

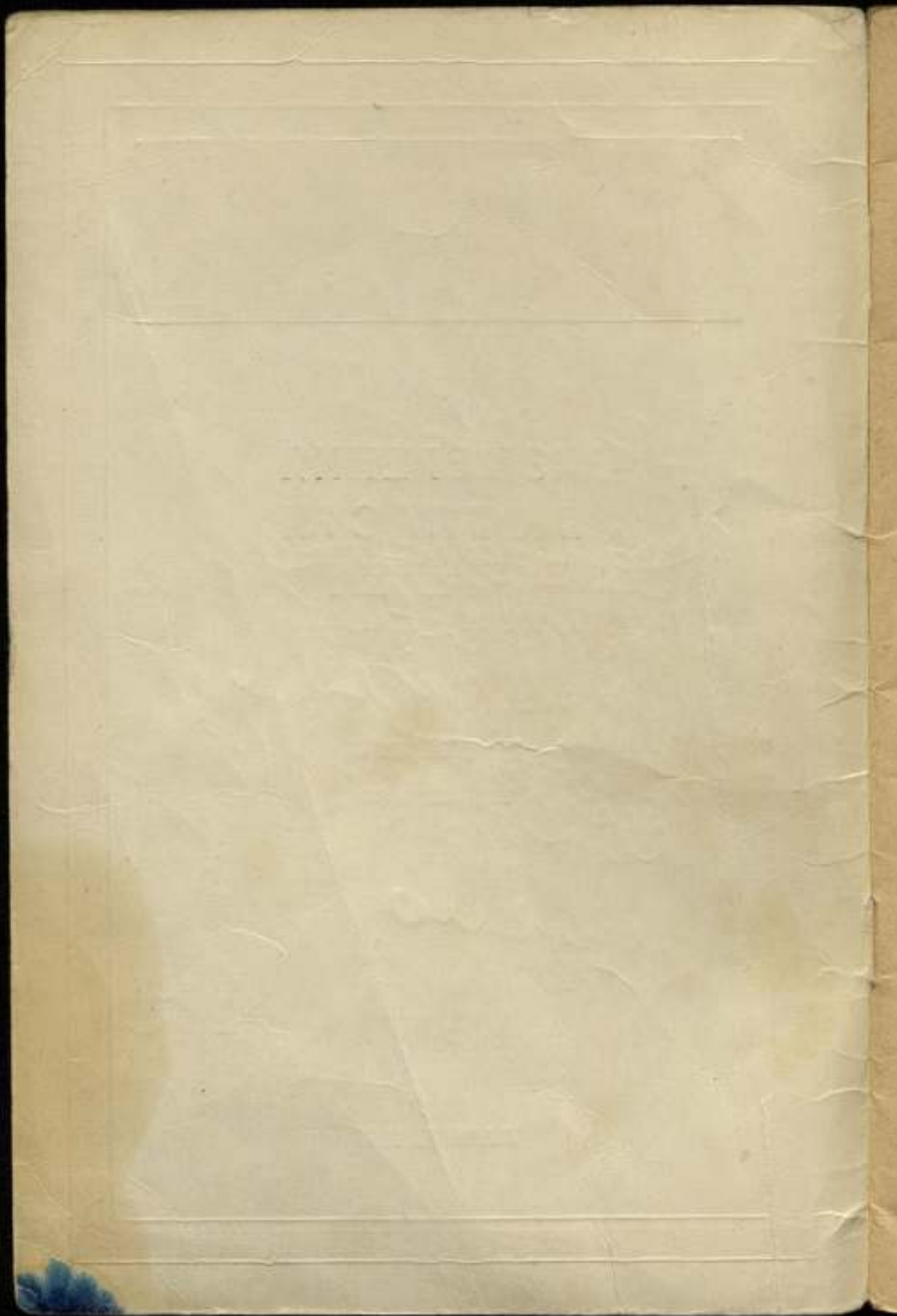
КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д.И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИЗМЕРЕНИЯ В ОБЛАСТИ ОПТИКИ

ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 16 (76)

МАШГИЗ 1951



КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ имени Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИЗМЕРЕНИЯ В ОБЛАСТИ ОПТИКИ

ТРУДЫ ВНИИМ

вып. 16 (76)

Под редакцией канд. техн. наук М. П. ПАВЛОВА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1951 ЛЕНИНГРАД

ш 10584

В сборнике помещены статьи, относящиеся к разработке методов или средств, обеспечивающих точные измерения в области оптики.

Сборник может представлять интерес для инженерно-технических и научных работников, а также для студентов вузов.

Редактор проф. *М. Ф. Романова*

ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ МАШГИЗА
Редакция литературы по машиностроению
Зав. редакцией инж. *Ф. И. Фетисов*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник содержит ряд статей, относящихся в основном к различным измерениям в области оптики. Работы выполнены в 1949—1950 гг. во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии имени Д. И. Менделеева.

В статье М. Ф. Романовой, Е. А. Волковой и Л. К. Каяк „Сравнение длины государственного эталона метра с длиной волны красной линии кадмия“ приведены данные последнего сравнения длины государственного эталона метра с длиной волны красной линии кадмия. Сопоставление результатов этих измерений и измерений, проведенных во ВНИИМ в 1940—1941 гг., показывает, что государственный эталон метра не изменил свою длину за военные годы.

В статье Г. И. Стракуи „Требования к оптическим системам, фотографирующим интерференционную картину, и основание расчета нового зеркально-линзового объектива“ дается описание конструкции нового светосильного высококачественного объектива, предназначенного для особо точных измерений в области интерферометрии.

В статье Л. И. Крамп, Н. П. Кузнецова и Б. А. Остроумова „Установка для исследований в инфракрасной области спектра“ описан монохроматор для работ в инфракрасной области спектра (системы Б. А. Остроумова) и опыт работы с ним.

В статье Е. А. Волковой и Н. П. Милютиной „Метод исследования лимба гониометра“ изложен опыт применения способов, разработанных для поверки геодезических угломерных инструментов к исследованию лимба гониометра.

В статье В. А. Коридорф „К вопросу об измерении оптической плотности почернений“ описаны установка и метод измерения, устраняющие систематические ошибки при определении оптической плотности.

М. Ф. РОМАНОВА, Е. А. ВОЛКОВА, Л. К. КАЯК

СРАВНЕНИЕ ДЛИНЫ ГОСУДАРСТВЕННОГО ЭТАЛОНА МЕТРА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ КРАСНОЙ ЛИНИИ КАДМИЯ

Сравнение длины государственного эталона метра с длиной волны красной линии кадмия состоит из двух частей: 1) измерение длины метровой плоскопараллельной концевой меры на интерференционной установке и 2) сравнение длины метровой концевой меры с длиной государственного эталона метра на универсальном компараторе.

Основной частью интерференционной установки, описанной в статье М. Ф. Романовой и А. И. Карташева „Исследование интерференционной установки для воспроизведения метра в длинах световых волн“ [1], является большой горизонтальный интерферометр. Измерение длины на этом интерферометре основывается на сравнении длины измеряемой плоскопараллельной концевой меры с длиной трубчатого эталона, путем наблюдения интерференционных полос переналожения.

Трубчатый эталон представляет собой стальную трубу с внутренним диаметром, равным 50 мм. Торцевые поверхности трубы подогнаны таким образом, что зеркальные поверхности притертых к ним стеклянных пластинок отклоняются от параллельности не более, чем на 0,1 мк.

Длина трубчатого эталона измеряется путем фотографирования интерференционных колец равного наклона в свете ряда линий криптона и красной линии кадмия.

1. Измерение длины трубчатого эталона

В качестве источника света применялась кадмиевая лампа с накаливаемым катодом, изготовленная на заводе „Эталон“, питаемая переменным током в 1,5 а при 110 в напряжения в сети лампы. Лампа была предварительно исследована в отношении видимости интерференционных полос¹.

Микрофотометрирование фотоснимков интерференционных колец, полученных с помощью трубчатого эталона, имеющего длину 100 мм, и зеркала с коэффициентом отражения $r = 92\%$, показало, что в этих

¹ Исследование производила О. Ю. Шошина.

условиях отношение минимума интенсивности к максимуму было равно 0,20. Таким образом лампа удовлетворяла условиям спецификации, предлагаемой ВНИИМ [2]. В качестве вспомогательных линий при установлении целого числа порядка интерференции применялись линии криптона, излучаемые криптоновой разрядной трубкой (изготовленной на заводе „Эталон“), питаемой выпрямленным током в 20 ма при напряжении в 1000 в.

При измерении длины трубчатого эталона были получены сначала две спектрограммы при условиях, приведенных в табл. 1.

Таблица 1
Условия получения спектрограмм

№ снимка	Источник света	Температура трубчатого эталона	Давление воздуха в мм рт. ст.	Влажность воздуха в мм рт. ст.
1	Криптона	21,160°C	760,2	9,8
2	Кадмия	21,280°C	760,3	9,6

После измерения диаметров интерференционных колец (от 3 до 5 колец) были подсчитаны дробные части ϵ порядка интерференции по формуле

$$\epsilon = \frac{l_0 R_p^2}{f^2 \lambda} - (p - 1),$$

где l_0 — длина трубчатого эталона;

R_p — радиус p -го кольца;

f — фокусное расстояние объектива фотокамеры;

λ — длина волны спектральной линии.

Полученные дробные части были приведены к нормальным условиям $t = 20^\circ \text{C}$, $H = 760$ мм рт. ст., $e = 10$ мм рт. ст. по формуле:

$$\Delta \lambda = (-0,361 \Delta H + 0,938 \Delta t + 0,054 e) l \cdot 10^{-6},$$

где $\Delta H = H - 760$, $\Delta t = t - 20$ и $\Delta e = e - 10$.

Для приведения длины эталона к температуре 20°C учитывалось его температурное удлинение, причем на основании ранее проведенных измерений [1] его температурный коэффициент полагался равным $11,0 \cdot 10^{-6}$. Поправочные члены, разделенные на полуволну спектральной линии, выраженную в микронах, с соответствующими знаками были добавлены к наблюдаемым дробным частям.

В первой строке табл. 2 приведены дробные части (N), полученные при измерении, во второй строке дробные части (N'), приведенные указанным выше способом к нормальным условиям. Для удобства сопоставления дробных частей при двух снимках дробные части для красной линии кадмия приведены к нулю (N''). Для этой цели дробные части каждой спектральной линии уменьшали на величину

$$\Delta \epsilon = \epsilon_{6438} \frac{0,6438}{\lambda}.$$

Таблица 2

Значение дробных частей ϵ

Значения ϵ	λ					
	0,6438	0,6456	0,6479	0,6542	0,6606	0,4800
H	0,829	0,094	0,144	0,770	0,601	0,864
H'	0,787	0,473	0,975	0,570	0,484	0,444
H''	0,000	0,688	0,078	0,660	0,488	0,890
B	0,000	0,605	0,051	0,650	0,476	0,716

В последнем столбце таблицы 2 приведены дробные части, вычисленные для случая $l = 100,001$ м.м и приведенные к нулю для красной линии кадмия. Сопоставляя две последние строки таблицы, мы можем заметить, что вычисленные значения B и исправленные наблюдаемые значения H'' хорошо совпадают. Это показывает, что длина эталона при нормальных условиях равна

$$l_{20} = 100,001 + 0,787 \cdot 0,3219 \cdot 10^{-3} = 100,001161 \text{ м.м.}$$

В дальнейших измерениях уточнялись только сотые и тысячные доли микрона в значении длины трубчатого эталона l . Для этого было достаточно измерять на фотоснимках диаметры колец только для одной красной линии кадмия или желто-зеленой линии криптона. При подсчетах дробных частей из формул исключалась величина фокусного расстояния объектива f фотокамеры и дробная часть ϵ подсчитывалась по формуле:

$$\epsilon = \frac{\sigma \sum R^2 - sp}{pp - s \sum R^2},$$

где p — наибольший порядковый номер интерференционного кольца;

$$\sigma = 1^2 + 2^2 + \dots + (p-1)^2; \quad \sum R^2 = R_1^2 + R_2^2 + \dots + R_p^2;$$

$$s = 1 + 2 + \dots + (p-1); \quad p = R_2^2 + 2R_3^2 + \dots + (p-1)R_p^2.$$

В мае 1949 г. было произведено пять определений дробной части ϵ и вычислена длина трубчатого эталона. В сентябре эти измерения были повторены. При этих измерениях выяснилось, что длина трубчатого эталона не меняется. Для установления точного значения длины трубчатого эталона и его температурного коэффициента удлинения была произведена обработка всех результатов совокупных измерений (табл. 3).

Обработывая измерения по способу наименьших квадратов, получили следующие отклонения длины трубчатого эталона

$$\Delta l_{20} = +1,173 \text{ мк.}$$

с вероятной погрешностью результата измерения

$$R_l = \pm 0,003 \text{ мк.}$$

Таблица 3

Результаты измерения длины трубчатого эталона

Температура измерения °С	Отклонения длины трубчатого эталона от номинального значения, приведенные к температуре 20°С (полагая $\alpha = 11,0 \cdot 10^{-6} \text{ мк}^{-1}$)	Температура измерения °С	Отклонения длины трубчатого эталона от номинального значения, приведенные к температуре 20°С (полагая $\alpha = 11,0 \cdot 10^{-6} \text{ мк}^{-1}$)
21,359	1,189	20,604	1,150
20,706	1,182	20,845	1,149
20,758	1,157	20,839	1,163
19,436	1,185	19,239	1,175
21,280	1,159	19,039	1,183

Средний температурный коэффициент удлинения получен равным

$$\alpha = 10,90 \cdot 10^{-6},$$

с вероятной погрешностью результата

$$R_{\alpha} = \pm 0,05 \cdot 10^{-6}.$$

Погрешность измерения длины трубчатого эталона оказалась в два раза меньше, чем в 1948 г., благодаря чему соответственно увеличилась точность измерения длины плоскопараллельных концевых мер на большом горизонтальном интерферометре.

2. Измерение метровой плоскопараллельной концевой меры на большом горизонтальном интерферометре

Измерение метровой концевой меры № 1 производилось путем наблюдения полос переналожения [1] при длительных выдержках мер при различных температурах с мая по октябрь 1949 г.

Полагая изменение толщины притирочного слоя незначительным, мы можем все измерения обработать одновременно, рассматривая их как совокупные измерения (табл. 4).

Таблица 4

Результаты сравнения длины трубчатого эталона с метровой концевой мерой

Температура измерения °С	Разность между 10-кратной длиной трубчатого эталона и длиной метровой концевой меры $(10 I - L)$ в мк	Температура измерения °С	Разность между 10-кратной длиной трубчатого эталона и длиной метровой концевой меры $(10 I - L)$ в мк
19,278	13,25	23,238	14,08
19,461	13,66	22,466	13,76
23,256	14,06	22,406	14,16
23,273	13,98	19,435	13,44
23,275	14,01	19,677	13,21

Обработывая эти совокупные измерения по способу наименьших квадратов, получаем:

$$(10I - L)_{20} = + 13,46 \text{ мк},$$

с вероятной погрешностью результата

$$R = \pm 0,03 \text{ мк},$$

$$(\alpha_I - \alpha_L) = + 0,18 \cdot 10^{-6},$$

с вероятной погрешностью результата

$$R = \pm 0,02 \cdot 10^6.$$

Отсюда

$$\Delta L_{20} = -1,73 \text{ мк}$$

и

$$R_L = \pm 0,04 \text{ мк},$$

следовательно,

$$L_{20} = 1 \text{ м} - 1,73 \text{ мк} \pm 0,04 \text{ мк}. \quad (1)$$

Средний температурный коэффициент линейного удлинения метровой меры № 1 при 20° С равен

$$\alpha_{20} = (10,90 - 0,18) 10^{-6} = 10,72 \cdot 10^{-6}, \quad (2)$$

с вероятной погрешностью результата

$$R_{\alpha} = \pm 0,06 \cdot 10^{-6}.$$

3. Измерение длины плоскопараллельной метровой концевой меры сличением с государственными и рабочими эталонами длины

Сличения концевой меры с эталонами длины производились при помощи „боковичков“, так как исследования лаборатории мер длины ВНИИМ, производившиеся в 1933—1940 гг. показали, что при сличении штриховых и концевых мер наиболее точные результаты дает именно этот компараторный метод их сличения. При этом боковички притираются к концевой мере и превращают ее в меру штриховую. В применявшийся ранее метод боковичков лабораторией был внесен ряд существенных изменений.

Анализ компараторных методов сличения штриховых и концевых мер показал, что наибольшую величину при сличении имеют погрешности, возникающие из-за перекоса концевых мер и притираемых к ним боковичков (порядка $\pm 0,2 \text{ мк}$), а также погрешности температурного характера (порядка $\pm 0,8 \text{ мк}$). Температурные погрешности особенно велики, так как стальная концевая мера не может быть помещена в воду и сличение ее на компараторе производится в воздушной среде.

При проведении работ 1948—1949 гг. мы ставили своей задачей не только определение длины концевой меры, но и повышение точности принятого нами метода боковичков, в первую очередь за счет уменьшения влияния именно этих погрешностей измерений. Возможность успешного решения такой задачи обеспечивалась выполненными в 1947—1948 гг. работами по усовершенствованию одномерного универсального компаратора.

Измерение температуры сличаемых на компараторе мер производилось дифференциальными медно-константановыми термопарами. Один спай каждой термопары закреплялся при помощи зажима на мере, а другой находился в термостате, температура которого измерялась двумя образцовыми ртутными термометрами первого разряда. На каждой мере во время сличения закреплялось по 2—3 термопары и за окончательный результат мы брали среднее из показаний этих термопар.

Мы считаем, что благодаря применению дифференциальных термопар температура сличаемых мер определялась с погрешностью не более $\pm 0,01^\circ \text{C}$.

При измерении на компараторе в каждом приеме производился поворот осветителей микроскопов на 180° . Благодаря этому симметрично изменялось направление пучка, освещающего наблюдаемые штрихи. Систематические погрешности, вызываемые неправильным освещением штрихов в среднем из двух полуприемов, исключались.

Длина концевой меры определяется длиной перпендикуляра, опущенного из середины одной измерительной плоскости на другую. Измеряя же длину концевой меры на компараторе, мы при наличии перекосов будем измерять несколько большее расстояние между штрихами боковичков, а не длину этого перпендикуляра.

Для исключения погрешностей, возникающих из-за перекоса концевой меры и притертых к ней боковичков, нами предложен новый способ притирки боковичков и контроля правильности их положения.

Притирку боковичков к концевой мере при сличении в 1949 г. мы производили на столе линейной измерительной (делительной) машины. Концевая мера устанавливалась так, чтобы ее измерительные плоскости были перпендикулярны оси ходового винта машины, т. е. направлению перемещения стола. Установка меры и контроль за ее положением осуществлялись с высокой степенью точности при помощи автоколлимации. После установки меры производилась притирка боковичков так, чтобы их ориентировочные штрихи находились на одной прямой, параллельной оси ходового винта. Правильность положения боковичков проверялась при помощи микроскопа машины.

Результаты проведенных уже измерений подтвердили правильность предложенного нами способа контроля притирки боковичков.

Сличение концевой меры № 1 с эталонами длины в 1948—1949 гг. производилось трижды. В декабре 1948 г. и январе 1949 г. мера № 1 была сличена с эталоном — копией платино-иридиевым ме-

тром М20°. В январе и феврале месяцах 1949 г. мера № 1 была сличена с рабочим эталоном — метром R86¹.

В ноябре—декабре 1949 г. мера № 1 была сличена непосредственно с основным государственным эталоном длины — платино-иридиевым метром № 28. Сличения производились на однометровом универсальном компараторе, в воздушной среде, при комнатной температуре.

Во время сличений, между отдельными сериями приемов, сличаемые меры перекладывались на 180°, заново производилась притирка боковичков. Часть серий измерений производилась при положении концевой меры „гравировка сверху“, а другая часть — при положении концевой меры „гравировка снизу“.

Опоры у меры № 1 установлены были в точках, рассчитанных Н. Я. Бесценным [4]. Мера № 1 на опорах лежала плашмя. Температура сличаемых мер измерялась дифференциальными термомпарами по три термомпары на каждой мере. Отсчеты по шкале гальванометра производились одновременно с отсчетами по микроскопам компаратора при обоих положениях переключателя. Отсчеты по термометрам термостата производились дважды: до начала измерений и после окончания их. После каждого полуприема осветители микроскопов компаратора поворачивались на 180°.

1948 г. было проведено также и определение температурного коэффициента удлинения концевой меры. Это определение производилось на однометровом компараторе относительным методом, сличением с инварным метром М318. Наблюдения удалось произвести только в интервале температур от +17,5° до +22° С в пяти температурных точках. Всего было произведено 22 приема измерений.

Малый температурный промежуток не позволил определить величину квадратичного члена коэффициента и мы ограничились определением лишь первого члена, оказавшегося равным

$$\alpha_{20} = (10,58 \pm 0,05) \cdot 10^{-6}. \quad (3)$$

Сличения меры № 1 с эталонами длины дали следующие результаты.

При сличении с метром М20°, принимая для метра М20° новое его уравнение, длина меры оказалась равной

$$L_{20^{\circ}} = 1 \text{ м} - 1,5 \text{ мк} \pm 0,2 \text{ мк}.$$

При сличении с рабочим эталоном — метром R86 в среднем из 129 приемов измерений при разных положениях мер и повторных притирках было получено

$$L_{20^{\circ}} = 1 \text{ м} - 1,67 \text{ мк} \pm 0,06 \text{ мк}.$$

Наибольший интерес представляют результаты сличения меры № 1 с основным эталоном длины — метром № 28. При этом сличении было произведено 35 приемов измерений при различных положениях мер и разных температурах от +19° до +20,5° С.

¹ Измерения производил аспирант МГИМИП П. С. Романов.

В результате этих измерений, принимая при вычислении значение температурного коэффициента из уравнения (3), было получено следующее значение длины меры.

$$L_{20^{\circ}} = 1 \text{ м} - 1,83 \text{ мк} \pm 0,09 \text{ мк}.$$

Совместная же обработка результатов всех 35 приемов измерений с вычислением соответствующего температурного коэффициента меры № 1 привела к следующему значению длины меры № 1

$$L_{20^{\circ}} = 1 \text{ м} - 1,59 \text{ мк} \pm 0,09 \text{ мк}.$$

Для того чтобы получить значение длины меры № 1 независимо от погрешностей ее температурного коэффициента, нами были отдельно обработаны результаты четырех приемов измерений, температура которых наиболее близка к $+20^{\circ}\text{C}$.

Длина меры № 1 при средней температуре на несколько сотых градуса ниже $+20^{\circ}\text{C}$ оказалась равной

$$L_{20^{\circ}} = 1 \text{ м} - 2,0 \text{ мк}.$$

В табл. 5 приводятся результаты всех трех сличений меры № 1 с эталонами длины.

Таблица 5

Результаты сличения меры № 1 с эталонами длины

Дата сличения	С каким эталоном производилось сличение	Действительная длина меры № 1 при $t = 20^{\circ}\text{C}$
ХII 1948	M20°	1 м - 1,5 мк
I-II 1949	R86°	1 м - 1,67 мк
		1 м - 1,83 мк
XI-XII 1949	№ 28	1 м - 1,59 мк
		1 м - 2,0 мк

Взяв среднее из вычисленных по результатам сличения с метром № 28 значений получаем:

$$L_{20^{\circ}} = 1 \text{ м} - 1,81 \text{ мк} \pm 0,1 \text{ мк}. \quad (4)$$

4. Сопоставление результатов интерференционных измерений концевой меры с измерениями на универсальном компараторе

Таким образом, длина метровой меры $L_{20^{\circ}}$, полученная интерференционным методом, путем сравнения с длиной волны красной линии кадмия [1], больше длины $L_{20^{\circ}}$, полученной при сравнении с длиной государственного эталона метра [4] на $+0,08$ мк.

При сравнениях длины волны красной линии кадмия с длиной метра, произведенных в оптической лаборатории ВНИИМ в 1940—1941 гг. [5] было получено для красной линии кадмия в нормальном воздухе значение $0,64384688$ мк, вместо установленного $0,64384696$ мк.

Отсюда следует, что длина метровой концевой меры, измеренная в длинах волны, была и в этом случае больше длины, полученной при сравнении концевой меры с государственным эталоном метра, на $+ 0,14 \text{ мк}$.

Полученное изменение в $0,06 \text{ мк}$ лежит в пределах точности измерения и показывает, что за истекшие 8 лет, из которых 5 лет падает на военное время, длина государственного эталона метра не изменилась.

Значение длины волны красной линии кадмия из измерений 1949 г. равно

$$\lambda_{\text{кр}} = 0,64384696 \left(1 - \frac{0,08}{10^6} \right) = 0,64384691 \text{ мк}.$$

Наши измерения следует рассматривать как начало новой серии работ, имеющих целью, с одной стороны, получение наибольшей возможной для данного момента точности при интерференционных измерениях длины плоскопараллельной концевой меры и, с другой стороны, наблюдение за неизменностью государственного эталона метра и вновь создаваемых штрихо-концевых эталонов сравнения с возможно более узкими штрихами.

Эти измерения будут представлять собой не измерение длины волны красной линии кадмия в долях метра, но сравнение как концевой, так и штриховой меры с длиной метра, выраженной в длинах световых волн, которую можно было бы в дальнейшем назвать для краткости „световым метром“.

5. Выводы

1. Проведенные измерения указывают на удовлетворительное состояние примененных при измерениях длины установок и показывают, что длина метра может воспроизводиться указанным способом достаточно быстро и точно в длинах волны красной линии кадмия.

2. Большой горизонтальный интерферометр, разработанный метод интерференционных измерений и компараторный метод сличения штриховых и концевых мер обеспечивают практическую возможность применения световой волны в качестве единицы длины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Романова М. Ф. и Карташев А. И., Исследования интерференционной установки для воспроизведения метра в длинах световых волн, Труды ВНИИМ, вып. 7 (67), 1949, стр. 23.

2. Романова М. Ф., Значение длины волны красной линии кадмия и стандартные условия ее воспроизведения, Труды ВНИИМ, вып. 7 (67) 1949, стр. 17.

3. Баринков В. А., Современное состояние эталонов длины и методы точного измерения длины, Изд. ВНИИМ, 1941.

4. Бесценный Н. Я., К вопросу об измерении плоскопараллельных концевых мер, длиной в 1 м, на компараторе для штриховых мер, Труды ВНИИМ 22 (38), 1939.

5. Романова М. Ф., Вардих Г. В., Карташев А. И., Батарчукова Н. Р. Сравнение длины волны красной линии кадмия с длиной прототипа метра, Доклады АН СССР*, т. 37, № 2, 1942.

**ТРЕБОВАНИЯ К ОПТИЧЕСКИМ СИСТЕМАМ,
ФОТОГРАФИРУЮЩИМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КОЛЬЦА
РАВНОГО НАКЛОНА, И ОСНОВАНИЯ РАСЧЕТА СИСТЕМЫ,
УДОВЛЕТВОРЯЮЩЕЙ ЭТИМ ТРЕБОВАНИЯМ**

Одной из работ оптической лаборатории ВНИИМ, направленной на повышение точности и расширение пределов точных интерференционных измерений длины, является работа по исследованию влияния aberrаций объективов, фотографирующих интерференционную картину, на распределение освещенности в изображениях колец равного наклона [1]. В результате исследования, произведенного с применением в качестве источников света ртутной и кадмиевой ламп с накалированными электродами, а в качестве интерферометра эталона типа Фабри и Перо, было установлено, что aberrации фотографирующей оптической системы могут существенно повлиять на распределение освещенности в изображении интерференционных максимумов и тем самым не только исказить контур линии, но и внести дополнительное расширение в изображения максимумов.

В связи с этим экспериментально установленным фактом возник вопрос об условиях, которым должны удовлетворять оптические системы, применяемые для фотографирования, и о конструкции систем, которые при заданном качестве изображения обладали бы достаточно высокими оптическими характеристиками (относительное отверстие и поле зрения) при значительном фокусном расстоянии.

Необходимость в создании высококачественных систем, значительно более светосильных, чем существующие ($\frac{D}{f} \approx 1:15$), возникла в связи с разработкой и исследованием новых источников света, излучающих весьма узкие, не имеющие сверхтонкой структуры спектральные линии. В этих условиях качество фотографирующей оптической системы приобретает особое значение, а увеличение светосилы их позволит уменьшить экспозицию при фотографировании интерференционной картины и тем самым уменьшить внешние помехи (вибрации установки, изменение температуры и давления воздуха и др.), влияющие на достоверность результатов исследования. Замена

оптических систем с малым относительным отверстием ($\frac{D}{F} = 1:15$), обеспечивающих в большинстве случаев требуемое качество изображения, более светосильными системами является особенно важной в тех интерферометрических исследованиях, где применяются источники света слабой интенсивности.

Из установленной в результате исследования [1] зависимости изменений в изображении интерференционных максимумов от аберраций систем, применяемых в интересующих нас случаях, следует, что остаточные монохроматические аберрации таких систем не должны превышать 0,1 волны в плоскости наилучшего изображения. Выполнение этого требования в сочетании с требованием возможно большей светосилы и сравнительно большого фокусного расстояния должно обеспечить высокое качество изображения интерференционных максимумов.

Дополнительно к основному требованию в отношении коррекции нами были поставлены еще два условия:

- 1) исправление хроматических аберраций должно быть наиболее полным;
- 2) отступления поверхности изображения от плоскости не должны превышать 0,02—0,03 м.м.

При выполнении первого из этих условий качество изображения интерференционных максимумов будет оставаться неизменным при работе в достаточно широком диапазоне длин волн.

Выполнение второго условия устранит необходимость введения поправок на кривизну поля при фотографировании на плоской фотопластинке.

В отношении конструкции к объективу предъявляются следующие требования.

1. Для получения достаточного масштаба изображения фокусное расстояние системы должно быть не менее 500 м.м.

2. Относительное отверстие системы должно быть порядка 1:5—1:6, что является достаточным, за исключением случаев работы с источниками весьма слабой интенсивности; соответственно диаметр объектива должен быть не менее 70 м.м, что согласуется с диаметром пластин применяемых нами интерферометров.

3. Линейное поле, рисуемое объективом, должно быть 30—35 м.м, что составляет в угловой мере $2\beta < 4^\circ$ при фокусном расстоянии системы $f \approx 500$ м.м.

Для решения вопроса о выборе конструкции фотографирующей оптической системы, удовлетворяющей поставленным условиям, нами был рассмотрен ряд линзовых, зеркальных и зеркально-линзовых систем.

Изучение различных групп светосильных линзовых объективов показало, что они в большинстве случаев имеют значительные отступления от перечисленных выше требований к коррекции. Тем не менее, уменьшив поле зрения и относительное отверстие некоторых линзовых объективов, можно рассчитать системы, монохроматические

абберации которых при соответствующей фокусировке объектива не будут превышать установленного предела в 0,1 волны.

Одним из таких объективов является двухлинзовый объектив с плананастигматическим компенсатором, предложенный Д. С. Волосовым [2]. В объективе могут быть хорошо исправлены монохроматические aberrации, а также хроматическая разность сферических aberrаций. Однако и в этом объективе остается неисправленной ошибка, принципиально неустранимая в линзовых системах, — вторичный спектр, величина которого может быть с достаточной степенью точности выражена формулой [3]

$$s'_{\lambda} = 500 \text{ м.м.} - s'_F = \frac{1}{2000} f'$$

(при визуальной коррекции).

Наличие вторичного спектра, при хорошем исправлении других aberrаций, потребовало бы перефокусировки объектива (или смещения пластинки) при замене источника, излучающего свет длины волны λ_1 , источником, использующим другую длину волны λ_2 , значительно отличающуюся от λ_1 . Еще менее целесообразными нам представляются применяемые американскими оптиками-вычислителями расчеты объективов с намеренно увеличенной хроматической aberrацией положения, но с хорошим исправлением δs , для каждой плоскости установки, соответствующей данному достаточно узкому интервалу длин волн.

Обращаясь к зеркальным системам, мы также не пришли к решению, которое полностью удовлетворяло бы всем требованиям, перечисленным в начале данной статьи. Эти системы либо не обеспечивают требуемого качества изображения (например, системы, составленные только из сферических поверхностей), либо требуют применения асферических поверхностей. Другими недостатками большинства систем, удовлетворительных в отношении коррекции, являются громоздкая конструкция при значительных фокусных расстояниях или экранирование зрачка входа вторичным зеркалом в более компактных конструкциях.

Сложность изготовления асферических зеркал и контроля в процессе их изготовления заставила нас обратиться к изучению зеркально-линзовых систем.

В результате анализа зеркально-линзовых систем, из которых следует особо отметить системы В. Н. Чуриловского, Д. Д. Максута [4] и Д. С. Волосова, мы остановились на зеркально-линзовом объективе Д. С. Волосова [2] с афокальным двухлинзовым компенсатором (рис. 1).

Применение этого компенсатора позволяет полностью устранить вторичный спектр и дает широкую возможность исправления других хроматических и монохроматических aberrаций.

Изображенный на рис. 1 основной вариант объектива с афокальным двухлинзовым компенсатором является одним из самых совершенных типов зеркально-линзовых объективов. Этот объектив состоит

из афокального компенсатора 1 ($f_{\text{комп}} = \infty$), сферического зеркала 2, плоского зеркала 3 и положительной линзы 4, предназначенной для исправления кривизны поля, вносимой зеркалом.

Принцип, положенный в основу конструкции компенсатора, состоит в том, что обе линзы его, служащие для компенсации остаточных aberrаций сферического зеркала, изготавливаются из одного и того же сорта стекла и имеют почти одинаковую по абсолютной величине, но разную по знаку, оптическую силу. Поставив такие конструктивные условия, мы имеем возможность удовлетворить условие коррекции хроматизма положения (апохроматизация), которое, как известно, имеет вид

$$\frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2} = 0, \quad (1)$$

где ν_1 и ν_2 — относительные частные дисперсии;

φ_1 и φ_2 — оптические силы линз компенсатора, связанные условием масштаба.

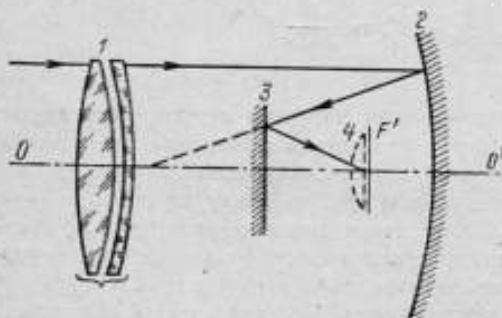


Рис. 1. Зеркально-линзовый объектив Д. С. Волосова с афокальным двухлинзовым компенсатором.

Причем

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 0. \quad (2)$$

Если линзы изготовлены из одного и того же сорта стекла, т. е. если относительные частные дисперсии ν_1 и ν_2 равны, то из условия (1) находим

$$\varphi_1 = -\varphi_2$$

и из условия (2) имеем

$$\varphi = 0.$$

Строгое выполнение условия (1) обеспечивает также и выполнение условия коррекции хроматизма увеличения.

Изменяя в процессе коррекции три основных параметра, которыми обладает компенсатор, а именно углы, последовательно образуемые с оптической осью первым вспомогательным параксиальным лучом, можно исправлять сферическую aberrацию $\delta s'$ и кому всей системы. Изменение оптической силы φ_1 первой линзы позволяет выбрать удобную для практического изготовления форму преломляющих поверхностей компенсатора.

При всех отмеченных достоинствах объективов Д. С. Волосова, принятый нами в качестве исходного для расчета системы, которая удовлетворяла бы поставленным условиям, обладал одним существенным недостатком, а именно — экранированием зрачка входа системы деталями (плоское зеркало и его крепежные детали), расположенными между

компенсатором и сферическим зеркалом. Для устранения экранирования мы сочли необходимым отказаться от симметричной конструкции исходного объектива, сохранив при этом все его преимущества. С этой целью было решено внести в исходную систему конструк-

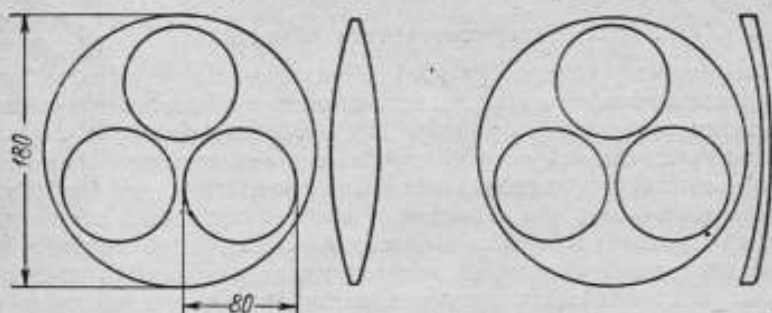


Рис. 2. Способ изготовления линз компенсатора нового зеркально-линзового объектива.

тивное изменение, заключающееся в том, что линзы компенсатора представляют собой, как показано на рис. 2, диски, вырезанные эксцентрично из больших линз. Кругами показаны линзы, выре-

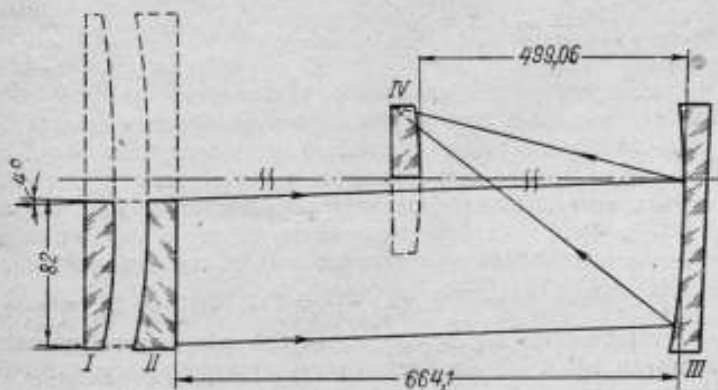


Рис. 3. Новый зеркально-линзовый апохроматический объектив.

$$f' = 500 \text{ мм}; \frac{D}{f} = 1:6,3; 2\beta = 4^\circ.$$

I — положительная линза, *II* — отрицательная линза, *III* — сферическое зеркало, *IV* — плоско-выпуклая линза.

зъемые из большой линзы обычного вида (слева — положительная, справа — отрицательная). Из больших линз получают три комплекта несимметричных линз *I* и *II* (рис. 3). Сферическое зеркало и линза, исправляющая кривизну поля (рис. 1), являются также частями зеркала и линзы, имеющими ось симметрии оптиче-



скую ось OO' исходной зеркально-линзовой системы. Такое конструктивное изменение привело к несимметричной системе (рис. 3) со смещенным зрачком входа. Эта свободная от экранирования система и была принята для расчета.

1. Методика расчета объектива

Для расчета несимметричного зеркально-линзового объектива была использована методика расчета симметричных зеркально-линзовых систем указанного выше типа [2], поскольку основной, с точки зрения вычислительной оптики, принцип системы остался неизменным. Это обстоятельство позволило несколько сократить время, необходимое на расчет объектива в первом приближении. Однако поставленные нами условия исправления остаточных aberrаций потребовали весьма тщательной коррекции, методом малых изменений параметров системы и последующих линейных интерполяций, проинвентаризованных на основе точных тригонометрических расчетов. Эта большая и кропотливая работа была успешно проведена в К. Б. при ВНИИМ инж. Н. Н. Губелем.

Результаты работы представлены на рис. 4 в сводке aberrаций объектива.

Стремясь к получению наибольшей светосилы, Д. С. Волосов ограничил фокусное расстояние своих объективов величиной в 200 мм, считая, что при $\frac{D}{f} = 1:1,4$ и $2\beta = 15^\circ$ дальнейшее увеличение f недопустимо.

В процессе коррекции надлежало установить, возможно ли выполнение поставленных требований к предельной величине остаточных aberrаций при увеличении фокусного расстояния до 500 мм, но при уменьшении других характеристик, в соответствии с установками, для которых этот объектив предназначен. В связи с тем, что координаты $(-h, +m, -\sigma)$, задаваемые в процессе коррекции новой системы, соответствовали координатам полной симметричной системы с характеристиками $f' = 500$ мм; $\frac{D}{f} = 1:3,15$; $2\beta = 8^\circ$, можно считать, что полученные в результате расчета aberrации (за исключением значений $\delta g'$ и $\delta G'$ из расчетов косых лучей) могут быть также отнесены к указанной симметричной системе, подобной исходному зеркально-линзовому объективу.

2. Значение отдельных компонентов объектива в процессе коррекции

Участие отдельных компонентов системы в процессе ее коррекции распределялось следующим образом.

1. Афокальный компенсатор (рис. 3), состоящий из положительной I и отрицательной II линз, компенсирует сферическую aberrацию и кóму зеркала III. Линзы I и II изготовляются из одного и того же сорта стекла (К8), так как только при этом условии компенсатор не вносит хроматических aberrаций.

Расстояние между линзами компенсатора и зеркалом III берется таким, чтобы астигматизм, вносимый зеркалом, имел наименьшее значение и мог быть уменьшен до требуемых пределов линзой IV.

2. Назначение линзы IV, расположенной вблизи плоскости изображения, состоит в том, чтобы компенсировать вносимую сферическим зеркалом кривизну поверхности изображения. Исправление астигматизма будет тем более полным, чем больше толщина линзы IV; однако с увеличением толщины растут другие aberrации, вносимые линзой IV; это обстоятельство заставило ограничиться толщиной линзы $d_0 = 12,3$ мм.

В результате последовательных изменений радиусов кривизны и толщины линз I, II и IV и изменения воздушных промежутков между отдельными компонентами были получены конструктивные элементы системы, которым соответствуют графики остаточных aberrаций, приведенные на рис. 4.

3. Оценка качества изображения, даваемого объективом

Представленные восемью графиками результаты расчета достаточно полно характеризуют качество объектива, принятого к изготовлению (фиг. 4).

Первой представлена группа, состоящая из трех графиков *a*, *b* и *в* для точки на оси:

a — график, характеризующий вторичный спектр (прямая $h = 0$ параллельна оси ординат);

b — график сферической и сферохроматической aberrаций;

в — график волновых aberrаций для точки на оси.

Из рассмотрения этих графиков следует:

1) вторичный спектр в системе полностью отсутствует;

2) волновая сферическая aberrация для линии D ($\lambda = 589,3$ мкм), принятой за основную, не превышает 0,03 волны в плоскости наилучшего изображения.

Эта плоскость должна отстоять от плоскости идеального изображения на 0,03 мм, в сторону линзы IV ($\Delta = 0,03$ мм, фиг. 3). Тогда положение плоскости наилучшего изображения совпадает с плоской поверхностью линзы IV.

Волновая aberrация для линии C (наибольшая из всех aberrаций) в плоскости, отнесенной к плоскости наилучшего изображения для линии D, не превышает 0,12 волны для края зрачка входа ($h_1 = -90$) и равна $l = +0,03$ волны на высоте $h_1 = 90\sqrt{1/2}$.

Вторая группа графиков характеризует астигматизм, дисторсию, хроматизм увеличения и aberrации широких наклонных пучков меридиональных и сагиттальных лучей.

Первые три графика показывают, что астигматизм ξ и дисторсия δ незначительны, а хроматизм увеличения ϵ полностью отсутствует.

Из графиков ζ и η для широкого меридионального пучка следует, что кома и кривизна поля для действующего зрачка (отрицательные значения m) хорошо исправлены и находятся в заданных пределах

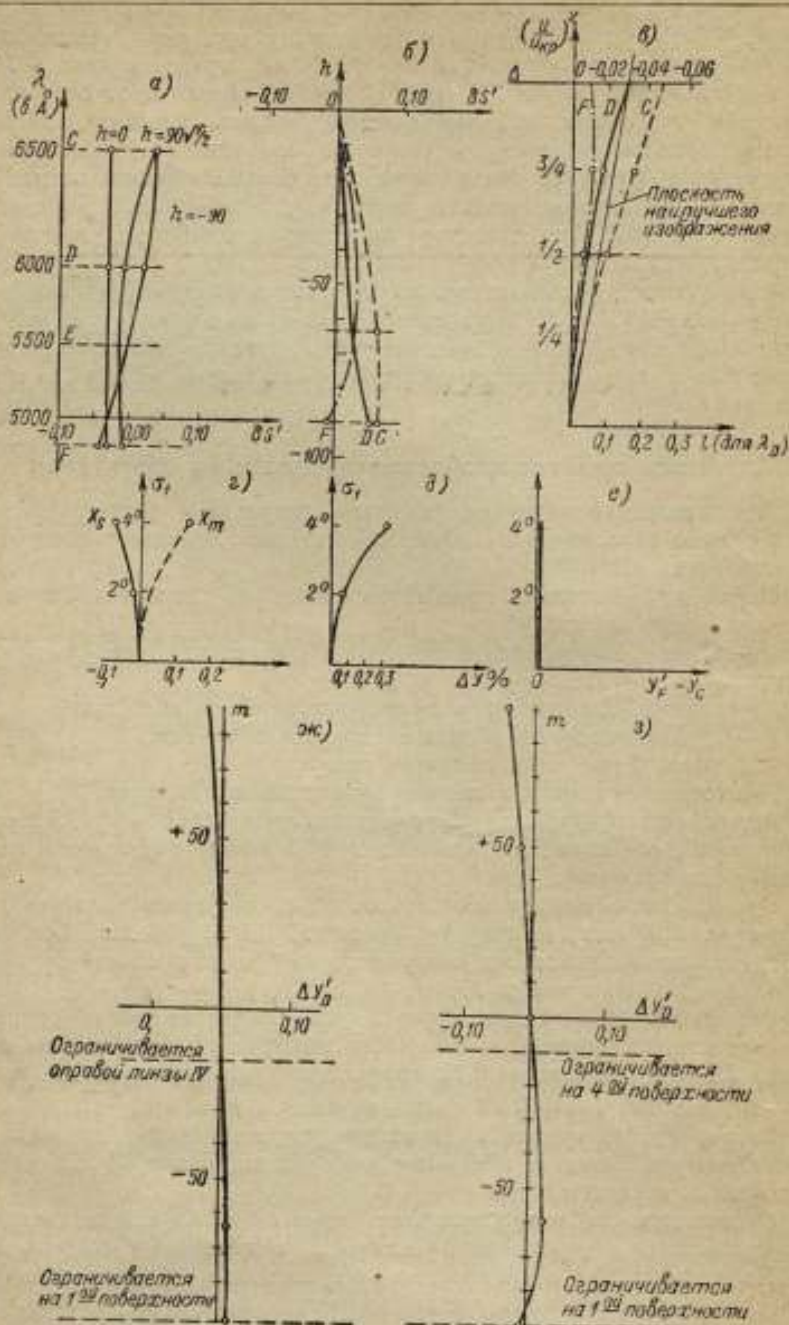


Рис. 4. Графики aberrаций объектива.

Дополнительные расчеты внемеридиональных косых лучей для наибольшего угла поля ($\sigma_1 = -4^\circ$) показали, что меридиональные δg и сагиттальные $\delta g'$ отклонения имеют ничтожно малые значения (до 0,006 м.м.). Учитывая особенности системы, заключающиеся в том, что центром поля является точка пересечения главного луча (в меридиональной плоскости) для наклона $\sigma_1 = -2^\circ$, а верхняя крайняя точка поля соответствует наклону $\sigma_1 = -4^\circ$, можно утверждать, что качество изображения, даваемого объективом, будет весьма высоким по всему полю.

В дополнение к оценке качества изображения, даваемого объективом, отметим его эксплуатационные преимущества по сравнению с другими системами, пригодными для применения в рассматриваемых в настоящей работе случаях.

Одним из преимуществ данной системы является то, что при общем высоком качестве изображения она свободна от хроматических aberrаций; это делает возможным применение объектива без перефокусировки при фотографировании интерференционной картины в различных участках спектра.

Другим преимуществом данного объектива является возможность быстро и надежно устанавливать экспонируемую пластинку или пленку, прижимая ее, с помощью специального приспособления, к плоской поверхности линзы IV (рис. 3), совпадающей, как было указано, с положением плоскости наилучшего изображения.

Положительным моментом является также отсутствие в системе экранирования зрачка, что, с учетом предполагаемого просветления линз объектива, практически позволит полностью использовать расчетную светосилу.

Новый зеркально-линзовый объектив является высококачественной и достаточно светосильной системой, удовлетворяющей всем поставленным нами требованиям.

Такая система может найти свое применение для наблюдения и фотографирования интерференционной картины при разностях хода, превышающих 300 м.м., а также при использовании узких спектральных линий и при других работах, требующих высокого качества изображения.

Применяя новый объектив для визуального наблюдения, необходимо учесть, что в большинстве случаев окуляры телескопических приборов имеют значительные остаточные aberrации. Обычно эти aberrации компенсируют некоторые aberrации объектива. В данном случае, ввиду малости aberrаций объектива, к окуляру следует предъявлять более высокие требования, так как в противном случае качество изображения, даваемого всей системой, может быть существенно ухудшено.

Для удобства наблюдений во втором варианте объектива предусмотрено иное расположение линзы IV, при котором ее плоская поверхность располагается горизонтально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стракуи Г. И., Влияние aberrаций объективов, фотографирующих интерференционную картину, на распределение освещенности в изображениях колец равного наклона, Изв. АН СССР, серия физич., т. 14, № 6, 1950.
 2. Волосов Д. С., Методы расчета сложных фотографических систем, Гостехиздат, 1948, стр. 383—390.
 3. Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, ОНТИ, Л—М, 1937.
 4. Максудов Д. Д., Астрономическая оптика, ОГИЗ, 1946.
-

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

1. Введение

Растущее значение методов инфракрасного спектрального анализа в разных областях промышленности и народного хозяйства выдвигает все более и более значимые исследования инфракрасной области спектра.

Ближайшей задачей этих работ является прежде всего освоение разнообразных измерений в инфракрасной области спектра с целью всестороннего использования накопленного опыта для измерения длин волны, а также для решения других вопросов, связанных с точными измерениями в этой части спектра.

Приступая в 1945 г. к решению задач инфракрасной спектрометрии, мы вынуждены были начать работу с изучения необходимых установок и специальных приборов. Современное развитие спектрометрии в инфракрасной области приводит к пересмотру требований, предъявляемых к спектральной аппаратуре и к новым конструкциям. В литературе за последние годы появилось много статей, описывающих новые модели спектральных приборов, предназначенных для решения разнообразных частных задач. Оптические фирмы, удовлетворяя настоятельным требованиям лабораторий, непрерывно выпускают новые модели приборов. Однако большинство авторов пытаются разрешить ставшие перед ними вопросы путем частичных переделок основных, ставших классическими типов, или путем добавления к ним новых деталей [1].

Мы занялись более глубоким изучением вопроса о рациональной конструкции новых оригинальных приборов, в частности монохроматоров, и о возможности их изготовления силами завода „Эталон“.

Особенность тех метрологических вопросов, для разрешения которых должен служить монохроматор, вызывает требование максимальной ширины спектральной области, для которой он должен предназначаться, чтобы предоставлять возможность сравнения между собой участков спектра, часто далеко отстоящих один от другого. Эти условия диктовали нам те главные требования, которые предъявлялись

к монохроматору для нашей установки. Для выполнения этих требований мы прежде всего вынуждены были поставить себе две задачи: 1) разработку светосильного отражательного коллиматора и 2) рациональный выбор диспергирующей системы.

2. Особенности оптической системы монохроматора

Как известно, для инфракрасной области издавна применяется преимущественно, а для далекой инфракрасной области исключительно, отражательная собирательная оптика; при этом коллиматоры спектральных приборов состояются из зеркал, работающих при скошенных световых потоках. Эта схема нас не могла удовлетворить, так как не обеспечивала высокого качества изображения при необходимой светосиле. Только системы с аксиальной симметрией могли удовлетворить нашим требованиям. Из них мы остановились на системах анаберрационного типа в простейшей их форме, состоящей из двух приблизительно концентрических сферических зеркал, хотя эта форма обладает существенным недостатком, благодаря вырезанию средней части светового потока. Насколько этот недостаток существенен для наших работ, необходимо было выяснить экспериментально, так как в литературе не удалось найти материалов по этому вопросу.

Нами были намечены и теоретически рассчитаны два варианта коллиматоров для спектрального прибора. Один вариант — со сферической оптикой с диаметром параллельного пучка 59 мм был более прост в изготовлении, но менее совершенен. Другой с оптикой, слегка отступающей от сферической, гораздо более совершенный, имел диаметр параллельного пучка 120 мм.

Для измерения длин волн в широкой области спектра наиболее удобным и точным является метод дифракционный. Для работы в инфракрасной области особенно целесообразно употреблять ступенчатые решетки — эшелеты, концентрирующие энергию в желаемом участке спектра, в противоположность обычного типа дифракционным решеткам, посылающим большую часть падающего на них лучистого потока в направлении спектра нулевого порядка. Специфические особенности эшелеты, как спектрального прибора, потребовали более подробного изучения условий ее применения в разных оптических схемах. Это и было предусмотрено в процессе конструирования наших приборов. Из других диспергирующих систем для наших целей могла быть пригодна призма из каменной соли, в применении которой для ближней инфракрасной области имеется обширный опыт. Поэтому нами были предприняты успешные шаги для получения оптически-качественной соли из отечественных месторождений. Это позволило изготовить призму достаточных размеров и удовлетворительного качества.

Для выполнения сравнительных экспериментов, которые позволили бы судить о качестве как коллиматоров, так и различных диспергирующих элементов, желательным было разработать два варианта механической станины спектрального прибора: по принципу прямо-

угольной схемы или по принципу продольного хода лучей. Были рассмотрены оба эти типа и подобраны варианты вспомогательных частей: шелей, столика, крепления деталей и т. д. Так как в изготовлении оказалась проще схема с продольным ходом лучей, то она и была положена в основу разрабатываемого прибора, тем более, что она позволила проверить качество коллиматоров при установке их непосредственно друг за другом.

Для выполнения намеченных работ необходимо было, кроме того, создание вспомогательных приборов, как-то: источников излучения, осветительных зеркал, приемников радиации, гальванометрического устройства и прочее. Все эти ответственные части должны для успешной работы сопрягаться с основным спектральным прибором, и их необходимо разрабатывать одновременно с ним.

В настоящее время может считаться законченным первый этап работ, охватывающий создание и юстировку установки, собранной по схеме продольного хода лучей с призмой из каменной соли в качестве диспергирующего элемента. Работа с эшелетами и другими вариантами коллиматоров продолжается.

Система монохроматора и его конструкция были разработаны Б. А. Остроумовым. Под его руководством конструктором В. С. Степановым был изготовлен полный альбом чертежей, по которым прибор был выполнен на заводе "Эталон" в двух экземплярах. Подробный расчет оптики с указанием допусков на изготовление, aberrаций и схем контрольных испытаний был выполнен инж. С. А. Гершгориним. Метод юстировки прибора с необходимыми приспособлениями был предложен и осуществлен Н. П. Кузнецовым, устранившим ряд недостатков в конструкции и в выполнении прибора. Сборка и окончательное испытание всей установки выполнены совместно Н. П. Кузнецовым и Л. И. Крамп.

3. Схема монохроматора

Общий вид монохроматора представлен на двух фотографиях: на рис. 1 с призмой и на рис. 2 — с эшелетой. Схема прибора представлена на рис. 3 в двух проекциях. Основанием прибора служит решетчатая ферма, установленная на четырех винтах, так как размеры прибора оказались столь большими, что монтировать его на массивной подставке на трех винтах оказалось технически нерациональным. Коллиматоры представляют собой короткие цилиндры, перемещающиеся по станине: входной — вдоль станины, а выходной — вдоль и поперек станины.

Схема хода лучей изображена на рис. 4. Здесь 1 и б — входная и выходная щели монохроматора (длина щелей 12 мм, ширина 0,005 мм); 2 и 5 — два одинаковых, но обращенных в разные стороны зеркальных объектива (рис. 5). Фокусное расстояние объективов 150 мм. Относительное отверстие 1 : 2,54. Диаметр выходного зрачка 59 мм. Объектив 2 изображает входную щель 1 на бесконечности. Объектив 5 совместно с объективом 2 изображает входную щель 1 на плоскости выходной щели б; 3 — эшелета; 4 — плоское

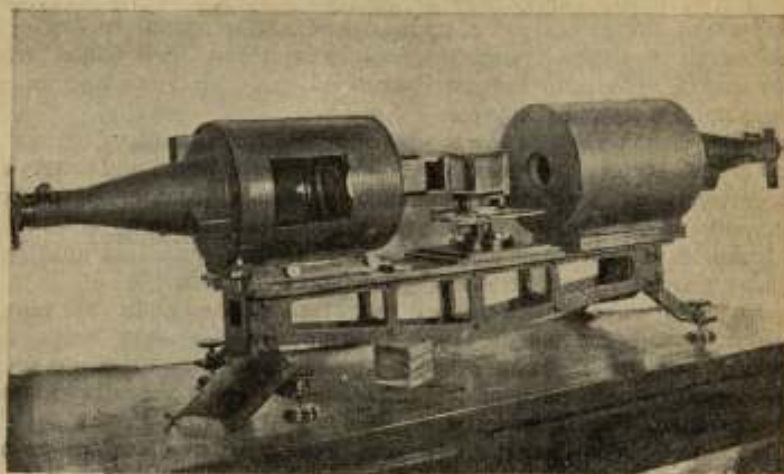


Рис. 1. Внешний вид монохроматора с призмой.

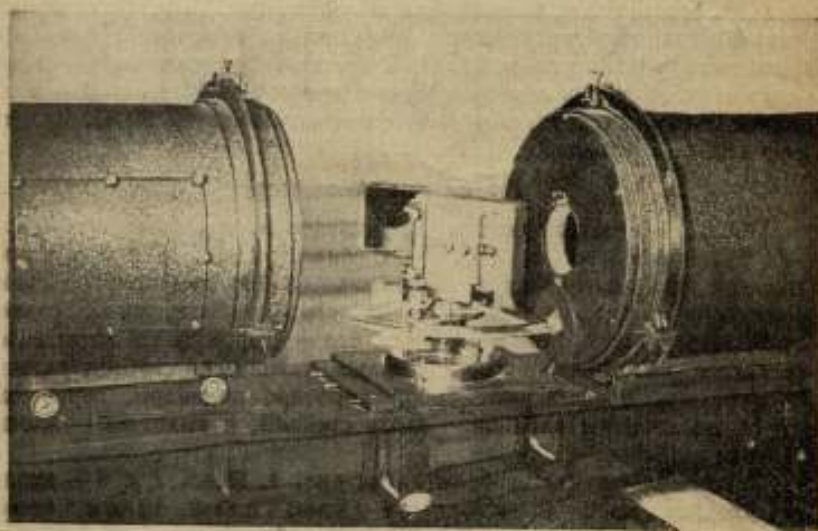


Рис. 2. Внешний вид монохроматора с решеткой.

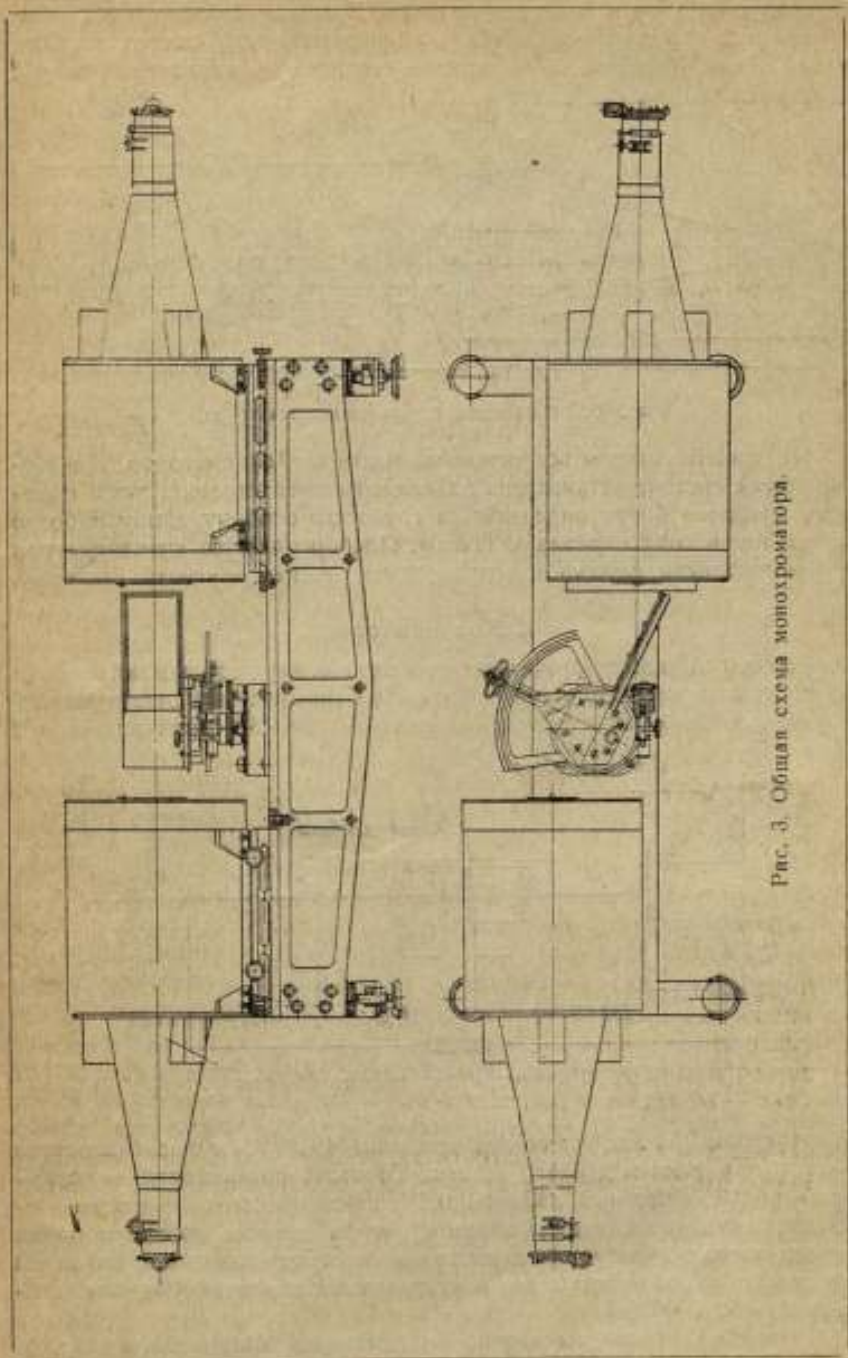


Рис. 3. Общий схема монохроматора.

зеркало с наружным алюминированием. Эшелета 3 совместно с объективами 2 и 5 дает разложенное в дифракционный спектр изображение щели. Эшелета 3 и плоское зеркало 4 наклонены на 45° к оптической оси.

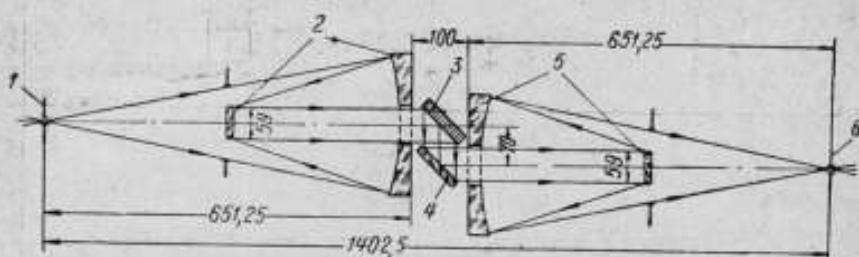


Рис. 4. Оптическая схема монохроматора.

На рис. 5 указаны все основные размеры коллиматоров. Диспергирующая система установлена на вращающемся столике, углы поворота которого могут определяться грубо по особому лимбу и более точно по методу зеркала и шкалы. Прибор является спектрометром с неподвижными щелями и вращающейся диспергирующей системой.

4. Коллиматоры

Каждый коллиматор является системой из двух сферических зеркал (рис. 5) с нижеследующими расчетными данными: выпуклое зеркало 1 с диаметром 59 мм и радиусом кривизны 184,80 мм и вогнутое 2

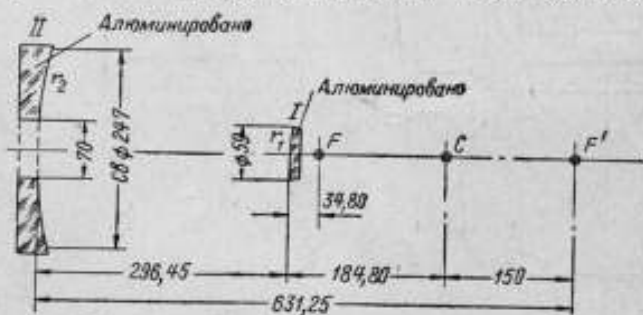


Рис. 5. Параметры зеркального объектива.

с диаметром 250 мм, радиусом кривизны 481,25 мм и с отверстием в центре, имеющим диаметр 70 мм. Точность поверхности зеркал — одно кольцо, местные дефекты 0,1 полосы. Расстояние между зеркалами юстируется таким образом, чтобы центры кривизны обоих зеркал совпали. Допустимое расхождение между центрами кривизны вдоль оптической оси 0,2 мм, в направлении, перпендикулярном оптической оси, 0,05 мм.

Подробно параметры зеркал коллиматоров приведены в табл. 1.

Параметры коллиматоров (в мм)

Таблица 1

Зеркала сферические с наружным алюминированием из стекла сорта К8 (λ 14)	Радиус кривизны	Свободный диаметр	Стрелки по свободному диаметру	Полный диаметр	Стрелки по полному диаметру
I — Зеркало выпуклое толщиной 12 мм, укрепленное на спицах	$r_1 = +184,80$ ($\pm 0,2^{\circ}/_0$)	59	+2,34	59	+2,37
II — Зеркало вогнутое толщиной 20 мм	$r_2 = +481,25$ ($\pm 0,2^{\circ}/_0$)	247	+16,12	250	+16,52

Рабочее относительное отверстие монохроматора практически оказалось равным — 1 : 3, что обеспечивает достаточную для наших целей светосилу прибора.

Основное преимущество избранной системы коллиматоров — отсутствие сферической аберрации для точек на главной оси и в непосредственной близости от нее, что выявлялось с полной убедительностью как при рассмотрении результатов расчета, так и при экспериментальной проверке. В избранной системе различие между главной и побочными оптическими осями отдельного коллиматора, теоретически говоря, исчезает, если отвлечься от виньетирования и экранирования. Изображение (на оси) по своему качеству вполне соответствует точности изготовления оптических поверхностей.

Конструктивное оформление коллиматоров позволяет производить тонкую юстировку положения зеркал друг относительно друга. Коллиматоры снабжены двумя комплектами щелей: а) две раздвижные щели с микрометричным винтом и отсчетом по барабану с изменением от 0,002 до 2 мм; б) два набора сменных калиброванных щелей постоянной ширины от 0,01 до 1 мм, расположенных каждый на одной пластине. Последние могут перемещаться в особых направляющих, обеспечивающих нормальную установку каждой щели на оси соответствующего коллиматора. Пластины с набором щелей можно выдвинуть из направляющих пазов совсем и заменить другой со щелями иной ширины и формы, когда в этом по ходу работы встретится необходимость. Пружинный стопор фиксирует правильную установку каждой щели. Каждый набор содержит по восемь щелей длиной по 1 см каждая, а шириной 0,01, 0,02, 0,06, 0,10, 0,20, 0,30, 0,50, 0,70 мм.

Качество коллиматоров было проверено изучением отдельных линий линейчатых спектров. Изображения последних были безукоризненны по всей длине щели. Изготовленные и отъюстированные коллиматоры были испытаны в схемах призменного спектрометра с призмами из стекла и каменной соли. Это позволяло проверить их оптические качества в видимой области.

Схема с призмой из каменной соли послужила для создания опытного образца монохроматора, пригодного для целого ряда спектральных измерений. Для этой цели прибор был снабжен основными необходимыми вспомогательными устройствами и подвергался исследованию.

5. Призма

Призма из каменной соли, примененная в приборе, была изготовлена из материала отечественных месторождений. Высота призмы 62 мм, основание — равносторонний треугольник со стороной 95 мм. Преломляющий угол призмы был измерен на имеющемся в лаборатории секундном гониометре по автоколлимационному методу и оказался равным $59^{\circ}56'12'',6 \pm 0,3''$. Для призмного столика было изготовлено плоское зеркало, длина которого рассчитана так, чтобы обеспечить работу монохроматора с призмой из каменной соли от видимой области до 16 мк.

Призма и зеркало смонтированы на столике так, что ось вращения столика проходит вдоль линии пересечения плоскости зеркала с плоскостью, делящей пополам преломляющий угол призмы. По этой схеме световой луч, выходящий из щели монохроматора, проходит сквозь призму в условиях наименьшего отклонения [2].

При выбранной схеме расчетная градуировка монохроматора проводится сравнительно просто. Поместив перед входной щелью прибора источник монохроматического света, испускающий излучение с длиной волны λ_0 , и поставив призму в условия наименьшего отклонения для этой спектральной линии, мы получаем на выходной щели прибора изображение этой спектральной линии с длиной волны λ_0 , которую мы принимаем за исходную. При повороте столика с призмой и зеркалом на различные углы мы посылаем в условиях наименьшего отклонения, по очереди, излучения различных длин волн. Длина волны луча, направленного на щель, зависит от угла δ_1 поворота столика, от положения при исходной спектральной линии λ_0 до положения при длине волны λ . Этот угол δ_1 в наших условиях удовлетворяет равенству

$$\delta_1 = \frac{\epsilon_0}{2} - \frac{\epsilon_0'}{2}, \quad (1)$$

где ϵ_0 — угол наименьшего отклонения для исходной спектральной линии, в нашем случае для средней желтой натриевой линии с длиной волны 0,58932 мк;

ϵ_0' — угол наименьшего отклонения для линии с длиной волны λ .

Таким образом, расчетная градуировка сводится к выбору исходной спектральной линии и к вычислению углов наименьшего отклонения при данной призме для ряда длин волн от длины волны этой исходной линии до 16 мк (области, практически используемой при работе с призмой из каменной соли).

Угол наименьшего отклонения ϵ_0' для любой длины волны λ определяется по формуле

$$\epsilon_0' = 2 \left[\arcsin \left(n_k \sin \frac{\theta}{2} \right) - \frac{\theta}{2} \right], \quad (2)$$

где θ — измеренный нами на гониометре преломляющий угол;

n_k — показатель преломления каменной соли для излучения с длиной волны λ .

Показатели преломления каменной соли взяты по литературным данным для ряда длин волн, измеренных при помощи дифракционной решетки.

В литературе о показателях преломления каменной соли в инфракрасной области встречается много противоречий, в которых, однако, разобраться нетрудно, благодаря имеющейся работе М. А. Юрьева и А. Е. Фомина [3]. Последним удалось путем тщательных и кропотливых пересчетов привести к согласию значения показателей преломления, указанные различными авторами, и обнаружить у отдельных авторов ошибки при применении температурных поправок. Несогласованными остались только те данные, для которых не была указана температура опыта.

Выяснилась непригодность для точных вычислений показателей преломления каменной соли, приведенных в таблицах Ландольта-Бернштейна [4], в „Справочнике технической энциклопедии“ [5], в „Сборнике физических констант“ [6] и в „Справочной книге оптико-механика“ [7]. В этих руководствах использованы устаревшие температурные поправки к показателям преломления каменной соли в инфракрасной области. Наиболее правильные в настоящее время показатели преломления для 20°С, а также температурные поправки приведены в книге К. Шефер и Ф. Матосси „Инфракрасные спектры“ [8] и в упомянутой статье Юрьева и Фомина [3]. В последней даны показатели преломления для 18, 20 и 25°С¹. Эти данные и были нами применены для расчета углов наименьшего отклонения.

Результаты этих расчетов приведены в табл. 2. В первом столбце таблицы указываются длины волн λ в микронах, во втором — частоты в обратных сантиметрах, в третьем, четвертом и пятом столбцах — соответственно показатели преломления для 25, 20 и 18°С, в шестом, седьмом и восьмом — вычисленные нами углы наименьшего отклонения ϵ_0' и в девятом, десятом и одиннадцатом — углы поворота столика монохроматора δ , отсчитываемые от положения при натриевой линии. Сравнение результатов, приведенных в столбцах 6, 7, 8, 9, 10 и 11, показывает, что изменение угла ϵ_0' достигает 20' при изменении температуры от 18 до 20°С на всем участке спектра до

¹ Приводим обнаруженные нами опечатки в таблице коэффициентов преломления каменной соли, приведенной в указанной статье: в первом столбце этой таблицы вместо 3,12524 следует 4,12524; вместо 15,5223 — 15,3223; во втором столбце вместо 1,545313 следует 1,544313; в столбце пятом — вместо 1,525462 следует 1,525642.

Таблица 2

Значение углов поворота столика монохроматора с призмой из каменной соли
($\theta = 59^{\circ}56'12''$, β) при переходе от $\lambda_0 = 0,5893$ мк к длине волны λ

λ мк	$\frac{1}{\lambda} - 1$ см	n_{12}	n_{23}	n_{34}	n_{45}	δ_5 для 25° С	δ_6 для 20° С	δ_7 для 18° С	δ_8 для 18° С	δ_9 для 25° С	δ_{10} для 20° С	δ_{11} для 18° С
0,5893	16969	1,544105	1,544254	1,544254	1,544254	41°00'25"	41°01'15"	41°01'35"	41°01'35"	21°59'	21°59'	21°59'
0,7858	12727	1,535920	1,536075	1,536075	1,536137	40°16'27"	40°17'17"	40°17'37"	40°17'37"	27°41'	27°41'	27°41'
0,8840	11313	1,533790	1,533947	1,533947	1,534010	40°05'03"	40°05'53"	40°06'13"	40°06'13"	31°54'	31°54'	31°54'
0,9822	10181	1,532210	1,532370	1,532370	1,532434	39°56'37"	39°57'27"	39°57'48"	39°57'48"	37°23'	37°23'	37°23'
1,1786	8484	1,530141	1,530306	1,530306	1,530372	39°45'35"	39°46'27"	39°46'49"	39°46'49"	45°13',5	45°13',5	45°11'
1,7680	5656	1,527212	1,527374	1,527374	1,527439	39°29'58"	39°30'51"	39°31'13"	39°31'13"	49°22',5	49°22',5	49°22'
2,3573	4242	1,525642	1,525800	1,525800	1,525863	39°21'40"	39°22'31"	39°22'51"	39°22'51"	52°54'	52°54'	52°54'
2,9466	3394	1,524313	1,524471	1,524471	1,524534	39°14'37"	39°15'27"	39°15'47"	39°15'47"	56°30'	56°30'	56°30'
3,5359	2828	1,522952	1,523109	1,523109	1,523172	39°07'25"	39°08'15"	39°08'35"	39°08'35"	1°00'32'	1°00'32'	1°00'32'
4,1252	2424	1,521428	1,521585	1,521585	1,521648	38°59'21"	39°00'11"	39°00'31"	39°00'31"	1°07'34'	1°07'34'	1°07'34'
5,0092	1996	1,518763	1,518920	1,518920	1,518983	38°45'17"	38°46'07"	38°46'27"	38°46'27"	1°15'23"	1°15'23"	1°15'23"
5,8932	1697	1,515795	1,515952	1,515952	1,516015	38°30'29"	38°31'19"	38°31'39"	38°31'39"	1°21'38"	1°21'38"	1°21'38"
6,4825	1543	1,513418	1,513573	1,513573	1,513635	38°17'11"	38°17'59"	38°18'19"	38°18'19"	1°28'21"	1°28'21"	1°28'21"
7,0718	1414	1,510859	1,511009	1,511009	1,511069	38°03'46"	38°04'33"	38°04'53"	38°04'53"	1°35'32"	1°35'32"	1°35'32"
7,6612	1305	1,508128	1,508268	1,508268	1,508324	37°49'29"	37°50'13"	37°50'33"	37°50'33"	1°39'26"	1°39'26"	1°39'26"
7,9558	1257	1,506627	1,506765	1,506765	1,506820	37°41'39"	37°42'23"	37°42'39"	37°42'39"	1°51'49"	1°51'49"	1°51'49"
8,8398	1131	1,501887	1,502007	1,502007	1,502055	37°16'59"	37°17'37"	37°17'51"	37°17'51"	2°10'37"	2°10'37"	2°10'48"
10,0184	998,2	1,494591	1,494701	1,494701	1,494745	36°39'11"	36°39'47"	36°39'59"	36°39'59"	2°43'48"	2°43'48"	2°43'54'
11,7864	848,4	1,481743	1,481823	1,481823	1,481855	35°33'13"	35°33'39"	35°33'49"	35°33'49"	3°09'12"	3°09'12"	3°09'32"
12,9650	771,3	1,471673	1,471743	1,471743	1,471771	34°42'01"	34°42'21"	34°42'31"	34°42'31"	3°37'37"	3°37'37"	3°37'44"
14,1437	707,0	1,460512	1,460572	1,460572	1,460596	33°45'43"	33°46'01"	33°46'07"	33°46'07"	3°52'56"	3°52'56"	3°53'03"
14,7330	678,7	1,454409	1,454459	1,454459	1,454479	33°15'09"	33°15'25"	33°15'29"	33°15'29"	4°09'58"	4°09'58"	4°10'25"
15,3223	652,6	1,447456	1,447496	1,447496	1,447512	32°40'29"	32°40'41"	32°40'45"	32°40'45"	4°25'48"	4°25'48"	4°26'16"
15,9116	628,5	1,441073	1,441108	1,441108	1,441122	32°08'49"	32°08'59"	32°09'03"	32°09'03"			

16 $\mu\text{к}$ и около $50''$ — при изменении температуры от 20 до 25°С . Угол δ , практически не зависит от температуры в области до $7 \mu\text{к}$; в области от 7 до $16 \mu\text{к}$ изменение угла δ , достигает уже $10''$ при изменении температуры от 18 до 20°С и $18''$ при изменении температуры от 20 до 25°С .

Таким образом, желая получить от монохроматора ту точность, какую допускает расчетная градуировка, мы должны учесть роль температуры и поддерживать ее постоянство при измерениях.

Чтобы оценить погрешность метода расчетной градуировки, мы воспользовались тем, что при примененных нами показателях преломления каменной соли указаны „средние погрешности n_d “, вычисленные для ряда измерений (они приведены в столбце 5). По ним мы вычислили вероятные ошибки результата вычислений показателей преломления (см. столбец 7).

Учтя дисперсию вещества каменной соли в различных частях инфракрасного спектра, мы нашли для ряда длин волн погрешность результата определения длин волн по формуле

$$d\lambda = \frac{dn}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (3)$$

где $\frac{dn}{d\lambda}$ — дисперсия вещества призмы. Дисперсия вещества каменной соли взята нами из статьи Юрьева и Фомина. Данные, приведенные в табл. 1 из этой статьи, мы нанесли на кривую и получили значения, приведенные в табл. 3 (см. столбец 7).

Как видно, ошибка измерения длины волны имеет наибольшее значение, равное $3 \cdot 10^{-3} \mu\text{к}$, при длине волны $5,8932 \mu\text{к}$; наибольшей вероятной погрешности в определении показателя преломления, равной $6,57 \cdot 10^{-5}$ при длине волны $12,9650 \mu\text{к}$, соответствует ошибка в определении длины волны $2 \cdot 10^{-3} \mu\text{к}$. Она оказывается несколько меньше, чем при $5,8932 \mu\text{к}$, за счет большей дисперсии в этой области. Это — наибольшие значения абсолютных вероятных погрешностей в определении длины волны. Для других длин волн погрешность равняется $0,001 \mu\text{к}$ и менее.

Во избежание порчи призмы от влаги атмосферного воздуха и сохранения по возможности большего постоянства температуры во время наблюдений, монохроматор покрыт воздухонепроницаемым кожухом (рис. 6), хорошо пропарафинированным. Под крышкой кожуха вложены резиновые прокладки, а в местах, где требуется подвижность, вставлены резиновые соединения. На дне кожуха расставлены кристаллизаторы с хлористым кальцием.

Столик с призмой и зеркалом изображен на рис. 7. Справа виден коллиматор с отверстием для выхода параллельного пучка лучей. Внизу на том же рисунке виден лимб для отсчета при помощи нониуса углов поворота столика с точностью до минуты, а над призмой видна часть отчетного приспособления, служащего для измерения углов поворота столика по методу зеркала и шкалы. Над призмой видна

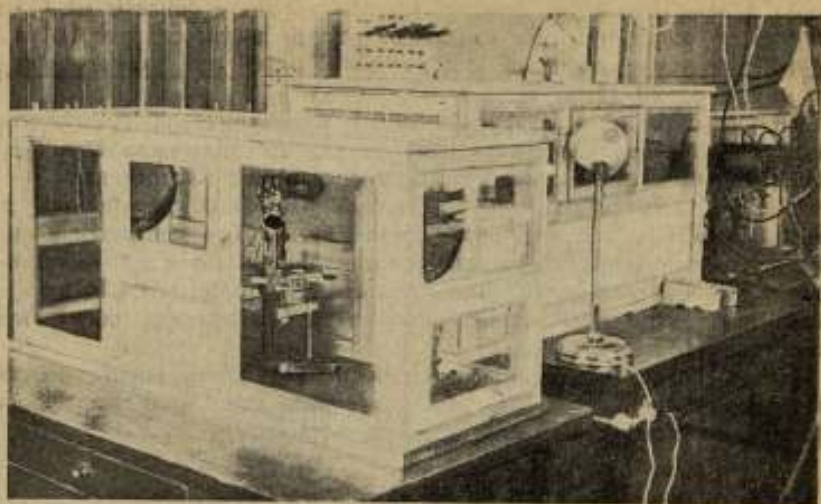


Рис. 6. Вид установки с монохроматором, прикрытой защитными кожухами. На заднем плане справа — кожух осветительного устройства. На переднем плане слева — кожух приемной части. Посредине — кожух, защищающий монохроматор.

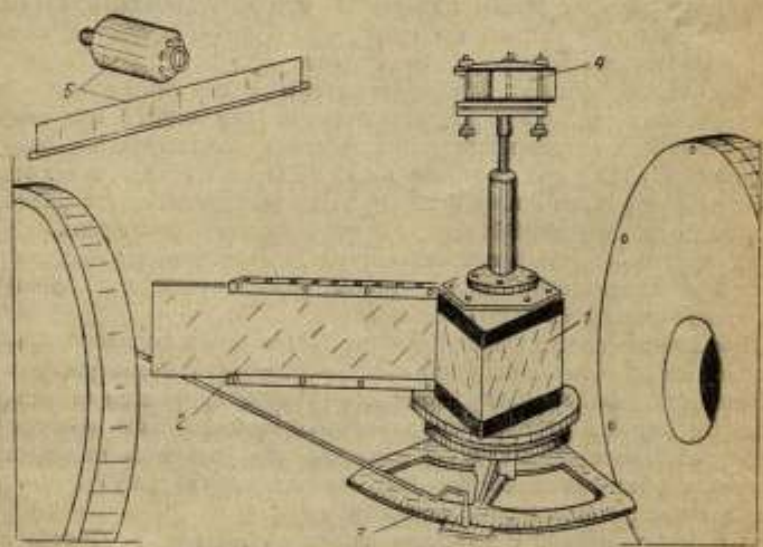


Рис. 7. Столик с призмой и зеркалом.

1 — призма из каменной соли; 2 — плоское зеркало с наружным алюминированием; 3 — стержень с конусом для отсчета углов поворота столика; 4 — приспособление для объективного отсчета углов поворота столика по методу зеркала и шкалы; 5 — осветитель и шкала; 6 — осветитель и шкала.

Таблица 3

Точность метода градуировки призмы каменной соли при разных длинах волн

λ , мк	$\frac{1}{\lambda}$, см ⁻¹	N_{λ}	Средняя ошибка измеренных показателей	Число измерений	Вероятная погрешность результата определения показателей преломления	Дисперсия показателя преломления каменной соли	Вероятная погрешность в определении длины волны	Погрешность в длине волны, вызванная температурными изменениями на 2° (в мк)
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,5893	16969	1,544313						
0,7858	12727	1,536137	$0,76 \cdot 10^{-5}$	4	—	—	—	—
0,8840	11313	1,534010	$1,27 \cdot 10^{-5}$	4	—	—	—	—
0,9822	10181	1,532434	$0,51 \cdot 10^{-5}$	4	—	—	—	—
1,1786	8484	1,530372	$0,41 \cdot 10^{-5}$	8	$1,3 \cdot 10^{-6}$	0,0070	$2 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-3}$
1,7690	5656	1,527439	$0,57 \cdot 10^{-5}$	5	$2,4 \cdot 10^{-6}$	0,0032	$8 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-2}$
2,3573	4242	1,525863	$0,46 \cdot 10^{-5}$	4	$2,3 \cdot 10^{-6}$	0,0024	$9 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
2,9466	3394	1,524534	$0,38 \cdot 10^{-5}$	6	$1,4 \cdot 10^{-6}$	0,0023	$6 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$
3,5359	2828	1,523172	$0,52 \cdot 10^{-5}$	5	$2,2 \cdot 10^{-6}$	0,0024	$9 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
4,1252	2424	1,521648	$0,87 \cdot 10^{-5}$	5	$3,7 \cdot 10^{-6}$	0,0026	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$
5,0092	1996	1,518983	$1,16 \cdot 10^{-5}$	6	$4,4 \cdot 10^{-6}$	0,0031	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
5,8932	1697	1,516015	$2,99 \cdot 10^{-5}$	5	$12,6 \cdot 10^{-6}$	0,0037	$3 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
6,4825	1543	1,513635	$2,44 \cdot 10^{-5}$	6	$9,2 \cdot 10^{-6}$	0,0042	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
7,0718	1414	1,511069	$2,05 \cdot 10^{-5}$	9	$6,1 \cdot 10^{-6}$	0,0046	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
7,6612	1305	1,508324	$1,21 \cdot 10^{-5}$	6	$4,6 \cdot 10^{-6}$	0,0052	$9 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
7,9558	1257	1,506820	$2,32 \cdot 10^{-5}$	8	$7,3 \cdot 10^{-6}$	0,0054	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$
8,8398	1131	1,502055	$1,26 \cdot 10^{-5}$	6	$4,8 \cdot 10^{-6}$	0,0061	$8 \cdot 10^{-4}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$
10,0184	998,2	1,494745	$3,58 \cdot 10^{-5}$	7	$12,2 \cdot 10^{-6}$	0,0071	$2 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$
11,7864	848,4	1,481855	$3,14 \cdot 10^{-5}$	7	$10,8 \cdot 10^{-6}$	0,0085	$1 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$
12,9650	771,3	1,471771	$6,57 \cdot 10^{-5}$	7	$22,7 \cdot 10^{-6}$	0,0096	$2 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$
14,1437	707,0	1,460596	$5,16 \cdot 10^{-5}$	9	$15,3 \cdot 10^{-6}$	0,0108	$1 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$
14,7330	678,7	1,454479	$2,62 \cdot 10^{-5}$	5	$11,1 \cdot 10^{-6}$	0,0114	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
15,3223	652,6	1,447512	$3,76 \cdot 10^{-5}$	7	$12,6 \cdot 10^{-6}$	0,0129	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
15,9116	628,5	1,441122	$4,66 \cdot 10^{-5}$	6	$17,4 \cdot 10^{-6}$	0,0130	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$

вертикальная трубка, расположенная на оси вращения столика. Эта трубка заканчивается стержнем, проходящим в отверстие в кожухе и прикрытым резиновым рукавом, не мешающим ему вращаться и в то же время предохраняющим призму от влаги наружного воздуха. На стержне расположена площадка с зеркалом и тесно прилегающей к нему плосковыпуклой линзой. Поверхность зеркала и вершина линзы находятся на оси вращения столика монохроматора. Перед зеркалом на расстоянии от него 2040 мм находится осветитель с круглой диафрагмой, пересеченной вертикальной нитью. Лучи, идущие от осветителя, после отражения от зеркала, пройдя через линзу, дают четкое изображение диафрагмы и вертикальной нити на шкале. Шкала расположена непосредственно под диафрагмой и в одной пло-

скости с ней, так, что нуль шкалы находится на одной вертикали с нитью диафрагмы. Перед каждой серией наблюдений контролируется правильность положения шкалы при помощи натриевой лампы. Примерная точность отсчета углов поворота столика по миллиметровой шкале в наших условиях не ниже 10 сек., что обеспечивает возможность определения длин волн с точностью не менее 1% в области наименьшей дисперсии (около 3 мк) и с точностью около 0,05% — в области 7 мк и далее, где дисперсия выше. (При этом не учитывалось влияние ширины щели и разрешающей способности системы).

6. Общая характеристика установки с вспомогательными частями

Установка была снабжена источниками радиации и приспособлением, обеспечивающим возможность замены их друг другом без нарушения хода лучей в осветителе и монохроматоре.

В качестве излучателей для инфракрасной области при установке имеется штифт Нерста, а также излучатель, где телом накала является стержень из числа изготовленных Институтом огнеупоров для печей сопротивления. Их описание имеется в статье Караянопуло и Новикова [9]. Эти стержни аналогичны описываемым в мировой литературе.

При выборе стержней было испытано двести штук и из них выбраны четыре экземпляра, удовлетворяющие условию наиболее равномерной яркости по всей рабочей поверхности. Стержни имеют длину 180 мм, диаметр 15 мм. Их концы на расстоянии 25—50 мм имеют меньшее сопротивление по сравнению с рабочей частью, а потому остаются значительно менее нагретыми, чем рабочая поверхность. Полученные стержни рассчитаны на нагрев при 40 в и 8 а. При их испытаниях ток доводился до 20 а при 70 в, без каких-либо заметных изменений на поверхности. При этом достигалась яркостная температура около 1600° С.

Для предварительных испытаний и для работы в ближней инфракрасной области служит электрическая лампочка с прямолинейной спиралью.

Для контрольных измерений, как указано выше, имеется газосветная натриевая лампа.

Все излучатели снабжены кожухами для охлаждения проточной водой. Конструкция всех штативов и их осуществление при работе себя оправдали, так как обеспечили легкость юстировки всей осветительной установки. Осветительное устройство помещается в отдельном кожухе, как это изображено на рис. 8. Слева (по ходу лучей) имеется рабочий источник *S*, излучение которого, пройдя через отверстие в кожухе и отразившись от плоского зеркала *I*, падает на конденсирующее сферическое зеркало *2* (диаметр 180 мм, радиус кривизны 420 мм), стоящее в передней части кожуха и дающее изображение спирали лампы на щели монохроматора *3*. Поворотом вогнутого зеркала вокруг вертикальной оси можно перейти от рабочего источника *S*, расположенного слева от осветительного ко-

жуха, к контрольному источнику — натриевой лампе S_0 , смонтированной справа от кожуха, по отношению к конденсорному зеркалу, симметрично рабочему источнику.

В приемном кожухе находятся два сферических вогнутых зеркала с радиусом кривизны 420 мм (зеркала и их держатели точно такие, как и в осветителе). Зеркала установлены по z-образной схеме на учетверенном фокусном расстоянии друг от друга (рис. 9). Расходящийся пучок лучей, вышедших из выходной щели монохроматора I , после отражения от плоского зеркала 2 отбрасывается на первое вогнутое зеркало 3 с наружным алюминированием, диаметром 180 мм и радиусом кривизны 420 мм и затем сводится на термостолбик, помещенный в положение 4. Такое расположение было пригодно для снятия кривых излучения источников.

Для определения спектрального пропускания фильтров применялось иное расположение. Термостолбик был перенесен из положения 4 в положение 7. Лучи, отразившись от зеркала 3, падают на зеркало 5

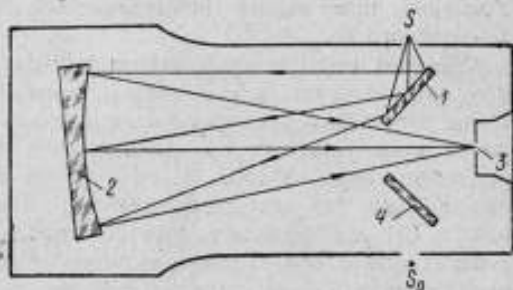


Рис. 8. Осветительное устройство.

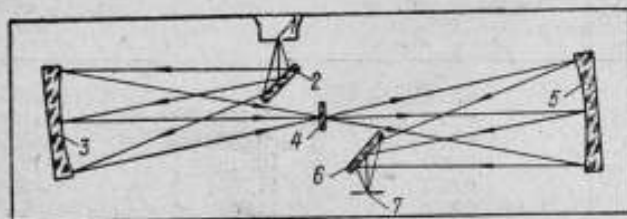


Рис. 9. Приемное устройство.

и после отражения от зеркала 6 принимаются на щель термостолбика 7. Исследуемый светофильтр помещается там, где ранее был термостолбик 4, и устанавливается перпендикулярно осевому лучу. Для этого в месте схождения лучей 4 помещен столик с направляющими, по которым скользит рамка с фильтром. Вместе с рамкой фильтр может свободно вдвигаться на пути лучей и удалиться в сторону. Для измерения спектрального отражения испытуемая поверхность помещается в положение одного из плоских зеркал 6 или 2.

При наших измерениях в качестве приемника служил чувствительный линейный микротермостолбик [10], соединенный с зеркальным гальванометром. Для повышения чувствительности приемного устройства применялось электрическое усиление [11, 12]. Для этого оптической лабораторией разработано и изготовлено на заводе „Эталон“

специальное фотоэлектрическое реле с двумя сернисто-серебряными фотоэлементами [13, 14], соединенными по дифференциальной схеме. Отклонение зеркальца гальванометра, соединенного с термостолбиком, создавая нарушение оптического равновесия в схеме, вызывает фототок, регистрируемый вторым зеркальным гальванометром, показание которого отсчитывается по круговой шкале с радиусом, равным 1 м. Усиление при наших испытаниях подбиралось обычно до 50—70-кратного.

Ширина щели монохроматора при работе доводилась до 0,1 мм, что соответствует 2,5 нормальной щели при длине волны 15 мк. Были рассчитаны спектральные интервалы, выделяемые монохроматором в этих условиях при длинах волн от 1 до 16 мк. Результаты приведены ниже, в табл. 4, из которой видно, что в части спектра около 3 мк, где дисперсия каменной соли наименьшая, щель шириной в 0,1 мм выделяет спектральный интервал 0,4 мк, который с переходом в более длинноволновую область уменьшается, достигая при 12 мк величины порядка 0,1 мк.

Таблица 4

Зависимость спектрального интервала, выделяемого монохроматором, от длины волны при ширине щели 0,1 мм

Длина волны λ , мк	Спектральный интервал $\Delta\lambda$, выделяемый монохроматором оптической лаборатории при ширине щели 0,1 мм мк	Длина волны λ , мк	Спектральный интервал $\Delta\lambda$, выделяемый монохроматором оптической лаборатории при ширине щели 0,1 мм мк
1,1786	0,126	7,6611	0,162
1,7680	0,270	7,9558	0,152
2,3573	0,360	8,8398	0,145
2,9466	0,400	10,0184	0,125
3,5359	0,370	11,7864	0,105
4,1252	0,332	12,9650	0,094
5,0092	0,280	14,1436	0,083
5,8932	0,236	14,733	0,083
6,4825	0,240	15,322	0,081
7,0718	0,177	15,9116	0,071

7. Пример измерений при помощи монохроматора: определение спектрального пропускания

Как мы уже указали, на установке с монохроматором можно производить измерения спектрального пропускания светофильтров. Для примера приводим результаты, полученные при исследовании фильтра, задерживающего всю видимую и пропускающего ближнюю инфракрасную область.

Для измерения спектрального пропускания требуется обычно:

- 1) наблюдать при установленном положении столика отклонение галь-

ванометра, соединенного с приемником при падении на него излучения, вышедшего из монохроматора; 2) ввести в приемный кожух на пути лучей в положение φ (рис. 9) исследуемый фильтр и 3) определить отклонение гальванометра при падении на термостолбик излучения, ослабленного фильтром.

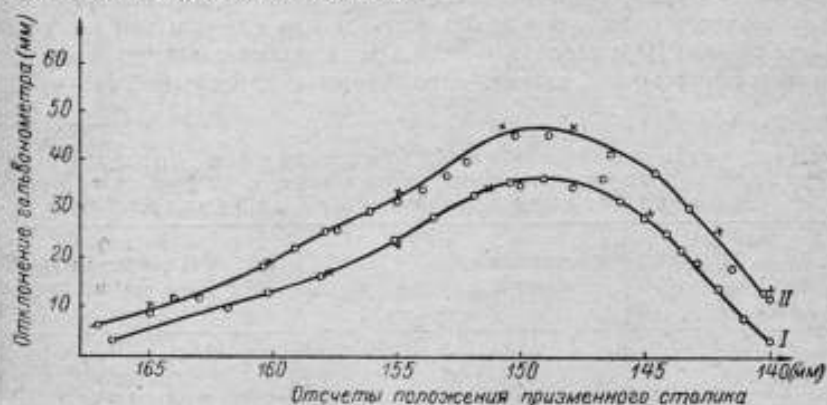


Рис. 10. Кривая распределения регистрируемой термостолбиком энергии с фильтром I и без фильтра II.

Мы сперва производили ряд наблюдений с фильтром (рис. 10, кривая I), затем выполнили серию наблюдений без фильтра — кривая II (результаты наблюдений в обоих случаях обозначены кружками), после чего снова вводили фильтр и производили несколько контрольных

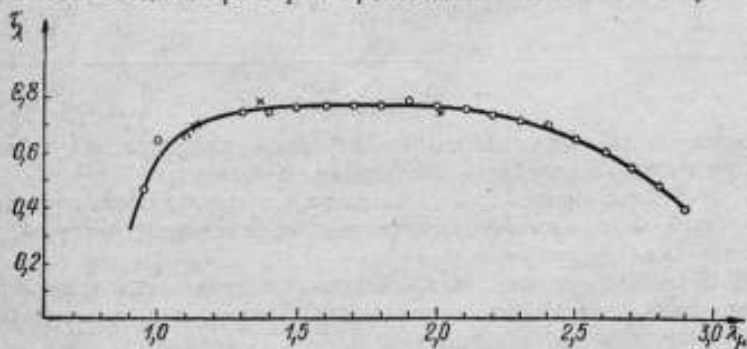


Рис. 11. Кривая спектрального пропускания светофильтра.

измерений, убеждавших, что в установке не происходило неожиданных изменений (результаты этих отсчетов обозначены крестиками на кривой I), затем вторично вводили фильтр и получили данные, нанесенные крестиками на кривой II.

Первая кривая дает картину распределения учитываемой термостолбиком энергии, ослабленной фильтром. Вторая кривая дает то же

без фильтра. На рис. 11 изображена кривая спектрального пропускания фильтра, начерченная по точкам, полученным в результате деления ординат кривой I на соответствующие ординаты кривой II.

Кроме того, крестиками на этом рисунке отмечены точки, полученные непосредственными, следующими друг за другом отсчетами гальванометра с фильтром и без фильтра при одной и той же установке столика. Оба способа отсчета дают хорошее согласие. В табл. 5 приведены численные данные, относящиеся к кривой рис. 11.

Таблица 5

Результаты определения спектрального пропускания фильтра, полученные на установке синфракрасным монохроматором оптической лаборатории

Длина волны λ мк	Спектральное пропускание τ_1	Длина волны λ мк	Спектральное пропускание τ_2
0,95	0,37	2,20	0,74
1,00	0,65	2,30	0,72
1,10	0,67	2,40	0,70
1,30	0,76	2,50	0,66
1,40	0,76	2,60	0,61
1,50	0,77	2,70	0,55
1,60	0,78	2,80	0,49
1,70	0,78	2,90	0,40
1,80	0,78	2,01	0,75
1,90	0,79	1,36	0,78
2,00	0,78	1,12	0,70
2,10	0,76	0,94	0,44

8. Выводы

Законченная часть работы по изучению инфракрасной области спектра позволяет прийти к следующим заключениям.

1. Выбранная нами, осуществленная и испытанная схема спектрального прибора с аксиально симметричной зеркальной оптикой дала положительные результаты.

2. Ее можно рекомендовать для изготовления светосильных приборов, свободных от хроматической аберрации, для самых дальних инфракрасных частей спектра.

3. Завод „Эталон“ располагает всеми необходимыми данными для воспроизведения подобных приборов.

4. Изученный опытный вариант призмного спектрометра пригоден для выполнения всех основных измерительных работ в области прозрачности призмы.

5. Необходимые для него призмы можно изготавливать из отечественных материалов с высокой степенью точности.

6. Для измерительных целей можно пользоваться проверенными и исправленными таблицами, приведенными в тексте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хршановский С. А., Отечественная аппаратура для молекулярной спектроскопии, Вестник Ленинградского университета, № 3, 1950, стр. 157.
2. Юрьев М. А., По поводу схемы Вадсворта, Изв. АН СССР, физич. сер., т. XI, № 4, 1947, стр. 454.
3. Юрьев М. А. и Фомин А. Е., О выборе значений для показателей преломления хлористого натрия и хлористого калия при расчетах спектрометров для инфракрасной области, 1940.
4. Landolt-Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen, 1 ergänz. Band, herausg. Dr. W. A. Roth und Dr. K. Scheel, prof. Verb. Julius Springer, Berlin, 1927, S. 486.
5. „Справочник технической энциклопедии“, т. VIII, ОГИЗ, 1932, стр. 42.
6. „Сборник физических констант“, под ред. проф. Я. Г. Дорфмана и проф. С. Э. Фриша, ОНТИ, М—Л, 1937, стр. 343.
7. „Справочная книга оптико-механика“, т. II, под ред. Л. Г. Титова, ОНТИ, Л—М, 1937, стр. 610.
8. Шефер К. и Матосси Ф., Инфракрасные спектры, пер. с немец. С. В. Чердынцева, под ред. М. Л. Вейнгера, ОНТИ, Л—М, 1935, стр. 342.
9. Караяноуло К. А. и Новикова А. Н., Производство карборундовых стержней — нагревателей для электропечей сопротивления, Труды Всесоюзного института огнеупоров, вып. XVIII, 1939, стр. 3.
10. Александров Б. П. и Куртнер А. В., Новая конструкция линейного высокочувствительного термостолбика, Журнал технической физики, т. VII, вып. 9, 1937, стр. 974.
11. Чулановский В. М., Введение в молекулярный спектральный анализ, Гостехиздат, Л—М, 1950, стр. 228.
12. Стронг Д., Техника физического эксперимента, под ред. проф. Б. А. Остроумова, Лениздат, 1948, 318.
13. Гейхман Д. С. и Сорока М. Е., Сернисто-серебряный вентильный фотозлемент, Журнал технической физики, т. XI, вып. 3, 1941, стр. 266.
14. Ильина А. А., Применение серно-серебряных фотозлементов в спектрофотометрии, Изв. АН СССР, физич. сер., т. XI, № 4, М, 1947, стр. 437.

Е. А. ВОЛКОВА и Н. П. МИЛЮТИНА

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ЛИМБА ГОНИОМЕТРА

Для исследования лимба гониометра оптической лабораторией были использованы методы, применяемые при изучении лимбов геодезических угломерных инструментов [1, 2, 3, 4]. Исследуемый гониометр, внешний вид которого приведен на рис. 1, имеет лимб

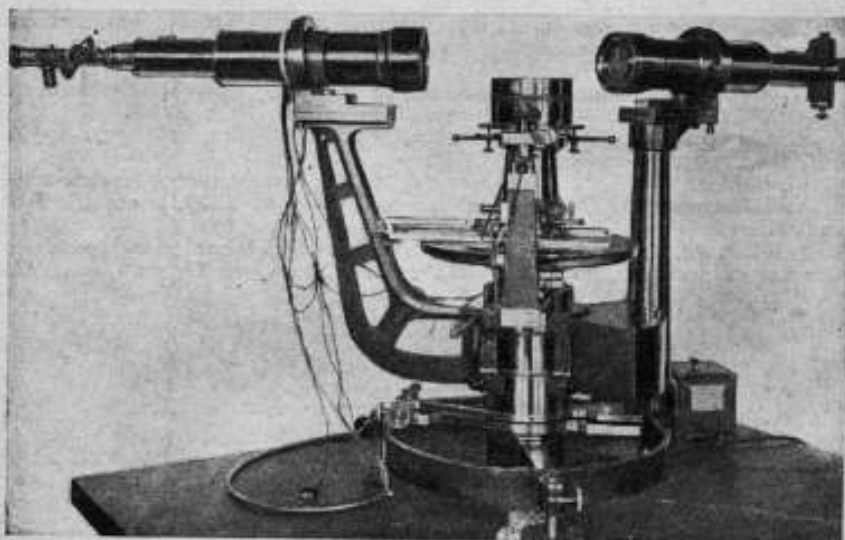


Рис. 1. Внешний вид гониометра.

диаметром 30 см с ценой деления равной 5'; цена деления барабанов окулярных микрометров равна 1". Фокусные расстояния объективов трубы и коллиматора равны 50 см.

Погрешности измерений на гониометре могут возникнуть вследствие: 1) неправильной юстировки прибора (так, например, может отсутствовать перпендикулярность оси вращения лимба к оптической оси трубы, цена деления барабанов окулярных микрометров может не

соответствовать увеличению отсчетных микроскопов, может существовать неперпендикулярность оси вращения лимба к его плоскости, винты окулярных микрометров могут иметь износ), 2) вследствие неправильно нанесенных делений лимба. Если юстировка прибора правильна, то точность, которую следует ожидать от прибора, будет в основном зависеть от качества делений лимба.

Исследуемый гониометр имеет лимб с делениями, нанесенными на серебре посредством делительной машины. Нанесение делений с помощью делительных машин связано с возникновением систематических погрешностей делений.

Причины возникновения погрешностей разнообразны и зависят как от конструкции машины, методики работы на ней, механических качеств материала лимба, так и от температурного режима при нанесении штрихов. Рекомендуется после изготовления каждого лимба производить исследование нанесенных делений. С этой целью обычно производятся измерения одного или нескольких углов на различных участках лимба. Результаты измерений позволяют обнаружить колебания в величине измеряемого угла, вследствие наличия систематических погрешностей делений лимба. Определение систематической погрешности каждого штриха связано с введением поправок на эксцентриситет алидады, различных для каждого ее положения. Поэтому обычно ограничиваются установлением влияния погрешностей штрихов на направления, определяемые по двум взаимно-противоположным микроскопам, т. е. определяют значения погрешностей диаметров лимба.

В геодезии для изучения лимбов точных инструментов применяют специальные машины. На столе таких машин укрепляется исследуемый лимб и изучение его штрихов производится путем откладывания угла, устанавливаемого между двумя парами микроскопов, на различных участках лимба. При этом ошибки визирований сведены к нулю, но исследование лимба, выполняемое отдельно от прибора, на котором он используется, может исказить результаты вследствие механических деформаций при закреплении лимба на машине. С помощью машин чаще исследуются вновь изготовленные лимбы, так как не рекомендуется разбирать прибор для изучения лимба. Наряду с исследованием лимбов с помощью круговых машин в геодезии разработаны методы исследования лимбов на самом инструменте.

Исследования делений лимба гониометра были выполнены на самом приборе. Сначала было решено использовать сравнительно простой метод, часто применяемый в геодезической практике (метод Гейвельинка).

При работе этим методом измеряют один и тот же угол на различных участках лимба через определенные интервалы. Если измеряемый угол равен $\beta + \alpha$, причем α — малая величина, отсчитываемая с помощью окулярных микрометров, а β — значение угла в целых делениях лимба, то, отсчитывая угол между диаметрами u и $u + \beta$, получим значение угла $\beta + p$, где p — разность отсчетов по микроскопам.

Условные уравнения для вычисления систематических погрешностей могут быть написаны в виде:

$$x_u - x_{u+\beta} + (p - \alpha) + \varepsilon_u = 0, \quad (1)$$

где x — систематическая погрешность, допущенная при нанесении делений, соответствующих диаметрам u и $u + \beta$;

ε_u — случайная погрешность измерения угла (остаточная погрешность условных уравнений).

Систематическую погрешность x_u можно представить в виде ряда:

$$x_u = a_0 + a \sin(2u + A) + b \sin(4u + B) + \\ + c \sin(6u + C) + \dots, \quad (2)$$

где a_0, a, b, c и т. д. — постоянные коэффициенты для данного лимба.

Полная погрешность диаметра u будет равна сумме:

$$(x_u) = x_u + \delta_u,$$

где δ_u — случайная погрешность нанесения штриха; в формуле (1) она входит в ε_u наряду с погрешностями измерения.

Для определения величин x_u для данного лимба производят измерения угла n раз на разных участках лимба при повороте лимба на интервал, укладывающийся целое число раз в полуокружности, и n перестановками проходят полную окружность. Вычисление значений x_u можно произвести одним из изложенных ниже способов.

При решении первым способом следует подставить развернутые в ряд значения x_u и $x_{u+\beta}$ из формулы (2) в формулу (1) и составить уравнения вида

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_u = (p - \alpha) + a \sin(2u + A) - a \sin(2u + 2\beta + A) + \\ + b \sin(4u + B) - b \sin(4u + 4\beta + B) + \\ + c \sin(6u + C) - c \sin(6u + 4\beta + C) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Принимая во внимание, что по условиям измерения

$$[\sin 2u] = [\sin 4u] = [\cos 2u] = [\cos 4u] = \dots = 0$$

$$[\sin 2u \cdot \cos 2u] = [\sin 4u \cdot \cos 4u] = [\cos 2u \cdot \cos 4u] = \dots = 0$$

$$[\sin^2 2u] = [\sin^2 4u] = \dots = [\cos^2 2u] = [\cos^2 4u] = \frac{\pi}{2},$$

преобразовываем уравнения (3), ограничиваясь тремя членами при разложении в ряд (2). Решая уравнения, получаем для коэффициентов A, B, C и a, b, c значения:

$$\operatorname{tg}(\beta + A) = - \frac{[(p-a) \cdot \sin 2u]}{[(p-a) \cdot \cos 2u]},$$

$$\operatorname{tg}(2\beta + B) = - \frac{[(p-a) \sin 4u]}{[(p-a) \cos 4u]},$$

$$\operatorname{tg}(3\beta + C) = - \frac{[(p-a) \sin 6u]}{[(p-a) \cos 6u]},$$

$$a = - \frac{[(p-a) \cdot \sin 2u]}{n \sin \beta \cdot \sin(\beta + A)},$$

$$b = - \frac{[(p-a) \cdot \sin 4u]}{n \sin^2 \beta \sin(2\beta + B)},$$

$$c = - \frac{[(p-a) \sin 6u]}{n \sin^3 \beta \sin(3\beta + C)}.$$

Значение систематических ошибок x_a вычисляется по формуле (2). Определение величины a_0 путем измерения разностей погрешностей невозможно и является совершенно излишним, так как a_0 автоматически исключается при изменении любого угла, вычисляемого из разности отсчетов по двум диаметрам.

Произведенные измерения позволяют оценить величины средней полной погрешности диаметров τ и средней случайной погрешности диаметров τ_s . Средняя квадратичная погрешность ряда измерений величины $\beta + \alpha$ может быть вычислена из выражения:

$$\sigma^2 = \frac{[(p-a)^2]}{n-1}.$$

Величину σ^2 можно представить в виде суммы

$$\sigma^2 = m^2 + 2\tau^2,$$

где m — погрешность наблюдения;

τ — средняя полная погрешность диаметра лимба.

Погрешность наблюдения можно вычислить, воспользовавшись тем, что измерения производятся в прямом и обратном ходах и таким образом на одно направление производят минимум две наводки, тогда

$$m^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{4n},$$

где v — разность результатов измерений прямого и обратного ходов на данном участке лимба.

Из разности $\tau^2 = \frac{1}{2} \sigma^2 - \frac{1}{2} m^2$ вычисляют величину τ . Среднюю случайную погрешность делений следует вычислять при помощи суммы

$$\sigma_s^2 = m^2 + 2\tau_s,$$

где σ_s — средняя квадратичная погрешность величины $\beta + \alpha$ без включения в нее систематических погрешностей делений.

Вычисление σ_s производится путем вычисления остаточных погрешностей условных уравнений, после чего определяют

$$\tau_s^2 = \frac{1}{2} \sigma_s^2 - \frac{1}{2} m^2.$$

Этот метод был принят нами при первом исследовании лимба гониометра, путем многократных измерений угла стеклянной призмы с номинальным значением, равным 45° .

В наших условиях измеряемый угол оставался неизменным во всех рядах измерений. Это обстоятельство создавало преимущество по сравнению с геодезическими измерениями, где неизменность угла обычно не вполне обеспечена, и поэтому среднее значение угла меняется при переходе от одной серии измерений к другой.

Угол призмы измеряли на 18 участках лимба через каждые 10° в прямом и обратном ходах с 5 наводками на каждое направление. После решения нормальных уравнений были вычислены систематические погрешности диаметров „ u “ по формуле:

$$x_u = -0",247 \sin(2u + 263^\circ) + 0",776 \sin(4u + 271^\circ) - \\ - 0",592 \sin(6u + 151^\circ).$$

Вычисленные величины систематических погрешностей приведены в табл. 1.

Таблица 1

Деления лимба по первому микроскопу (градусы)	Систематическая погрешность x_u (сек.)	Деления лимба по второму микроскопу (градусы)	Систематическая погрешность x_u (сек.)
0	-0,82	90	-0,73
10	-0,04	100	-1,13
20	+0,67	110	-0,92
30	+0,83	120	-0,04
40	+0,50	130	+0,97
50	+0,12	140	+1,33
60	-0,01	150	+0,76
70	-0,01	160	-0,28
80	-0,13	170	-0,98

Указанным выше приемом были вычислены также величины средней квадратичной погрешности ряда измерений $\tau = \pm 0^{\circ},84$, погрешности наблюдения $m = \pm 0^{\circ},5$ и средней полной погрешности двух диаметров $\tau = \pm 0^{\circ},48$. Величина средней случайной погрешности диаметров τ_s получилась равной $\pm 0^{\circ},27$.

Как видно из приведенных значений, систематические погрешности лимба невелики, и лимб может быть с успехом применен при точных измерениях углов.

Недостатком примененного метода является то, что мы имели дело всегда с разностями систематических погрешностей диаметров u и 45° . В этих условиях число уравнений (1) при любом числе измерений равно числу неизвестных.

Более точное решение можно получить, если применить не один угол призмы, а несколько углов; в таком случае данный диаметр будет входить в комбинации с другими различными диаметрами, например, $u - 45$, $u - 60$ и т. п.

В этих условиях число уравнений (1) больше числа неизвестных.

С целью выяснения достоверности величин погрешностей, полученных первым методом в 1949 г., было повторено изучение лимба гониометра вторым способом.

Углы призм в 30 и 60° измерялись на различных участках лимба, причем для уменьшения влияния случайных погрешностей делений лимба последний отсчет каждого измерения служил началом последующего.

Проделаны в прямом и обратном ходе следующие ряды измерений:

	$\alpha = 30^{\circ}$						
1)	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°
2)	15°	45°	75°	105°	135°	165°	195°

	$\alpha = 60^{\circ}$				
1)	0°	60°	120°	180°	
2)	15°	75°	135°	195°	

Таким образом, угол призмы в 30° измерялся 24 раза, а угол призмы в 60° — 12 раз.

На каждом участке лимба ($0-30^{\circ}$ и т. д.) при измерении угла было произведено по 10 отсчетов. Из этих измерений получили среднее арифметическое значение угла и среднюю квадратичную ошибку ряда измерений σ . Вес значения угла полагался равным $\frac{1}{\sigma^2}$. После этого подсчитывали средневзвешенное значение угла p из всех измерений, т. е. для угла 60° из 12 измерений и для угла 30° из 24 измерений.

Для каждого участка брали разность между измеренным значением угла α и средним взвешенным значением p . Разности $\alpha - p$ представляли собой остаточные погрешности. Эти остаточные погрешности зависели только от систематических погрешностей делений лимба, если предполагать, что случайные погрешности делений

лимба, равно как и погрешности измерения малы по величине. Таким путем были составлены уравнения вида (1) для определения систематических погрешностей

$$x_{\alpha+\beta} - x_{\alpha} = p - \alpha.$$

Эти уравнения рассматривались в дальнейшем как условные уравнения, позволяющие определить систематические погрешности диаметров лимба x_{α} и т. д. Число условных уравнений в данном способе было больше числа неизвестных. Переходя от условных уравнений к нормальным и полагая

$$x_0 = y_1, \quad x_{15} = y_2, \quad x_{30} = y_3$$

и т. д., получаем 24 уравнения с 24 неизвестными.

В нашем случае эти уравнения имели следующий вид (для прямого хода измерений):

$$\begin{aligned} 4y_1 - y_3 - y_5 - y_9 - y_{11} &= 1,9 & 4y_2 - y_4 - y_6 - y_{10} - y_{12} &= 2,9 \\ 2y_3 - y_1 - y_5 &= 4,3 & 2y_4 - y_2 - y_6 &= -2,7 \\ 4y_5 - y_1 - y_3 - y_7 - y_9 &= 0,5 & 4y_6 - y_2 - y_4 - y_8 - y_{10} &= -0,4 \\ 2y_7 - y_3 - y_9 &= -1,5 & 2y_8 - y_6 - y_{10} &= 0 \\ 4y_9 - y_1 - y_5 - y_7 - y_{11} &= -7,5 & 2y_{10} - y_2 - y_6 - y_8 - y_{12} &= 0,3 \\ 2y_{11} - y_1 - y_9 &= 2,3 & 2y_{12} - y_2 - y_{10} &= -0,1. \end{aligned}$$

Аналогичные системы были получены и для обратного хода. Так как при измерениях всегда получали разности систематических погрешностей, то системы уравнений (4) не имеют точного решения и их определитель тождественно равен нулю [5, 6].

Решение нормальных уравнений было выполнено способом последовательных приближений [7]. Всего было сделано 12 приближений. В табл. 2 приводятся результаты вычислений.

Таблица 2

Деления лимба по первому микроскопу (градусы)	Систематическая погрешность x_{α} (сек.)	Деления лимба по первому микроскопу (градусы)	Систематическая погрешность x_{α} (сек.)
0	+0,61	90	-0,69
15	+0,71	105	-0,26
30	+1,47	120	-0,17
45	-0,87	135	+0,01
60	+0,29	150	+0,87
75	-0,18	165	-0,21

По результатам первого и второго исследований (см. табл. 1 и 2) были построены кривые систематических погрешностей лимба гониометра (рис. 2). Результаты первого исследования нанесены в виде пунктирной линии, второго — сплошной. Как видно из кривых, получено совпадение в пределах погрешностей наблюдений величин систематических погрешностей, полученных в первом и втором случаях. При сравнении двух приведенных исследований можно отметить, что наиболее достоверными значениями следует считать величины систематических погрешностей, полученные во втором исследовании.

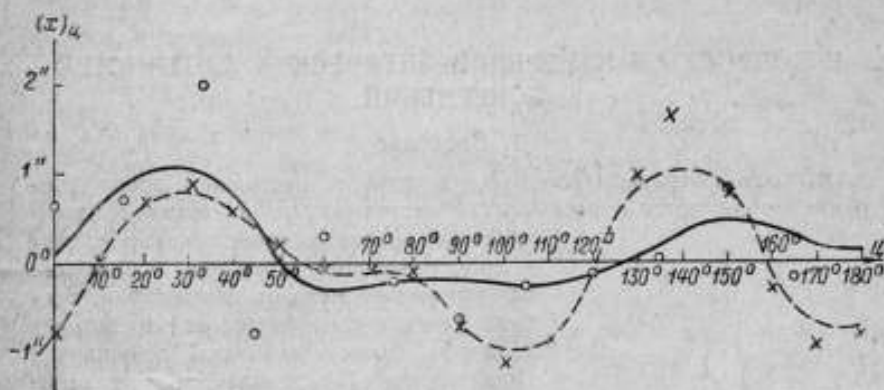


Рис. 2. Кривые систематических погрешностей лимба гониометра.

Выполненная работа показывает, что методы исследований лимбов угломерных инструментов, применяемые в геодезической практике, вполне пригодны для исследования лимбов гониометров. Неизменность измеряемых углов на гониометрах позволяет повысить точность визирований за счет числа наблюдений и тем самым увеличить точность определения систематических погрешностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Красовский Ф. Н. и Данилов В. В., Руководство по высшей геодезии, ч. I, Редбюро ГУГСК НКВД СССР, Москва, 1938, стр. 394—404.
2. Баринов В. А., Исследование кругов делительной машины Г. Гейде, „Геодезист“, № 5—6, 1933.
3. Смирнов К. Н., Определение ошибок зубчатого диска автоматических делительных машин, „Геодезист“, № 5, 1932.
4. Елисеев С. В., Новый способ определения поправок диаметров кругов угломерных инструментов, вып. XXI, Сборник научно-технических статей ГУГК, 1948, стр. 80—83.
5. Маликов М. Ф., Основы метрологии, ч. I, 1949, стр. 156—158 и 185—190.
6. Окунев Л. Я., Высшая алгебра, Гостехиздат, 1940, стр. 70.
7. Уиттекер Э. и Робинсон Г., Математическая обработка результатов наблюдений, Главная редакция общетехнической литературы, Л.—М., 1935, стр. 240—242.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ ПЛОТНОСТЕЙ ПОЧЕРНЕНИЙ

1. Введение

Методы фотографической фотометрии в настоящее время широко используются в различных областях науки и техники (спектральный анализ, астрономия, аэрофотосъемка и др.). Различные измерения, основанные на применении методов фотографии, требуют точного и однозначного определения величины фотографического почернения. Почернением [1] называется отложение металлического серебра или иного поглощающего свет вещества, образующегося в фотографическом слое в результате проявления или иной химикофотографической обработки.

Фотографическое почернение не является однородным по своей структуре [2], оно состоит из нескольких слоев зерен металлического серебра самых разнообразных размеров, различно экранирующих и рассеивающих падающий на них свет. Фотографическое почернение не может служить примером идеального диффузора, способного равномерно рассеивать свет, падающий на его поверхность. В этом легко убедиться при рассмотрении окружающих предметов через различные фотографические почернения. На рис. 1 показано примерное распределение света, прошедшего через фотографическое почернение А. Большая часть света проходит в направлении б, а остальная часть света рассеивается в направлениях а, в и др. Вид кривой рассеяния света будет различен в зависимости от физических свойств почернений.

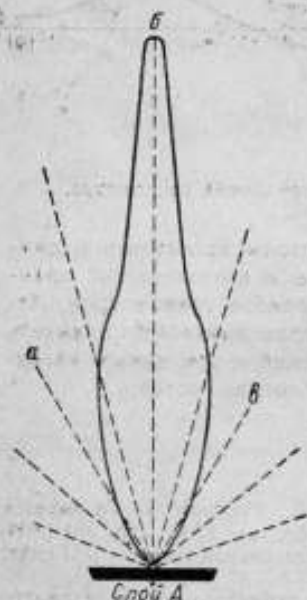


Рис. 1. Кривая распределения света, прошедшего через фотографическое почернение (слой А).

проходит в направлении б, а остальная часть света рассеивается в направлениях а, в и др. Вид кривой рассеяния света будет различен в зависимости от физических свойств почернений.

Ослабление светового потока, проходящего через фотографическое почернение, подчинено следующему известному закону [2]: если на поглощающий слой толщиной X с коэффициентом поглощения a падает по нормали световой поток F_0 , то выходящий из слоя световой поток F равен

$$F = F_0 10^{-ax}.$$

Коэффициентом пропускания [1] τ фотографического почернения называют отношение светового потока F , проходящего через почернение фотографического слоя на прозрачной подложке, к световому потоку F_0 , падающему на него

$$\tau = \frac{F}{F_0}.$$

Оптической плотностью почернения (оптическая плотность) [1] называется десятичный логарифм величины, обратной коэффициенту пропускания:

$$D = \lg \frac{F_0}{F} = \lg \frac{1}{\tau} = -\lg \tau.$$

Величина оптической плотности почернения характеризуется числом зерен металлического серебра на единице площади и распределением их по толщине эмульсионного слоя.

Величина оптической плотности зависит от толщины слоя и концентрации поглощающего вещества и подчиняется закону [2]: оптическая плотность (в монохроматическом свете) пропорциональна массе поглощающего вещества.

Из определения оптической плотности следует, что для нахождения величины оптической плотности D необходимо знать отношения световых потоков — упавшего на фотографический слой и прошедшего через него. Эти измерения могут быть выполнены с помощью денситометров [3] различной конструкции: визуальных, фотоэлектрических и т. д. Наиболее широкое распространение имеют визуальные денситометры, особенно такие, в которых измерение оптической плотности производится при освещении испытуемого образца диффузным светом.

Рассмотрим некоторые наиболее важные факторы, влияющие на точность измерения оптической плотности почернения. Как указывалось выше, фотографические почернения рассеивают свет, падающий на них в различной степени. Следовательно, находямая при измерении величина оптической плотности почернения будет зависеть от того количества рассеянного света, которое попало в приемник прибора, иначе говоря, зависит от апертуры воспринимающего устройства прибора. Величина оптической плотности зависит также от характера пучка света, падающего на измеряемый образец. При измерении одной и той же плотности в диффузном и направленном пучках света получаются различные значения плотности. В направленном

свете плотность всегда больше плотности, измеренной в диффузном [2].

Поскольку величина оптической плотности зависит от способа измерения и от характера пучка света, падающего на образец, то различают следующие частные значения плотности [1].

1. Диффузная оптическая плотность D_{\neq} — оптическая плотность почернения, освещаемого идеально-рассеянным световым пучком.

2. Регулярная оптическая плотность D_{\parallel} — оптическая плотность почернения, освещаемого параллельным световым пучком, при условии учета лишь той доли прошедшего через почернение пучка, которая не изменила своего направления.

3. Интегральная оптическая плотность D_{Σ} — оптическая плотность почернения, освещаемого параллельным световым пучком, при условии учета всего прошедшего через почернение пучка.

4. Эффективная оптическая плотность $D_{\text{эф}}$ — оптическая плотность почернения, отвечающая практическому его использованию в данных условиях (при контактной печати, при оптической печати, при проекции и т. д.).

Для получения сравнимых результатов при определении фотографических почернений, по предложению VI Международного фотографического конгресса, было принято решение об измерении почернений в диффузном свете. В качестве диффузора рекомендовано молочное стекло. Однако молочное стекло не является идеальным диффузором, и различные стекла обладают неодинаковыми свойствами. Наличие многократных отражений между фотографическим слоем и диффузором приводит к увеличению яркости молочного стекла, а следовательно, к уменьшению измеряемой величины оптической плотности [2]. Существенную роль играют также конструктивные особенности устройств, воспринимающих пучок, прошедший через образец. Все это вместе взятое вызывает расхождение между существующими отдельными денситометрами при измерении одного и того же фотографического почернения.

Отсутствие разработанного общесоюзного стандарта на определение величины оптических плотностей приводит к некоторой неоднозначности результатов при контроле самых разнообразных процессов фотографическими методами в науке и технике.

Настоящее исследование предпринято для выяснения влияния величины рассеяния света фотографическими почернениями, имеющими различные структурные и физические свойства, на точность определения оптической плотности. В настоящей статье дается описание опытной установки и метода исследования фотографических почернений.

2. Установка

Экспериментальная установка для исследования рассеяния света фотографическими почернениями представляет собой своеобразный распределительный фотометр. При освещении фотографического почернения практически параллельным пучком света на опытной уста-

новке измерялось с помощью фотоэлемента распределение (в пространстве) светового потока, прошедшего через фотографическое почернение. Кроме того, двумя методами измерялась общая величина светового потока, вышедшего из образца.

Схема установки изображена на рис. 2. „Точечная“ лампа накаливания 1 (12 в, 100 вт), помещенная в фокусе ахроматического двухлинзового объектива 3 с фокусным расстоянием 240 мм, создает постоянный световой поток, приближающийся к параллельному. Отклонение от параллельности световых лучей не превышало 1° . Для уменьшения рассеяния света обе стороны объектива просветлены. Параллельный пучок света падает на исследуемый образец фотографического почернения 5, установленного строго перпендикулярно к оси объектива. За образцом находится круглая диафрагма 4

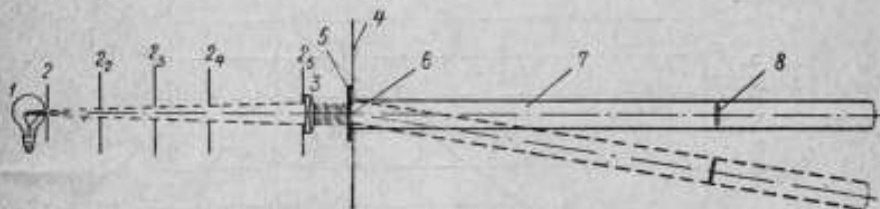


Рис. 2. Схема установки для исследования рассеяния света фотографическими почернениями.

1 — лампа; 2 — диафрагма, экранирующая колбу; 2₁, 2₂, 2₃, 2₄ — диафрагмы, ограничивающие световой пучок; 3 — ахроматический объектив; 4 — диафрагма, ограничивающая измеряемый на образце кружок; 5 — образец; 6 — центр вращения поворотного плеча, которое укреплено на лимбе (не показано); 7 — поворотное плечо, на котором укреплен фотоэлемент; 8 — фотоэлемент.

диаметром 16,5 мм, ограничивающая действующую площадь исследуемого почернения. После образца ничто не ограничивает свободного излучения света в пределах 180° телесного угла. Объектив и образец фотографического почернения жестко укреплены на неподвижной части лимба. На подвижной части лимба одним своим концом укреплено поворотное плечо 7, ось вращения этого плеча б лежит в плоскости исследуемого образца. При перемещении указателя лимба на углы ϵ (от 0 до $\pm 90^\circ$) в обе стороны от оптической оси системы любая точка поворотного плеча описывает в пространстве полуокружность соответствующего радиуса. Фотоэлемент, находящийся на поворотном плече, занимает при этом различные положения на этой полуокружности, в центре которой находится испытуемый образец фотографического почернения.

Таким образом, с помощью фотоэлемента возможно измерять величины световых потоков, выходящих из фотографического почернения и распространяющихся в пространстве под различными углами к оси.

Ввиду того, что картина рассеяния света фотографическим почернением симметрична относительно оси системы и одинакова в любой плоскости, проходящей через ось, достаточно производить изме-

рения световых потоков только в одном квадранте. Фотоэлемент, в зависимости от условий опыта, может передвигаться на любое расстояние от фотографического почернения. Селеновый фотоэлемент, изготовленный специально для измерительных целей, обладает хорошей воспроизводимостью показаний. Действующая поверхность фотоэлемента равна $9,2 \text{ см}^2$, чувствительность фотоэлемента равна 350 мкА/лм , э. д. с. холостого хода 108 мВ при 10 мк . С фотоэлемента снято покровное стекло для исключения рассеяния света стеклом. В работе были использованы два гальванометра типа ГПЗ-2, имеющие разную чувствительность (гальванометр № 16 имел чув-

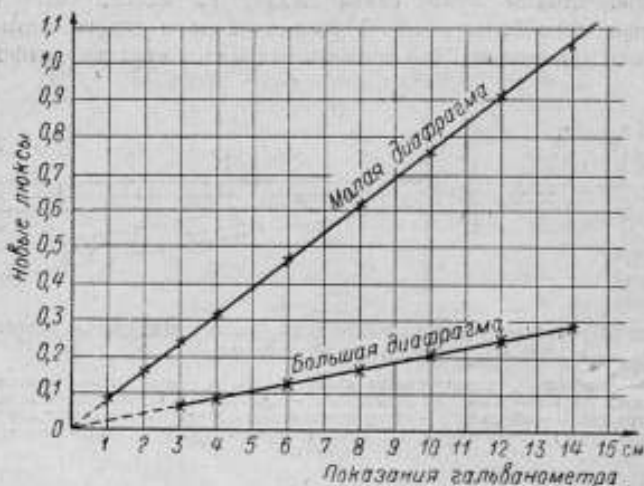


Рис. 3. Зависимость между освещенностью фотоэлемента и показаниями гальванометра типа ГПЗ-2 № 16.

ствительность $0,5 \cdot 10^{-9} \text{ а}$ на 1 м.м шкалы и гальванометр № 21 $1 \cdot 10^{-8} \text{ а}$ на 1 м.м шкалы). В зависимости от величины измеряемого потока фотоэлемент переключался с более грубого гальванометра на более чувствительный. Для того чтобы условия работы фотоэлемента при этом не менялись, внутренние сопротивления двух гальванометров были доведены до одной величины (680 о.м). Для подтверждения наличия прямолинейной зависимости между освещенностью фотоэлемента и показаниями двух гальванометров фотометрической лабораторией ВНИИМ были проведены соответствующие измерения на фотометрической скамье. Градуировка фотоэлемента была сделана для двух рабочих диафрагм, применявшихся при исследованиях. Результаты этих измерений показаны на рис. 3 и 4.

В нашей установке с целью устранения постороннего рассеянного света везде по ходу светового пучка вокруг отверстий диафрагм и объективов подклеен черный бархат. Для улавливания света от направленного пучка, проходящего через образец в момент проведения измерений под различными углами ϵ , было применено сле-

циальное приспособление, подобное „черному телу“. Вся установка помещена в специально оборудованной темной комнате, стены которой обтянуты черным материалом.

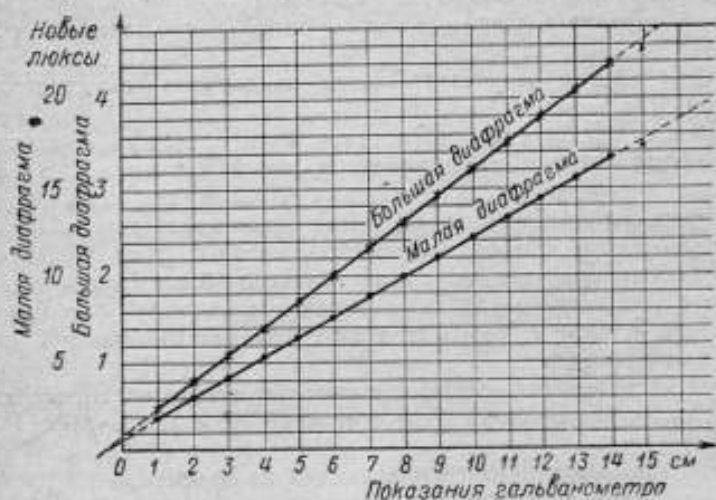


Рис. 4. Зависимость между освещенностью фотозащиты и показаниями гальванометра типа ГПЗ-2 № 21.

3. Метод исследования

Для проведения исследований были изготовлены серии образцов фотографических почернений, условия получения которых и структурные свойства были известны. Изготовление, описание и исследование серий образцов не входит в рамки настоящего сообщения.

Для каждого образца были получены кривые рассеяния света, прошедшего через почернение. При этом было проведено количественное разделение светового потока, прошедшего через почернение, на две его составляющие: рассеянный световой поток и световой поток, прошедший через слой без изменения своего направления.

Для серий образцов были определены величины диффузных оптических плотностей на образцовом поляризационном денситометре [3]. Для этих же образцов были получены значения интегральных оптических плотностей, определенных тремя различными методами, описываемыми ниже. При исследовании измерялись следующие величины (метод измерения каждой из величин описан ниже).

1. Световой поток, падающий на исследуемое почернение, F_0 .
2. Общий световой поток F , прошедший через образец почернения (измерение производилось тремя способами).
3. Элементарный световой поток, прошедший через почернение и распространяющийся в пространстве в направлении, составляющем угол ϵ с нормалью к образцу F_ϵ .

Элементарный световой поток, распространяющийся по оси системы, т. е. по нормали к образцу ($e = 0$) F_e' .

4. Направленная составляющая светового потока, т. е. световой поток, прошедший через образец без изменения своего направления F_n .

При измерении величин световых потоков соблюдались общие условия:

1. Сила тока в „точечной“ лампе поддерживалась строго постоянной.

2. Все измерения световых потоков были проведены с помощью фотоэлемента и двух гальванометров, описанных выше. В случае измерения больших величин световых потоков, превышавших пределы измерений гальванометров, были применены светофильтры из нейтрально-серого стекла, поверхность которых была просветлена. Коэффициенты пропускания τ светофильтров были определены визуально в фотометрической лаборатории и с помощью фотоэлемента на опытной установке; результаты этих измерений оказались практически совпадающими.

3. Все измеренные величины выражены в относительных единицах, пропорциональных соответствующим фотометрическим единицам.

Рассмотрим методы измерений каждой из величин.

1. Для измерения светового потока F_0 , падающего на исследуемое почернение, фотоэлемент прижимался вплотную к диафрагме 4 (рис. 2), ограничивающей действующую площадь образца 5. При этом измерении образец отсутствовал.

2. Измерение общего светового потока, прошедшего через образец почернения, производилось следующими тремя способами:

а) для измерения общего светового потока F_Φ , прошедшего через почернение, был применен метод, подобный предыдущему, но перед диафрагмой 4 (рис. 2) устанавливался образец 5;

б) измерение общего светового потока $F_{\text{ш}}$ производилось с помощью светомерного гипсового шара, внутренний диаметр которого равен 150 мм. Внутренняя поверхность шара отбелена при помощи окиси магния. Шар имеет два отверстия, расположенных под углом 90° друг относительно друга. Общая площадь отверстий не превышает 1,5% поверхности шара. Одним своим отверстием шар прижимался к диафрагме 4 (рис. 2), ограничивающей образец, а второе отверстие шара покрывалось фотоэлементом. Для того чтобы величины световых потоков F_Φ и $F_{\text{ш}}$ могли быть сравнимы между собой, отсчет по шкале гальванометра, полученной при измерении последним способом, умножался на переходный коэффициент светомерного шара.

Переходный коэффициент шара определен следующим образом. Измерялся световой поток F_0 (см. п. 1), а затем измерялся световой поток, падающий на фотоэлемент, закрывающий отверстие в шаре. Отношение величин этих двух световых потоков дает переходный коэффициент шара. В данном случае переходный коэффициент шара $K = 10,0$;

в) измерение величины общего светового потока F_d , прошедшего через образец, получено интегрированием элементарных световых потоков F_e (описано ниже).

3. Измерение элементарного светового потока F_e , прошедшего через почернение и распространяющегося в пространстве в направлении, составляющем угол e с нормалью к образцу, производилось фотоэлементом на установке (рис. 2). Измерения проведены в пределах значений углов e от 0 до $\pm 90^\circ$, радиус перемещения фотоэлемента составлял 182 мм, т. е. при данной величине диафрагмы, ограничивающей действующую поверхность фотоэлемента, телесный угол измеряемого элементарного светового потока составлял 0,007стерадиана.

Измерение элементарного светового потока F'_e , распространяющегося по оси системы, произведено фотоэлементом, помещенным на

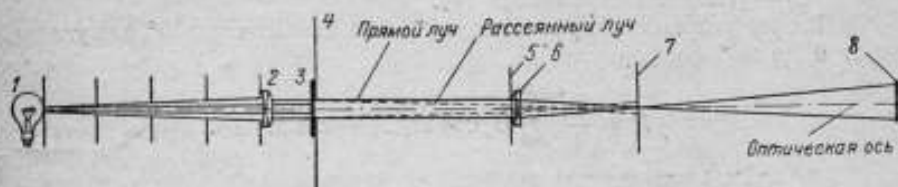


Рис. 5. Схема установки с дополнительным устройством для измерения направленной части светового потока F_d , вышедшего из фотографического почернения

1 — лампа; 2 — ахроматический объектив; 3 — образец; 4 — диафрагма, ограничивающая измеряемый на образце кружок; 5 — диафрагма, экранящая края объектива; 6 — двуклинковый объектив; 7 — диафрагма, пропускающая направленную часть светового потока; 8 — фотоэлемент.

оси. Световой поток F'_e включает в себе как световой поток F_e , рассеиваемый образцом в пределах телесного угла 0,007стерадиана по направлению оси системы, так и поток F_n направленного света, представляющий собой параллельный пучок, прошедший через почернение, без изменения своего направления.

4. Для измерения направленного светового потока было применено дополнительное устройство, изображенное на рис. 5. Направленный пучок собирается объективом 6 в „точку“. Фокусное расстояние объектива равно 110 мм, и поэтому изображение светящегося тела имело размер около 2 мм. В главном фокусе этого объектива помещался экран 7 с отверстием диаметром 2,5 мм; через это отверстие проходили собранные объективом лучи, принадлежащие параллельному пучку. Фотоэлемент 8, расположенный за экраном 7, измерял, в основном, только направленную составляющую светового потока F_n , вышедшую из почернения.

Для уменьшения рассеяния света обе свободные поверхности объектива были просветлены. Действующий диаметр объектива ограничивался диафрагмой, размеры которой ($d = 17,5$ мм) несколько превышали сечение параллельного пучка. Объектив помещался на расстоянии 182 мм от почернения.

Определение светового потока F методом интегрирования значений элементарных световых потоков производилось по величине светности образца. Общий световой поток F_u , выходящий из фотографического почернения, состоит из суммы рассеянной части светового потока и направленной части его.

$$F_u = \sum F_e + F_u = R \cdot S,$$

где R — светность образца;

S — площадь образца.

Светность образца вычислялась по формуле

$$R = \frac{\pi}{2} \sum B_e C_i,$$

где B_e — яркость образца в направлении угла e ;

C_i — угловой коэффициент [4].

Расчет угловых коэффициентов C_i был сделан через 5° для углов от 0 до 90° по формуле

$$R = \frac{\pi}{2} \sum_{e=0^\circ}^{e=90^\circ} B_e \cos 2e_{i-1} - \cos 2e_{i+1}.$$

Яркость образца в направлении угла e вычислялась на основании измерений элементарных световых потоков F_e

$$B_e = \frac{J_e}{S_{\text{обп}} \cos e} = \frac{kle \cdot r^2}{S_a \cdot S_{\text{обп}} \cdot \cos e},$$

где $w_e = \frac{S_{\text{обп}} \cdot \cos e}{r^2}$ — телесный угол;

S_a — действующая площадь фотоэлемента;

kle — показание гальванометра, пропорциональное величине светового потока F_e .

Вычислив светность R образца и зная действующую площадь образца S , находим величину светового потока

$$F_u = RS.$$

4. Точность метода

Как указывалось выше, измерение общего светового потока F , прошедшего через фотографическое почернение, было сделано непосредственно фотоэлементом, прижатым к почернению, и при помощи светомерного шара. Кроме того, величина светового потока F была получена расчетным путем — интегрированием значений элементарных световых потоков F_e , рассеянных образцом под различными углами e . Сопоставление между собой значений общих световых потоков F , полученных тремя различными методами для одного и того же образца, позволяет судить о правильности избранного метода

исследования и его точности. В таблице приведены величины общих световых потоков F (столбцы 2, 4, 6), полученных тремя вышеописанными методами, для серии образцов (столбец 1). В столбцах 5, 7 даны отношения величин $\frac{F_{\Phi} - F_{\text{н}}}{F_{\text{н}}} \cdot 100$ и $\frac{F_{\text{ш}} - F_{\text{н}}}{F_{\text{н}}} \cdot 100$, т. е. разности $F_{\Phi} - F_{\text{н}}$ и $F_{\text{ш}} - F_{\text{н}}$, выраженные в процентах по отношению к значению $F_{\text{н}}$, принятому за 100% (столбец 3).

Сравнение величин световых потоков F , полученных тремя методами для различных образцов

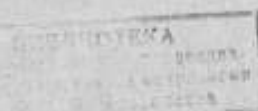
Образец (диффузная плотность $D_{\text{н}}$)	$F_{\text{н}}$	Принято за 100%	F_{Φ}	$\frac{F_{\Phi} - F_{\text{н}}}{F_{\text{н}}} \cdot 100$	$F_{\text{ш}}$	$\frac{F_{\text{ш}} - F_{\text{н}}}{F_{\text{н}}} \cdot 100$
1	2	3	4	5	6	7
Опаловое стекло	5000	100	4870	-2,6	4930	-1
2,92	36,6	100	36,8	0	38,3	+4
2,25	181	100	184	+1	189	+4
1,50	1040	100	1020	-2	1000	-4
0,98	3470	100	3400	-2	2920	-16
0,72	6500	100	6130	-6	5390	-17

Из таблицы видно, что величины световых потоков F_{Φ} и $F_{\text{ш}}$ (столбцы 4, 6) меньше величин светового потока $F_{\text{н}}$ (столбец 2) и среднее отклонение величин $\frac{F_{\Phi} - F_{\text{н}}}{F_{\text{н}}} \cdot 100$ и $\frac{F_{\text{ш}} - F_{\text{н}}}{F_{\text{н}}} \cdot 100$ (столбцы 5, 7), для данной серии образцов составляет 2 и 5% , что говорит о хорошей сходимости результатов, полученных различными методами.

Описанная установка и метод исследования позволяют произвести измерения рассеивающих свойств почернений, обладающих различными структурными и физическими свойствами; определить величины оптических плотностей почернений в зависимости от характера светового пучка, падающего на образец, и от апертуры устройства, воспринимающего световой пучок, прошедший через почернение. Обработка этих измерений позволит количественно оценить влияние этих факторов на величину оптической плотности и сделать соответствующие выводы при разработке стандартного метода измерения оптических плотностей.

ЛИТЕРАТУРА

- ГОСТ 2653 — 44, Основные понятия и величины фотографической сенситометрии. Терминология.
- Миз К., Теория фотографического процесса, русск. пер. под ред. проф. Гороховского Ю. Н., Гостехиздат, М — Л, 1949, стр. 142—145; 582—628.
- Гороховский Ю. Н., Методы фотографической сенситометрии, Госкиноиздат М, 1948, стр. 41—60.
- Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике, ОНТИ, М — Л, 1936.



СОДЕРЖАНИЕ

М. Ф. Романова, Е. А. Волкова, Л. К. Каяк — Сравнение длины государственного эталона метра с длиной волны красной линии кадмия	4
Г. И. Стракув — Требования к оптическим системам, фотографирующим интерференционные кольца равного наклона, и основания расчета системы, удовлетворяющей этим требованиям	13
Л. И. Крамп, Н. П. Кузнецов, Б. А. Остроумов — Установка для исследований в инфракрасной области спектра	23
Е. А. Волкова и Н. П. Милюткина. Метод исследования лимба гониометра	42
В. А. Коридорф, К вопросу об измерении оптических плотностей почернений	50

Корректор В. М. Хорошкевич

Подпис. к печати 22/VIII 1951 г. М-38893 Формат бумаги 60×92¹/₁₆

Печ. л. 3⁵/₁₆, Уч.-изд. л. 5,1. Тираж 600 экз. Зак. № 879

1-я типография Машгиза, Ленинград, ул. Моисеенко, 10

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По чей вине
8	8-я сверху	$0,02 \cdot 10^6$	$0,02 \cdot 10^{-6}$	Авт.
10	20-я сверху	180 :	180°.	.
16	21-я снизу	$\varphi_1 + \varphi_2 = 0$	$\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi$.
44	5-я снизу (Ф-ла 3)	4β	6β	.

ВНИИМ, 16, „Измерения в области оптики“.

СОДЕРЖАНИЕ

М. Ф. Романов, Е. А. Волкова, Л. К. Каяк — Сравнение длины государственного эталона метра с длиной волны красной линии кадмия

Г
Л
Е
В

СОДЕРЖАНИЕ ТАБЛИЦ

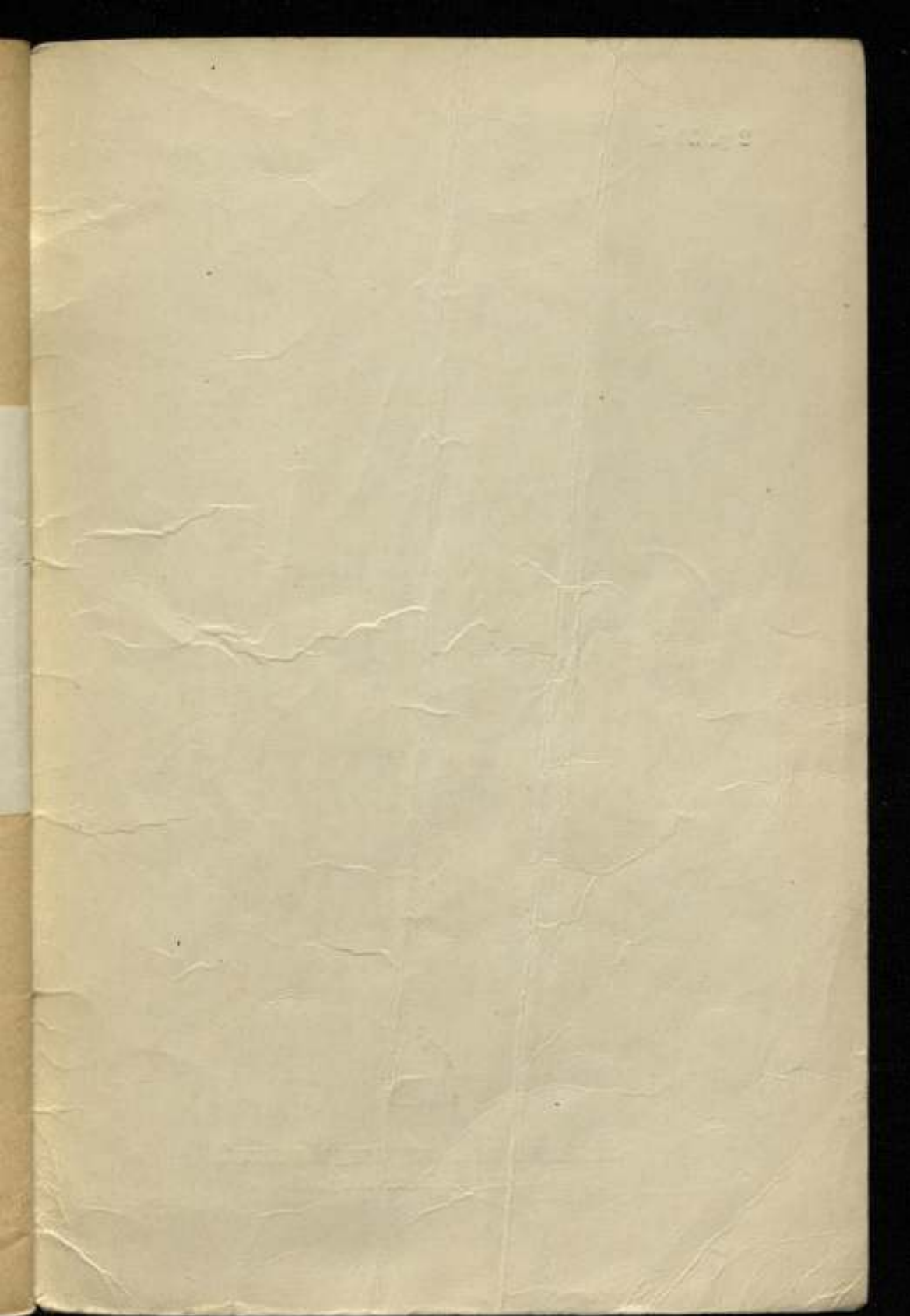
№ табл.	Наименование	Содержание	Страницы	Иллюстрации
1	Средние значения	0,000 000 000	1-2	1
2	Средние значения	0,000 000 000	3-4	2
3	Средние значения	0,000 000 000	5-6	3
4	Средние значения	0,000 000 000	7-8	4

* В таблице даны значения в сантиметрах, мм, микрометрах.

Корректор В. М. Хорошевич

Подпис. к печати 22/VIII 1951 г. М-38893 Формат бумаги 60×92¹/₁₆
Печ. л. 3¹/₄. Уч.-изд. л. 5,1. Тираж 600 экз. Зак. № 879

1-я типография Машгиза, Ленинград, ул. Моисеенко, 10



2 р. 30 к.



ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ МАШГИЗА
Ленинград, Невский пр., 58