаметр отверстий на диафрагме, расстояние между ними, диаметр светящейся точки, и расстояние между внефокальными снимками, необходимые для того, чтобы на снимках получались наиболее удобные для измерения и не искаженные диффракционные пятна.

Изготовив диафрагму, необходимо было установить ее перед зеркалом так, чтобы центр диафрагмы совпал с вершиной зеркала, установить источник света на оси зеркала, внефокальные снимки параллельно друг другу и измерить расстояния вдоль по оси зеркала между пластинками, от зеркала до одного из снимков и от зеркала до светящейся точки. Заметим прежде всего, что точность установки и измерения этих расстояний может быть относительно очень невелика. Примеры „Приложения II“ показывают, что та небольшая точность, которая нами без труда достигалась, была вполне достаточна, чтобы считать влияние этих ошибок на продольное отклонение исчезающе малым по сравнению с ошибками измерения расстояний на внефокальных снимках. Здесь допустима малая точность, потому что определяется продольное отклонение, а не положение фокуса каждой зоны и, при исследовании симметричной зеркальной поверхности, мало отличной от поверхности 2-го порядка, рассматривается сразу пара лучей для каждой зоны. Влияние ошибок установки будет мало, даже, и в том случае, если вершина зеркала не будет совпадать с центром зеркального диска.

Диафрагма накладывалась на зеркало так, чтобы ее край везде ровно закрывал край зеркала, так что ошибка несовпадения центров диафрагмы и зеркального диска не могла быть больше 1 мм.

Светящаяся точка устанавливалась на линию, соединяющую ее изображение с центром зеркального диска с точностью до 1,5—2'. В случае если вершина зеркала не совпадала с центром зеркального диска, светящаяся точка могла быть смещена с оси больше, чем на 2'. Это приведение трех точек на одну линию производилось с помощью нивелира Пейсса. Для того чтобы не перемещать всякий раз отвесов, с помощью которых производилось измерение расстояний вдоль по оптической оси, линия

отвесов и светящейся точки устанавливалась раз навсегда и перед съемкой ось зеркала приводилась на эту линию. При установке линии отвесов и светящейся точки, нивелир ставился на одном конце коридора за щитом для зеркала, который при этом снимали с кронштейна. Эту установку нужно было проверять от времени до времени, но не перед каждой съемкой. При установке зеркала, перед фотографированием нивелир располагался посередине коридора. Перекладывая окуляр этого нивелира с одного конца трубы на другой, можно было установить нивелир посередине коридора на линии отвесов и светящейся точки. После этого передвигая зеркало вверх или вниз, вправо или влево приводили центр зеркального диска на избранную линию. Затем, изменяя наклон зеркала, приводили на ту же линию изображение светящейся точки. Голова наблюдателя, бросая тень на зеркало, мешала рассмотреть изображение светящейся точки в трубу нивелира. Приходилось устанавливать в фокальной плоскости матовую пластинку или клетчатую прозрачную бумагу и приводить изображение в точку пластинки, отмеченную с помощью нивелира.

16520
Переходя затем к установке подставки для внефокальных пластинок, нужно было отметить фокальную плоскость при избранном расстоянии от зеркала до светящейся точки, установить подставку в надлежащее положение с помощью нивелира и раздвинуть на ней рейтеры для пластинок на заранее подсчитанное расстояние. Затем, с помощью зеркальной пластинки и автоколлимационной трубы устанавливались винты на крестовинах так, чтобы фотографические пластинки были параллельны друг другу во время съемки. При этом достигалась точность в несколько минут. Пластинки устанавливались приблизительно перпендикулярно к оптической оси.

После этого установка была кончена и оставалось измерить расстояния вдоль по оптической оси. В зажимы на рейтерах устанавливались фотографические пластинки такой же толщины, как и те, которые должны были употребляться при съемке. Расстояние между пластинками измерялось с помощью переносной прозрачной стеклянной шкалы, длиной в 1 метр. Шкала устанавливалась приблизительно на высоте оптической оси и давала возможность отсчитывать положение края пластинки или тонкой нити отвеса с точностью до 0,1 мм. С помощью этой же шкалы измерялось расстояние от пластинки до отвеса, между отвесами и от отвеса до щита для зеркала. Толщина прокладок, на которые опиралось зеркало, и толщина зеркала измерялись с помощью штанген-циркуля. Расстояние от светящейся точки до отвеса и от отвеса до щита для зеркала измерялись с помощью рулетки со стальной лентой. Таким образом, расстояние между пластинками измерялось с точностью до 0,2 мм., расстояние от пластинки до вершины зеркала с точностью до 2—3 мм. и расстояние от источника света до вершины зеркала с точностью до 2—3 см.

Источниками погрешностей при съемке скорее могли быть потоки воздуха и, особенно, неравномерная нагретость зеркала. Эти причины,



как это неоднократно указывалось, доставляют наибольшие затруднения при исследовании как зеркал, так и других оптических систем, тем более, что, даже небольшая разность температур различных точек зеркала, может значительно изменить форму его поверхности, а установление равенства температур, при сколько нибудь значительных размерах зеркала, требует нескольких часов времени.

Так например, мы установили наблюдение за зеркалом диаметром в 320 мм., толщиной в 40 мм. и с фокусом 2200 мм. после того, как оно было слегка протерто спиртом. Наблюдение производилось методом ножа (метод Фуко), который позволяет судить о характере зеркальной поверхности, как это будет описано ниже (см. стр. 36). Сначала зеркало имело волнующуюся непрерывно изменяющуюся поверхность. Постепенно изменения стали медленнее, но зеркало потеряло симметричную форму. Изменения зеркала перестали быть заметными на глаз, фигура его стала симметричной, но ничего общего не имела с параболой. Поверхность приняла свою прежнюю параболическую форму только через 6 часов времени.

Для устранения потоков воздуха при съемке оказалось полезным заключить путь света от зеркала до внефокальных снимков в трубу, составленную из переносных ящиков. Для устранения неравенства температур от прикосновения к зеркалу руками и от других причин, установка зеркала на щите и его центрировка происходила за несколько часов времени, особенно, если зеркало недавно было принесено в помещение для исследования. Когда не требовалось большой спешности, от установки зеркала до съемки протекало от 6—12 часов времени. Съемка производилась только в том случае, если не было резких изменений температуры помещения в течение нескольких часов. Солидная установка на железобетонной балке позволяла, даже, не подправлять центрировку зеркала и не подходить к нему перед съемкой.

При съемке фотографические пластинки вставлялись в зажимы без кассет, сторона их, обращенная к светящейся точке, закрывалась черной картонной маской. При установке пластинок весь коридор был освещен только лампочкой красного цвета, светящаяся точка закрывалась ширмой. Съемка производилась без фильтра на пластинках Ilford „Special rapid“. Выдержка для внутреннего снимка была 3—4 минуты.

Не считая времени, необходимого для уравнивания температур зеркала и окружающих предметов; можно было произвести полное исследование зеркала, то есть установку, съемку, проявление пластинок, их высушивание, измерение расстояний на пластинках, вычисление продольной аберрации и отклонений поверхности зеркала от параболоида в 5—6 часов времени.

6. Точность определения продольной аберрации. Установка и измерение расстояний были нами сделаны с достаточно большой точностью, и погрешность при определении продольного отклонения и продольной аберрации зависела только от неточного измерения расстояний на внефокальных снимках.

Продольное отклонение определяется по формуле

$$\Delta f = \left\{ \left(\frac{e_1}{e_1 + e_2} \right)_r - \frac{e_2}{e_1 + e_2} \right\}_{r_0} (x_1 + x_2).$$

Откуда следует, что

$$\left(\frac{\partial \Delta f}{\partial e_1} \right)_r = \frac{e_2}{(e_1 + e_2)^2} (x_1 + x_2) = \frac{f}{2r} k,$$

где f расстояние от диафрагмы до фокуса, приблизительно равное расстоянию от этого последнего до вершины зеркала, r радиус зоны и

$$k = \frac{e_2}{e_1 + e_2}.$$

В таком случае

$$\frac{e_1}{e_1 + e_2} = 1 - k$$

и

$$\left(\frac{\partial f}{\partial e_2} \right)_r = -\frac{f}{2r} (1 - k).$$

Подобным же образом для зоны r_0

$$\left(\frac{\partial f}{\partial e_1} \right)_{r_0} = -\frac{f}{2r_0} k \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial f}{\partial e_2} \right)_{r_0} = \frac{f}{2r_0} (1 - k).$$

Внефокальные снимки мы располагали в той области, где пятна на внутреннем и внешнем снимке были почти одинаковы по виду и по размерам и погрешность измерения расстояний на них была одна и та же, равная ε . Отсюда погрешность при определении продольного отклонения равна

$$\frac{f}{2} \varepsilon \sqrt{2k^2 - 2k + 1} \cdot \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}} \quad (16)$$

Наименьшее значение эта погрешность примет при $k = \frac{1}{2}$ то есть выгоднее всего оба внефокальных снимка одинаково удалять от фокуса. В этом случае

$$\sqrt{2k^2 - 2k + 1} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

и найденная погрешность равняется

$$0,35 f \varepsilon \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}}.$$

Отсюда видим, что продольное отклонение можно определить тем точнее, чем меньше расстояние от зеркала до фокуса и чем больше радиус исследуемой зоны. Эта точность будет оставаться неизменной при любом расстоянии между внефокальными снимками.

При переходе от продольного отклонения к продольной аберрации по формуле (14) эта погрешность будет уменьшаться от умножения на $\frac{F^2}{f^2}$ и погрешность Δ при определении продольной аберрации будет равна

$$\Delta = 0,35 f \epsilon \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}} \cdot \frac{F^2}{f^2}.$$

Погрешность Δ останется постоянной, каково бы ни было расстояние s от зеркала до источника света при съемке. В самом деле, диаметр отверстий на диафрагме правильнее оставлять неизменным для всякого расстояния s . Мы брали диаметр отверстий равным $\frac{1}{500}$ фокусного расстояния F . В таком случае, диаметр внефокальных пятен будет приблизительно в $\frac{f}{F}$ раз больше, чем при фотографировании с параллельным пучком света, падающего на зеркало. Во столько же раз, как показывает опыт, погрешность ϵ будет больше погрешности ϵ_0 , относящейся к параллельному пучку света. Продольная аберрация определяется, таким образом, с погрешностью

$$\Delta = 0,35 f \epsilon \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}} \frac{F^2}{f^2} = 0,35 \cdot \epsilon_0 F \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}}, \quad (18)$$

равной, как это следует из формулы (16), погрешности при экспериментальном определении продольной аберрации с бесконечно удаленной светящейся точкой.

Мы получали $\epsilon = 0,003$ или $0,002$ мм. при удалении светящейся точки на 35100 мм. от зеркала. Для фокусных расстояний, исследованных нами зеркал, $\frac{F}{f}$ при этом было немногим меньше 1, а погрешность определения продольной аберрации немногим меньше

$$\Delta = 0,0011 \cdot F \cdot \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}}. \quad (19)$$

7. Вычисление продольной аберрации. Определив положение каждого из диффракционных пятен, соответствующих отверстиям одного и того же диаметра диафрагмы на внефокальных снимках, можно было найти расстояние e_1 и e_2 между парами пятен относящихся к одной и той же зоне. После этого по формуле (1) определялось расстояние $(x_1)_r$ от внутреннего снимка до точки пересечения каждой пары лучей. Такие же измерения для тех же зон предельвались на диаметре диафрагмы, перпендикулярном к первому. По формуле (2) определялось потом продольное отклонение. По формуле (14) можно было перейти от этого отклонения к аберрации для бесконечно удаленной точки.

Пример 1. Зеркало № 1 серии А. Фокусное расстояние $F=1461$ мм. диаметр $2R=164$ мм., зеркало исследовано несеребряное.

Во время фотографирования расстояние от светящейся точки до вершины зеркала $s=35070$ мм.; расстояние между внефокальными снимками $x_1+x_2=487,1$ мм.; диаметр светящейся точки 1 мм.; диаметр отверстий на диафрагме 3 мм.; точность измерения внефокальных снимков 0,003 мм. Было исследовано 2 взаимно перпендикулярных диаметра диафрагмы, отверстия на которых были расположены через 1 см. Для зоны радиуса $r=60$ мм. были, кроме того, исследованы точки еще на 2-х диаметрах, составлявших с первым углы в 45° и 135° , для того чтобы лучше судить о симметрии зеркальной поверхности.

В трех первых столбцах таблицы I приведены радиусы зон r , отношения $\frac{r}{R}$ — радиуса зоны к радиусу зеркала и углы φ между диаметрами, на которых расположены отверстия. Затем, приведены отсчеты m_1 и m_2 , соответствующие положениям центров парных диффракционных пятен на внутреннем снимке. Пятна каждой пары относились к одной и той же зоне и диаметру диафрагмы. Расстояние e_1 между их центрами было равно разности отсчетов m_1 и m_2 . Отсчеты n_1 и n_2 и расстояние e_2 , равное их разности относятся к внешнему снимку. Определив сумму e_1+e_2 и зная расстояние x_1+x_2 между снимками, можно было по формуле (1) определить расстояние x_1 для каждой пары отверстий диафрагмы. Эти расстояния приведены в последнем столбце таблицы I-й.

Т а б л и ц а I.

r	$\frac{r}{R}$	φ	m_1	m_2	e_1	n_1	n_2	e_2	e_1+e_2	x_1
мм			мм	мм	мм	мм	мм	мм	мм	мм
80	0,976	0°	54,983	81,652	26,719	54,064	80,265	26,201	52,920	245,94
70	0,854		56,603	79,973	23,370	55,659	78,675	23,016	46,386	245,41
60	0,732		58,250	78,239	19,989	57,335	77,059	19,724	39,713	245,18
50	0,609		60,077	76,542	16,465	59,009	75,280	16,271	32,736	244,99
40	0,488		61,496	75,048	13,552	60,476	73,883	13,407	26,959	244,86
30	0,366		63,026	73,478	10,452	62,035	72,399	10,364	20,816	244,58
80	0,976	90°	51,237	78,022	26,785	43,732	69,989	26,257	58,042	245,98
70	0,854		53,011	76,491	23,480	45,211	68,389	23,128	46,608	245,39
60	0,732		54,650	74,674	20,024	46,971	66,738	19,767	39,791	245,12
50	0,609		56,354	73,001	16,647	48,602	65,062	16,460	33,107	244,93
40	0,488		57,901	71,450	13,549	50,125	63,532	13,407	26,956	244,83
30	0,366		59,486	69,850	10,364	51,706	61,960	10,254	20,618	244,85
60	0,732	45°	38,997	58,956	19,959	42,154	61,847	19,693	39,652	245,18
60	0,732		40,831	60,370	20,039	41,519	61,293	19,774	39,813	245,17

В таблице II-й приведены средние $(x_1)_r$ из полученных значений $(x_1)_r^p$ для одной и той же зоны по всем испытанным диаметрам. В столбце 7-ом приведена разность между $(x_1)_r$ для каждой зоны и $(x_1)_{r_0}$ для зоны $r=80$ мм. то есть продольное отклонение Δf по отношению к зоне $r=80$ мм. и при расстоянии от светящейся точки до вершины зеркала $s=35070$ мм. В следующем столбце приведена продольная аберрация ΔF для бесконечно удаленной светящейся точки. Переход от отклонений ΔF к аберрации Δf совершался по формуле (14), которая для исследуемого зеркала принимала следующий вид

$$\Delta F = 0,918 \Delta f + 0,0000137 (6400 - r^2) \quad (20)$$

В предпоследнем столбце приведен астигматизм каждой зоны, то есть полуразность расстояний F от вершины зеркала до фокуса каждой зоны при бесконечно удаленном источнике света для двух взаимно перпендикулярных диаметров. Согласно формулам (3) и (14)

$$a = \frac{F^0 - F^{90}}{2} = 0,918 \frac{(x_1)^0 - (x_1)^{90}}{2} \quad (21)$$

В последнем столбце таблицы подсчитана погрешность Δ при определении продольной аберрации. По формуле

$$\Delta = 0,35 \varepsilon \cdot F \cdot \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{6400}} = \frac{0,019}{r} \sqrt{r^2 + 6400} \quad (22)$$

Т а б л и ц а II.

$\frac{r}{R}$	$(x_1)_{r^0}$	$(x_1)_{r^{90}}$	$(x_1)_{r^{45}}$	$(x_1)_{r^{135}}$	$(x_1)_r$	Δf	ΔF	a	Δ
	мм	мм	мм	мм	мм	мм	мм	мм	мм
0,976	245,94	245,98			245,96	0	0	-0,02	$\pm 0,03$
0,854	245,41	245,89			245,40	-0,56	-0,49	+0,01	$\pm 0,03$
0,732	245,18	245,12	245,18	245,17	245,16	-0,80	-0,70	+0,03	$\pm 0,03$
0,609	244,99	244,93			244,96	-1,00	-0,87	+0,03	$\pm 0,04$
0,488	244,86	244,83			244,85	-1,11	-0,95	+0,01	$\pm 0,04$
0,366	244,58	244,85			244,71	-1,25	-1,07	-0,13	$\pm 0,04$

Зависимость продольной аберрации ΔF от отношения $\frac{r}{R}$ радиуса зоны к радиусу зеркала приведена на кривой рисунка 7-го.

Рассматривая эту таблицу и кривую рисунка 7, можно сказать, что достоинством этого зеркала была вполне симметричная форма его поверхности, так как ошибки астигматизма здесь почти везде не превышают погрешность исследования и во много раз меньше продольной аберрации.

Отсутствие астигматизма при значительном продольном отклонении не только указывает на симметрию зеркальной поверхности, но вместе с тем подтверждает достаточную точность установки зеркала, светящейся точки и диафрагмы при съемке.

В этом зеркале краевые лучи пересекаются дальше $\Delta F_{\text{мм}}$ центральных, потому расстояние между точками пересечения нормалей для крайних и центральных зон зеркала будет больше, чем это нужно для параболоида, зеркальная поверхность уклоняется в сторону гиперболоида. Кружок рассеяния в таком зеркале должен иметь форму правильного круга, но большая зонная ошибка заставляет думать, что он будет больше чем в параболоиде того же фокуса и диаметра.

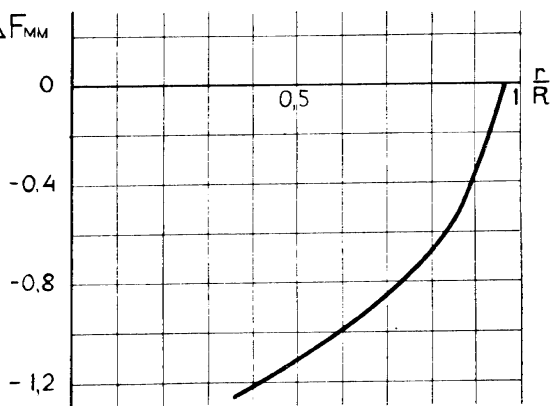


Рис. 7.

Кривая рис. 7-го дает, таким образом, приблизительное представление о поверхности зеркала и о кружке рассеяния, но не может дать определенного ответа на вопросы, какое место зеркальной поверхности и как сильно, нужно сошлифовать для исправления зеркала. Для ответа на эти вопросы придется вычерчивать кривые отклонений зеркальной поверхности от параболоида, как это будет указано в следующей главе. Такие кривые дадут нам вместе с тем возможность оценить степень искажения изображения по сравнению с идеальным параболоидом того же фокуса и размеров.

ГЛАВА II.

Отклонение зеркальной поверхности от параболоида.

8. Переход от продольной аберрации к волновой и к отклонениям зеркальной поверхности от параболоида. Чтобы исправить зеркальную поверхность необходимо знать ее отклонения от параболоида. Отклонения зеркальной поверхности от параболоида весьма легко могут быть получены из волновой аберрации, то-есть отклонений отраженной от зеркала волны от сферы. Определение волновой аберрации важно, однако, не только для того чтобы по ней рассчитать отклонения поверхности зеркала, но и для того чтобы оценить качество изображения с точки зрения волновой оптики.

Формулы, связывающие абберриции отраженных лучей с волновой абберацией, а эти последние с отклонениями зеркальной поверхности от параболоида можно найти в работах: Штреля,¹⁾ Чалмерса,²⁾ Мартена,³⁾ Вейселя,⁴⁾ но наиболее полно эти формулы и их вывод приведены в работе Г. Ивона.⁵⁾

Найдем прежде всего связь между продольной и волновой абберацией. Пусть OBC (рис. 8) поверхность волны, отраженной от зеркала.

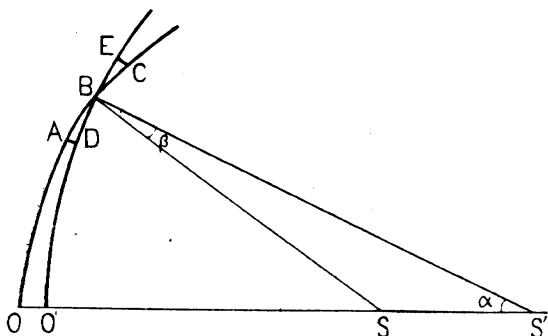


Рис. 8.

Проведем через точку B зоны радиуса r зеркальной поверхности $OABC$ сферу $O'DBE$ с центром в точке S' , фокусе зоны r_0 . Определим разность отклонений ΔN поверхности зеркала от этой сферы для двух ее точек E и D , бесконечно близких между собою и точкой B . Радиусы зоны точек D и E пусть будут $r - \frac{dr}{2}$ и $r + \frac{dr}{2}$, так

что при переходе от точки D к точке E радиус зоны изменится на dr . Отклонения поверхности зеркала от сферы будем отсчитывать по направлению радиуса последней, так что для точек A и C зеркала разность отклонений равна

$$\Delta N = AD + EC \quad (23)$$

При бесконечно малом расстоянии между точками A и C зеркала отрезки кривых AC и DE можно принять совпадающими с касательными к зеркалу и сфере в точке B . Угол между касательными равен углу между нормальными. Так как отрезок SS' равен продольной абберации между зонами r и r_0 , угол $\beta = \angle SBS'$ между нормальными BS и BS' к сфере и зеркалу в точке B можно определить по формуле

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\Delta F}{F - r_0} \sin \alpha = \frac{\Delta F}{F} \sin \alpha \quad (24)$$

где $\alpha = \angle BS'O$ угол между радиусом BS' и осью зеркала, а OO' — расстояние между вершинами зеркала и сферы, очень малое по сравнению с фокусным расстоянием F зоны r_0 .

1) Strehl. Theorie des Fernrohres — 1894.

2) Chalmers. Proc. Opt. Convention-London — 1905.

3) Martin. Trans. Opt. Soc. vol. 23, p. 63.

4) Väisälä. Neue Methoden zur Untersuchungen der Objektive—Helsinki — 1922.

5) G. Yvon. Revue d'optique — avril 1925.

Разность отклонений ΔN равна

$$\Delta N = AD + EC = (BE + BD) \operatorname{tg} \beta, \quad (25)$$

но

$$BE = BD = \frac{dr}{2 \cos \alpha}$$

и

$$\Delta N = \frac{dr}{\cos \alpha} \operatorname{tg} \beta \quad (26)$$

Подставляя вместо β его величину из формулы (24) и отсчитывая отклонения по направлению к центру сферы получим

$$\Delta N = -\frac{\Delta F}{F} \operatorname{tg} \alpha \cdot dr \quad (27)$$

Полагая в первом приближении

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r}{F}$$

получим

$$\Delta N = -\frac{\Delta F}{F^2} r dr \quad (28)$$

Разность отклонений между какой либо точкой зеркала и его вершиной будет поэтому равна

$$N = -\frac{1}{F^2} \int_0^r \Delta F r dr \quad (29)$$

Или, вводя новую переменную $q = \left(\frac{r}{R}\right)^2$, где R радиус всего зеркала,

$$N = -\frac{R^2}{2F^2} \int_0^q \Delta F dq \quad (30)$$

Если вдоль по оси зеркала расстояние между волновой поверхностью и основной сферой равно C , отклонение волновой поверхности для зоны r будет равно

$$N = -\frac{1}{2} \frac{R^2}{F^2} \int_0^q \Delta F \cdot dq + C \quad (31)$$

Наконец, изменяя положение центра сферы, а не только ее радиус, то-есть отсчитывая продольные отклонения от другой точки S' получим формулу для волновой абберации в самом общем виде

$$N = -\frac{1}{2} \frac{R^2}{F^2} \int_0^q \Delta F dq + Bq + C, \quad (32)$$

где B и C постоянные величины.

Перейдем теперь к отклонениям зеркальной поверхности от параболоида. Формула (30) дает связь между отклонениями точек пересечения нормалей к поверхности и отклонениями ее от сферы. Поэтому разность отклонений двух точек зеркальной поверхности от сферы будет

$$-\frac{1}{2} \frac{R^2}{p^2} \int_0^q \Delta p dq \quad (33)$$

где p расстояние от вершины зеркала до точки пересечения нормалей к зоне r_0 , а Δp расстояние между точками пересечения нормалей к зонам r и r_0 . В параграфе 2 было показано, что эта величина связана с продольной аберрацией отраженных лучей формулой

$$\Delta p = 2 \Delta F + \frac{r^2}{2p},$$

то-есть отклонение любой зеркальной поверхности от сферы будет

$$-\frac{1}{2} \frac{R^2}{p^2} \int_0^q 2 \Delta F \Delta q - \frac{1}{4} \frac{R^4}{p^3} \int_0^q q dq \quad (34)$$

В параболоиде $\Delta F = 0$ и его отклонение от сферы равно

$$-\frac{1}{4} \frac{R^4}{p^3} \int_0^q q dq \quad (35)$$

Отсюда отклонение h зеркальной поверхности от параболоида, отсчитанное по направлению внутренней нормали к последнему равно

$$h = -\frac{1}{2} \frac{R^2}{p^2} \int_0^q 2 \Delta F dq = -\frac{1}{4} \frac{R^2}{F^2} \int_0^q \Delta F dq, \quad (36)$$

или в общем случае при изменении фокуса и параметра основного параболоида, от которого отсчитываются отклонения

$$h = -\frac{1}{4} \frac{R^2}{F^2} \int_0^q \Delta F dq + b q + c, \quad (37)$$

причем $b = \frac{B}{2}$ и $c = \frac{C}{2}$.

9. Вычисление отклонений зеркальной поверхности от параболоида. Для перехода от продольной аберрации к отклонению зеркальной поверхности от параболоида, необходимо проделать интегрирование. Если аналитиче-

ское выражение продольной аберрации, как функции радиуса зоны, неизвестно, интеграл

$$\int_0^q dF dq$$

из формулы (36) будем брать путем механического интегрирования. Этот интеграл представляет собою площадь, ограниченную осью абсцисс $q=0$ и кривой $\Delta F(q)$. Для определения величины этой площади разобьем ее на трапеции (в частном случае треугольники), одна сторона которых будет Δq , — расстояние между двумя смежными значениями q , соответствующими исследованным точкам зеркала, две другие, перпендикулярные к ней, — значения ΔF для этих точек. Площадь трапеции равна полусумме значений ΔF , умноженной на Δq . Если кривая $F(q)$ пересекает ось абсцисс в промежутке между двумя исследованными точками, следует промежуток Δq разбить на 2 части: от первого исследованного значения q до точки $\Delta F=0$ и от этой последней до второго исследованного значения. Чтобы не тратить время на определение точек $\Delta F=0$, можно отсчитывать продольную аберрацию, от точки пересечения наиболее длиннофокусных или короткофокусных лучей. Сумма площадей всех трапеций или треугольников в пределах от 0 до q , умноженная на $\frac{1}{4} \left(\frac{R}{F} \right)^2$ даст отклонение зеркала в точке q от параболоида, фокус которого совпадает с точкой $\Delta F=0$.

Пример 2. Определим отклонение зеркальной поверхности от параболоида для зеркала № 1 серии А с фокусным расстоянием $F=1461$ мм. и диаметром $2R=164$ мм., продольная аберрация которого приведена в примере 1.

Т а б л и ц а III.

$$-\frac{1}{4} \left(\frac{R}{F} \right)^2 = -0,000788$$

$\frac{r}{R}$	q	ΔF	ΔF_1	Δq	Δh	h
		мм.	мм.		μμ	μμ
1	1	(+ 0,10)	+ 0,05	0,048	— 19	509
0,976	0,952	0	— 0,25	0,228	44	528
0,854	0,729	— 0,49	— 0,60	0,194	91	484
0,782	0,585	— 0,70	— 0,79	0,163	101	398
0,610	0,372	— 0,87	— 0,91	0,134	96	292
0,488	0,288	— 0,95	— 1,01	0,104	88	196
0,366	0,184	— 1,07	— 1,07	0,134	113	113
0	0	(— 1,07)				

В первом столбце здесь приведены отношения $\frac{r}{R}$ радиуса зоны к радиусу зеркала; во втором квадраты этих отношений $q = \left(\frac{r}{R}\right)^2$; в третьем продольная абберрация ΔF . Абберрация на краю зеркала для $\frac{r}{R} = 1$, поставленная в скобках, получена экстраполированием, абберрация же в центре зеркала при $r = 0$, которая не только не испытана, но и мало интересна, так как эта зона будет закрыта в рефлекторе тенью дополнительного зеркала, принята равной абберрации последней определенной зоны. Числа ΔF_1 равны полусумме абберраций той зоны, против которой число поставлено, и ближайшей меньшей к ней. Так например число — 0,79, отнесенное к зоне 0,732, — полусумма абберраций — 0,70 мм. для зоны 0,732 и — 0,87 мм. для зоны 0,610. Числа Δq равны разности значений q для двух смежных зон. Числа Δh равны $-\frac{1}{4}\left(\frac{R}{F}\right)^2 \Delta F \Delta q$; числа же $h = \sum \Delta h = -\frac{1}{4}\left(\frac{R}{F}\right)^2 \int_0^q \Delta F dq$

и представляют собой отклонение точки $\frac{r}{R}$ зеркальной поверхности от параболоида с фокусом, совпадающим с фокусом зоны 0,976.

10. Оценка качества изображения. Благодаря произвольным постоянным b и c волновая абберрация и отклонения зеркальной поверхности от параболоида остаются произвольными до тех пор, пока не определены основная сфера и параболоид. Такая неопределенность соответствует тому, что зеркало можно исправлять, приводя его к параболоидам различного фокуса, а изображение можно рассматривать в различных точках на оптической оси. Постараемся выбрать основную сферу и параболоид так, чтобы кривая отклонений $h(q)$ указала мастеру самый короткий и легкий путь для исправления зеркала, а кривая $N(q) = 2h(q)$ дала возможность быстро оценить качество самого лучшего изображения, изображения в фокусе зеркала.

Постараемся при выборе основной сферы и параболоида удовлетворить прежде всего этому второму условию.

Для оценки качества изображения, как объективов, так и зеркал существуют 2 рода постоянных. С одной стороны подсчитывают диаметр наименьшего кружка рассеяния, доставляемого оптической системой. Сюда относятся постоянная Гартманна¹⁾ и ее видоизменения, данные Вейселя²⁾ и Деметреску.³⁾ Наименьший кружок рассеяния здесь подсчитывается на основании соображений геометрической оптики. С другой стороны, вместо наименьшего кружка рассеяния нередко подсчитывается или оценивается интенсивность в центральной точке изображения в фокусе с помощью волновой оптики. Этим путем идут Релей,⁴⁾ Штрель,²⁾ Вейселя.²⁾

1) См. стр. 2.

2) См. стр. 24.

3) G. Demetrescu. Revue d'Optique, novembre, 1923.

4) L. Rayleigh. Scientific Papers v. II § 148 p. 100; v. I § 62 p. 433.

Но теоретически подсчитанные примеры и некоторые инструменты (напр. 34 см. рефрактор Астрофизической Потсдамской обсерватории)¹⁾ показывают что весьма малый диаметр кружка рассеяния, то-есть центрального дифракционного кружка в фокусе, не всегда соединен с большой интенсивностью света в нем. Таким образом, оба рода постоянных не могут вполне охарактеризовать все качества изображения. Постоянная Гартманна, подсчитываемая геометрически, не может, кроме того, всегда правильно дать диаметр наименьшего кружка рассеяния и, в общем случае, не выражает какого либо действительно существующего свойства изображения. Интенсивность в центральной точке, подсчитанная с помощью волновой оптики стоит в более тесной связи с изображением. К сожалению, она падает при увеличении аберрации очень быстро, в то время как другие достоинства изображения, как например, большое количество света во всем центральном кружке и его малые размеры при этом остаются менее искаженными. Изображение оптической системы все еще можно признать приемлемым, но интенсивность света в центральной точке уже не может служить мерой его достоинств. Имея дело с зеркалами, то-есть только с одной отшлифованной поверхностью, мы в праве ожидать малых ошибок при ее изготовлении и можем оценивать качество изображения интенсивностью в центре.

Интенсивность M в центре основной сферы равна

$$M = \left(\int_0^1 \cos \frac{2\pi N}{\lambda} dq \right)^2 + \left(\int_0^1 \sin \frac{2\pi N}{\lambda} dq \right)^2, \quad (38)$$

причем интенсивность в фокусе идеальной сферической волны, отраженной от зеркала тех же размеров принята равной 1.

При определении интенсивности в фокусе зеркала необходимо, чтобы отклонения N были отсчитаны от сферы, центр которой совпадает с фокусом зеркала. Таким образом, в нашем случае пришлось бы определить N с помощью механического интегрирования, как это было указано в примере 2-ом, добавить к этим отклонениям член Bq , так чтобы центр новой основной сферы совпал с фокусом зеркала и подсчитать еще 2 интеграла в формуле (38).

На практике этот путь оказывается очень громоздким и утомительным. Можно несколько сократить его, как указал Вейселя, разлагая в ряд $\sin$ и $\cos$ и отбрасывая члены высших порядков. В этом случае, подсчет интенсивности можно свести к определению только одного более простого интеграла. Но ряды $\sin$ и $\cos$ сходятся довольно медленно и упрощенное выражение Вейселя применимо только к очень малым отклонениям N . Мы пойдем поэтому путем указанным Релеем, то-есть не будем подсчитывать

¹⁾ Wilsing. Publ. des Potsd. Observ. № 48.

интенсивность в фокусе, но постараемся установить связь между этой интенсивностью и абберацией N в общем случае, подобно тому, как это было сделано Релеем для волновой поверхности типа $N=aq^2$.

Вернемся снова к выражению для интенсивности. Из формулы (38) следует прежде всего, что коэффициент c в формуле (32) не играет никакой роли при оценке качества изображения. Изменяя C проведем ось абсцисс на кривой $N(q)$ так, чтобы наибольшее положительное отклонение было $\frac{N_0}{2}$ а наименьшее отклонение отрицательное $-\frac{N_0}{2}$. В таком случае можно утверждать, что для $\frac{N_0}{2}$ меньшего $\frac{\lambda}{4}$ интенсивность

$$M \geq \left(\int_0^1 \cos \frac{2\pi N}{\lambda} dq \right)^2 \geq \left(\int_0^1 \cos \frac{\pi N_0}{\lambda} dq \right)^2$$

или

$$M \geq \cos^2 \frac{\pi N_0}{\lambda}. \quad (39)$$

В зеркалах отклонение их поверхности от параболоида $h = \frac{N}{2}$. Наибольшая разность отклонений $h_0 = \frac{N_0}{2}$ и интенсивность в фокусе основного параболоида, совпадающего с центром основной сферы

$$M \geq \cos^2 \frac{2\pi h_0}{\lambda} \quad (41)$$

В фокусе зеркала, интенсивность будет наибольшая, то-есть, во всяком случае, не меньше $\cos^2 \frac{2\pi h_0}{\lambda}$, от какого бы основного параболоида ни были отсчитаны отклонения. Отыскивая предел наиболее близко оценивающий интенсивность, в фокусе необходимо отсчитывать отклонения от такого основного параболоида, чтобы $\cos^2 \frac{2\pi h_0}{\lambda}$ принял наибольшее возможное значение. Другими словами, наибольшая разность h_0 отклонений от параболоида между двумя какими нибудь точками зеркала должна принять наименьшее значение. Будем называть такой параболоид ближайшим к зеркалу.

11. Ближайший к зеркалу параболоид. Можно перейти к ближайшему параболоиду, изменяя положение фокуса основного параболоида, или, что то же, коэффициент b в формуле (37). Если наибольшее отклонение h_1 на кривой $h(q)$ расположено при $q=q_1$, а наименьшее отклонение h_2 соответствует $q=q_2$, то наибольшая разность отклонений

$$h_0 = h_1 - h_2. \quad (42)$$

Эту разность можно уменьшить добавляя член b ($q_1 - q_2$). Изменение b будет соответствовать поворачиванию оси абсцисс на рис. 9, где кривая $OCAE$ изображает отклонения h , как функцию от значений q , отклоненных по оси абсцисс.

При этом, вместо прежних отклонений h мы будем переходить к новым численно равным разности ординат кривой $h(q)$ и прямой OB . Коэффициент b , численно равен tg угла, образуемого прямой OB с осью абсцисс OK , или ординате BK при $q=1$.

Если наибольшее отклонение положительно и расположено дальше от центра, чем наименьшее, при $q_1 > q_2$, то для уменьшения разности h_0 нужно коэффициент b взять отрицательным, то - есть на рис. 9 поворачивать прямую OB против часовой стрелки. При этом все отклонения будут уменьшаться тем сильнее, чем дальше от центра расположена точка.

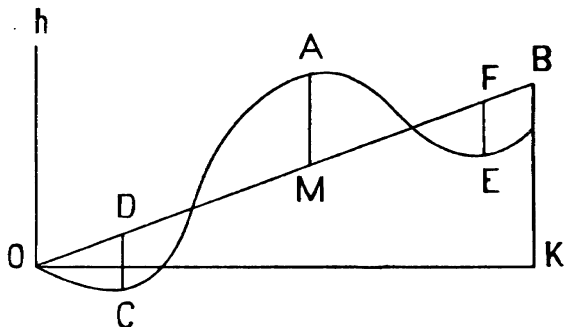


Рис. 9.

Наконец, наступит момент, когда на кривой $h(q)$ будут два наименьших отклонения — CD и EF равные по величине и расположенные по обе стороны от наибольшего AM . В таком случае, наибольшая разность отклонений равна

$$h_0 = AM + CD = AM + EF \quad (43)$$

Всякое дальнейшее поворачивание прямой OB в том же или в обратном направлении повлечет за собой увеличение одной из разностей $AM + CD$ или $AM + EF$, а вместе с тем и увеличение наименьшего отклонения h_0 .

Таким образом, получается правило: если отклонения отсчитаны от ближайшего параболоида на кривой $h(q)$ или $h\left(\frac{r}{R}\right)$, наибольшее отклонение будет расположено между двумя наименьшими равными по величине, или наоборот.

Отсюда следует: что если все отклонения $h(q)$ одного знака и на краю зеркала при $q=1$ и в центре при $q=0$ оба равны 0, отклонения отсчитаны от ближайшего параболоида.

Большая часть испытанных зеркал отмечалась плавностью и имела от края до центра только один максимум или минимум. Для таких зеркал ближайший параболоид проходит через край и центр зеркала и для перехода к нему остается взять b равным отклонению на краю зеркала с обратным знаком.

Гораздо реже $h(q)$ была более сложной кривой. В этом случае b можно определить графически подобно тому, как это сделано на рисунке 9.

Кривая $h(q)$, отсчитанная от ближайшего параболоида, будет указывать один из наиболее коротких путей для исправления зеркала. Если же

мастер найдет этот путь неудобным для работы можно указать ему ряд других путей, поворачивая или перемещая ось абсцисс на графике кривой $h(q)$.

Имея в виду исправление зеркальной поверхности, всегда удобнее подобрать коэффициент c так, чтобы все отклонения стали положительны, так как при исправлении может идти речь только об сошлифовании части зеркальной поверхности.

Пример 3. Вычисление отклонений зеркальной поверхности от ближайшего параболоида.

Обратимся прежде всего к прежнему зеркалу № 1 серии А, с которым мы имели дело в примере 1 и 2.

Таблица IV.

$\frac{r}{R}$	q	h_1	bq	h	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	q	h_1	bq	h	$\frac{h}{\lambda}$
1	1	$\mu\mu$ 509	$\mu\mu$ — 509	$\mu\mu$ 0	0	0,610	0,872	292	— 189	103	0,19
0,976	0,952	528	— 485	43	0,08	0,488	0,238	196	— 121	75	0,14
0,854	0,729	484	— 371	113	0,21	0,366	0,184	113	— 68	45	0,08
0,732	0,535	393	— 272	121	0,22	0	0	0	0	0	0

Отклонения зеркальной поверхности h_1 от параболоида с фокусом, совпадающим с зоной 0,976, были подсчитаны в примере 2. Прибавляя к полученным отклонениям $-509q$, можно перейти к отклонениям от параболоида, проходящего через центр и край зеркала. Зона с наибольшим отклонением $121 \mu\mu$ при этом будет лежать между крайней зоной и центром зеркала с наименьшими отклонениями равными 0.

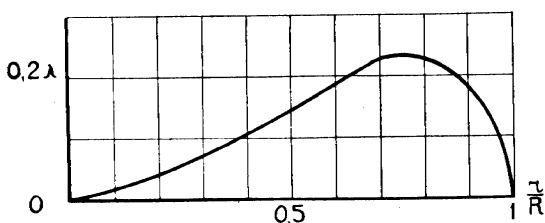


Рис. 10.

Отклонения h , таким образом, отсчитаны от ближайшего параболоида. В последнем столбце эти отклонения выражены в долях длины волны $\lambda = 540 \mu\mu$.

На кривой рисунка 10 изображены отклонения $\frac{h}{\lambda}$ от ближайшего параболоида, в зависимости от изменения отношения $\frac{r}{R}$ радиуса зоны к радиусу зеркала.

Мы видим, что для исправления зеркала нужно, оставив неизменными край и центр зеркала, сошлифовать зеркальную поверхность почти на всем ее протяжении, сильнее всего углубляя область зоны $\frac{r}{R} = 0,7$. Постоянная h_0 достигает почти $\frac{\lambda}{4}$.

Пример 4. Зеркало с фокусным расстоянием $F=1570$ мм. и диаметром $2R=320$ мм. (Зеркало № 12 серии В после третьего исправления (см. § 20)).

Таблица V.

$\frac{r}{R}$	q	h_1	bq	h	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	q	h_1	bq	h	$\frac{h}{\lambda}$
1	1	$\mu\mu$ 0	$\mu\mu$ — 58	$\mu\mu$ 74	0,14	0,500	0,250	$\mu\mu$ — 117	— 15	0	0
0,998	0,880	51	— 51	182	0,24	0,375	0,141	— 95	— 8	29	0,05
0,876	0,766	32	— 45	119	0,22	0,250	0,062	— 49	— 4	79	0,15
0,813	0,661	— 24	— 38	70	0,18	0,188	0,035	— 28	— 2	102	0,19
0,688	0,473	— 96	— 27	9	0,02	0	0	0	0	182	0,24

Отклонения h_1 определенные так, как это указано в примерах 2 и 3-м отсчитаны от параболоида, проходящего через край и центр зеркала. Этот параболоид, однако, не ближайший к зеркалу, так как среди отклонений h_1 нет двух равных по величине наименьших или наибольших отклонений. Начертив кривую $h_1(q)$ и поворачивая ось абсцисс графически было найдено, что для перехода к ближайшему параболоиду необходимо прибавить к отклонениям h_1 величины —58 q . В предпоследнем столбце таблицы приведены значения $h=h_1-58q+132$, причем последний член прибавлен для того, чтобы все отклонения стали положительными. Действительно, теперь два наибольших отклонения в 132 $\mu\mu$ лежат по обе стороны наименьшего, равного нулю. Постоянная h_0 и здесь приближительно равна $\frac{\lambda}{4}$ но для исправления зеркала придется оставить неизменной среднюю зону и сошлифовывать крайнюю и центр. Кривая $\frac{h}{\lambda}$ приведена на рис. 17. (Зеркало № 12, кривая 4).¹⁾

12. Наибольшее отклонение от ближайшего параболоида, как постоянная для оценки качества зеркал. Изменяя коэффициент c в формуле (37), можно подобрать параметр ближайшего параболоида так, чтобы все отклонения были положительны и наибольшая разность отклонений двух каких либо точек была равна наибольшему отклонению h_0 зеркальной поверхности от параболоида.

Но мы показали что

$$M \geq \cos^2 \frac{2\pi h_0}{\lambda}$$

пока $h_0 \leq \frac{\lambda}{4}$, то-есть наибольшее отклонение зеркальной поверхности, независимо от вида последней, и положения максимума, будет характеризовать качество изображения, точнее интенсивность в фокусе зеркала.

¹⁾ Значению $\frac{r}{R}=0$ на этой кривой должно соответствовать отклонение 0,24 λ .

Поэтому можно воспользоваться максимальным отклонением h_0 , как постоянной для оценки качества зеркал. Для определения этой постоянной не придется делать никаких новых выкладок. В самом деле, отклонения h от параболоида все равно необходимо знать, чтобы исправить зеркальную поверхность переход же, весьма несложный, к ближайшему параболоиду укажет один из наиболее быстрых путей для его исправления. Этой постоянной можно пользоваться и в тех случаях, когда $h_0 > \frac{\lambda}{4}$. При этом, подобно постоянной Гартманна, h_0 не будет характеризовать какое либо определенное свойство изображения, но в противоположность последней будет иметь вполне определенный физический смысл.

В объективах, вместо величины h_0 , можно воспользоваться наибольшим отклонением N_0 от ближайшей сферы.

В мастерской Оптического Института зеркала с отклонениями от ближайшего параболоида меньшими или равными $\frac{\lambda}{20}$ считаются зеркалами I класса, с отклонениями же не большими $\frac{\lambda}{10}$ — зеркалами II класса.

Для зеркал первоклассных уменьшение интенсивности в фокусе не может превышать $1 - \cos^2 \frac{2\pi h_0}{\lambda} = \sin^2 \frac{2\pi h_0}{\lambda} = 9,5\%$. Для зеркал второклассных интенсивность в фокусе будет все еще значительная и уменьшение не будет превышать 35% .

Интересно сравнить эти допуски с пределом в $\frac{\lambda}{8}$, установленным для зеркал Релеем.¹⁾ Им рассмотрены только такие поверхности, продольная абберрация которых пропорциональна квадрату радиуса зоны. Отклонения же поверхности зеркала отсчитываются от параболоида, фокус которого совпадает с фокусом параксиальных лучей. В таком случае

$$h = aq^2 \quad (44)$$

Наибольшее отклонение, равное a , будет лежать на краю зеркала при $q=1$. Было подсчитано, что в фокусе такого основного параболоида, т. е. в фокусе параксиальных лучей уменьшение интенсивности будет равно 17% при наибольшем отклонении $a = \frac{\lambda}{8}$. Так как в фокусе зеркала эта интенсивность должна еще увеличиться, Релей установил допуск для отклонений зеркальной поверхности от параболоида в $\frac{1}{8}\lambda$.

Для такой поверхности ближайший параболоид будет проходить через край и центр зеркала. Так что при $q=1$

$$aq^2 + bq = 0$$

или $a = -b$.

¹⁾ См. стр. 28.

Отклонение поверхности от ближайшего параболоида равно

$$h = aq(q - 1) \quad (45)$$

Наибольшее отклонение h_0 от ближайшего параболоида равно

$$h_0 = -\frac{a}{4} \quad (46)$$

и будет лежать при $q = \frac{1}{2}$ или $\frac{r}{R} = 0,7$.

Таким образом, предел Релея при отсчете отклонений от ближайшего параболоида переходит в $\frac{\lambda}{32}$. Уменьшение интенсивности в фокусе при этом будет очень мало, не превышая $\sin^2 \frac{2\pi h_0}{\lambda} = 3\%$.

Оценка интенсивности в фокусе зеркала, а не в фокусе параксиальных лучей, оправдывает то понижение предельных отклонений зеркал по сравнению с пределом Релея, которое принято в мастерской Оптического Института.

13. Точность определения отклонений зеркальной поверхности от параболоида. Погрешность при определении продольной аберрации равна

$$\Delta = 0,35 \varepsilon \frac{F}{r} \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_0^2}}$$

Эта погрешность меньше всего при $r_0 = R$, то-есть при отсчете аберраций от крайней зоны, тогда

$$\Delta = 0,35 \varepsilon \frac{F}{R} \sqrt{1 + \frac{1}{q}},$$

где q попрежнему $\left(\frac{r}{R}\right)^2$, будет возрастать при переходе к зонам малого радиуса и к зеркалам с малым отношением диаметра к фокусному расстоянию.

Отклонение зеркальной поверхности от параболоида определяется по формуле (36)

$$h = -\frac{1}{4} \frac{R^2}{F^2} \int_0^q \Delta F dq$$

путем механического интегрирования, то-есть по формуле

$$h = -\frac{1}{4} \frac{R^2}{F^2} \Sigma \Delta F \Delta q = \Sigma \Delta h, \quad (47)$$

где Δq разность между значениями q для двух смежных исследованных зон, ΔF (одного знака на всем протяжении зеркала) среднее из 2-х наблюдаемых значений продольной аберрации для этих смежных зон.

Погрешность определения Δh , как это следует из формулы (47) равна

$$\delta_1 = 0,35 \frac{\varepsilon}{4} \frac{R}{F} \Delta q \sqrt{1 + \frac{1}{q}}. \quad (48)$$

Погрешность же определения h

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \dots + \delta_n^2} = 0,35 \frac{\varepsilon}{4} \frac{R}{F} \sqrt{\left(1 + \frac{1}{q}\right) \Delta q_1^2 + \dots + 2 \Delta q_n^2} \quad (49)$$

Если зеркало исследовано через 0,1 q , то для крайней зоны погрешность δ при определении отклонений от параболоида, полагая как и раньше $\varepsilon = 0,003$ мм., равна

$$\delta_1 = 0,000165 \frac{R}{F} = 0,00008 \frac{D}{F}.$$

Для зон малого радиуса или для зеркал с малым отношением диаметра к фокусу погрешность δ , в противоположность погрешности Δ , будет убывать.

Таким образом, при получающихся точностях измерения на пластинках, мы можем доводить исправление зеркала до 1-го класса, то есть ручаться, что отклонения его поверхности не превышают 0,05 λ при $\lambda = 540 \mu\mu$, для зеркал с отношением диаметра к фокусу меньшим или равным $\frac{1}{3}$.

ГЛАВА III.

Исследование зеркал, отшлифованных в мастерской Оптического Института А. А. Чикиным.

14. Испытание зеркал методом Фуко по теневому рельефу. Описанная установка и методы исследования были применены впервые для исследования 10 зеркал, изготовленных А. А. Чикиным в мастерской Оптического Института в Ленинграде. При изготовлении зеркала испытывались им методом ножа (метод Фуко) при двойном фокусном расстоянии от светящейся точки до зеркала. В такой установке метод ножа приспособлен, собственно, для исследования сферических зеркал. Метод отличается большой простотой установки и хорошей точностью.

Светящаяся точка S весьма малого диаметра (порядка 0,1—0,2 мм. в нашем случае), располагается на двойном фокусном расстоянии от зеркала по возможности ближе к оптической оси (рис. 11). Изображение S' точки S получается на том же расстоянии от зеркала, неподалеку от оси.

Вблизи точки S помещается нож N с острым краем, который может двигаться в направлении оптической оси и в направлении перпендикулярном к ней.

Установив глаз возможно ближе к ножу, будем смотреть на зеркало AOB . Пока нож не закрывает пучка лучей, зеркало имеет вид плоского

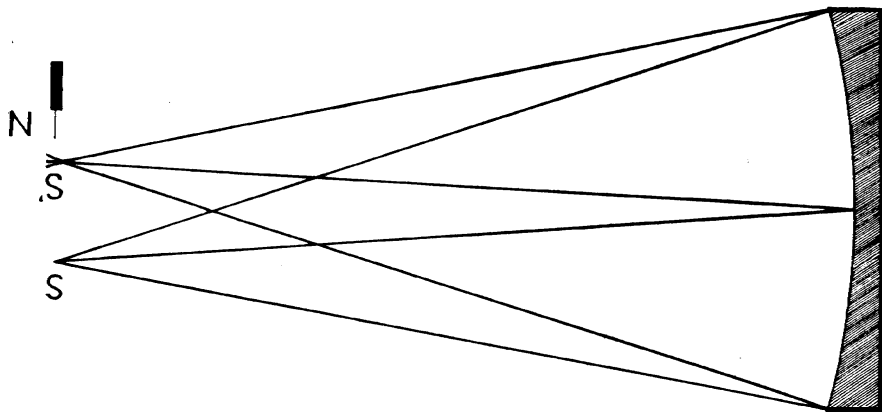


Рис. 11.

диска, залитого светом. Будем постепенно подвигать нож в направлении перпендикулярном к оптической оси. Если нож находится до фокуса S' , как это указано на рисунке 12 а, ножом будет отсечена часть лучей с левой стороны зеркала, если нож движется слева на право, и на светлый зеркальный диск начнет надвигаться тень с левой стороны.

Если нож расположен за фокусом S' , он будет отсекает часть лучей, отраженных от правой стороны зеркала, и на зеркальный диск начнет надвигаться тень со стороны противоположной той, с которой надвигается нож, то-есть справа (рис. 12 б). Если нож помещен в точности в точку S' , тень не будет надвигаться справа или слева, но все зеркало потемнеет сразу, так как при этом, или точка S' не будет закрыта ножом и в глаз попадут лучи от всех точек зеркала, или она будет закрыта и в глаз не попадут лучи ни от одной точки зеркала.

Чтобы повысить точность этого метода, необходимо иметь возможно более сильный источник света. В мастерской Оптического института источником

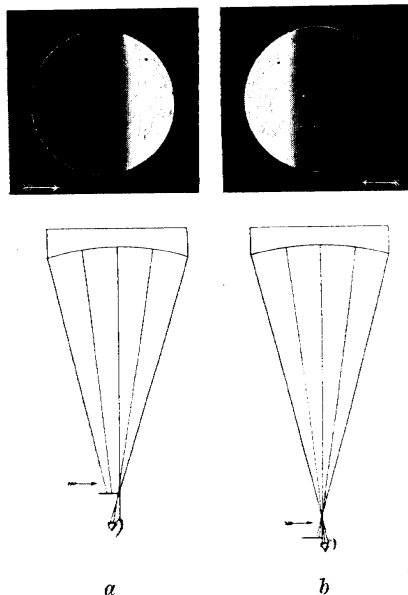


Рис. 12 а и б.

света была дуга, в виде 100 свечной точечной лампы, изображение дуги с помощью чечевицы и призмы проецировалось на диафрагму с отверстием, служившим источником света. Точность определения положения фокуса S' сферического зеркала, как указывает Ричи¹⁾ будет 0,01 дм. при диаметре $d=2$ футам и радиусе сферы $2F=25$ футам, то-есть 0,25 мм. при отношении диаметра к радиусу $\frac{1}{12,5}$. При таких размерах зеркал метод Гартманна дал бы возможность определить положение фокуса для средней зоны $\left(\frac{R}{2}\right)$ с точностью до 0,03 мм., как это следует из формулы (19).

При испытании параболического зеркала в такой установке лучи, отраженные от зеркала не будут пересекаться в одной точке S' . Зеркало не будет темнеть сразу, но приближаясь к наиболее узкому месту пучка отраженных лучей, можно отыскать положение, в котором тени появятся одновременно на обеих половинах зеркала. При задвигании ножа слева направо, одновременно потемнеет левый край диска и одна из средних зон с правой стороны. Такое распределение теней возможно, когда нож расположен до фокуса крайних лучей, но уже за фокусом для этой средней закрытой им зоны. При этом зеркало уже не кажется плоским диском, но рельефным, как это изображено на рисунке 13-ом.

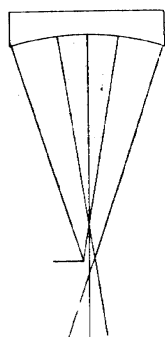
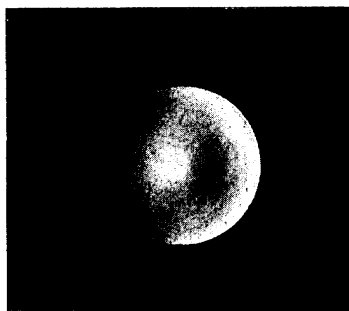


Рис. 13.

Если мы будем исследовать непараболическое зеркало, того же отношения $\frac{D}{F}$ диаметра к фокусу, продольное отклонение в нем будет отлично от параболоида, а вместе с тем изменится и кажущийся рельеф. Впадины и углубления изменят свою величину и положение. Но при таком качественном исследовании зеркала необходима большая внимательность, так как почти для всех поверхностей второго порядка кажущийся рельеф будет одного и того же характера. В самом деле, пользуясь формулой (15), можно пока-

зать, что при малых отношениях диаметра к фокусу на двойном фокусном расстоянии от источника света до зеркала для всех поверхностей второго порядка, кроме эллипса, отсеченного плоскостью, параллельной большой оси, крайние лучи будут пересекать ось дальше, чем центральные. При одном и том же отношении это разность для гипербо-

1) G. W. Ritchey-Smithson. Contr. to Knowledge, v. XXXIV—1904.

лических поверхностей будет больше, чем для параболоида, для эллиптических же, отсеченных плоскостью, параллельной малой оси, меньше чем для последнего. Для всех этих поверхностей, также как и для параболоида, одновременно будет темнеть левый край, при задвигании ножа слева, и одна из средних зон, только положение этой средней зоны, а также интенсивность теней будут несколько изменены.

Трудность наблюдения увеличивается тем, что при переходе к зеркалам другого отношения $\frac{D}{F}$, продольное отклонение меняет свою, величину вместе с тем меняется и интенсивность теневого рельефа. Так например, переходя к идеальному параболоиду с большим отношением $\frac{D}{F}$, мы увидим гораздо более резкие тени, и впадины на зеркальном диске будут казаться глубже, а выпуклости выше.

При изготовлении, описываемой серии зеркал А. А. Чикин, подобно тому, как он это делал раньше,¹⁾ пользовался этим методом. Изучая тени идеального параболического зеркала, А. А. Чикин пользовался зеркалом работы Кальвера диаметра $d=212$ мм., фокуса $F=2025$ мм. и отношения диаметра к фокусу $\frac{D}{F}=\frac{1}{9.6}$. Но изготовленные зеркала отличались по отношению $\frac{D}{F}$, как от зеркала Кальвера так и между собою. При испытании по теневого рельефу могла получиться систематическая ошибка, связанная не только с качеством зеркала Кальвера но и с той поправкой, которую приходилось делать, переходя к зеркалам другого отношения диаметра к фокусу.

15. Испытание зеркал методом Фуко по зонам.

После исследования зеркал методом Гартманна было обнаружено, что такая систематическая ошибка действительно существовала, и действительно почувствовалось необходимость иметь метод исследования более верный, чем описанный метод испытания по теневого рельефу, но более быстрый, чем метод Гартманна. Решено было применить испытание методом Фуко по зонам.²⁾ Так как кривые отклонения зеркальных поверхностей получились плавные, можно было довольствоваться небольшим числом зон.

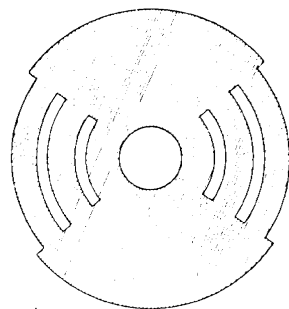


Рис. 14.

Зеркало устанавливалось попрежнему на двойном фокусном расстоянии и закрывалось диафрагмой, вдоль по одному из диаметров которой были выделены по обе стороны от ее центра участки кольцеобразных зон (рис. 14).

1) А. А. Чикин. — Отражательные телескопы — 1915.

2) См. G. Ritchey-Smithson. Contr. to Knowledge. v. XXXIV, 1904, а также А. А. Чикин — Отражательные телескопы 1915.

Для зеркала с фокусным расстоянием 1600 мм. ширина этих зон была порядка 1—1,5 см. Исследовалось, обычно, не больше 4-х зон зеркала. Во время исследования открывалось только одна зона, чтобы не рассеивать внимание. Светящаяся точка оставалась неподвижной, а нож с помощью микрометричного винта передвигался в направлении оптической оси и его положение могло быть определено с точностью до сотых долей миллиметра. Таким образом можно было отыскать фокус каждой зоны, то-есть место, где выделенные по обеим сторонам части зеркала темнели одинаково.

Метод этот хорошо известен всем, кто занимается шлифованием зеркал, и нередко подвергается нападкам с 3-х точек зрения: ему ставят в упрек малую точность, значительную длительность, по сравнению с качественным методом исследования и систематическую ошибку. Эта ошибка возникает потому, что на протяжении зоны будет довольно значительная aberrация, так как зона не может быть взята слишком узкой, чтобы достаточное количество света попало к нам в глаз. В таком случае точка пересечения средних лучей зоны не будет совпадать с местом наибольшего приближения лучей к оси, которое будет определяться с помощью ножа. Эта ошибка тем больше, чем больше отношение диаметра к фокусу зеркала.

Определив продольное отклонение при двойном фокусном расстоянии от источника света до зеркала, нужно перейти, в конце концов, к продольной aberrации, которая одна только и может интересовать нас в параболическом зеркале, по формуле (14), в этом частном случае принимающей вид

$$\Delta F = \frac{1}{4} \Delta f - \frac{1}{8F} (r^2 - r_0^2) \quad (50)$$

Из этой формулы следует, что, исследуя зеркало при двойном фокусном расстоянии от него до источника света, нет необходимости измерять с большой точностью расстояния от зеркала до источника света, или от этого последнего до ножа, а также устанавливать источник света в фокусе одной из зон зеркала.

При переходе к продольной aberrации ошибка установки ножа и систематическая ошибка, зависящая от изменения aberrации на протяжении зоны, уменьшатся в 4 раза.

Как это следует из самого объяснения оснований метода Фуко точность установки ножа тем больше, чем больший угол образуют с осью лучи испытуемой зоны, то-есть прямо пропорциональна отношению $\frac{r}{f}$, где r радиус зоны и f расстояние от зеркала до ножа. Поэтому, если бы не было упомянутой систематической ошибки, было бы в 2 раза выгоднее исследовать зеркало при двойном фокусном расстоянии от него до светящейся точки, чем при бесконечно удаленной светящейся точки. Эта выгода в смысле точности может до известного предела покрывать систематическую ошибку.

При исследовании этим методом параболических зеркал только при больших отношениях диаметра к фокусу было замечено небольшое расхождение с данными метода Гартманна, то-есть для них систематическая ошибка несколько превышала ошибку установки.

Пример 5.

Т а б л и ц а VI.

Зеркало № 15.

Диаметр $D = 215$ мм.; фокусное расстояние $F = 2059$ мм. и $\frac{D}{F} = \frac{1}{9,6}$

М е т о д Ф у к о			Метод Гартманна
r	Δf	ΔF	ΔF
мм. 13	мм. $-2,6 \pm 0,7$	мм. $-0,11 \pm 0,2$	мм. —
35	$-2,4 \pm 0,6$	$-0,13 \pm 0,15$	$-0,09$
55	$-1,2 \pm 0,8$	$+0,06 \pm 0,07$	$+0,05$
75	$-1,0 \pm 0,8$	$+0,04 \pm 0,07$	$+0,01$
95	$0 \pm 0,3$	$0 \pm 0,07$	0

Здесь r —радиус зоны; Δf —продольное отклонение; ΔF —продольная аберрация.

Ошибка определения продольного отклонения методом Фуко получена по 5 установкам ножа для каждой зоны.

Пример 6.

Т а б л и ц а VII.

Зеркало № 12 (4-ое исправление).

Диаметр $d = 320$ мм.; фокусное расстояние $F' = 1570$; $\frac{d}{F'} = \frac{1}{4,9}$

М е т о д Ф у к о			Метод Гартманна
r	Δf	$\Delta F'$	$\Delta F'$
мм. 20	мм. $-9,1 \pm 0,5$	мм. $-0,6 \pm 0,1$	мм. —
55	$-6,6 \pm 0,5$	$-0,2 \pm 0,1$	$-0,24$
110	$-2,6 \pm 0,2$	$+0,1 \pm 0,05$	$-0,29$
147	$0 \pm 0,3$	$0 \pm 0,07$	0

Таким образом, этот метод исследования давал нам гораздо более верные результаты, чем исследование по теневому рельефу и помог значительно сократить время, потраченное на исправление зеркал.

16. Испытание зеркал методом Фуко с параллельным пучком света. Хотя мы и говорим, что исследовать зеркало по зонам методом Фуко можно одинаково точно как при двойном фокусном расстоянии, так и с параллельным пучком света, необходимо отметить, что количественное определение продольной аберрации или продольного отклонения представляет собой слабую сторону метода Фуко. Этот метод приспособлен для того, чтобы подмечать тени на фоне светлого диска, но определить величину соответствующих им отклонений лучей и, особенно, отнести их к определенной зоне зеркала несравненно более трудно. Методом Фуко выгоднее всего пользоваться для качественного определения аберраций зеркала, так что расстояние от зеркала до светящейся точки во время исследования должно быть то, для которого зеркало предназначено — двойное фокусное для сферического и бесконечно большое для параболического. При такой установке этим методом можно будет подметить почти такие же малые аберрации, как и методом Гартманна.

При исследовании зеркал с параллельным пучком света удобно воспользоваться установкой Ричи, которая показана на рис. 15.

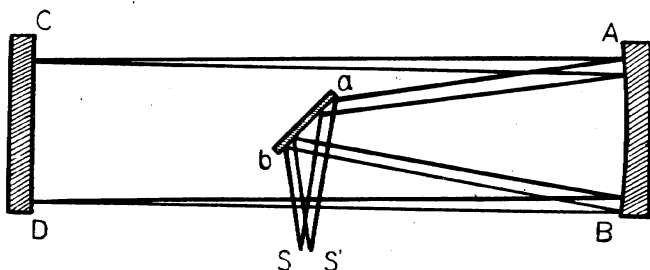


Рис. 15.

Здесь свет от точки S падает на маленькое плоское зеркало ab , установленное под углом в 45° к оптической оси параболического зеркала AB отодвинутого настолько, что от него отражается параллельный пучок лучей. Этот пучок падает на большое плоское зеркало CD , отражается от него, снова падает на зеркало AB и, отразившись от маленького зеркала ab собирается в точке S' , расположенной неподалеку от точки S . Близь точки S' устанавливается нож. В случае хорошего параболического зеркала все лучи будут сходиться в одной точке S' , и рассматривая изображение испытуемого зеркала в зеркале ab мы увидим такой же плоский зеркальный диск, как и при исследовании сферического зеркала с двойного фокусного расстояния. Благодаря двойному отражению света от зеркала AB , все аберрации будут удвоены.

Качественный метод исследования зеркал представляет еще большие выгоды в отношении быстроты испытания. Поэтому, при испытании параболического зеркала во время его изготовления, когда требуется не столько оценить величину его аберрации, но изготовить зеркало, по воз-

возможности не имеющее аберрации, конечно, самой удобной является установка Ричи. Но для осуществления этой установки необходимо большое и достаточно хорошее плоское зеркало CD . В мастерской Оптического Института в последнее время отшлифовано несколько первоклассных сферических зеркал и изготовление с помощью одного из них большого плоского зеркала поставлено в число ближайших задач мастерской.

17. Количественное испытание зеркал методом Гартманна. Из серии (В) в 14 зеркал, изготовленных А. А. Чикиным в мастерской Оптического Института и испытанных при изготовлении методом Фуко по теневому рельефу, 9 зеркал поступило для количественного испытания методом Гартманна в той установке, которая описана в главе I-ой.

Во всех случаях здесь расстояние от светящейся точки до щита с зеркалом было одно и то же, равное 35100 мм. Толщина зеркала колебалась в пределах от 2—4-х см, благодаря чему немного менялось расстояние от светящейся точки до вершины зеркала. Зеркала испытывались несеребрёнными. Результаты испытания приведены в ниже помещенных таблицах. Здесь r — радиус испытываемой зоны, R — радиус всего зеркала. ΔF — продольная аберрация, a — астигматизм, h — отклонение поверхности зеркала от ближайшего параболоида выражено в долях длины волны λ , принимая $\lambda = 540$ мм, наиболее действующей длине волны при визуальных наблюдениях.

В большинстве приведенных зеркал тень от внефокальных пластинок и подставки к ним не только закрывала средину зеркала, но закрывала ее неравномерно для различных диаметров. Отверстия с малым радиусом зоны, которые еще выходили для диаметра $\alpha = 0$, были уже закрыты для диаметра $\alpha = 90$. Нельзя было, поэтому, для таких точек определить астигматизм, как разность фокусных расстояний двух взаимно перпендикулярных диаметров. Чтобы охарактеризовать и для этих точек изменение фокусного расстояния зоны при изменении азимута отверстия, в таблицах приведены, где это было возможно, разность фокусных расстояний для 2-х диаметров, отличных по диаметру на 45° . Такие данные отмечены звездочкой.

Таблица VIII.

Зеркало № 1.

$$D = 206 \text{ мм.}; F = 1600 \text{ мм.}; \frac{D}{F} = \frac{1}{7,7}$$

$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$
	мм.	мм.			мм.	мм.	
1	0	0,00	0,04	0,485	0,09	— 0,02	0,03
0,971	0	0,00	0,03	0,388	0,02	— 0,04	0,03
0,874	— 0,01	— 0,09	0,01	0,291	0,06		0,03
0,777	0,04	— 0,02	0	0,194	0,15		0,03
0,680	0,11		0,01	0			0,04
0,583	0,10	— 0,01	0,02				

Погрешность δ при определении отклонений $\frac{h}{\lambda}$, вычисленная по формуле (49) не превышает 0,02 λ . Наибольшее отклонение $h_0 = 0,04\lambda$.

Т а б л и ц а IX.

Зеркало № 3 $D = 175 \text{ мм.}; f = 1184 \text{ мм.};$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{6,8}$				Зеркало № 4 $D = 176 \text{ мм.}; F = 1690 \text{ мм.};$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{9,6}$				Зеркало № 5 $D = 174 \text{ мм.}; F = 1462 \text{ мм.};$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{8,4}$			
$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$
1	мм.	мм.	0	1	мм.	мм.	0	1	мм.	мм.	0
0,914	0	+0,02	0,21	0,909	0	+0,10	0,28	0,919	0	+0,06	0,09
0,800	-0,30	-0,02	0,33	0,795	-0,83	-0,02	0,41	0,805	-0,31	+0,09	0,10
0,686	-0,38	+0,06	0,34	0,682	-1,81	+0,06	0,37	0,690	-0,20	-0,02	0,11
0,576	-0,57	-0,01*	0,30	0,568	-1,48	-0,04*	0,28	0,575	-0,27	-0,05*	0,10
0,457	-0,66	-0,03*	0,23	0,455	-1,51		0,20	0,460	-0,35	+0,05*	0,09
0,342	-0,85	+0,05*	0,14	0,341	-1,71	-0,04*	0,11	0,345	-0,51	+0,11*	0,06
0			0	0			0	0			0
$\delta \leq 0,03 \lambda; h_0 = 0,34$				$\delta \leq 0,02 \lambda; h_0 = 0,41$				$\delta \leq 0,02 \lambda; h_0 = 0,11$			

Т а б л и ц а X.

Зеркало № 6 $D = 176 \text{ мм.}; F = 1583 \text{ мм.};$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{9}$				Зеркало № 7 $D = 175 \text{ мм.}; F = 1742 \text{ мм.};$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{10}$				Зеркало № 10 $D = 175 \text{ мм.}; F = 1575 \text{ мм.};$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{9}$			
$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$
1	мм.	мм.	0	1	мм.	мм.	0	1	мм.	мм.	0
0,909	0	-0,04	0,28	0,914	0	-0,02	0,16	0,914	0	+0,02	0,10
0,795	-0,81	+0,03	0,39	0,800	-0,29	-0,02	0,27	0,800	-0,18	+0,02	0,17
0,682	-1,02	+0,07	0,37	0,686	-0,81	-0,02	0,30	0,686	-0,45	-0,02	0,17
0,568	-1,14	+0,06	0,31	0,571	-0,89	-0,05	0,26	0,571	-0,71	+0,07	0,12
0,455	-1,38	-0,09	0,22	0,457	-1,12	+0,09	0,22	0,457	-0,58		0,07
0,341	-1,57	-0,13	0,13	0,342	-1,67	+0,05	0,14				
0			0	0			0	0			0
$\delta \leq 0,02; h_0 = 0,39$				$\delta \leq 0,02 \lambda; h_0 = 0,30$				$\delta \leq 0,02 \lambda; h_0 = 0,17$			

Т а б л и ц а X I.

Зеркало № 11.

$$D = 175 \text{ мм.}; F = 1310 \text{ мм.}; \frac{D}{F} = \frac{1}{7,5}$$

$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$
1	мм.	мм.	0,14	0,571	мм.	мм.	0,08
0,914	0	— 0,06	0,08	0,457	0,39	— 0,09	0,08
0,800	0,02	— 0,03	0,02	0,342	0,33	+ 0,06	0,10
0,686	0,19	— 0,03	0	0	0,31	+ 0,01	0,14

$$\delta = 0,02 \lambda \quad h_0 = 0,14$$

Т а б л и ц а X II.

Зеркало № 12.

$$D = 320 \text{ мм.}; F = 1570 \text{ мм.}; \frac{D}{F} = \frac{1}{4,9}$$

$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	ΔF_1	a	$\frac{h}{\lambda}$
1	мм.	мм.	0,78	0,500	мм.	мм.	мм.	0,17
0,938	0	— 0,02	0,64	0,469	0,77		+ 0,10	0,22
0,906	0,07	— 0,05	0,64	0,437	0,75		+ 0,08	0,27
0,875	0,07	— 0,06	0,34	0,406	0,82		+ 0,04	0,34
0,844	0,11	— 0,06	0,25	0,375	1,06		— 0,01	0,41
0,813	0,11	— 0,04	0,17	0,344	1,00		+ 0,04	0,47
0,781	0,18	— 0,04	0,10	0,313	1,07		—	0,54
0,750	0,28	0,00	0,05	0,281	1,05	1,05	+ 0,08	0,59
0,719	0,32	0,00	0,03	0,250		0,97		0,63
0,688	0,36	+ 0,01	0,01	0,218		1,01		0,67
0,656	0,40	+ 0,04	0	0,188		0,95		0,70
0,625	0,50	—	0,01	0,156		0,66		0,71
0,594	0,47	— 0,05	0,02	0,125		0,59		0,72
0,563	0,57	—	0,04	0		0,61		0,73
0,531	0,65	— 0,05	0,07					
	0,75	—	0,12					

$$\delta = 0,03 \lambda \quad h_0 = 0,73$$

Зеркало № 12 большего отношения диаметра к фокусу, поэтому при съемке крайних отверстий середина зеркала закрыта довольно значительно. На снимках отсутствовали точки с диаметром r , меньшим 50 мм. Чтобы исследовать центральную часть зеркала, была произведена вторая съемка с малыми по величине фотографическими пластинками. Отверстия крайних зон при этом на пластинках не вышли, но тень от пластинок теперь закрывала только зоны с радиусом, меньшим 20 мм., которые уже не представляли никакого интереса для исследования. Приведенные в таблице XI ΔF и ΔF_1 соответствуют 2-м упомянутым съемкам.

Результаты исследования приведены на кривых рис. 16 и 17. Здесь продольная аберрация ΔF и отклонение зеркальной поверхности от ближайшего параболоида изображены, как функции отношения $\frac{r}{R}$, радиуса зоны к радиусу всего зеркала. Всюду, где для одного и того же зеркала приведено несколько кривых этому первому состоянию зеркала соответствует кривая с номером 1.

Рассматривая приведенные кривые мы видим, что зеркала № 3, 4, 5, 6, 7, 10 все имеют кривую отклонений от параболоида одного характера. Для их исправления нужно, оставив неизменным край и центр сошлифовать среднюю зону, почти на всем протяжении зеркала. Пользуясь формулой (15) можно показать, что в параболоиде нормали к крайним зонам пересекают ось дальше от зеркала, чем нормали к центральным, также как в гиперболоиде и эллипсоиде, отсеченном плоскостью параллельной малой оси. В сферическом зеркале все нормали пересекаются в одной точке. Если поэтому при парабололизации сферы мастер оставляет неизменной среднюю зону зеркала, он должен сошлифовать край и центральные зоны. В перечисленных зеркалах была слишком сильно снята середина и край. Эти зеркала были переисправлены. В противоположность им зеркала № 1, 11 и особенно 12 были недоисправлены. Что касается качества зеркал, то только № 1 — принадлежало к первому классу. Все остальные зеркала нуждались в переделке. Кривые отклонений большей части зеркал представляли собой плавные кривые только с одним максимумом или минимумом в области зоны $\frac{r}{R} = 0,7$, то-есть поверхности были близки к поверхностям типа $aq^2 + bq + c$ (см. § 12). Единственным отличием была только несколько слишком углубленная середина, (яма в центре).

Чтобы выяснить источник наиболее часто повторяющейся ошибки — переисправленности зеркал — было исследовано зеркало работы Кальвера, которое служило образцом для А. А. Чикина.

Зеркало испытывалось посеребренным. Слой серебра от времени несколько испорчен. Возможно, что довольно большие аберрации азимутального характера объясняются именно такими искажениями отдельных участков серебренного слоя.

Таблица XIII. Зеркало Кальвера.

$$D = 212 \text{ мм.}; F = 2025 \text{ мм.}; \frac{D}{F} = \frac{1}{9,6}$$

$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$
	мм.	мм.			мм.	мм.	
1			0	0,566	-0,15	-0,09	0,05
0,943	0	+0,01	0,01	0,472	0	+0,18	0,05
0,849	-0,04	-0,13	0,01	-0,377	-0,18	+0,09	0,04
0,755	+0,05	-0,09	0,02	-0,283	-0,32		0,03
0,660	+0,14	-0,06	0,05	0			0

$$\delta = 0,02 \lambda \quad h_0 = 0,05 \lambda$$

Хотя зеркало Кальвера первоклассное, оно принадлежит к тому же типу переисправленных зеркал, как и большая часть зеркал А. А. Чикина. Можно думать, что ошибка А. А. Чикина лежала в неправильном учете изменения интенсивности теней параболического зеркала при переходе к другому отношению диаметра к фокусу, во время его испытания по теневому рельефу.

18. Отклонение зеркальных поверхностей от параболоида для некоторых зеркал с исследованной продольной аберрацией. Чтобы иметь материал для сравнения отшлифованных зеркал с зеркалами работы других мастеров были подсчитаны тем же методом отклонения зеркальных поверхностей от ближайшего параболоида, подробные сведения об аберрациях которых приведены в литературе. Сюда относятся:

1) Зеркало большого рефлектора Парижской Обсерватории, работы Мартена, диаметр $D=1200$ мм., фокусное расстояние $F=7000$ мм. и отношение $\frac{D}{F} = \frac{1}{5,8}$. Исследовано Ж. Байо¹⁾ методом Гартманна.

2) Зеркало рефлектора Потсдамской Астрофизической Обсерватории, работы Штейнгеля с диаметром $D=240$ мм., фокусным расстоянием $F=900$ мм. и отношением $\frac{D}{F} = \frac{1}{3,7}$. Исследовано Эбергардтом¹⁾ и Людендорфом¹⁾ методом Гартманна.

3) Зеркало рефлектора той же Обсерватории, работы Шмидта диаметром в 410 мм., фокусного расстояния $F=927$ мм., и $\frac{D}{F} = \frac{1}{2,27}$. Исследовано Шмидтом²⁾ методом интерференции и Эбергардтом методом Гартманна.

4) Зеркало работы Вейселя¹⁾, исследованное им же методом интерференции (метод 3-х щелей) с диаметром $D=175$ мм. и фокусным расстоянием $F=1200$ мм. Отношение $\frac{D}{F} = \frac{1}{6,9}$.²⁾

¹⁾ См. стр. 3.

²⁾ Большое зеркало обсерватории на Монт-Вильсон диаметром в 2,5 м. было исследовано методом Гартманна (Nature 99, p. 385, 1917; Zeitschr. f. Instrk. B. XXXIX, S. 317; Zeitschr. f. Instrk. B. XLIII, S. 199). Его продольная аберрация не превышает 0,14 мм. К сожалению этих данных недостаточно, для того чтобы определить отклонения зеркальной поверхности от параболоида.

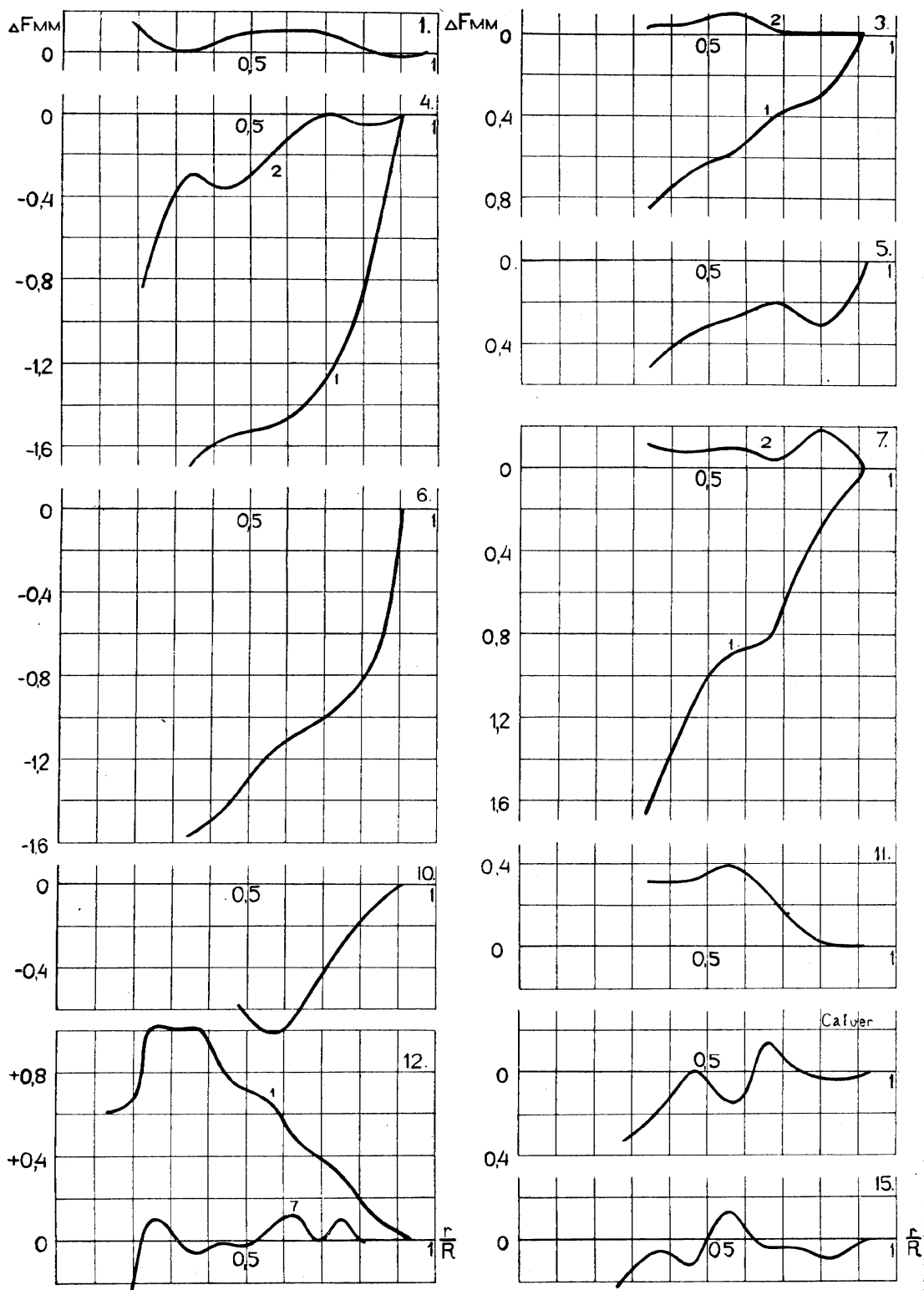


Рис. 16.

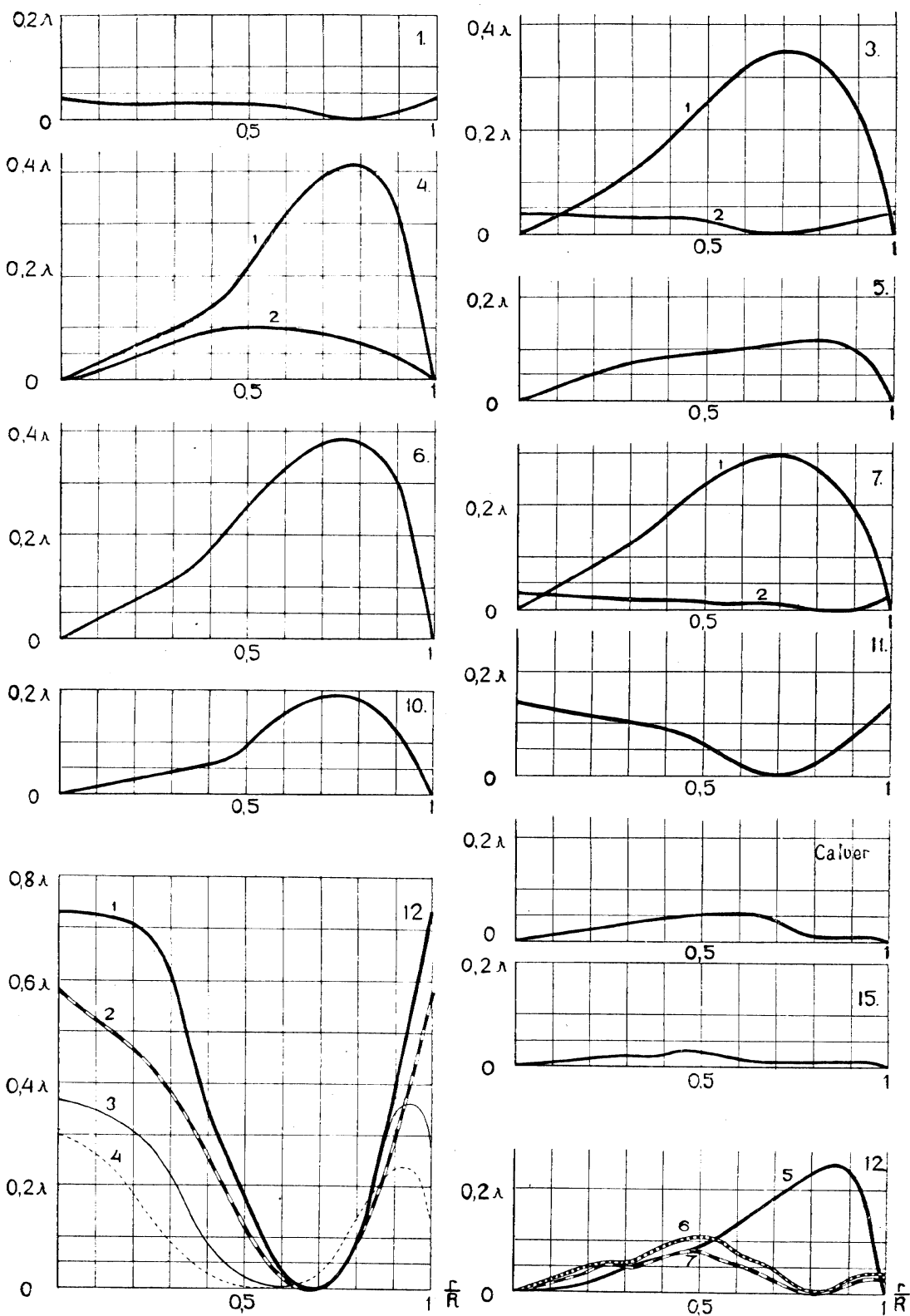


Рис. 17.

Для зеркал 1 — 3 значения зонной продольной абберрации, взяты как средние из наблюдений абберрации по различным диаметрам, приводимые в перечисленных работах. Отклонение же h поверхности зеркала от ближайшего параболоида по значениям ΔF вычислены также как это изложено в главе II. Для зеркала Вейселя приведены отклонения зеркальной поверхности от параболоида, проходящего через фокус зеркала. Мы перешли от них к отклонениям от ближайшего параболоида.

Зеркала от 1 до 3 являлись более трудными для работы по сравнению с зеркалами, изготовленными А. А. Чикиным, так как они имели значительно больший диаметр или отношение $\frac{D}{F}$. Они обладали несравненно большей светосилой или разрешающей силой по сравнению с упомянутыми зеркалами, но приводимые кривые отклонения их поверхностей от ближайшего параболоида и наибольшие отклонения h_0 также точно характеризуют искажение их изображения по сравнению с изображением идеального параболоида тех же размеров.

Относительно зеркала Мартена необходимо добавить, что очень большой астигматизм, существующий в этом зеркале, не позволяет считать его поверхность поверхностью вращения и кривая $h \left(\frac{r}{R} \right)$ будет носить здесь условный характер. Она дает, однако, некоторое представление о характере поверхности, так как и здесь продольная абберрация многим больше астигматизма.

Таблица XIV.

Зеркало Мартена.			Зеркало Шмидта.			Зеркало Штейнгеля.			Зеркало Вейселя.		
$\frac{r}{R}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$
	мм.						мм.			мм.	
1		0	1	+0,01	0,20	1		0,85	1		0,03
0,917	0	0,88	0,976	—0,01	0,21	0,950	—0,40	0,49	0,905		0,01
0,750	—1,9	1,00	0,927	—0,04	0,18	0,833	—0,14	0,04	0,812		0
			0,878	—0,04	0,12	0,700	+0,09	0	0,706		0,01
0,583	—1,7	0,45	0,829	—0,03	0,07	0,575	+0,13	0,15	0,615		0,03
			0,780	—0,03	0,03	0,450	+0,28	0,37	0,509		0,06
0,417	1,00	0,30	0,732	—0,02	0,01	0		0,85	0,424		0,06
0,250	1,85	0,16	0,683	—0,005	0				0,316		0,05
0		0	0,610	+0,01	0,02				0,141		0,02
			0,537	+0,03	0,03				0		0
			0,439	+0,02	0,15						
			0,317	0	0,19						
			0,195	0	0,21						
			0	0	0,21						
$h_0 = 1,00 \lambda$			$h_0 = 0,21 \lambda$			$h_0 = 0,85 \lambda$			$h_0 = 0,06 \lambda$		

В зеркале Шмидта, полученные отклонения близки к пределу точности метода исследования.

Результаты этой таблицы приведены на рисунке 18.

19. Исправление зеркала № 4 и проверка формулы перехода от продольного отклонения к продольной аберрации. Решено было приступить к исправлению зеркал №№ 3, 4, 7 и 12. Первыми одновременно исправлялись зеркала №№ 4 и 12.

Остановимся несколько подробнее на исследовании исправленного зеркала № 4. Это исследование было произведено 2 раза.

Первый раз расстояние светящейся точки до зеркала S_1 равнялась 35070 мм. В этом случае при переходе от продольного отклонения к продольной аберрации по формуле (14)

$$\Delta F = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} (r^2 - r_0^2)$$

были получены значения ΔF_1 , приведенные в таблице.

Во второй раз исследование было сделано при расстоянии s_2 равном 7190 мм. При переходе к продольной аберрации в этом случае по той же формуле (4) были получены числа ΔF_2 . Очевидно, что значения ΔF_1 должны быть равны значениям ΔF_2 .

Таблица XV.

Зеркало № 4 после исправления.

$\frac{r}{R}$	ΔF_1	a	ΔF_2	ΔF	δ	Δ	$\frac{h}{\lambda}$
	мм.	мм.	мм.	мм.	мм.	мм.	
1							0
0,909	0	+ 0,02	0	0		$\pm 0,03$	0,04
0,795	- 0,06	- 0,04	- 0,04	- 0,05	- 0,01	$\pm 0,03$	0,07
0,682	0	- 0,05	+ 0,01	+ 0,01	- 0,01	$\pm 0,04$	0,09
0,568	0	+ 0,04	- 0,05	- 0,03	+ 0,03	$\pm 0,04$	0,10
0,455	- 0,35	- 0,03	- 0,32	- 0,34	- 0,02	$\pm 0,05$	0,10
0,341	- 0,27	- 0,09		- 0,37		$\pm 0,06$	0,08
0,227	- 0,84			- 0,84		$\pm 0,09$	0,05
0							0

$$h_0 = 0,1 \lambda$$

Действительно, отклонения δ наблюдений ΔF_1 от среднего из наблюдений ΔF_1 и ΔF_2 , равного $\Delta F = \frac{\Delta F_1 + \Delta F_2}{2}$, нигде не превышают погрешности определения продольной аберрации подсчитанной по формуле

$$\Delta = 0,0011 \frac{F}{r} \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{\lambda}{6400}}$$

Правильность применения формулы (14) таким образом подтверждается.

Зависимость продольной аберрации и отклонения зеркальной поверхности от ближайшего параболоида приведены на кривых 2 для зеркала № 4 на рис. 16 и 17.

После исправления это зеркало попало во 2-й класс.

20. Исправление зеркала № 12. Наибольший интерес представляло не-
легкое для работы зеркало № 12, с отношением $\frac{D}{F} = \frac{\lambda}{4,9}$ и диаметром
 $D = 320$ мм. Это зеркало переделывалось несколько раз, так как на нем
А. А. Чикин изучал, как можно и нужно ретушировать зеркало по кри-
вым отклонения зеркальной поверхности от параболоида, получившимся
методом Гартманна. В зависимости от вида этих кривых и формы зер-
кальной поверхности приходилось изменять величину и форму полиро-
вальника, характер движений его по поверхности зеркала и время, необхо-
димые для уничтожения разного рода неправильностей. Во время работы
на ряду с испытанием зеркала по теневому рельефу был применен метод
испытания по зонам. При первых исправлениях точность метода Фуко
в этой установке была собственно вполне достаточна и зеркало исследо-
валось методом Гартманна только для проверки, но при последних
исправлениях испытание по зонам методом Фуко не могло дать ничего
нового. Точность метода была слишком мала, чтобы обнаружить остав-
шиеся аберрации.

Результаты последовательных исправлений зеркала приведены
в таблице XVI.

Таблица XVI.
Исправление зеркала № 12.

$\frac{r}{R}$	I		II		III		IV		V		VI	
	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$	ΔF	$\frac{h}{\lambda}$
1	мм.	0,58	мм.	0,27	мм.	0,14	мм.	0	мм.	0,04	мм.	0,03
0,938	0	0,38	0	0,37	0	0,24	0	0,19	0	0,04	0	0,03
0,875	0,05	0,22	-0,32	0,28	-0,23	0,22	-0,21	0,25	-0,06	0,02	-0,02	0,02
0,813					-0,28	0,13			+0,02	0	-0,02	0
0,750									+0,10	0,02	+0,10	0,01
0,688	0,28	0	-0,08	0	-0,12	0,02	-0,35	0,17	+0,07	0,05	0	0,03
0,625									+0,09	0,07	+0,13	0,05
0,563									+0,07	0,10	+0,07	0,06
0,500	0,57	0,12	+0,13	0,02	-0,05	0	-0,25	0,09	+0,03	0,11	-0,01	0,08
0,437									-0,04	0,10	-0,01	0,08
0,375	0,74	0,30	+0,38	0,14	+0,09	0,05	-0,29	0,07	-0,08	0,08	-0,06	0,06
0,313									-0,08	0,06	-0,01	0,05
0,250	0,73	0,45	+0,33	0,28	+0,25	0,15			+0,06	0,06	+0,10	0,06
0,188	0,76	0,50			+0,25	0,19	-0,32	0,02	-0,24	0,04	-0,25	0,05
0		0,58		0,37	0	0,24		0		0		0
	$h_0 = 0,58 \lambda$		$h_0 = 0,37 \lambda$		$h_0 = 0,24 \lambda$		$h_0 = 0,25 \lambda$		$h_0 = 0,11 \lambda$		$h_0 = 0,08 \lambda$	

На кривых 2, 3, 4, 5, 6, 7 рис. 17¹⁾ изображены последовательные состояния зеркальной поверхности, а на кривой 7 рис. 16 — продольная аберрация в последнем состоянии зеркала.

Рассматривая эти кривые видим что, недокорректированное сначала зеркало постепенно приближалось к параболоиду. Однако, уже при втором исправлении у него развернулся, то-есть оказался слишком сошлифованным край. Этот недостаток увеличился при третьем исправлении. Быть может, благодаря ему после 4 исправления зеркало оказалось пере-корректированным. Наибольшее отклонение было в области зоны $\frac{r}{R} = 0,876$. Сошлифованное зеркало согласно кривой преимущественно в области этой зоны А. А. Чиikin получил здесь углубление, как видно из кривой 6 на рис. (17).

После 6-го исправления зеркало сохранило совершенно тот же характер но наибольшее отклонение уменьшилось и зеркало перешло во второй класс.

Рассматривая кривые исправления зеркал на рисунках 16 и 17, мы видим что зеркалa теряли свою прежнюю плавную форму близкую к поверхностям II-го порядка, хотя в большинстве случаев такие отклонения едва превышали ошибку наблюдения. После каждого исправления, как в зеркале № 4, так и в зеркале № 12, наибольшее отклонение h_0 уменьшалось. Таким образом, ретушировка зеркала вполне возможна, но при этом приходится подбирать для каждой поверхности подходящие размеры, форму полировальника и характер его движений по поверхности зеркала. Особенно неприятна эта работа при исправлении сложных зеркальных поверхностей.

Опыт работы над этой серией зеркал показал, что гораздо проще и короче хорошо изучить те движения и полировальник, которые необходимы для перехода от сферы к параболоиду, так чтобы во время этого

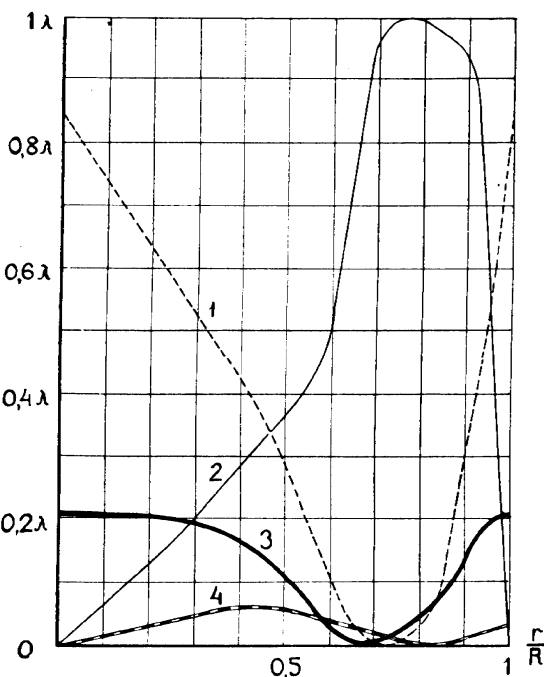


Рис. 18.

¹⁾ См. примечание на стр. 33.

перехода зеркальная поверхность неизменно оставалась плавной эллиптической поверхностью с все увеличивающимся эксцентриситетом, без завалов на краю и местных зонных уклонений. Такую поверхность всегда можно привести к параболоиду, исследуя зеркало во время работы возможно более часто. Это испытание, пока позволяет точность, для большей быстроты, конечно, должно производиться методом Фуко. Работа над следующими сериями зеркал в мастерской Оптического Института вполне подтвердила правильность этой точки зрения.

21. Зеркала № 3 и 7 после исправления и зеркало № 15. В зеркалах № 3 и 7 полученная поверхность не исправлялась полированием, как это было сделано в зеркалах № 4 и 12, но они были заново перешлифованы на сферу и при новой параболлизации тщательно испытывались методом Фуко, так чтобы зеркало не оказалось переисправленным. Этим путем зеркала № 3 и 7 и вновь изготовленное зеркало № 15 в чрезвычайно короткий срок были приведены в I-й класс. При этом потребовалось только одно испытание их методом Гартманна. Результаты испытания этих зеркал приведены в таблице XV, а также на кривых для зеркал 3 и 7 (вторые кривые) и для зеркала № 15.

Таблица XVII.

Зеркало № 3. $D=175 \text{ мм.}; F=1145 \text{ мм.}$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{6,5}$				Зеркало № 7. $D=175 \text{ мм.}; F=1781 \text{ мм.}$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{9,9}$				Зеркало № 15. $D=215 \text{ мм.}; F=2059 \text{ мм.}$ $\frac{D}{F} = \frac{1}{9,6}$			
$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{r}{R}$	ΔF	a	$\frac{h}{\lambda}$
1	мм.	мм.	0,04	1	мм.	мм.	0,03	1	мм.	мм.	0
0,914	0	+ 0,02	0,03	0,914	0	+ 0,02	0	0,980	0	- 0,03	0,01
0,800	0	+ 0,01	0,01	0,800	0,18	+ 0,02	0	0,887	- 0,09	+ 0,03	0,01
0,686	0,02	+ 0,01	0	0,686	0,04	- 0,02	0,01	0,744	- 0,04	- 0,06	0,01
0,571	0,10	- 0,07	0,01	0,571	0,09	- 0,04	0,01	0,651	- 0,04	+ 0,05	0,01
0,457	0,06	- 0,01	0,03	0,457	0,08	- 0,05	0,02	0,558	+ 0,13	+ 0,03	0,02
0,342	0,04	- 0,03	0,03	0,342	0,11		0,03	0,465	- 0,13	- 0,02	0,03
0			0,04	0				0,372	- 0,06		0,02
								0,279	- 0,22		0,02
								0			0
$h_0 = 0,04 \lambda$				$h_0 = 0,03 \lambda$				$h_0 = 0,03 \lambda$			

Закключение. Таким образом, применение точного количественного метода исследования научило более правильно пользоваться методом Фуко во время работы над зеркалом и помогло изготовить несколько первоклассных зеркальных поверхностей.

Напомним еще раз то, что было сказано во введении. Если бы вместо метода Гартманна был применен один из интерференционных методов, при исследовании этой серии зеркал с небольшим отношением диаметра к фокусу нам не удалось бы получить выгоды в смысле легкости установки, экономии времени и точности результатов. Только относительно зеркала № 12, с отношением $\frac{D}{F} = \frac{1}{4,9}$, еще могло быть сомнение. Здесь погрешность измерения немногим превышает погрешности первоклассного зеркала. В последнее время при исследовании таких зеркал мы стали применять видоизмененный метод Гартманна — Котонна, в том его виде, как описано у Мерлянд¹⁾ Круглые отверстия диафрагмы заменяются двойными щелями и светящаяся щель параллельна им. В остальном установка и исследование остаются прежними, только на внефокальных снимках вместо расстояний между центрами диффракционных пятен приходится измерять расстояния между центральными интерференционными полосами.

В таблице XVI приведены первоначальные и окончательные значения наибольших отклонений h_0' и h_0 для исследованных зеркал. В последнем столбце таблицы отмечены зеркала 1 и 2 класса.

Т а б л и ц а XVIII.

№№	d	$\frac{d}{F}$	$\frac{h_0'}{\lambda}$	$\frac{h_0}{\lambda}$	Класс.
1	мм. 206	1:7,7	0,04		I
3	175	1:6,8	0,34	0,04	I
4	176	1:9,6	0,41	0,10	II
5	174	1:8,4	0,12		
6	176	1:9	0,39		
7	175	1:10	0,30	0,02	I
10	175	1:9	0,17		
11	175	1:7,5	0,14		
12	320	1:4,9	0,73	0,08	II
15	215	1:9,6	0,03		I

Приношу искреннюю благодарность проф. Д. С. Рождественскому за предложенную тему и полученные ценные советы и проф. С. О. Майзелю, проявлявшему неизменный интерес к моей работе, а также светлой памяти А. А. Чикина, доставившего возможность выполнить последнюю часть работы.²⁾

Государственный Оптический Институт
Ленинград, январь, 1926.

1) Merland — *Revue d'Optique*, Septembre, 1924.

2) Доложено в Русском Оптическом Обществе в 1924 и 1925 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ I.

Диффракционные пятна на внефокальных снимках.

22. Диффракция от круглого отверстия вне фокуса оптической системы. Как уже было показано в § 4 при исследовании параболических зеркал методом Гартманна можно получить на внефокальных снимках диффракционные пятна различные по виду и по размерам.

Рис. 5 на стр. 16 показывает, что эти пятна могут быть более или менее удобны для измерения расстояния между их центрами. Из тех же рисунков видно, что при данном фокусе зеркала пятна могут быть очень различны, в зависимости от диаметра отверстия на диафрагме и расстояния внефокальных снимков от фокуса.

Нужно уметь подбирать диафрагму и расстояние между пластинками к оптической системе данного фокуса для того, чтобы получить наибольшую точность от метода Гартманна. Для этого нужно изучить диффракционную картину круглого отверстия вне фокуса оптической системы. Пятна на внефокальных снимках создаются весьма малыми отверстиями

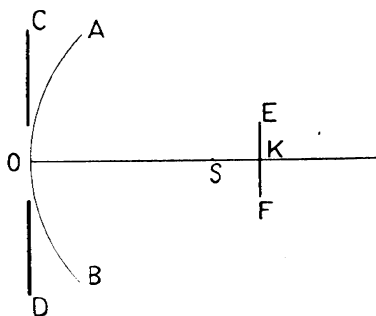


Рис. 19.

диафрагмы, на протяжении которых можно считать оптическую систему, лишенной aberrации. Они должны рассматриваться на значительных удалениях от фокуса. Для изучения таких пятен удобнее всего обратиться к общему случаю диффракции Френеля. Для круглого отверстия этот случай был разобран Ломмелем¹⁾ в его работе „Диффракционные явления круглого отверстия и круглого экрана“.

При выводе формулы, в отличие от Ломмеля, будем иметь в виду сходящуюся волну. Пусть S (рис. 19) фокус сходящейся сферической волны AOB ; CD — экран с круглым отверстием радиуса ρ (диафрагма в методе Гартманна); EF экран, на котором наблюдается диффракция (внешняя пластинка). Расстояние какой либо точки этого экрана от оси SO

¹⁾ Lommel. — „Die Beugungserscheinungen einer kreisrunden Oeffnung und eines kreisrunden Schirmchens“ Bayer. Akad. d. Wiss., vol. XV, S. 229.

назовем через σ . Если амплитуда колебаний в фокусе была равна 1, то на поверхности волны на расстоянии f от фокуса будут колебания

$$\frac{1}{f} \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Элемент площади сферической волны равен $f^2 \sin \psi d\psi d\omega$, где ω —азимут, и ψ —полярное расстояние.

Световое действие этого элемента на точку H экрана EF , находящуюся на расстоянии d от него равно

$$\frac{f}{d} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{d}{\lambda} \right) \sin \psi d\psi d\omega,$$

а действие всего шарового отрезка, выделенного отверстием экрана CD равно

$$f \int_0^{\Psi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{d} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{d}{\lambda} \right) \sin \psi d\psi d\omega. \quad (51)$$

Переходя от прямоугольной координатной системы с началом координат в точке K к сферической нетрудно показать, что

$$d^2 = \sigma^2 + f^2 + x^2 - 2f\sigma \sin \psi \cos \omega + 2fx \cos \psi, \quad (52)$$

где x расстояние от фокуса S до экрана EF .

Если отверстие мало $\cos \psi = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \psi$ и

$$d^2 = \sigma^2 + (f+x)^2 - 2f\sigma \sin \psi \cos \omega - fx \sin^2 \psi. \quad (53)$$

Положим теперь $f \sin \psi = r$, где r расстояние от точки O до какой либо точки в плоскости экрана CD , равное ρ для края отверстия этой диафрагмы. Тогда

$$d^2 = (f+x)^2 + \sigma^2 - 2r\sigma \cos \omega - \frac{x}{f} r^2.$$

Для малой величины σ приближенно получим

$$d = f+x + \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{f+x} - \frac{r\sigma \cos \omega}{f+x} - \frac{x r^2}{2f(f+x)}. \quad (54)$$

Полагая d стоящее не под знаком $\sin$ в формуле приближенно равным $f+x$, в рассматриваемой точке H экрана EF получим колебание

$$\begin{aligned} \frac{1}{f(f+x)} \int_0^{\rho} \int_0^{2\pi} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{f+x}{\lambda} + \frac{\sigma^2}{2(f+x)\lambda} - \frac{r\sigma \cos \omega}{\lambda(f+x)} - \frac{x r^2}{2\lambda f(f+x)} \right) r dr d\omega = \\ = \frac{\pi \rho^2}{f(f+x)} \sin u \int_0^{\rho} \int_0^{2\pi} \cos 2\pi \left(\frac{r\sigma \cos \omega}{\lambda(f+x)} + \frac{x r^2}{2\lambda f(f+x)} \right) r dr d\omega - \\ - \frac{\pi \rho^2}{f(f+x)} \cos u \int_0^{\rho} \int_0^{2\pi} \sin 2\pi \left(\frac{r\sigma \cos \omega}{\lambda(f+x)} + \frac{x r^2}{2\lambda f(f+x)} \right) r dr d\omega, \end{aligned}$$

где

$$u = 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{f+x}{\lambda} + \frac{\sigma^2}{2(f+x)\lambda} \right)$$

от переменных интегрирования не зависит. Пологая

$$\left. \begin{aligned} \int_0^p \int_0^{2\pi} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{r \sigma \cos \omega}{f+x} + \frac{x r^2}{2 f(f+x)} \right) r dr d\omega &= C = M' \cos x \\ \int_0^p \int_0^{2\pi} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{r \sigma \cos \omega}{f+x} + \frac{x r^2}{2 f(f+x)} \right) r dr d\omega &= S = M' \sin x \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

будем иметь в точке H колебание

$$\frac{\pi p^2}{f(f+x)} M' \sin(u-x). \quad (56)$$

Интенсивность M в точке H будет равна

$$M^2 = \left\{ \frac{\pi p^2}{f(f+x)} \right\}^2 (C^2 + S^2). \quad (57)$$

Преобразуем интеграл C

$$\begin{aligned} C &= \int_0^p \cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x r^2}{f(f+x)} \int_0^{2\pi} \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r \sigma}{f+x} \cos \omega \right\} r dr d\omega - \\ &- \int_0^p \sin \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x r^2}{f(f+x)} \int_0^{2\pi} \sin \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r \sigma}{f+x} \cos \omega \right\} r dr d\omega = \\ &= 2\pi \int_0^p I_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r \sigma}{f+x} \right) \cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x r^2}{f(f+x)} r dr, \end{aligned}$$

где I_0 — функция Бесселя 1-го порядка с показателем 0.

Подобным же образом

$$S = 2\pi \int_0^p I_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r \sigma}{f+x} \right) \sin \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x r^2}{f(f+x)} r dr.$$

Принимая во внимание соотношение

$$\int_0^z z^\nu I_{\nu-1}(z) dz = z^\nu I_\nu(z)$$

имеющее место для функций Бесселя 1-го порядка, и интегрируя по частям, получим для интенсивности M следующее выражение

$$M^2 = \frac{\pi^2 \rho^4}{f^2 (f+x)^2} (C^2 + S^2) = \frac{\pi^2 \rho^4}{f^2 (f+x)^2} \left(\frac{2}{y}\right)^2 \{U_1^2 + U_2^2\},$$

где

$$U_1 = \frac{y}{z} I_1 - \left(\frac{y}{z}\right)^3 I_3 + \left(\frac{y}{z}\right)^5 I_5 - \dots; \quad U_2 = \left(\frac{y}{z}\right)^2 I_2 - \left(\frac{y}{z}\right)^4 I_4 + \left(\frac{y}{z}\right)^6 I_6 - \dots$$

при $\frac{y}{z} < 1$, или

$$U_1 = \sin\left(\frac{y}{z} + \frac{z^2}{2y}\right) - \left(\frac{z}{y} I_1 - \left(\frac{z}{y}\right)^3 I_3 + \left(\frac{z}{y}\right)^5 I_5 - \dots\right);$$

$$U_2 = -\cos\left(\frac{y}{z} + \frac{z^2}{2y}\right) + \left(I_0 - \left(\frac{z}{y}\right)^2 I_2 + \left(\frac{z}{y}\right)^4 I_4 - \dots\right)$$

при $\frac{y}{z} > 1$

$$\text{Здесь } y = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x}{f(f+x)} \rho^2 \text{ и } z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\sigma}{f+x} \rho.$$

Хотя в методе Гартманна диафрагма обычно ставится перед объективом, а не после него, формулы (58) при длиннофокусных системах останутся применимы для приблизительных подсчетов. Также точно они применимы и к случаю зеркала, где свет проходит через диафрагму 2 раза, если только диафрагма расположена достаточно близко к зеркалу.

При исследовании оптических систем угол между лучами проходящими через различные отверстия диафрагмы и осью системы невелик, расстояние между фокусами различных зон мало и все отверстия диафрагмы должны давать на внефокальных снимках одинаковые диффракционные пятна. Это обстоятельство вполне подтверждается опытом. Согласно принятым раньше обозначениям для пятен внешнего снимка будем полагать x в формуле (58) равным x_2 , для внутреннего же снимка равным — x_1 .

23. Изменение диффракционных пятен на внефокальных снимках по мере удаления от фокуса. Посмотрим, как будет меняться диффракционная картина одного изолированного отверстия по мере удаления внефокальной пластинки от фокуса S . При данной оптической системе, диаметр отверстия диафрагмы и длине волны λ изменение аргумента y будет зависеть только от удаления пластинки от фокуса. В плоскости пластинки значение аргумента y будет одинаково во всех точках. Изменение интенсивности будет зависеть только от изменения аргумента z , пропорционального расстоянию σ от центра диффракционного пятна до рассматриваемой точки, и диффракционные максимумы и минимумы будут иметь вид колец. При изменении расстояния снимка от фокуса и соответствующего ему

аргумента y прежним значениям z будет соответствовать другая интенсивность, соотношение между интенсивностью света в центре и диффракционных кольцах будет иное, — изменится вид, характер пятна, подобно тому, как мы это видели на снимках рис. 5 (стр. 13).

Формулы (58) показывают, что в фокусе отраженной волны в точке S аргумент $y=0$. До фокуса значения y будут отрицательны и за фокусом положительны, абсолютная величина y будет увеличиваться по мере удаления от фокуса. Значениям же y равным по величине соответствуют равные (или пропорциональные) интенсивности. Поэтому по обе стороны от фокуса будут расположены пятна одного и того же характера. Но пятна одинакового вида, соответствующие одному и тому же абсолютному значению y , не будут однако находиться на одинаковых расстояниях от фокуса. Их расстояния x_1 и x_2 согласно формулам (58), будут удовлетворять условию

$$\frac{x_1}{f - x_1} = \frac{x_2}{f + x_2} \quad (59)$$

Подобным образом при переходе к оптической системе другого фокуса, другому диаметру отверстий на диафрагме, другой длине волны, мы можем увидеть пятна только того же самого характера, но при других удалениях от фокуса.

Подсчеты показывают, что благодаря малым отверстиям диафрагмы, в методе Гартманна не приходится удаляться на расстояния, для которых аргумент $y > 4\pi$. Ломмель же в своей работе подсчитал значения $M' = \left(\frac{2}{y}\right)^2 (U_1^2 + U_2^2)$ в пределах от $y=0$ до $y=10\pi$ и для целых значений z в пределах от 0 до 12 для каждого из них.

На кривых рис. 20¹⁾ представлены изменения M' при изменении z для $y=0, \pi, 2\pi, 3\pi$ и 4π . Так как M' пропорционально интенсивности, а z пропорционально σ , кривые представляют изменение интенсивности диффракционного пятна в плоскости внефокального снимка в зависимости от удаления σ от центра пятна (в различном масштабе для каждой кривой).

Рассматривая кривые рисунка 20 мы видим, что по мере удаления от фокуса, то-есть при изменении y , интенсивность в центре диффракционного пятна будет убывать, причем при $y=4\pi$ сделается равной нулю. Энергия, сосредоточенная сначала, почти целиком, в центральном кружке, постепенно будет переходить к другим частям диффракционного пятна. В то время, как при $y=0$ интенсивность минимумов равна нулю, а интенсивность максимумов весьма мала по сравнению с центральной, для значений y больших нуля начинает сглаживаться различие между интенсивностью максимумов и минимумов диффракционной картины. Уже при $y=\pi$ интенсивность первого минимума очень мало отлучается от 1-го максимума. Можно ожидать поэтому на негативе внефокального

1) Левая нижняя кривая этого рисунка соответствует значению $y=3\pi$.

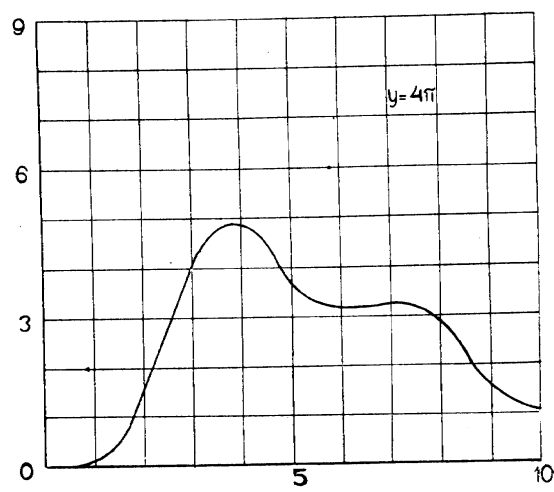
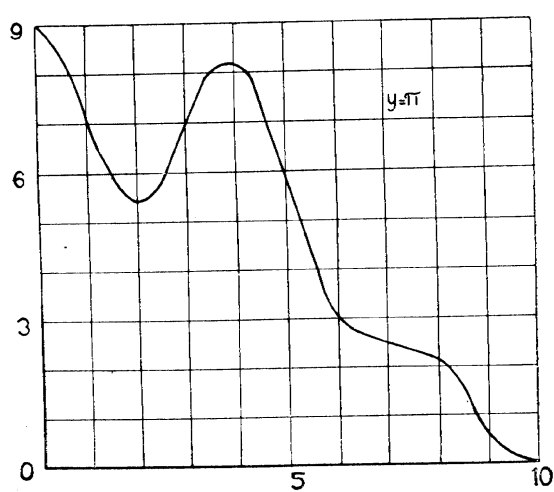
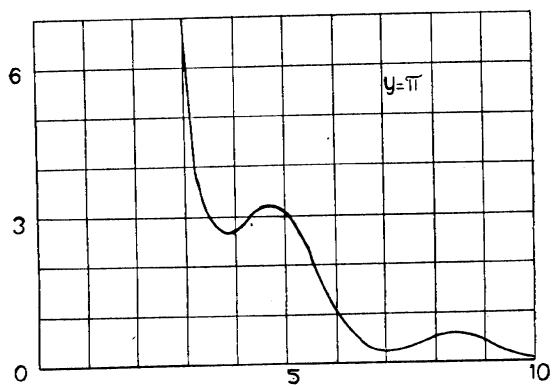
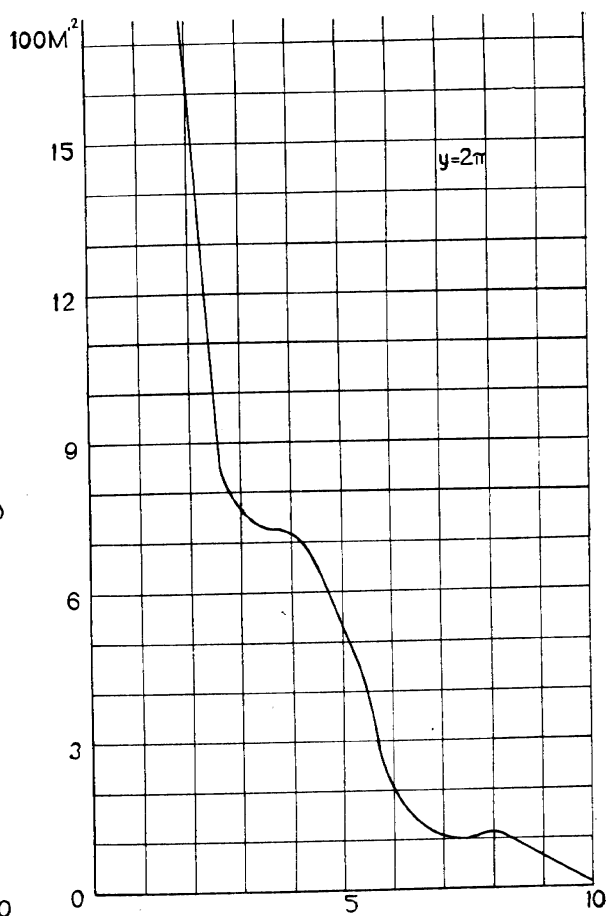
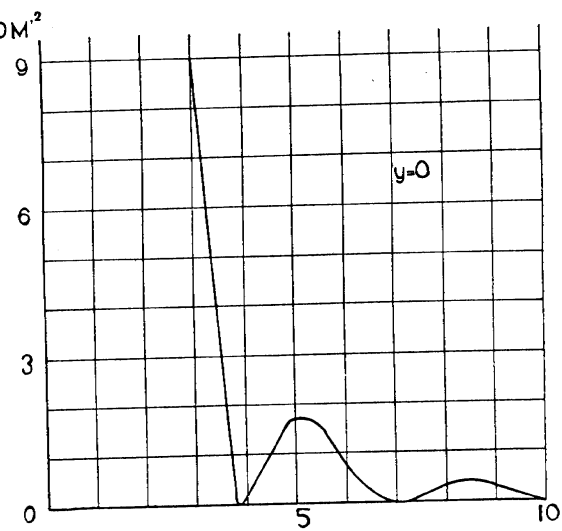


Рис. 20.

снимка, поставленного в фокусе оптической системы, центральный черный кружок на светлом фоне 1-го минимума и слабое кольцо 1-го максимума на некотором удалении от него. При $y = \pi$ на негативе внефокального снимка будет черный кружок на сером фоне 1-го минимума, сливающегося с 1-ым максимумом. При $y = 2\pi$, как это следует из кривой рис. 20 интенсивность серого фона будет еще больше приближаться к интенсивности центрального кружка; при $y = 3\pi$ центральный черный кружок и черное кольцо первого maximum'a будут почти одинаковы по интенсивности не очень резко выступая, на сером фоне 1-го минимума. Наконец, минимум в центре при $y = 4\pi$ соответствует светлomu кружку, окруженному черным кольцом 1-го максимума на негативе внефокального снимка.

На рисунке 5-ом стр. 13, приведены увеличенные в 8 раз негативные изображения внефокальных снимков, относящиеся к зеркалу с фокусным расстоянием 1145 мм. При съемке расстояние от светящейся точки до вершины зеркала было 35070 мм., а расстояние от вершины зеркала до изображения было, таким образом, равно 1183 мм. Снимки соответствуют диаметрам отверстий диафрагмы $2r = 2,90$ мм. и $2r = 3,87$ мм. Внутренние снимки 1, 3, 5, 7, 9, 11 сняты на расстояниях 17,5 мм.; 130,5 мм.; 238 мм. от фокуса; внешние снимки 2, 4, 6, 8, 10, 12 сняты на расстояниях 42,5 мм.; 149,5 мм.; и 262 мм. от фокуса.

По формулам

$$y = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_1}{f(f-x_1)} \rho^2 \quad (60)$$

для снимка внутреннего и

$$y = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_2}{f(f+x_2)} \rho^2 \quad (61)$$

для снимка внешнего, полагая $\lambda = 430 \mu\mu$ можно подсчитать абсолютные значения $\frac{y}{\pi}$, соответствующие каждому из приведенных снимков и, принимая во внимание кривые на рис. 23, можно указать вид диффракционного пятна на внефокальном снимке.

В столбце 5-ом таблицы XIX даны подобные указания и мы видим, что они действительно характеризуют негативные изображения внефокальных снимков рисунка 5 и 6.

Остается сказать несколько слов относительно размеров пятен, то-есть диаметров максимумов и минимумов. Заметим, что из таблиц, приводимых Lommel'em, следует, что при $y = 0$ и $y = \pi$ значения z , соответствующие 1-му, 2-му и 3-му minimum'am будут

$$3,831706; \quad 7,015587; \quad 10,173467;$$

При $y = 2\pi, 3\pi, 4\pi$ эти же числа будут определять положения 3-х первых максимумов. Таким образом, в столбцах 8-м и 10-м таблицы XIX-ой для значений $\frac{y}{\pi}$ в пределах от 0 до 1 значение z , соответствующего 1-му

Таблица XIX.

Номер снимка	x_1	x_2	2ρ	$\frac{y}{\pi}$	Вид диффракционного пятна	1-ый минимум		1-ый максимум		2 σ (изме- рено)
							2 σ (вычис- лено)	z	2 σ (вычис- лено)	
	мм	мм	мм				мм		мм	мм
1	17,5	—	2,90	0,12	Резко ограниченный черный кружок на светлом фоне	3,832	0,420	—	—	0,422
2	—	42,5	" "	0,29	Приблизительно тот же вид	" "	0,443	—	—	0,442
3	130,5	—	" "	1,02	Черный кружок на сером фоне	" "	0,881	—	—	0,368
4	—	149,5	" "	0,93	Тот же вид	" "	0,481	—	—	0,482
5	238	—	" "	2,08	Меньшее различие между серым фо- ном и черным кружком	3,598	0,321	—	—	0,303
6	—	262	" "	1,50	Приблизительно тот же вид	—	—	—	—	—
7	17,5	—	3,87	0,22	См. снимки 1 и 2	3,832	0,316	—	—	0,386
8	—	42,5	" "	0,52	Черный кружок на слабом сером фоне	3,832	0,332	—	—	0,342
9	130,5	—	" "	1,88	См. снимок 5	—	—	—	—	—
10	—	149,5	" "	1,67	См. снимки 5 и 6	—	—	—	—	—
11	238	—	" "	3,74	Светло серый кружок, окруженный черным кольцом	—	—	3,832	0,256	0,254
12	—	262	" "	2,69	Черный кружок на сером фоне, окру- женном черным кольцом 1 макси- мума Очень малое различие ин- тенсивностей максимумов и мини- мумов	—	—	3,832	0,392	0,383

минимуму принято равным 3,83; для значений же $\frac{y}{\pi}$ больших 2π это же значение z определяет положение 1-го максимума. Для снимка 5-го z , определяющее положение 1-го максимума, взято из таблицы Ломмеля для $\frac{y}{\pi} = 2$. Диаметры 2σ диффракционных колец будут определяться формулами

$$2\sigma = \frac{z \cdot \lambda \cdot (f - x_1)}{\pi \cdot \rho} \quad \text{или} \quad 2\sigma = \frac{z \cdot \lambda \cdot (f + x_2)}{\pi \cdot \rho} \quad (62)$$

Из этих формул следует что, в противоположность аргументу y , значительно изменяющемуся по мере удаления от фокуса, диаметр 2σ диффракционных колец будет при этом сравнительно мало меняться. По мере удаления от фокуса z , определяющее 1-ый минимум, то-есть диаметр центрального черного кружка на снимке, начнет уменьшаться. Для внутреннего снимка множитель $f - x_1$, также будет уменьшаться и мы увидим, что, чем дальше от фокуса расположен внутренний снимок тем меньше будет диаметр центрального кружка. Для внешнего снимка z будет по-прежнему уменьшаться, но множитель $f + x_2$ будет увеличиваться благодаря чему на внешних снимках можно получить центральный кружок диффракционного пятна больше по размеру чем в фокусе или на внутреннем снимке. Просматривая внефокальные снимки рисунка 5-го мы видим подтверждение этого правила.

Формулы (62) позволяют рассчитать диаметры первых минимумов или максимумов для ряда снимков, приведенных на рис. 5. Здесь, как и раньше при подсчете значений $\frac{y}{\pi}$ принято $f = 1183$ и длина волны $\lambda = 430 \mu$. Теоретически подсчитанные диаметры приведены в столбцах 8-м и 10-м таблицы XIX-й; в последнем столбце приведены те же диаметры непосредственно промеренные на негативах внефокальных снимков. Принимая во внимание, что положение 1-го минимума нельзя определить с такой точностью, как положение центра диффракционного пятна, нужно признать совпадение диаметров 2σ вычисленных и измеренных удовлетворительным.

24. Наиболее выгодный для измерения вид диффракционных пятен. Интенсивность в центре диффракционного пятна будет падать по мере удаления от фокуса, но для внутреннего снимка не так быстро, как для внешнего, так как множитель $f - x_1$ будет непрерывно уменьшаться, а $f + x_2$ увеличиваться. Величина же M' будет уменьшаться по мере удаления от фокуса, так как при этом увеличивается y . Из кривой рисунка 21 мы видим, что M' меняется мало в пределах от 0 до π , затем начинается быстрое спадание, достигающее 0 при $y = 4\pi$, минимальные значения, равные нулю будут повторяться при $y = 8\pi, 16\pi$ и так далее, но максимумы расположенные между ними будут иметь уже очень незначительную величину.

Из кривых рис. 20 мы видим, что по мере уменьшения величины центрального максимума он начинает переходить в минимум все более и более полого. Это обстоятельство будет соответствовать уменьшению резкости краев центрального черного кружка на негативах внефокальных снимков, так как резкость может характеризоваться величиной

$$\frac{\partial M'}{\partial \sigma} d\sigma : M'.$$

Опыт показал, что удобнее всего отмечать центр на таких дифференциальных пятнах, где центральный кружок резко ограничен и раз-

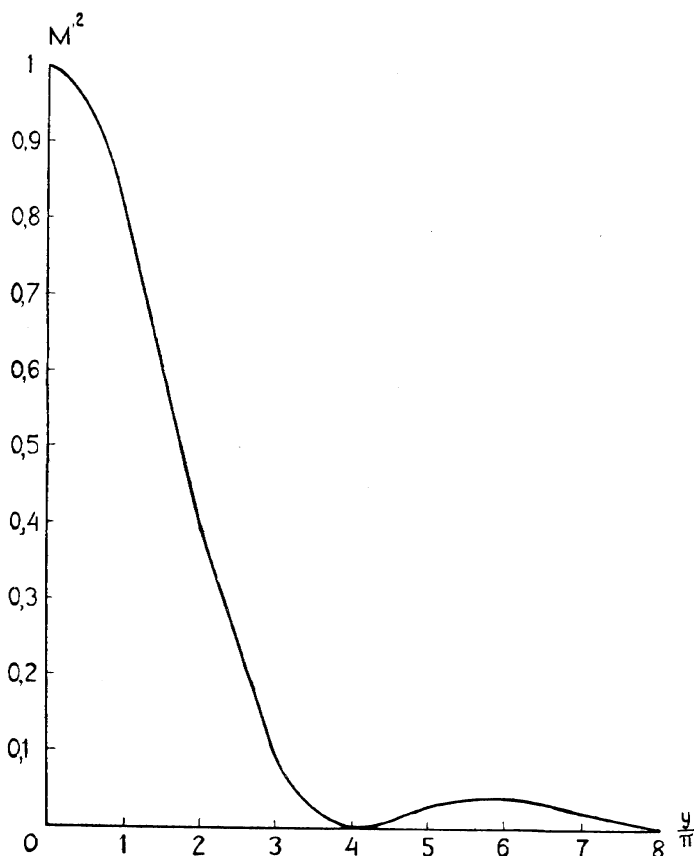


Рис. 21.

личие между его интенсивностью и интенсивностью прилегающего к нему первого минимума достаточно велико. Размеры центрального пятна не имеют такого значения. Определять центр таких пятен, как на снимках 5, 11, 12 рис. 5, гораздо труднее, чем пятна на снимках 1 и 2, хотя центральный черный кружок в первом случае гораздо меньше, чем во втором.

Таким образом, по мере увеличения y не только уменьшается интенсивность центрального кружка, но уменьшается резкость его краев и контраст между интенсивностью этого кружка с одной стороны и первого минимума с другой. Кривые рис. 20 и 21 показывают неразрывную связь этих трех обстоятельств. Мы можем поэтому обратиться к кривой рис. 21 и утверждать, что, пока интенсивность в центре пятна велика, пятна на внефокальных снимках будут удобными для измерения, так как легко можно будет отмечать их центр. Руководствуясь тем, что в пределах от $y=0$ до $y=\pi$ изменение интенсивности мало, мы можем считать, что пятна удобные для измерения будут соответствовать значениям

$$y \leq \pi. \quad (63)$$

В этих пределах первый minimum будет соответствовать значению $z=3,83$ и центральный черный кружок на внутреннем снимке будет меньше по диаметру, резче ограничен и больше по интенсивности, чем на равноудаленном снимке внешнем, как это следует из формул (58) и (59).

25. Диаметр отверстий на диафрагме и диаметр светящейся точки. Оставаясь в пределах $|y| \leq \pi$ не придется далеко удаляться от фокуса и диаметры центральных кружков будут немногим отличаться от диаметра центрального кружка в фокусе, по формуле (58) равного

$$2\sigma = \frac{z\lambda f}{\pi r}. \quad (64)$$

При данной длине волны λ эти диаметры будут одинаковы, если отношение диаметра отверстия диафрагмы r к расстоянию f , приближенно равному расстоянию от вершины зеркала до фокуса, остается неизменным

$$\frac{2r}{f} = \text{const.}$$

Опыт показал, что при небольших изменениях диаметра отверстия точность измерения обратно пропорциональна диаметру, а при $f=1500$ мм и $2r=3$ мм. погрешность измерения достаточно мала, достигая 0,002—0,003 мм. Мы будем получать поэтому хорошую точность, одинаковую для различных оптических систем, если диаметр отверстия на диафрагме будем брать порядка 0,002 f .

На протяжении отверстия могут быть аберрации. Если эти аберрации значительны, центр дифракционного пятна не будет лежать на луче, проходящем через центр отверстия диафрагмы. Чем меньше диаметр отверстия, тем больше уверенности в правильном определении направления этих лучей и фокуса зоны. Чтобы не понижать точность исследования в этом отношении, мы брали такой диаметр отверстия, что

$$r \geq 0,001 F. \quad (65)$$

При конечном расстоянии от светящейся точки до диафрагмы диаметры диффракционных пятен были больше и уменьшалась точность измерения расстояний на внефокальных снимках. В § 4 было, однако, показано, что точность определения продольной аберрации при этом не уменьшится и будет одинакова для любых расстояний от светящейся точки до зеркала.

Что касается диаметра d светящейся точки, то переход от светящейся точки к светящемуся диску, грубо говоря, увеличит диаметр центрального кружка на величину диаметра изображения $\frac{df}{s}$, где для случая зеркала s — расстояние от вершины зеркала до светящейся точки, а f — от вершины зеркала до изображения. Диаметр центрального диффракционного пятна увеличится в

$$1 + \frac{df}{2s\sigma}$$

раз, где 2σ — диаметр первого минимума. Вместе с ним во столько же раз увеличится ошибка при измерении расстояний на внефокальных снимках. Увеличение ошибки будет мало заметно, пока $\frac{df}{2s\sigma}$ будет меньше 0,1—0,2. Полагая $\sigma = \frac{3,83 \cdot \lambda \cdot f}{2\pi \cdot \rho}$ и $\lambda = 4,3 \cdot 10^{-4} \mu$, получим

$$\frac{d}{s} \leq \frac{0,0001}{\rho}. \quad (66)$$

При $2\rho = 3$ мм. диаметр светящейся точки должен быть порядка 15".

26. Искажение диффракционных пятен взаимной интерференцией. Исследуя все намеченные точки зеркала одновременно можно получить заметное и очень сильное искажение пятен на внефокальных снимках, благодаря взаимной интерференции, если не удалить пластинки при съемке достаточно далеко от фокуса. Пятна могут потерять при этом свою круглую форму. Примеры очень резких искажений мы видим на рис. 6 стр. 15. Гораздо более опасны при измерении менее заметные искажения при налегании одного из диффракционных колец на центральный максимум соседнего отверстия. Последний случай, впрочем будет существовать всегда; остается рассчитать, какой по счету максимум может налегать на центральное пятно второго отверстия, искажая его интенсивность так мало, что изменение не может быть уловлено глазом или фотографической пластинкой.

Как уже было сказано раньше, пятна на пластинке будут соответствовать одному и тому же значению y . В области же $|y| \leq \pi$ ход изменения интенсивности будет мало меняться и мы можем ответить на интересующий нас вопрос, рассмотрев подробнее уменьшение интенсивности диффракционных максимумов для значения $y = \pi$. Эти данные приведены в таблице XX. Значения $M' = \left(\frac{2}{y}\right)^2 \{U_1^2 + U_2^2\}$, пропорциональные ин-

тенсивности, взяты из таблицы Ломмеля для значений z от 0 до 11,58, дальнейшие максимумы подсчитаны тем же путем, но с меньшей точностью.

Таблица XX.

Максимум.	Z	M'	Максимум.	Z	M'
0	0	0,8106	4	14,77	0,0009
1	4,71	0,0320	5	17,95	0,0005
2	8,81	0,0055	6	21,11	0,0003
3	11,58	0,0019	7	24,22	0,0002

Интенсивность в фокусе при $y=0$ и $z=0$ принята равной 1. Мы видим, что интенсивность максимумов сначала начнет спадать очень быстро, затем наступит медленное изменение интенсивности асимптотически приближающейся к нулю. Так например, уже начиная с 4-го максимума различие интенсивности следующих максимумов по сравнению с центральной будет незначительно. В отношении искажения пятен, безразлично поэтому упадет ли центральный максимум первого отверстия на 4-ое диффракционное кольцо 2-го отверстия или на седьмое. Так как чем ближе к фокусу тем выгоднее вид диффракционных пятен, будем раздвигать внефокальные пластинки настолько далеко от фокуса, что расстояние между центрами соседних диффракционных пятен соответствовало бы значениям

$$z \geq 15. \quad (67)$$

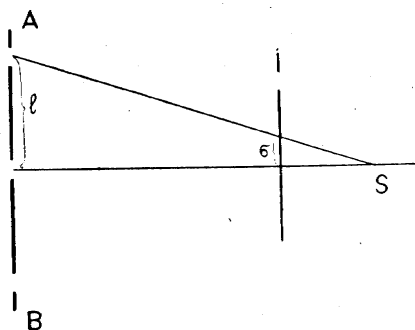


Рис. 22.

27. Расстояние между отверстиями на диафрагме и расстояние внефокальных снимков от фокуса. Пусть l расстояние между центральным и смежным отверстием на диафрагме AB (рис. 22); σ — расстояние между ними на внефокальном снимке.

Тогда

$$\frac{l}{\sigma} = \frac{f}{x_1},$$

но

$$\frac{y}{z} = \frac{\rho}{f} \cdot \frac{x_1}{\sigma} = \frac{\rho}{l}, \quad (68)$$

то-есть z , соответствующее центру второго отверстия, так относится к y , определяющему диффракционную картину этих 2-х отверстий, как диаметр отверстий относится к расстоянию между ними.

Согласно сказанному выше должно быть

$$y \leq \pi,$$

чтобы пятна были удобны для измерения;

$$\rho \geq 0,001 F,$$

чтобы размеры пятен были достаточно малы;

$$z \geq 15$$

для устранения взаимного искажения пятен.

Откуда

$$l \geq 0,005 F. \quad (69)$$

Подобрав значение ρ и l в пределах указанных этими формулами можно подсчитать то удаление от фокуса, при котором z , соответствующее центру второго дифракционного пятна, будет равно 15. Удаление x_1 и x_2 внефокальных снимков определяется по формулам

$$\left. \begin{aligned} 15 \frac{\rho}{l} &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_1}{f(f-x_1)} \rho^2 \\ 15 \frac{\rho}{l} &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_2}{f(f+x_2)} \rho^2 \end{aligned} \right\}$$

Или при $\lambda = 4,3 \cdot 10^{-4} \mu$ и $\rho = 0,001 F$

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{f}{l \frac{F}{f} + 1} \\ x_2 &= \frac{f}{l \frac{F}{f} - 1} \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

Желая получить на внефокальных снимках расстояния e_1 и e_2 между соответствующими дифракционными пятнами одинаковые по величине можно удалять и внутренний снимок на расстояние x_2 .

Практика показала, что значительное отступление от перечисленных здесь границ для диаметра отверстий на диафрагме, расстояния между смежными отверстиями на ней и удаления внефокальных снимков от фокуса может заметно понизить точность измерения расстояний на внефокальных снимках.

Пример 7. Расчет диафрагмы и расстояния между снимками для заданного зеркала и расстояния от светящейся точки до зеркала.

Зеркало диаметром 200 мм и с фокусным расстоянием 2000 мм; исследуется при расстоянии в 30000 мм от светящейся точки до вершины зеркала. Прежде всего можно рассчитать диаметр 2ρ отверстий диафрагмы и расстояние l между отверстиями на ней.

По формуле (65)

$$2\rho \geq 0,002 F = 4 \text{ мм.}$$

По формуле (69)

$$l \geq 0,005 F = 10 \text{ мм.}$$

Если для нас достаточно исследовать зоны этого зеркала через 1 см. мы можем расположить отверстия по 4 различным отверстиям диафрагмы на расстоянии 20 мм один от другого. На 2-х взаимно перпендикулярных диаметрах можно взять отверстия одинаковых зон, например $r = 10, 30, 50, 70, 60$ мм, на двух других, образующих с первыми угол в 45° взять отверстия промежуточных зон $r = 20, 40, 60, 80$ и 100 мм. Можно было бы взять только два взаимно перпендикулярных диаметра и расположить отверстия на них через 1 см, но для нас выгоднее первая диафрагма, так как с ней можно приблизить снимки ближе к фокусу.

Теперь подсчитаем удаление внефокальных снимков от фокуса. Расстояние от вершины зеркала до фокуса приближенно подсчитываем по формуле

$$f = \frac{FS}{S-F} = 2143 \text{ мм.}$$

По формулам (70) расстояния внефокальных снимков от фокуса будут равны

$$x_1 = 109 \text{ мм.}$$

$$x_2 = 122 \text{ мм.}$$

Желая получить внефокальные снимки равноудаленные от фокуса, мы можем их отодвинуть оба на расстояние 122 мм. При этом размер снимка будет около $12,2 \times 12,2$ мм. Таким образом, даже при несколько больших по величине внефокальных пластинах, середина зеркала будет открыта, начиная с зоны $r = 20$ мм. При описанном устройстве зажима внефокальных пластинок их нельзя брать квадратной формы, и, быть может, зону $r = 20$ мм не удастся исследовать для обоих взаимно-перпендикулярных диаметров. Значение аргумента y , соответствующего внефокальным пластинам, удаленным на 122 мм от фокуса равно

$$y = \frac{2\pi \cdot 122 \cdot 4}{4,3 \cdot 10^{-4} \cdot 2143 \cdot 2021} = 0,16 \text{ для снимка внутреннего}$$

$$y = \frac{2\pi \cdot 122 \cdot 4}{4,3 \cdot 10^{-4} \cdot 2143 \cdot 2265} = 0,15 \text{ для снимка внешнего.}$$

В том и другом случае $y < \pi$. Таким образом, на обоих снимках получатся пятна весьма близкие по виду; размеры же пятна внешнего снимка будут больше внутреннего в $\frac{f+x_2}{f-x_1} = 1,12$ раз. Соответственно с этим интенсивность в каждой точке для внешнего снимка будет приблизительно в 1,25 раза меньше, чем для внутреннего и, принимая логарифмический закон, нужно при съемке внешнего снимка взять выдержку больше в 1,57 раза. Пятна на внешнем снимке будут менее резко ограничены и точность измерения может быть немного меньше, чем для внутреннего.

ПРИЛОЖЕНИЕ II.

Необходимая точность установки и измерения расстояний вдоль по оси при исследовании зеркал.

28. Точность установки светящейся точки на оси зеркала. В главе I мы несколько раз упоминали, что при определении продольного отклонения ошибки установки зеркала, светящейся точки и диафрагмы весьма легко получить исчезающе малыми по сравнению с ошибками измерения расстояний на внефокальных снимках. Разберем это подробнее прежде всего для случая установки светящейся точки на оси зеркала перед фотографированием.

Если светящаяся точка S находится на оси симметричной зеркальной поверхности, падающие лучи AS и BS , для точек A и B зеркала, удаленных от оси на одно и то же расстояние r , образуют с осью равные углы α (рис. 23). Отраженные от этих точек лучи AM и BM образуют с осью одинаковые углы β .

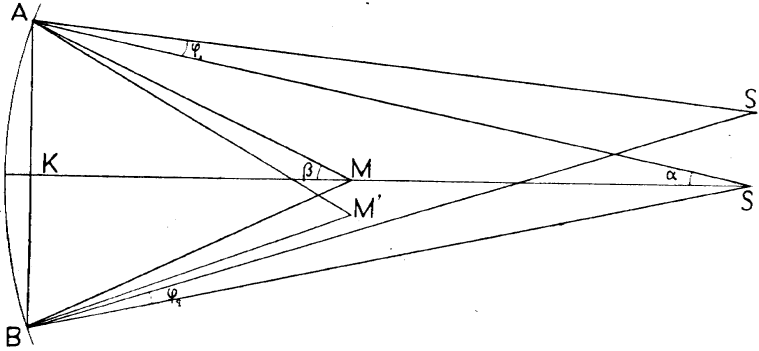


Рис. 23.

Если светящаяся точка смещена с оси на расстояние $S'S = d$ и находится в точке S' угол падения луча в точке A увеличится на угол φ_1 . Вместе с тем на ту же величину увеличится угол отраженного луча AM' с осью, и будет равен $\beta + \varphi_1$. Для точки же B угол падения и угол отраженного луча с осью уменьшится на угол φ_2 . Угол отраженного луча BM' с осью будет равен $\beta - \varphi_2$.

Методом Гарманна попрежнему будет определяться расстояние от внефокального снимка до точки пересечения M' лучей, отраженных от 2 симметричных точек A и B зоны r зеркала. При определении положения фокуса M зоны r будут получены неправильные результаты, если проекция точки M' на ось зеркала будет заметно не совпадать с точкой M .

Уравнение отраженного луча AM'

$$y = -x \operatorname{tg} (\beta + \varphi_1) + r \quad (71)$$

уравнение отраженного луча BM'

$$y = x \operatorname{tg} (\beta - \varphi_2) - r, \quad (72)$$

полагая начало координат в точке K , пересечения хорды AB с осью. Из уравнений (71) и (72) следует, что абсцисса точки M' пересечения этих прямых равна

$$x = \frac{2r}{\operatorname{tg} (\beta + \varphi_1) + \operatorname{tg} (\beta - \varphi_2)}. \quad (73)$$

Углы φ_1 и φ_2 мало отличаются один от другого. В самом деле, рассматривая рисунок 23 нетрудно получить, что

$$\varphi_1 = \alpha - \operatorname{arctg} \frac{r-d}{s}$$

$$\varphi_2 = \operatorname{arctg} \frac{r+d}{s} - \alpha$$

где

$$\alpha = \angle ASK \text{ и } s = \overline{KS}.$$

При бесконечно удаленном источнике света эти углы были бы равны между собой и равнялись бы угловому смещению θ светящейся точки при ее рассматривании из точки K , весьма близко расположенной к вершине зеркала.

Так как $\operatorname{tg} \alpha = \frac{r}{s}$, то

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_1 &= \frac{d}{s} - \frac{d}{s} \frac{r^2}{s^2} + \frac{r}{s} \frac{d^2}{s^2} - \dots \\ \operatorname{tg} \varphi_2 &= \frac{d}{s} - \frac{d}{s} \frac{r^2}{s^2} - \frac{r}{s} \frac{d^2}{s^2} - \dots \end{aligned} \right\} \quad (74)$$

Подставляя эти выражения в формулу (73) и ограничиваясь членами третьего порядка малости, получим

$$x = \frac{r}{\operatorname{tg} \beta + \left(\frac{r}{s} + \operatorname{tg} \beta \right) \frac{d^2}{s^2}} = f - f \frac{f}{F} \frac{d^2}{s^2} = f - f \frac{f}{F} \operatorname{tg}^2 \theta. \quad (75)$$

Здесь $f = KM$ и F расстояние от точки K до фокуса зоны r при бесконечно удаленной светящейся точке.

Неточная установка светящейся точки на оси не будет заметна, пока $f \frac{f}{F} \operatorname{tg}^2 \theta$ будет одного порядка с погрешностью определения положения фокуса зоны r , зависящей от неточного измерения расстояний на внефокальных снимках. Этот член не зависит от радиуса, вызовет одинаковое смещение фокусов всех зон зеркала и не изменит продольного отклонения. Принимая во внимание величины пятого порядка малости и выше, мы получили бы в формуле (75) члены, зависящие от радиуса зоны r и вызывающие изменение продольного отклонения. Величина их, во всяком случае, меньше $f \frac{f}{F} \operatorname{tg}^2 \theta$. Таким образом, ошибка при определении продольного

отклонения, зависящая от неправильной установки светящейся точки меньше $f \frac{f}{R} \operatorname{tg}^2 \theta$. Ошибка же от неточного измерения расстояний на внефокальных снимках равна $0,0011 F \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}}$ и не меньше, чем $0,0015 \frac{F}{R}$, где R радиус всего зеркала. Если мы хотим, чтобы первая ошибка была вполосину меньше второй, необходимо чтобы

$$\operatorname{tg}^2 \theta < 0,00075 \frac{F^2}{f^2} \frac{1}{R}.$$

При $R = 150$ мм. и f близком к F угловое смещение θ светящей точки должно быть

$$\theta < 8'$$

Заметим, что такое малое влияние погрешности центрировки зеркала на правильное определение продольного отклонения связано с одновременным исследованием для каждой зоны пары лучей, расположенных в одной меридианальной плоскости.

29. Точность установки диафрагмы. Определение продольной аберрации при одновременном исследовании пары симметричных лучей для каждой зоны позволяет не только предъявлять малые требования к центрировке зеркала, но и к установке диафрагмы на нем.

Предположим, что диафрагма смещена по отношению к вершине зеркала. Это может произойти или потому, что нам не удалось совместить ее центр с центром зеркального диска, или потому что при изготовлении зеркала мастером вершина симметричной зеркальной поверхности не совпала с центром зеркального диска. Пусть O вершина симметричной зеркальной поверхности, O_1 — ее проекция на диафрагму AB (рис. 24).

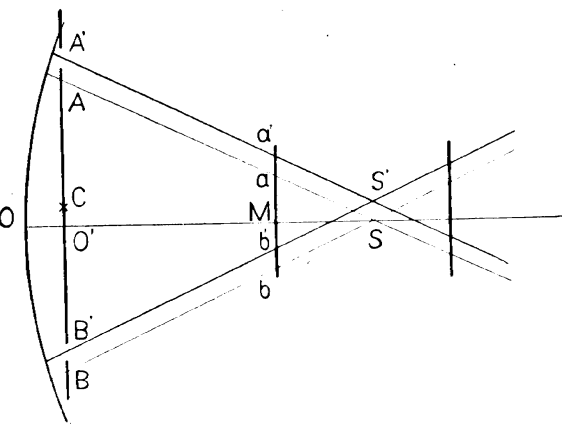


Рис. 24.

Две точки диафрагмы A и B расположены на равных расстояниях от O_1 и соответствуют одной и той же зоне r зеркала. Центр диафрагмы C смещен с оптической оси зеркала на расстояние $O_1C = \Delta r$. Точки A_1 и B_1 диафрагмы, расположенные на том же диаметре находятся на расстоянии r от центра диафрагмы и соответствуют зонам $r + \Delta r$ и $r - \Delta r$ зеркала. Лучи $A_1 S_1$ и $B_1 S_1$, отраженные от точек A_1 и B_1 зеркала пересекутся между собою в точке S_1 , расположенной в сторону от оптической оси.

Расстояние x_1' , определяемое при этом по формуле (1) не будет равно расстоянию $MS = x_1$ от внутреннего снимка I до точки пересечения лучей, отраженных от зоны r . В плоскости I , соответствующей внутреннему снимку, вместо расстояния $\overline{ab} = e_1$, которое было бы измерено при хорошей центровке диафрагмы, теперь будет измерено расстояние

$$e_1' = \overline{a_1 b_1} = \overline{Ma_1} + \overline{Mb_1}.$$

Из подобных треугольников $SO_1 A$ и $S Ma$ следует

$$\frac{e_1}{2} = \overline{Ma} = \frac{x_1}{f} r, \quad (76)$$

где f расстояние от диафрагмы до фокуса зоны r .

Тогда

$$\overline{Ma_1} = \frac{x_1 + \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_1 \Delta r}{f} r, \quad \overline{Mb_1} = \frac{x_1 - \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_2 \Delta r}{f} r$$

и

$$e_1' = \overline{a_1 b_1} = e_1 + \frac{r}{f} \left\{ \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_1 - \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_2 \right\} \Delta r. \quad (77)$$

Пользуясь при расчетах формулой (1) или вытекающей из нее формулой (76), вместо искомого x_1 , получим

$$x_1' = \frac{f e_1'}{2r} = x_1 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_1 - \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_2 \right\} \Delta r. \quad (78)$$

Если система симметрична, для оценки величины последнего члена можно считать

$$\left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_1 - \left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_2 = \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \Delta r.$$

Продольное отклонение большей части испытанных зеркал было приблизительно пропорционально квадрату отношения радиуса зоны к фокусному расстоянию зеркала и равно

$$k \frac{r^2}{f^2}.$$

Разность продольных отклонений в наших зеркалах не превышала 2 мм. при отношении радиуса зеркала к фокусному расстоянию порядка $\frac{1}{20}$

$$k < 800.$$

Поэтому последний член будет порядка

$$\frac{800}{f^2} (\Delta r)^2.$$

Таким образом, при исследовании поверхностей близких к поверхностям 2-го порядка значительные смещения центра диафрагмы очень мало

повлияют на величину продольного отклонения. В то же время ошибка неправильного положения вершины на зеркальном диске, допущенная мастером при работе, при такой обработке результатов не может быть подмечена.

30. Точность измерения расстояний вдоль по оси зеркала. Рассмотрим на нескольких примерах, какова должна быть точность измерения расстояний вдоль по оси зеркала, то-есть расстояния между внефокальными пластинками, расстояния от вершины зеркала до одной из пластинок и до светящейся точки.

Пример 8. Зеркало диаметром в 300 мм и с фокусным расстоянием $F=1500$ мм. При съемке на зеркало падает параллельный пучок лучей. Вдоль по оси должно быть измерено только одно расстояние между пластинками.

Продольная аберрация определится по формуле

$$\Delta F = (x_1 + x_2) \left\{ \left(\frac{e_1}{e_1 + e_2} \right)_r - \left(\frac{e_1}{e_1 + e_2} \right)_{r_0} \right\}.$$

Ошибка при определении ΔF , зависящая от погрешности $\Delta (x_1 + x_2)$ при измерении расстояния между пластинками равна

$$\frac{\partial (\Delta F)}{\partial (x_1 + x_2)} \cdot \Delta (x_1 + x_2) = \frac{\Delta F}{x_1 + x_2} \Delta (x_1 + x_2) = \frac{\Delta (x_1 + x_2)}{x_1 + x_2} \Delta F.$$

Погрешность Δ от неточного измерения расстояний на внефокальных снимках равна

$$\Delta = 0,0011 \cdot F \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r_0^2}} > 0,0015 \frac{F}{R}.$$

Если мы хотим, чтобы ошибка от неточного измерения расстояний между пластинками была вполонину меньше последней ошибки достаточно, чтобы ошибка $\Delta (x_1 + x_2)$

$$\Delta (x_1 + x_2) < 0,00075 \frac{F}{R} \cdot \frac{x_1 + x_2}{\Delta F}$$

или при $\Delta F \leq 1$ мм и расстояний между пластинками $x_1 + x_2 = 300$ мм

$$\Delta (x_1 + x_2) \leq 2 \text{ мм.}$$

С такой малой точностью можно измерять расстояние $x_1 + x_2$ только в том случае, если определяется продольная аберрация, а не положение фокуса каждой зоны в пространстве.

Отсюда следует, между прочим, что нет необходимости предъявлять высокие требования к параллельности внефокальных снимков.

Пример 9. Допустим, что то же самое зеркало снято при расстоянии в 30000 мм от вершины зеркала до источника света. Расстояние между пластинками при съемке — 300 мм.

В этом случае продольное отклонение будет определяться по формуле (1), а продольная абберация по формуле

$$\Delta F = \frac{F^2}{f^2} \Delta f - \frac{F}{2fs} (r^2 - r_0^2).$$

Принимая во внимание предыдущий пример, получим что ошибка, при определении продольной абберации, зависящая от неточного измерения расстояний между пластинками, равна

$$\frac{\Delta(x_1 + x_2)}{x_1 + x_2} \Delta f \frac{F^2}{f^2} = \frac{\Delta(x_1 + x_2)}{x_1 + x_2} \left\{ \Delta F + \frac{F}{2fs} (r^2 - r_0^2) \right\}$$

В нашем случае $f = 1579$.

Полагая, что наибольшего значения в 1 мм абберация достигает между крайней и центральной зоной, получим определяемую ошибку равной

$$\frac{\Delta(x_1 + x_2)}{220}.$$

Если по прежнему будем добиваться, чтобы она была меньше $0,00075 \frac{F}{R}$, ошибка $\Delta(x_1 + x_2)$ при измерении расстояния между пластинками должна быть

$$\Delta(x_1 + x_2) < 1,6 \text{ мм.}$$

При первом взгляде на формулу (14) для перехода в этом случае от продольного отклонения к продольной абберации видно, что расстояния от вершины зеркала до светящейся точки и до внефокальной пластинки могут быть измерены с очень малой точностью.

В самом деле, формулу (14) можно привести к виду

$$\Delta F = \frac{s^2}{(f+s)^2} \Delta f - \frac{1}{2(f+s)} r^2.$$

Откуда следует:

$$\frac{\partial \Delta F}{\partial s} = \frac{1}{(s+f)^2} \left\{ 2F \Delta f + \frac{r^2}{2} \right\} \text{ и } \frac{\partial \Delta F}{\partial f} = \frac{1}{(s+f)^2} \left\{ \frac{r^2}{2} - 2s \frac{F}{f} \Delta f \right\}.$$

Для рассматриваемого зеркала

$$\frac{\partial \Delta F}{\partial s} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ и } \frac{\partial \Delta F}{\partial f} = -6,6 \cdot 10^{-5}$$

Чтобы эти ошибки также были вполонину меньше ошибки измерения внефокальных снимков, необходимо чтобы

$$1,5 \cdot 10^{-5} \Delta s < 0,00075 \frac{F}{R} \text{ и } 6,6 \cdot 10^{-5} \Delta f = 6,6 \cdot 10^{-5} \Delta(f - x_1) < 0,00075 \frac{F}{R},$$

то-есть расстояние от вершины зеркала до светящейся точки можно измерять с точностью порядка 500 мм, а расстояние от вершины зеркала до внефокального снимка с точностью порядка 100 мм.

Мы устанавливали приблизительно в тех же условиях светящуюся точку на линии, соединяющей центр зеркала с изображением с точностью до $1',5-2'$, совмещали центр диафрагмы с центром зеркального диска с точностью до 1 мм, устанавливали внефокальные пластинки параллельно друг другу с точностью до нескольких минут и измеряли расстояния между пластинкам с точностью до 0,1—0,2 мм от вершины зеркала до внефокального снимка с точностью до 2—3 мм и от вершины зеркала до светящейся точки с точностью в 2—3 см. Таким образом, мы не только достигали необходимой точности, но нередко превышали ее.

Contrôle des miroirs paraboliques par la méthode de Hartmann.

Sommaire. La méthode employée était celle de Hartmann. On déterminait expérimentalement l'aberration sphérique longitudinale des miroirs pour une distance finie de la source lumineuse, et on calculait l'aberration que ces miroirs auraient eu pour un faisceau incident parallèle. On en déduisait l'écart entre la forme des miroirs examinés et celle d'un paraboloïde spécial, dit paraboloïde le plus approché. La qualité de l'image, plus exactement son intensité au centre, était caractérisée par l'amplitude maximum des écarts. Les courbes représentatives de ces écarts en fonction des demi-diamètres de la zone correspondante donnent un moyen rapide pour la correction des miroirs.

On a contrôlé et corrigé de la sorte une série de 10 miroirs taillés aux ateliers de l'Institut d'Optique de Leningrad par A. Chikine.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

	СТР.
Содержание работы	1
Введение	1
Глава I. Определение продольной аберрации.	
1. Продольное отклонение	6
2. Переход от продольного отклонения к продольной аберрации	8
3. Описание установки	10
4. Диффракционные пятна на внефокальных снимках и измерение расстояний между ними	13
5. Фотографирование и измерение расстояний по оси зеркала	16
6. Точность определения продольной аберрации	18
7. Вычисление продольной аберрации	20
Глава II. Отклонение зеркальной поверхности от параболоида.	
8. Переход от продольной аберрации к волновой и к отклонениям зеркальной поверхности от параболоида	23
9. Вычисление отклонений зеркальной поверхности от параболоида	26
10. Оценка качества изображения	28
11. Ближайший к зеркалу параболоид	30
12. Наибольшее отклонение от ближайшего параболоида, как постоянная для оценки качества зеркал	33
13. Точность определения отклонений зеркальной поверхности от параболоида	35
Глава III. Исследование зеркал, изготовленных в мастерской Оптического Института А. А. Чижиным.	
14. Испытание зеркал методом Фуко по теневому рельефу	36
15. " " " " по зонам	39
16. " " " " с параллельным пучком света	42
17. Количественное испытание зеркал методом Гартманна	43
18. Отклонение зеркальных поверхностей от параболоида для некоторых зеркал с исследованной продольной аберрацией	47
19. Исправление зеркала № 4 и проверка формулы перехода от продольного отклонения к продольной аберрации	51
20. Исправление зеркала № 12	52
21. Зеркала № 3 и 7 после исправления и зеркало № 15	54
Закключение	54

Приложение I. Диффракционные пятна на внефокальных снимках.

22. Диффракция от круглого отверстия вне фокуса оптической системы . . .	56
23. Изменение диффракционных пятен на внефокальных снимках по мере удаления от фокуса	59
24. Наиболее выгодный для измерения вид диффракционных пятен	64
25. Диаметр отверстий на диафрагме и диаметр светящейся точки	66
26. Искажение диффракционных пятен взаимной интерференцией	67
27. Расстояние между отверстиями на диафрагме и расстояние внефокальных снимков от фокуса	68

Приложение II. Необходимая точность установки и измерения расстояний вдоль по оси при исследовании зеркала.

28. Точность установки светящейся точки на оси зеркала	71
29. " " диафрагмы	73
30. " измерения расстояний вдоль по оси зеркала	75