

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

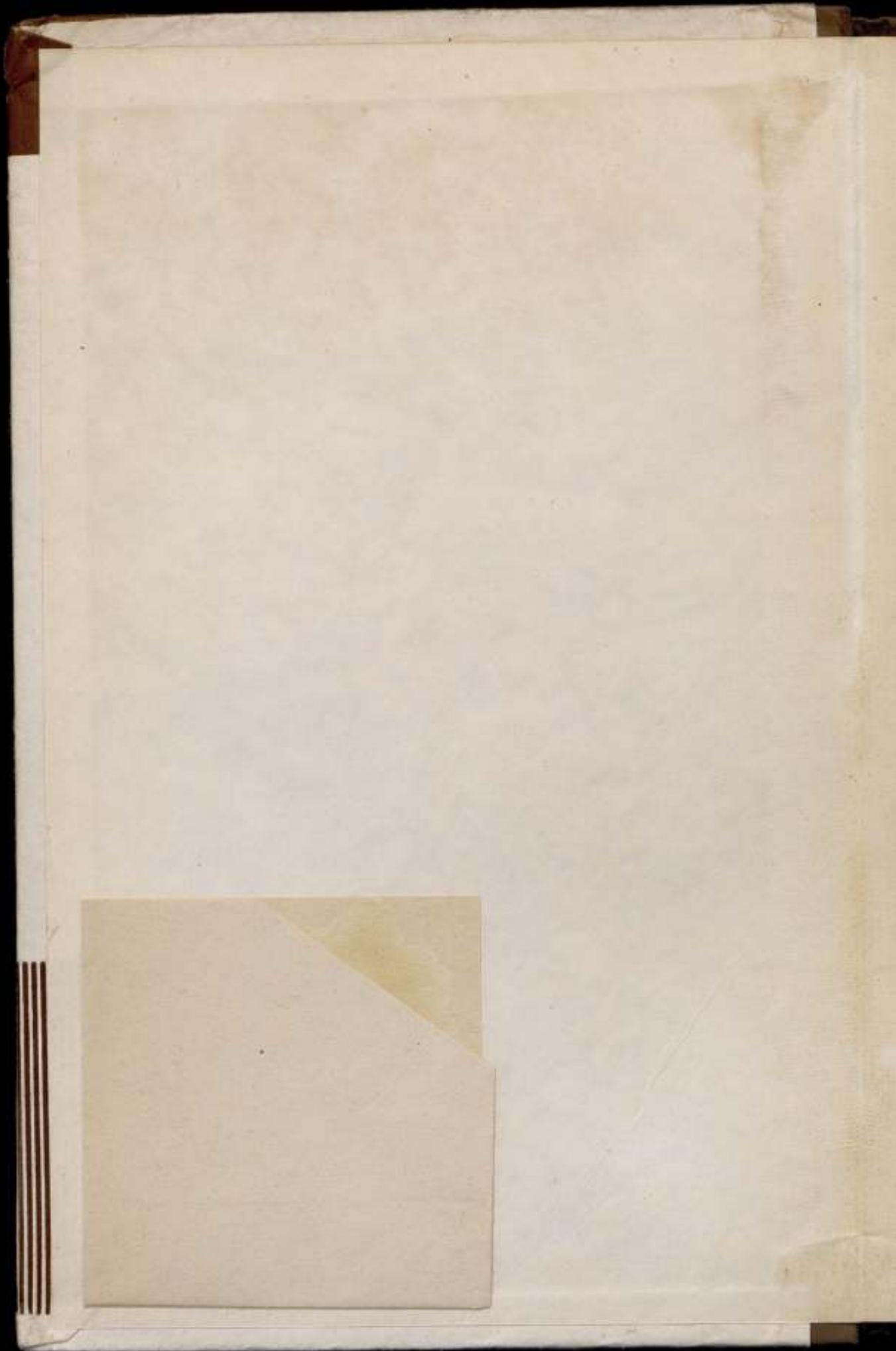
10/x1.70

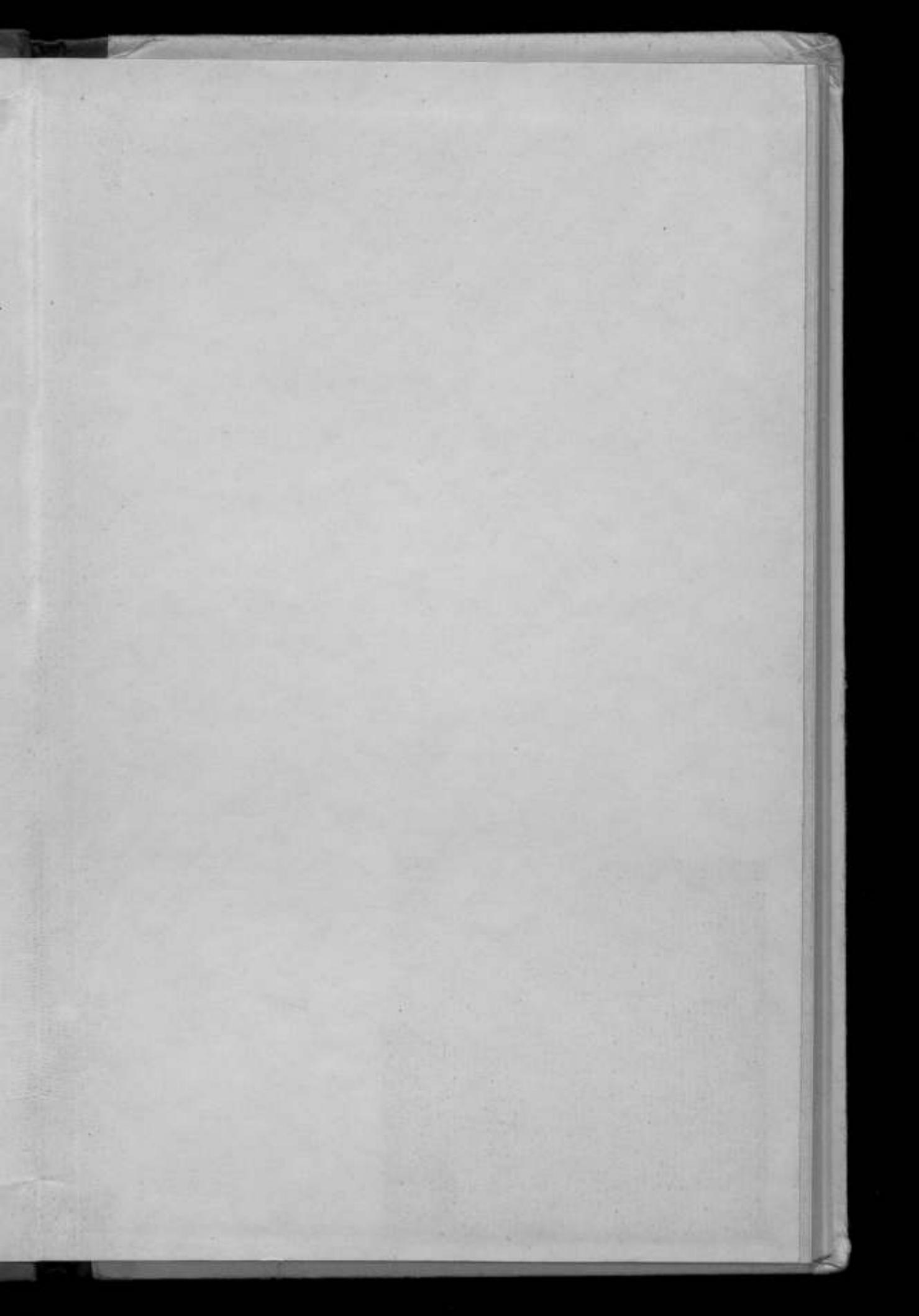
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ОПТИЧЕСКИХ  
ИЗМЕРЕНИЙ

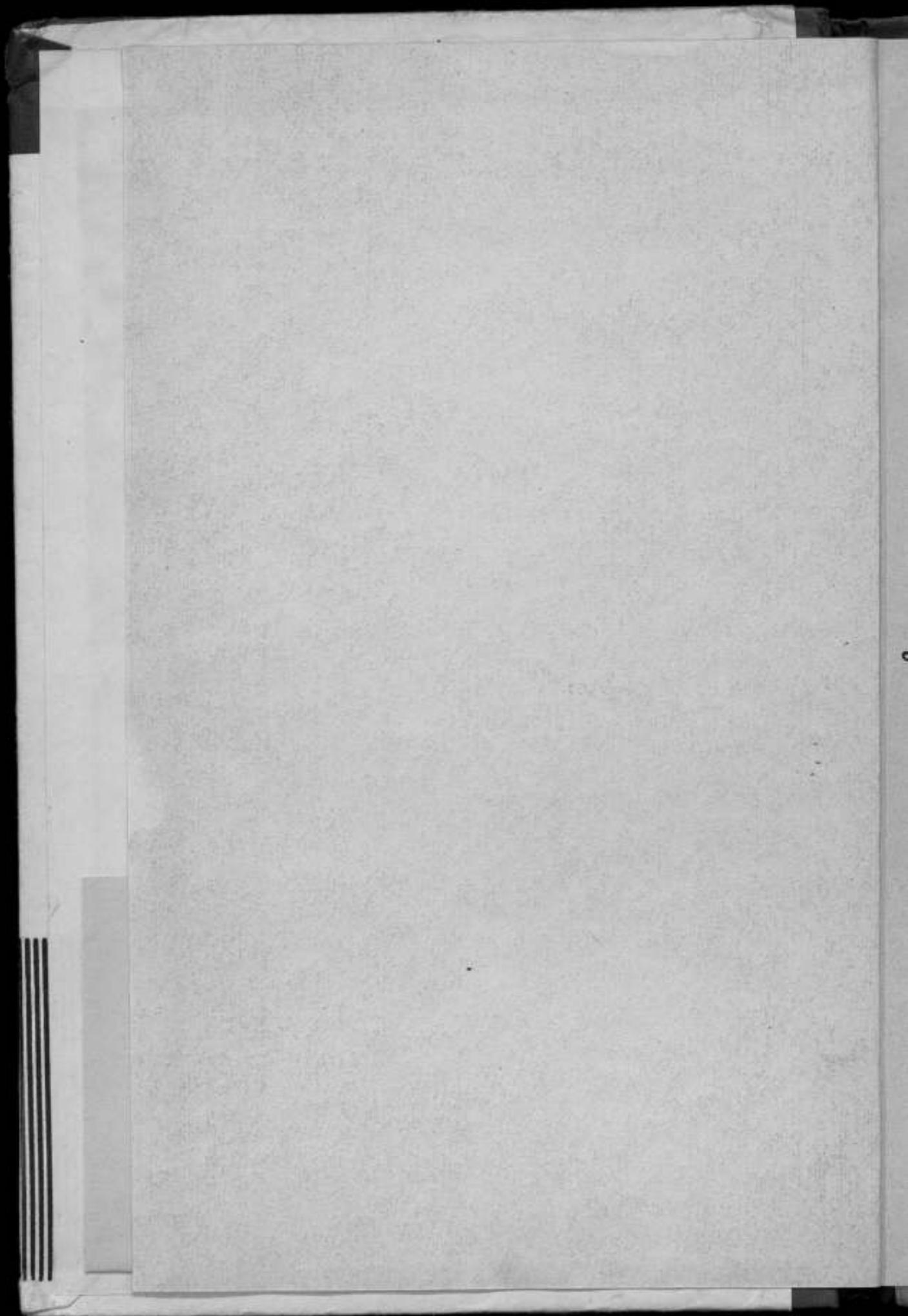
ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 114 (174)









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

---

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ОПТИЧЕСКИХ И СВЕТОВЫХ  
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 114 (174)

*Под редакцией*  
к. т. н. А. И. Карташова



ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

1970

ж 14870<sup>2</sup>

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ:

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), А. Н. Гордов, Е. Ф. Долгийский, А. И. Карташев, Л. К. Квяк, И. И. Кириков, Д. К. Коллеров, Б. Н. Олейник (зам. председателя), К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, М. Ф. Юдин

*Ответственный редактор*  
д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ОПТИЧЕСКИХ И СВЕТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 114 (174)

Редактор *Н. Н. Александрова*  
Техн. редактор *Э. Г. Вагер*  
Корректор *Е. Я. Фарберова*

Сдано в набор 8.IV. 1969 г. Подписано к печати 6/VII 1970 г.  
Формат бумаги 70×108/16 Печ. л. 11 Уч.-изд. л. 12,3  
М-13538. Тираж 2000 экз. Цена 1 р. 34 к. Заказ 2

Издательство Стандартов  
Москва, К-1, ул. Шусева, 4

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР  
Ленинград, С-144, ул. Моисеевко, 10

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник посвящен оптико-физическим и светотехническим измерениям. В нем отражены основные направления метрологических исследований в области оптики.

По содержанию сборник можно разделить на четыре части: измерения в области физической оптики, измерения в области геометрической оптики, фотометрию и, наконец, колориметрию.

В первой части рассматриваются вопросы, связанные с исследованиями монохроматических источников света, измерениями основного параметра светового излучения — длины волны, а также с аппаратурой, предназначенной для спектрометрических и спектрофотометрических измерений в видимой и инфракрасной областях спектра. Приведены результаты последних измерений скорости распространения света и некоторые теоретические обоснования нового более точного метода измерения постоянной Керра. Разобраны возможности использования эффекта Доплера для измерений малых скоростей и амплитуд механических колебаний.

Статьи, посвященные поляриметрическим измерениям, содержат описание новых объективных методов измерения угла вращения плоскости поляризации и двойного лучепреломления. Они отражают современную тенденцию связи оптики и электроники и перехода к автоматизации процессов измерения. Возможность перехода к автоматизации процессов точных измерений оптических характеристик разбирается и во второй части, посвященной измерениям в области геометрической оптики.

Особый интерес представляет статья А. Н. Королева «Использование метода оптической фильтрации пространственных частот для обработки геофизических данных», посвященная совершенно новому направлению в оптике, а именно: применению оптических методов для обработки различных информационных данных, в частности геофизических.

В этой же части рассматривается современное состояние резольвометрических методов испытания фотоматериалов и, наконец, вопрос о применении оптических растров для точных измерений параметров шероховатости поверхностей.

Третья часть посвящена измерениям основных светотехнических величин, особенно разбираются вопросы создания образцовых неизбиратель-

ных приемников и расчета интерференционных фильтров. Эти статьи следует рассматривать с точки зрения подготовительных работ к переходу к энергетическим фотометрическим измерениям. Некоторые вопросы энергетической фотометрии отражены в двух последних статьях этой части.

И, наконец, четвертая часть целиком посвящена точным измерениям цвета, стандартизации этих измерений, стабильности цветовых равенств, вопросам влияния погрешностей воспроизведения функций сложения цветов на показания фотоэлектрических компараторов.

Весь круг вопросов, отражаемых в сборнике, представляет интерес для широкого круга инженерно-технических работников, занимающихся оптическими и световыми измерениями.

*Редактор*

Н. Р. БАТАРЧУКОВА, А. И. КАРТАШЕВ, Е. А. ПТИЦЫНА

ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЕМОГО  
ПЕРЕХОДОМ  $2p_{10}-5d_5$  АТОМА КРИПТОНА-86

В 1961 г. были созданы первые лампы с  $^{86}\text{Kr}$  отечественной конструкции, исследована полуширина контура излучаемой ими оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$ , а также сравнена длина волны, излучаемой отечественной лампой, с длиной волны, излучаемой лампой, рекомендованной МКМВ [1]. В результате этих исследований установлено, что в обеих лампах полуширина оранжевой линии при различных температурах стенок капилляра в пределах погрешности хорошо укладывается на одну прямую, а длина волны с погрешностью  $1 \cdot 10^{-6}$  хорошо сходится с длиной волны этой линии, излучаемой лампой, рекомендованной МКМВ. Эти исследования послужили основанием для предложения отечественной лампы с  $^{86}\text{Kr}$  наравне с лампой, рекомендованной МКМВ, для воспроизведения основного эталона единицы длины [2]. Однако для того, чтобы окончательно быть уверенным в том, что термы  $2p_{10}-5d_5$  атома  $^{86}\text{Kr}$ , участвующие в излучении оранжевой линии, не подвергаются при возбуждении свечения лампы дополнительным возмущениям (с погрешностью  $1 \cdot 10^{-6}$ ), необходимо еще раз подробно исследовать симметрию и полуширину контура, установить зависимость длины волны от плотности тока разряда и температуры стенок капилляра. По таким зависимостям можно привести значение длины волны методом экстраполяции к нулевому току, давлению и температуре, т. е. к значению атомной константы. Подобные исследования излучения в лампах, рекомендованных МКМВ, были выполнены к 1962 г.

Асимметрия контура спектральных линий ведет при интерференционных измерениях к ошибкам шкалы длин волн. В связи с этим было совершенно необходимо тщательно исследовать симметрию контура оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$ , излучаемой лампой, функционирующей в соответствии с международной спецификацией. В МКМВ Роулей [3] исследовал симметрию контура оранжевой линии в лампе, рекомендованной Международным комитетом по мерам и весам. Для исследований формы контура был применен двухлучевой интерферометр. Как известно, наблюдая видимость интерференционной картины, как функцию разности хода, можно по закону ее изменения судить о наличии составляющих и заметной

асимметрии. И в том и в другом случае наблюдается отклонение от строго синусоидального закона. Но для оранжевой линии, если и имеется асимметрия, то она очень мала и заметить вызванное ею отклонение от синусоидального закона изменения видимости с разностью хода невозможно, так как нет линии, более симметричной, чем оранжевая, синусоидальность изменения для которой была бы более правильной.

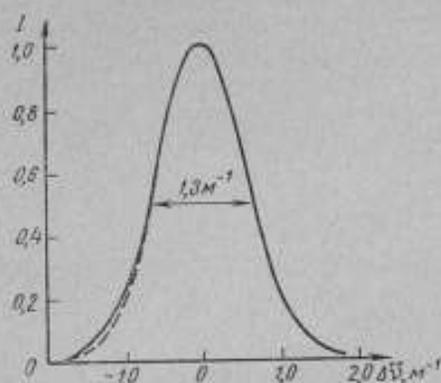


Рис. 1. Контур оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$ .  $\Delta\nu$  — смещение волнового числа;  $I$  — относительная интенсивность. Пунктир — отклонение линии от идеально симметричного контура.

В случае оранжевой линии заметить смещение фазы можно только при очень больших разностях хода. В методе МБМВ была построена шкала больших разностей хода с помощью полос переналожения от двух интерферометров: эталона Фабри—Перо и двухлучевого, схема которого аналогична схеме большого горизонтального интерферометра [3].

На рис. 1 представлен контур оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$  при температуре  $63,2^\circ\text{K}$  и плотности тока  $j = 0,82 \text{ а/см}^2$ . На основании данных этих измерений построена центральная линия контура (рис. 2). Из рис. 2 видно, что при полуширине, равной  $1,3 \text{ м}^{-1}$ , среднее отклонение центральной линии контура от оси симметрии вблизи крыльев — порядка  $0,02 \text{ м}^{-1}$ , что лежит на границе точности метода. Симметрию контура оранжевой линии в лампах, рекомендованных МКМВ, исследовали также в Физико-техническом институте ФРГ Байер-Хельмс и Энгельгард [4]. Контур линии регистрировали с помощью фотоэлектрического спектроинтерферометра Фабри—Перо. Принцип определения асимметрии показан на рис. 3. Расстояние  $\sigma_N$  по оси волновых чисел между основанием оси симметрии и положением действительного максимума контура является количественной оценкой симметрии.

Если  $\sigma_N$  положительно, то отклонение направлено в сторону больших волновых чисел. По данным Байер-Хельмса и Энгельгарда,  $\sigma_N$  при температуре лампы  $T = 63^\circ\text{K}$  и плотности тока  $j = 0,3 \text{ а/см}^2$  составляет  $+0,004 \text{ м}^{-1}$  с погрешностью в  $\pm 0,01$ . Исследование асимметрии

$$I(x) = \int_0^{\infty} V(D) \cos \varphi(D) \cos Dx \, dD + \int_0^{\infty} V(D) \sin \varphi(D) \sin Dx \, dD,$$

где  $V$  — видимость,  $\text{мм/сек}$ ;  
 $D$  — разность хода,  $\text{мм}$ ;  
 $\varphi$  — разность фаз;  
 $x = 2\pi(\bar{\nu} - \bar{\nu}_0)$ ;  
 $\bar{\nu}$  — волновое число.

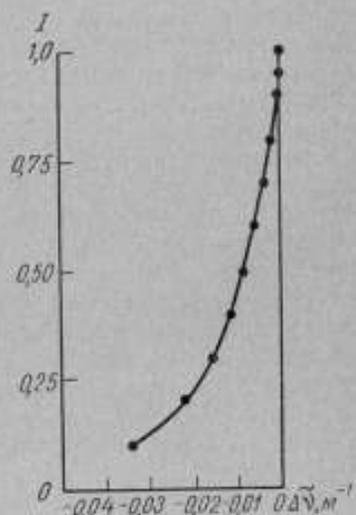


Рис. 2. Центральная линия контура оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$ .  $\Delta\nu$  — смещение линии в волновых числах;  $I$  — относительная интенсивность.

при различных условиях горения лампы, отличных от международной спецификации, при разности хода 100 мкм дало следующие результаты:

Температура $T$ , °К . . . . .	$\leq 68$	69,6	72,8
Плотность тока $j$ , а/см <sup>2</sup> . . . . .	0,8	$\leq 0,8$	$\leq 0,8$
Смещение волнового числа $\nu_N$ , м <sup>-1</sup>	$+0,03 \pm 0,01$	$\leq (+0,05 \pm 0,02)$	$\leq (+0,11 \pm 0,02)$

Таким образом, для этих условий асимметрия действительно существует и достаточно заметна. Это указывает на необходимость строго выполнять условия спецификации.

Отклонение от симметрии в условиях соблюдения спецификации, определенное как среднее из большого числа измерений при разностях хода 50, 100, 200 мкм, найдено меньшим погрешности измерения. Весьма вероятно, что наличие асимметрии связано с током разряда или с эффектом соударений эмитирующих атомов со стенками капилляра.

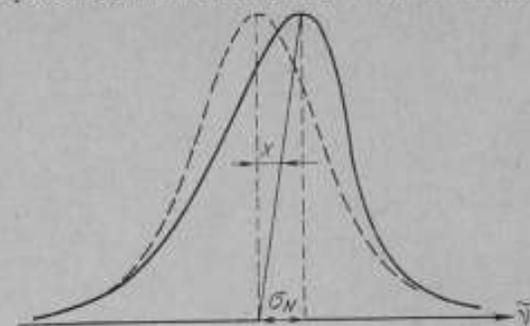


Рис. 3. Определение асимметрии контура оранжевой линии <sup>86</sup>Кр.  
Пунктир — идеально симметричный контур.

#### Исследование полуширины контура оранжевой линии криптона-86

В МКМВ [5], НФЛ Англии [3], Физико-техническом институте ФРГ [4], в центре национальных исследований Канады [6] и в Национальной лаборатории эталонов Австрии [7] была измерена в лампе Энгельгарда полуширина контура оранжевой линии <sup>86</sup>Кр. Во всех лабораториях, кроме МБМВ, для этих измерений использовали фотоэлектрический спектроинтерферометр Фабри—Перо. В МБМВ контур строили по полосам равной толщины, применяя Фурье-анализ.

В соответствии с элементарной теорией уширений спектральных линий, возбуждаемых в газовом разряде, контур линии аналитически выражается функцией Фойгта, представляющей собой переналоженние контуров Лорентца и Доплера. Для оценки полуширины контура, зарегистрированного с помощью спектроинтерферометра Фабри—Перо, регистрацию рассматривают как сумму контуров Лорентца, Доплера и инструментального, последний выражают функцией Эри. Инструментальное уширение контура, как известно, для эталона Фабри—Перо зависит от качества плоскости зеркал и их взаимной параллельности, причем с уменьшением диаметра освещающего интерферометр пучка оно уменьшается. Путем экстраполяции по зависимости экспериментальной полуширины от диаметра освещающего пучка можно при приведении к нулевой диафрагме исключить влияние инструментального уширения контура и таким образом экспериментально получить истинную полуширину, соответствующую теоретическому распределению суммы Фойгта и Эри.

На эталонном спектроинтерферометре был записан контур оранжевой линии <sup>86</sup>Кр от двух ламп, предназначенных для измерений штрихового платино-иридиевого эталона № 11 и возбужденных при условиях, соответствующих спецификации. На рис. 4 представлена для примера одна из подобных записей при разности хода в эталоне Фабри—Перо 200 мкм и зеркалах с диэлектрическими покрытиями с коэффициентом отражения  $R = 0,8$ . Интерференционную картину при этом сканировали, изменяя

давление в камере эталона. По этим же записям контура была измерена полуширина линии. Истинную полуширину линии по полуширине, полученной экспериментально из регистраций контура, вычисляли по приведенному ниже методу.

Полуширину  $a_0$  линии, соответствующую чистой функции Эри, так же как и поправку  $\Delta_0$  на конечную ширину источника, вычисляли по обычным формулам

$$a_0 = \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \quad \text{и} \quad \Delta_0 = \frac{tr^2}{\lambda f^2},$$

где  $t$  — толщина разделителя,  
 $r$  — радиус входной диафрагмы,  
 $\lambda$  — длина волны,  
 $f$  — фокусное расстояние.

Тогда для суммарной аппаратурной полуширины имели

$$a = \sqrt{a_0^2 + \Delta_0^2}.$$

Для вычисления истинной полуширины  $\omega$  использовали формулу Бюргера и Ван-Ситтерта для случая, когда  $\omega/a$  — отношение экспериментальной полуширины  $\omega$  к аппаратурной  $a$  заключено в пределах  $1 < \frac{\omega}{a} < 3$ , откуда  $\omega = 0,64a + 0,98\omega$ .

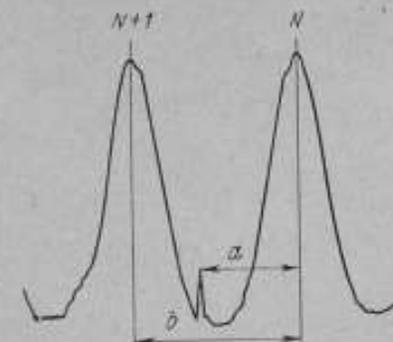


Рис. 4. Запись контура оранжевой линии  $^{86}\text{Kг}$  с отметкой дробной части  $\epsilon = \frac{a}{b}$  порядка интерференции  $N$ .

Для исключения аппаратурного уширения, связанного с качеством зеркал эталона и остаточной их непараллельностью, а также с инерционностью системы регистрации, вычисленное таким образом значение истинной полуширины делим на коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$ . Эти коэффициенты найдены из кривых зависимостей: 1) экспериментальной полуширины линии  $\delta$  — от диаметра освещающего эталон пучка при постоянной скорости сканирования и 2) экспериментальной полуширины — от скорости сканирования при фиксированном значении диаметра диафрагмы (рис. 5). Обе кривые сняты для зеркал с диэлектрическими покрытиями эталона, имеющими максимум отражения в оранжевой области спектра.

В результате трех серий измерений среднее значение полуширины найдено равным: для первой серии  $1,360 \text{ м}^{-1}$ , для второй —  $1,315 \text{ м}^{-1}$ , для третьей —  $1,295 \text{ м}^{-1}$ . Все серии проведены при одних и тех же условиях измерений и возбуждения спектра, поэтому, придавая им одинаковый вес, за среднее значение полуширины, соответствующее данным лампы, можно взять  $\omega = 1,32 \text{ м}^{-1}$  со средней квадратической погрешностью результата  $0,02 \text{ м}^{-1}$ .

Ниже приведены истинные значения полуширины, полученные различными авторами, в том числе и авторами настоящей работы, для оранжевой линии  $^{86}\text{Kг}$ , излучаемой лампой, рекомендованной МКМВ, в условиях спецификации:

Автор	Полуширина линии, $\text{м}^{-1}$
Терриен	1,33*
"	1,30
Брюс и Хилл	1,33
Бабер-Хельмс	1,33
Берд и Смит	1,33
Батарчукова, Карташев, Птицына	1,32

\* По наблюдению видимости интерференционной картины в двухлучевом интерферометре.

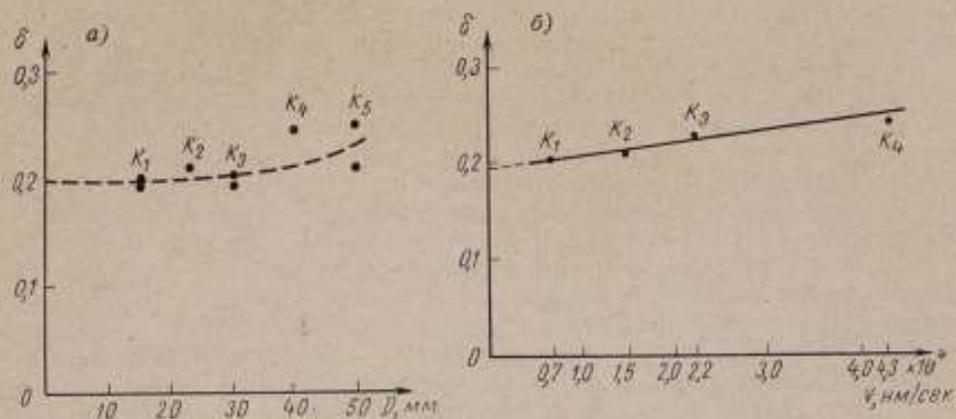


Рис. 5. Зависимость экспериментальной полуширины линии  $\delta$ :

*a* — от диаметра освещающего стальной пучка, *б* — от скорости сканирования.  
*a* — коэффициенты:  $K_1 = 1,00$ ;  $K_2 = 1,005$ ;  $K_3 = 1,030$ ;  $K_4 = 1,180$ ;  $K_5 = 1,185$ .  
*б* — коэффициенты:  $K_1 = 1,040$ ;  $K_2 = 1,096$ ;  $K_3 = 1,149$ ;  $K_4 = 1,288$ .

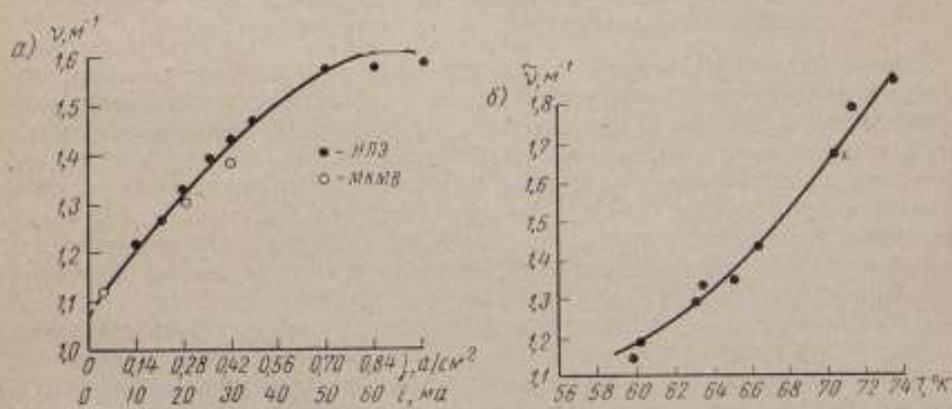
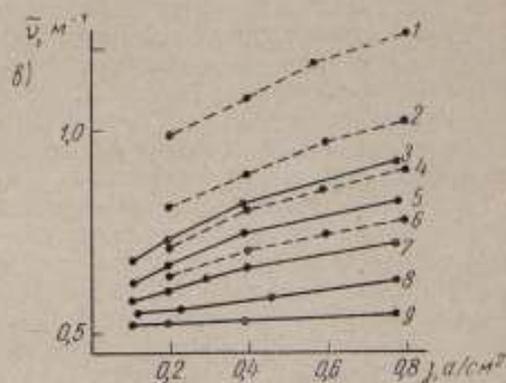


Рис. 6. Зависимость полуширины оранжевой линии  $\delta$  от температуры и плотности тока в лампах, рекомендованных МКМВ, полученные: *a* и *б* — Брюсом и Хиллом, *в* — Байер-Хельмсом и Энгельгардом.

Температура лампы ( $^\circ\text{K}$ ): 1 — 72,8; 2 — 69,6; 3 — 68,0; 4 — 66,0; 5 — 65,5; 6 — 63,1; 7 — 63,0; 8 — 60,7; 9 — 57,5.  
 Для лампы 2, 4 и 6 диаметр катодов 3,1 мм, для остальных ламп — диаметр 2 мм.



Учитывая погрешность этих измерений, оцениваемую большинством авторов в  $0,02 \text{ м}^{-1}$ , следует отметить, что наши данные согласуются с данными других авторов в пределах погрешности.

Значение полуширины доплеровского контура линии можно для определенной температуры подсчитать и теоретически. Разность между теоретическим значением уширения контура эффектом Доплера и его истинным значением, полученным по экспериментальным данным, характеризует остаточное возмущение уровней при условиях спецификации. Чтобы воспроизведение длины волны выполнялось с погрешностью  $1 \cdot 10^{-9}$ , это остаточное уширение при симметрии контура не должно превосходить  $0,2 \text{ м}^{-1}$ , т. е. отношение экспериментальной и теоретической полуширины не должно превышать 1,2. Это отношение может служить до некоторой степени критерием соблюдения спецификации. На рис. 6 приведены графики зависимости полуширины линии  $\lambda = 605,7 \text{ нм}$  от температуры и плотности тока в лампах, рекомендованных МКМВ, полученные Брюсом и Хиллом [7], а также заимствованные из работы Байер-Хельмса и Энгельгарда [4]. И те и другие кривые получены с помощью спектроинтерферометра Фабри—Перо. Таким образом, как видно из приведенных кривых, отступление от условий спецификации ведет к уширению и сокращению предела видимости интерференции или же к сужению линии, но с заметной потерей интенсивности.

#### Исследование смещений максимума контура оранжевой линии криптона-86 от условий возбуждения

Исследования симметрии и полуширины контура дают возможность сделать заключение о точности фиксации его максимума. При возбуждении спектра в газовом разряде даже в условиях спецификации плотность тока и остаточные давления не равны нулю, и если при этих условиях остаточная асимметрия и уширение малы и лежат за пределами точности измерения, то можно заметить смещение максимума, так как точность фиксации максимума выше точности определения полуширины контура. Как известно, в соответствии с рекомендацией Первой сессии Консультативного комитета по определению метра, предполагалось выбрать спектральную линию, соответствующую переходу между невозмущенными уровнями. В связи с этим встал вопрос, как учесть влияние остаточного возмущения уровней в газовом разряде при условиях спецификации и каким образом можно привести для данной лампы значение волнового числа к значению, принятому для определения метра. Для этой цели можно построить специальные экстраполяционные кривые зависимостей волнового числа от температуры капилляра и от плотности тока в лампе. Метод построения таких кривых предложил Терриен [8] и затем его несколько видоизменил Роудей [9]. Построение экстраполяционных кривых позволяет не только повысить точность воспроизведения волнового числа до  $2 \pm 5 \cdot 10^{-9}$ , но и определить его значения для условий, несколько отличающихся от спецификации.

В МКМВ излучение лампы Энгельгарда сравнивали с излучением лампы Берда, имеющей капилляр прямоугольной формы, так что в ней наблюдения вели поперек капилляра, что полностью исключало влияние направления наблюдения. Для лампы Берда были измерены при разности хода  $400 \text{ м}$  дробные части порядка интерференции для двух температур, изменяющихся со временем. С изменением температуры в лампе менялось давление криптона. В результате этих измерений было рассчитано изменение волнового числа на  $1 \text{ мм рт. ст.}$ , равное  $\frac{\Delta \nu}{\Delta p} = 0,261 \text{ м}^{-1}$ . При темпе-

ратуре  $63^\circ \text{K}$ , плотности тока  $j = 0,33 \text{ a/cm}^2$  волновое число  $\tilde{\nu}$  лампы Берда смещено в красную сторону на  $0,008 \text{ м}^{-1}$ , т. е.  $\tilde{\nu} = 1\,650\,763,722 \pm 0,0016 \text{ м}^{-1}$ . Это волновое число было принято при сравнениях излучений указанных двух ламп. Значение длины волны оранжевой линии в лампе Энгельгарда сравнивали с полученным таким образом ее  $\Delta\tilde{\nu}, \text{ м}^{-1}$  значением в лампе Берда при разностях хода в интерферометре Майкельсона  $400 \text{ м}$ , причем лампа Берда функционировала при строго фиксированных условиях соответствующих спецификаций, в то время как в лампе Энгельгарда (внутренний диаметр капилляра  $2 \text{ мм}$ , плотность тока  $j = 0,33 \text{ a/cm}^2$ ) эти условия менялись. На рис. 7 представлены результаты этих измерений в двух направлениях\*. Как видно из рис. 7, при выполнении спецификации волновое число в лампе Энгельгарда отклонено от его номинального значения на незначительную величину.

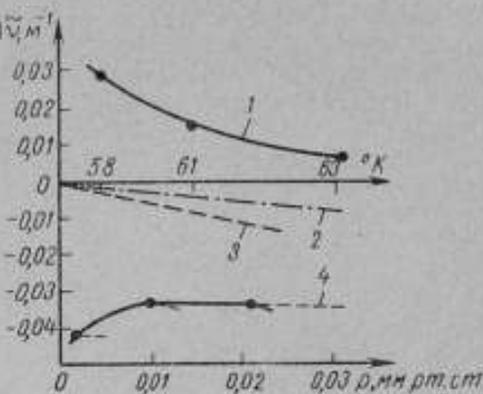


Рис. 7. Смещение волнового числа в лампе Энгельгарда при различных температурах капилляра и измерениях: 1 — от катода к аноду; 3 — среднее из двух направлений; 4 — от анода к катоду. 2 — лампа Берда.

Роулей построил аналогичные кривые (рис. 8). Смещения волнового числа при этом определяли по положению максимумов на регистрограммах, одновременно записывая с помощью двухканального самописца контуры оранжевой линии от двух ламп Энгельгарда, из которых одна

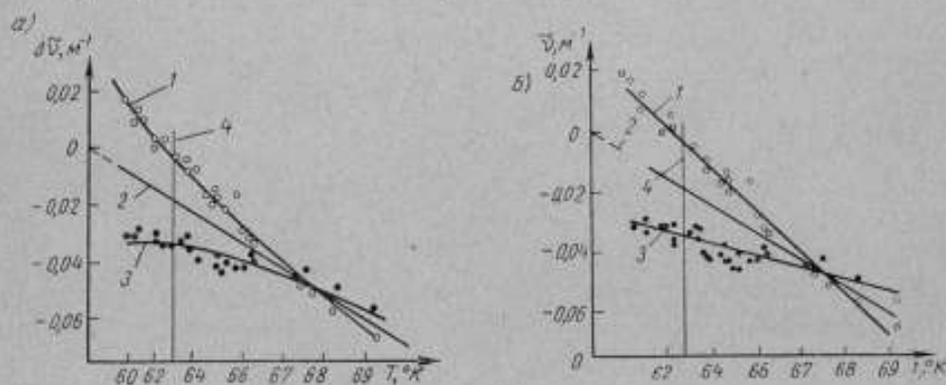


Рис. 8. Смещение волнового числа в лампе Энгельгарда, измеренное Роулеем: 1 — от катода к аноду; 2 — среднее из двух направлений; 3 — от анода к катоду; 4 — тройная точка азота.

а и б — для двух аналитических уравнений.

функционировала при строго фиксированных условиях, соответствующих спецификации, а в другой условия менялись. Дробные части порядка интерференции также измеряли в двух направлениях: катод — анод, анод — катод. Экспериментально полученную зависимость волнового числа

\* На рис. 7, 8, 11 и 12 нуль на оси ординат соответствует волновому числу  $1\,650\,763,73$  при нулевом давлении.

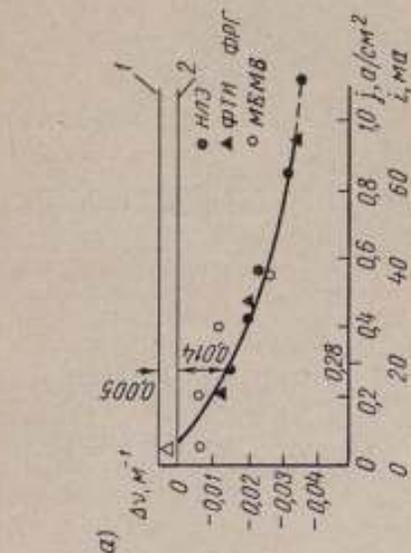
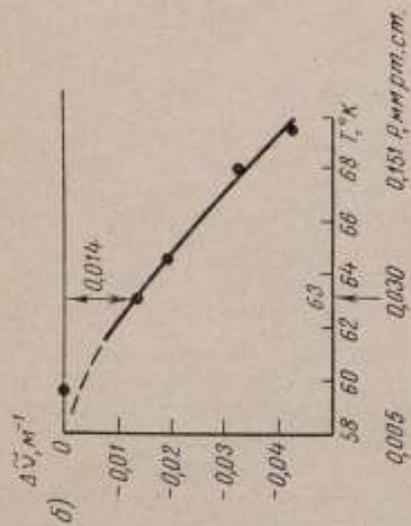


Рис. 9. Смещение волнового числа в лампе Энгельгарда при температуре 63° К в зависимости: а — от плотности тока и б — от температуры. Нулевая линия ФТН и МЭМВ (1) смещена на 0,005 м<sup>-1</sup> по сравнению с нулевой линией НЛЗ (2).

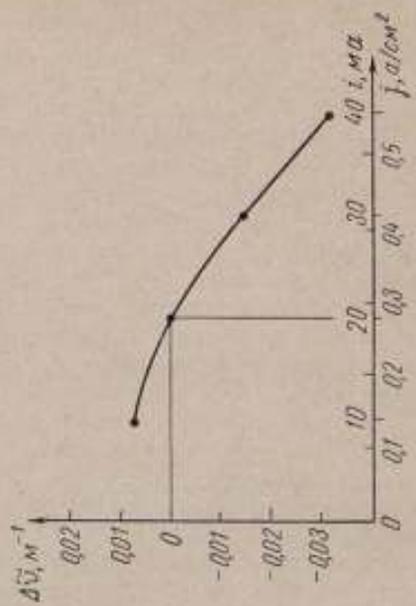


Рис. 11. Зависимость смещения волнового числа от плотности тока.

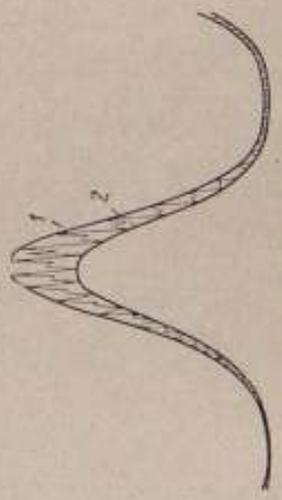


Рис. 10. Поперечная запись контура оранжевой линии 68Кг: 1 — в лампе Г. С. Попова, 2 — в лампе Энгельгарда.

от температуры обрабатывали аналитически. Были получены два аналитических уравнения, в соответствии с которыми и нанесены на графиках кривые.

По теоретической зависимости  $\Delta \bar{\nu} = k (Pj)^{2/3}$ , где  $k$  — постоянная для лампы, исследованная Брюсом и Хиллом и равная 255, эти авторы построили приведенные на рис. 9 кривые, на которые нанесены экспериментальные точки. Наблюдение производили только в направлении от катода к аноду, как это рекомендовано спецификацией. На кривую рис. 9а нанесены также точки для ламп, исследованных во ФТИ ФРГ и в МБМВ.

Подобные же экстраполяционные кривые были получены и для отечественных ламп путем сравнений длины волны оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$ , излучаемой лампами, предназначенными для воспроизведения эталона

единицы длины при изменении условий возбуждения спектра в них, с длиной волны той же линии, излучаемой лампой, рекомендованной МКМВ, при неизменных условиях возбуждения, соответствующих спецификации. При этом был использован метод последовательной, попеременной записи контуров на спектроинтерферометре. На рис. 10 представлен образец такой записи при температуре  $63^\circ\text{K}$  в отечественной лампе при плотности тока  $0,28 \text{ a/cm}^2$  и в лампе, рекомендованной МКМВ, при плотности  $0,35 \text{ a/cm}^2$ . На рис. 11 приведен график зависимости смещения волнового числа от плотности тока в интервале  $0,1-0,5 \text{ a/cm}^2$ . Экспериментальные точки, нанесенные на кривую, являются результатом обработки многократных серий таких сравнений длин волн. На рис. 12 представлена зависимость смещения длины волны от температуры в интервале температур  $62,5-67,5^\circ\text{K}$ . Экспериментальные точки и в этом случае получены в результате статистической обработки большого числа серий измерений.

В таблице сведены поправки к номинальному значению волнового числа  $1\ 650\ 763,73$ , определяющему единицу длины в зависимости от условий возбуждения линии  $2p_{10}-5d_5$   $^{86}\text{Kr}$  в лампах, предназначенных для воспроизведения эталона этой единицы.

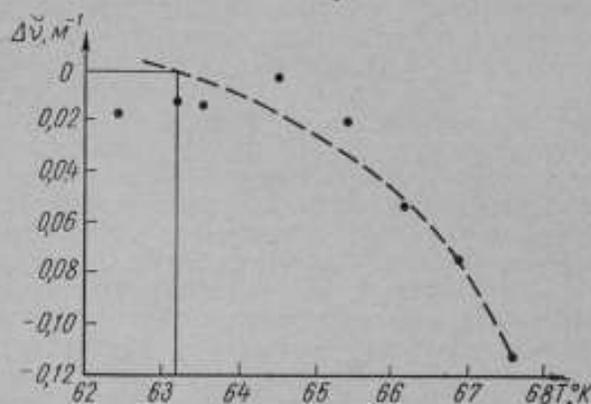


Рис. 12. Зависимость смещения волнового числа от температуры.

Плотность тока $j$ , $\text{a/cm}^2$	Температура капилляра, $^\circ\text{K}$					
	62	63	64	65	66	67
0,1	+0,017	+0,01	-0,005	-0,019	-0,040	-0,075
0,2	+0,012	+0,005	-0,01	-0,024	-0,045	-0,08
0,3	+0,005	-0,002	-0,017	-0,031	-0,052	-0,087
0,4	-0,006	-0,013	-0,029	-0,042	-0,063	-0,098
0,5	-0,016	-0,023	-0,039	-0,052	-0,073	-0,109

Пользуясь кривыми рис. 11 и 12 и таблицей, можно приводить значение длины волны в лампе, горящей при данных условиях, к длине волны, соответствующей идеальным условиям или условиям спецификации.

Одновременно с этими исследованиями был проверен срок службы лампы. При этом, как и ранее, было выяснено, что он не превышает 100 ч горения, после чего интенсивность свечения резко снижается, расплывается катод, лампа постепенно жестится, и возбуждение спектра в ней прекращается.

В результате проведенных исследований две аттестованные лампы были выделены для измерения длины штриховой эталонной меры № 11, служащей в качестве вторичного эталона метра. Таким образом, была осуществлена правильная передача размера единицы длины штриховым и конечным мерам и закончено исследование комплекса эталонов по воспроизведению и передаче основного эталона единицы длины. При исследованиях ламп выяснились и некоторые неудобства их конструкции, которые в следующих экземплярах ламп будут исключены. Так, шкала азотного термометра, встроенного в криостаты, имела недостаточный диапазон температур. В процессе работы в одном из трех криостатов шкала была заменена другой с расширенным диапазоном измерения температуры, что в ближайшее время будет сделано и в других криостатах. Второй недостаток относится непосредственно к самой лампе — к ее размещению в трубке катода. Лампа изготовлена в полном соответствии со спецификацией, так что в ней предусмотрено лишь одно направление наблюдения от катода к аноду. Однако в процессе исследования и получения экстраполяционных кривых необходимо иметь возможность наблюдать свечение и в обратном направлении, поэтому в последующих лампах придется изменить расположение катода, и второй конец трубки закончить также оптически отполированным окном.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Батарлукова Н. Р., Ефремов Ю. П., Попов Г. С. Криостатная лампа для воспроизведения эталона единицы длины. «Измерительная техника», 1962, № 8.
2. Engelgard E. Com. Cons. p. la déf. d. mètre, 1957.
3. Rowley W. C. Com. Cons. p. la déf. d. mètre, 1962, p. 21.
4. Bayer-Helms F. et Engelgard E. Com. Cons. p. la déf. d. mètre, 1962, p. 88.
5. Terrien J. Com. Cons. p. la déf. d. mètre, 1962, p. 28.
6. Baird K. M. and Smith. JOSA, 1962, v. 52, p. 507.
7. Bruce C. F. et Hill R. W. Com. Cons. p. la déf. d. mètre, 1962, p. 118.
8. Terrien J. et Heemon. Com. Cons. p. la déf. d. mètre, 1962, p. 76.
9. Rowley W. R. C. Com. Cons. p. la déf. d. mètre, 1962, p. 104.

Поступила в редакцию 19/III 1963 г.

ИСТОЧНИКИ СВЕТА С НАПРАВЛЕННЫМ ДВИЖЕНИЕМ  
АТОМОВ КАДМИЯ-114

Длины волн видимой области спектра  $^{114}\text{Cd}$  приняты в качестве вторичных эталонных для волн на XIII Генеральной конференции по мерам и весам. Безэлектродные лампы и лампы с накаливаемыми электродами, наполненные  $^{114}\text{Cd}$ , излучают линии спектра Cd, ширина которых позволяет наблюдать интерференцию лишь при разности хода 100—300 мкм, а при измерениях концевых мер, согласно действующей инструкции № 96—65, такие лампы можно применять лишь для измерения концевых мер длиной, не превышающей 50 мкм. Увеличить предел когерентности линий Cd можно, воспользовавшись источником света с направленным движением светящихся атомов.

Известные до настоящего времени кадмиевые источники света с атомным пучком представляют собой сложные разборные металлические конструкции, работающие при постоянной откачке [1—4]. Подобные лампы расходуют за весьма короткий промежуток времени большое количество дорогостоящего  $^{114}\text{Cd}$ . Поэтому необходимо создать лампы с атомным пучком  $^{114}\text{Cd}$  другой конструкции, предусматривающей возможность регенерации пучка.

Несколько возможных вариантов ламп с направленным движением атомов  $^{114}\text{Cd}$ , требующих небольших количеств этого вещества, предложены ниже.

На рис. 1 представлена схема лампы с атомным пучком, изготовленной из молибденового стекла. На заполненный  $^{114}\text{Cd}$  отросток 1 стеклянной трубки диаметром 15 мм надевают печь 2. Верхний конец этого отростка, переходящий в широкую трубку диаметром 37 мм, заканчивается щелью 3 длиной 15 мм и шириной 0,2 мм. Коллимационная щель 4 также длиной 15 мм, но шириной 2 мм, расположена приблизительно на расстоянии 20 мм от щели 3. Следовательно, коллимация пучка составляет 1:10. Верхний стакан 5 заполняют жидким азотом. На дне этого стакана, служащего коллектором кадмиевого пучка, по окончании работы лампы хорошо видно точное изображение щели, по которому можно судить о коллимации пучка. В камере возбуждения специальных окон для наблюдений нет. В районе камеры возбуждения перпендикулярно к движению пучка имеются внешние электроды 6, к которым подают возбуждающее пучок высокочастотное (200 МГц) напряжение от генератора мощностью 50 Вт. Наблюдение производят перпендикулярно направлению пучка сбоку лампы. Интенсивность свечения кадмиевых линий небольшая, а полуширина их близка к расчетной. Отпаянная от вакуумной установки, такая лампа может

продолжать работать некоторый промежуток времени. Если нагреть всю верхнюю часть лампы (особенно место, где оседали атомы кадмия), поместив внутрь стакана 5 вместо жидкого азота нагреватель, то можно осуществить и регенерацию пучка.

Эту лампу можно использовать также для наблюдения резонансных линий Cd в поглощении, только в этом случае необходимо предусмотреть смотровые окна из увиолевого стекла или кварца. Недостаточность для работы в поглощении плотности пучка, вылетающего из одной щели, можно скомпенсировать с помощью зеркал, расположенных с внешней

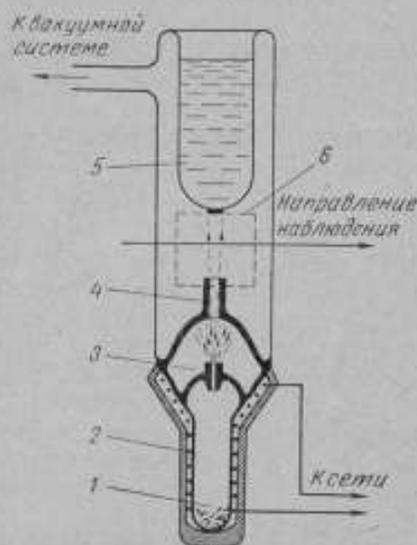


Рис. 1. Схема лампы с атомным пучком.

сторон лампы и заставляющих световой пучок несколько раз проходить через камеру поглощения с атомным пучком. Такой вариант камеры поглощения был изготовлен непосредственно в лаборатории. Вместо Cd камеру можно заполнить ртутью или йодом.

Помимо системы зеркал, плотность поглощающих атомов в пучке можно увеличить, если иметь не одну щель, а целую систему установленных параллельно коллимационных щелей, тогда падающий световой поток будет проходить через некоторый слой из атомных направленных пучков. Такого типа камера с системой из четырех щелей, была изготовлена и заполнена йодом. Пользуясь парами йода, наблюдают поглощение зеленой линии ртути.

В камере данной конструкции были строго рассчитаны расстояния  $b$  между щелями в системе коллимационных щелей и  $l$  — между системой колли-

мационных щелей и системой щелей испарителя, выбрана ширина  $a_2$  самих щелей коллимации и ширина  $a_1$  щелей испарителя, а также толщина  $d$  стеклянных диафрагм со щелями:  $l = 20$  мм,  $b = 3$  мм,  $d = 2$  мм,  $a_1 = 0,2$  мм,  $a_2 = 2$  мм.

Исследования камеры показали, что при коллимации пучков 1:10 плотность атомов йода при четырех щелях недостаточна, дальнейшее же увеличение числа щелей встречает трудности при изготовлении, и наблюдение поглощения возможно лишь при использовании многократных отражений. Для получения нужного эффекта, кварцевые окна камеры впаивают под углом Брюстера.

Таким образом, в результате исследования источников света с атомным пучком  $^{114}\text{Cd}$  удалось изготовить в достаточной степени простой с удовлетворительной регенерацией источник при высокочастотном возбуждении. Основную трудность при изготовлении этого источника представляет впаивка щелей, главным образом коллимационной, требующая точного соблюдения размеров. Впаять же несколько параллельно работающих щелей в таком источнике почти невозможно, поэтому в предложенной камере систему щелей изготавливают отдельно в стеклянной диафрагме и в корпус камеры вводят ее на шлифе, а это обстоятельство отражается на длительности работы камеры без постоянной откачки. Кроме того, при хорошей коллимации и необходимом сужении линий поток имеет все же недостаточную плотность даже при использовании нескольких щелей и, следовательно, свечение или поглощение будет слабым. Эти соображения

заставили обратиться к получению направленного движения атомов несколько необычным путем.

Для возгонки Cd необходима температура 280—300° С. В движущейся трубке с парами Cd можно создать такие условия, при которых искусственно возникнет тепловой градиент, и в таком тепловом поле при возбуждении высокой частотой действительно движение атомов будет направленным с очень интенсивным свечением. Для опробования этого предположения экспериментально были использованы прямые трубки, совершающие возвратно-поступательное движение.

Две трубки диаметром 4—5 мм длиной 140 мм из молибденового стекла и длиной 170 мм из пирексового стекла были заполнены; одна — естественным Cd, а другая — его изотопом. С помощью специального механизма трубка могла перемещаться перед щелью спектрографа равномерно вверх и вниз и проходила через нагреватель, выполненный в виде узкого кольца. Такое переменное нагревание вдоль трубки вызывало перемещение паров кадмия вверх и вниз. Перпендикулярно перемещению

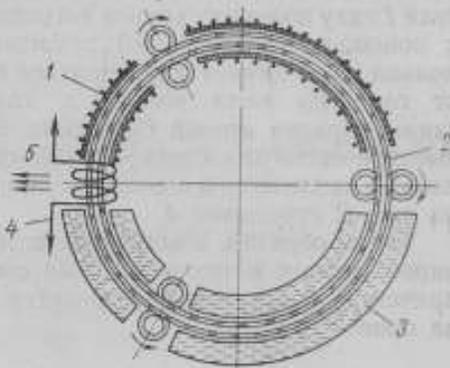


Рис. 2. Схема источника с направленным движением атомов  $^{114}\text{Cd}$ .

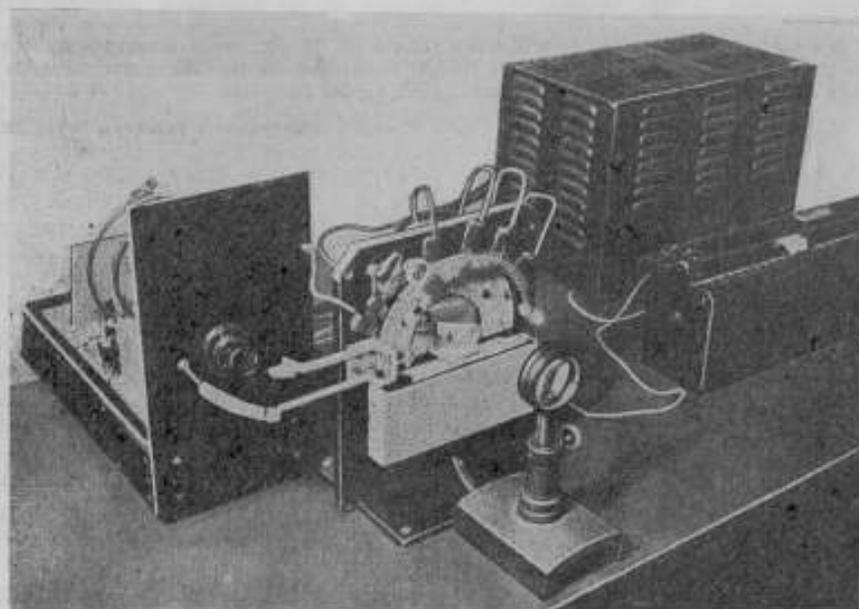
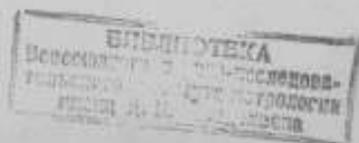


Рис. 3. Внешний вид источника.

паров в горизонтальной плоскости наблюдали свечение их, возбуждаемое высокой частотой. На экране осциллографа скоростного регистрирующего спектрометра Фабри—Перо, подобрав соответствующий тепловой режим,



можно было видеть отдельные кратковременно вспыхивающие суженные максимумы линий кадмия.

Более рационально можно осуществить такой источник (рис. 2 и 3), если Cd поместить в стеклянную запаянную в виде кольца\* трубку 2 с диаметром, близким к капиллярной (3—4 мм). Если с помощью нагревателя 1 одну половину кольца нагревать до 290—300° С, а другую охлаждать с помощью охлаждающей рубашки 3, то при равномерном вращении кольца пары начнут перемещаться в строго определенном направлении — от горячего места кольца к холодному. Свечение перемещающихся таким образом атомов Cd весьма большой плотности можно возбудить высокой частотой в контуре 4, наблюдают же свечение в источнике с направленным движением в перпендикулярном к кольцу направлении, указанным на рис. 2 стрелками 5.

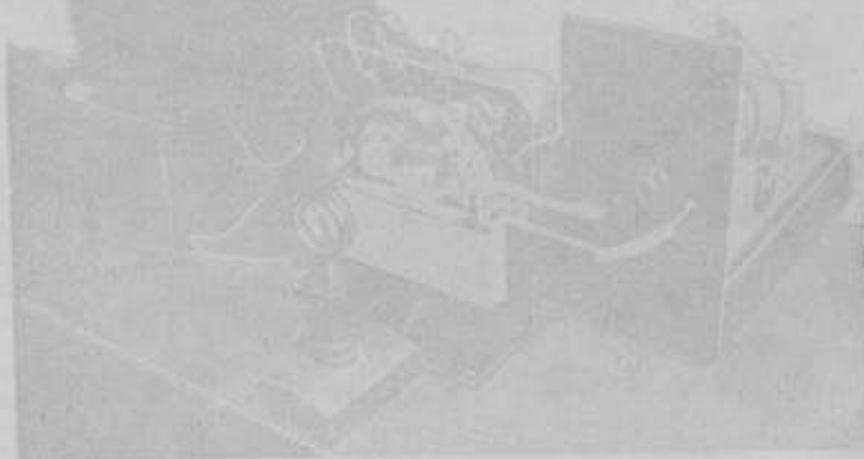
Таким образом, в источнике возникает направленное движение атомов паров кадмия в тепловом поле с большим температурным градиентом, причем в замкнутом пространстве источника никакого расхода кадмия не происходит.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Borgos A. C. R., Ann. de Phys., 1932, v. 17, p. 199.
2. Mińkowski R. und Bruck H. «Z. f. Phys.», 1935, Bd. 95, S. 274.
3. Одинцов А. И. Источник света с атомным пучком большой интенсивности. «Оптика и спектроскопия», 1959, т. VI, вып. 3, стр. 398.
4. Громов В. А. Новый метод возбуждения спектра в атомном пучке. «Оптика и спектроскопия», 1957, т. II, вып. 5, стр. 669.

\* Батарчукова Н. Р. и Карташев А. И. Источник монохроматического излучения. Авторское свидетельство № 187156 по заявке № 1014282 с приоритетом от 28 июня 1965 г. «Бюллетень изобретений», 1966 г., № 20.

Поступила в редакцию 19/III 1968 г.



### СТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ГЕНЕРАТОР ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ БЕЗЭЛЕКТРОДНЫХ ЛАМП, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЭТАЛОННЫХ ДЛИН ВОЛН

Безэлектродные лампы с изотопом ртути-198, рекомендованные Консультативным комитетом по определению метра для воспроизведения вторичных эталонных длин волн, возбуждаются генераторами высокой частоты [1]. Такие лампы широко применяют при интерференционных измерениях мер длины.

Как показало исследование электронных устройств к интерферометрам [2], чтобы обеспечить работу электронной системы автоматического отсчета дробной части порядка интерференции с дискретностью до 0,01, нестабильность светового потока, поступающего в интерферометр, не должна превышать 1%. При исследовании зависимости светового потока от подводимой к генератору мощности найдено, что при изменении ее на  $\pm 10\%$  световой поток изменяется тоже на 10% (рис. 1).

Разрабатывая генератор для возбуждения безэлектродных ламп (рис. 2), кроме стабилизации светового потока, следовало решить вопрос о повышении срока службы дорогостоящих безэлектродных ламп, который значительно возрастает с увеличением частоты возбуждения [3]. Регулирующей лампой стабилизатора (выходное напряжение 580 в, ток нагрузки 350 ма) является лампа 6С18С, опорное напряжение задается двумя последовательно включенными стабилизаторами СГ1П.

В качестве усилительных использованы лампы 6Н2П и 6Ж5П, катодный повторитель выполнен на лампе 6Н1П. Напряжение накала на лампы подается от специального накального трансформатора. При изменении напряжения сети на  $\pm 10\%$  выходное напряжение стабилизатора изменяется на  $\pm 0,5\%$ , а напряжение пульсаций не превышает 0,01%.

Генератор собран на дисковой лампе 8 типа ГИ-6Б по схеме с общей сеткой. Колебательная система автогенератора образована катодным 7, сеточным 4 и анодным 3 цилиндрами. Настраивают автогенератор, перемещая плунжеры 5 и 6. Для индикации настройки и режима работы авто-

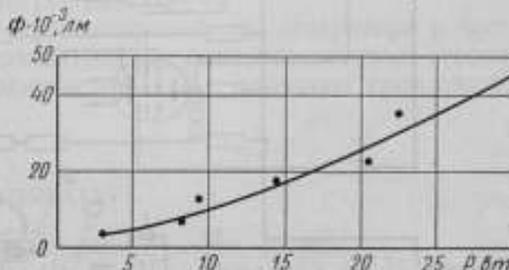


Рис. 1. Зависимость светового потока  $\Phi$  от подводимой к генератору мощности.

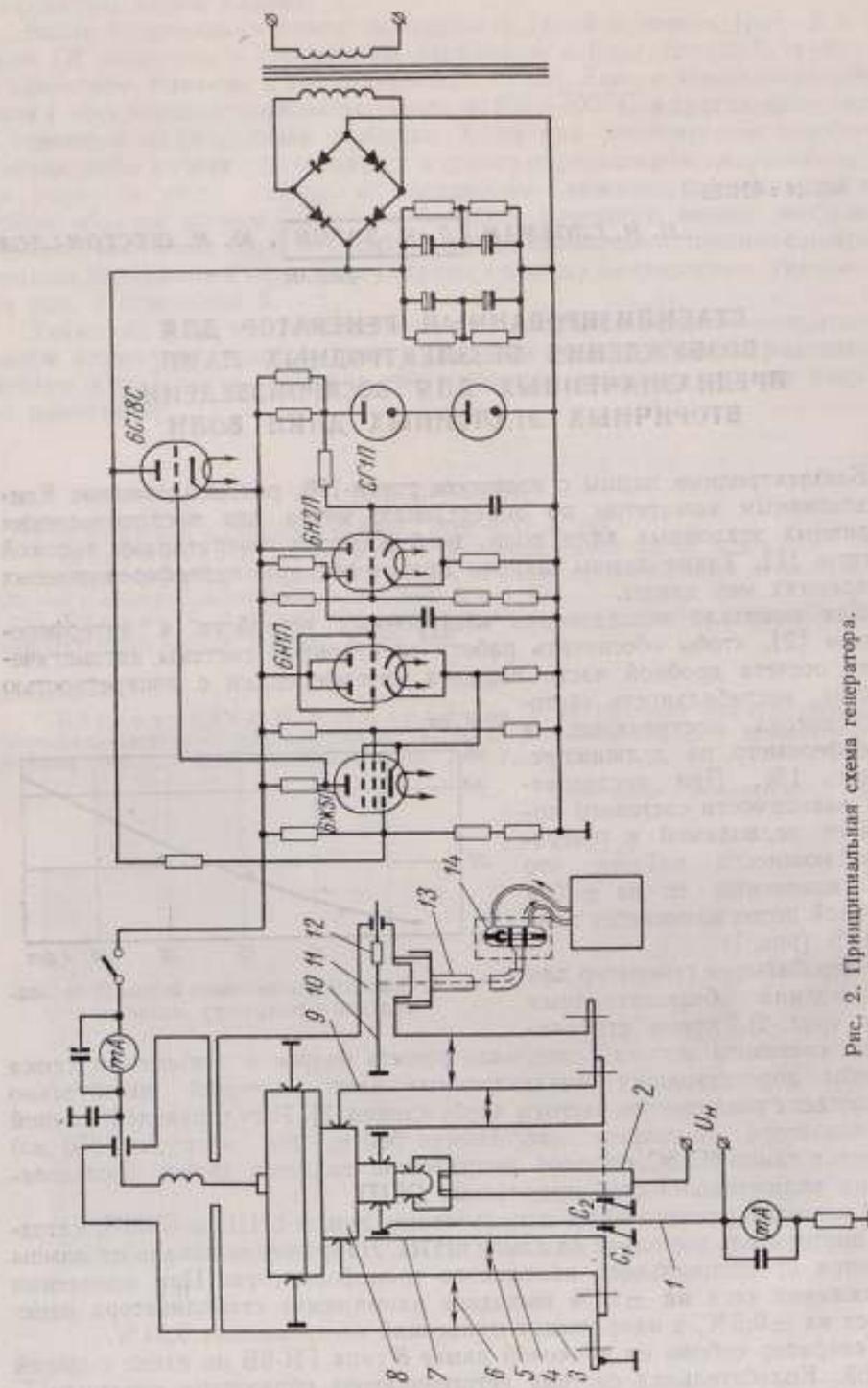


Рис. 2. Принципиальная схема генератора.

генератора \*служат миллиамперметры, включенные в его катодную и анодную цепь. Положительная обратная связь осуществляется через емкость анод—катод лампы ГИ-6Б. Напряжение накала подводят проводник 1 и стержень 2, которые вместе с конденсаторами  $C_1$  и  $C_2$  образуют LC-фильтры, препятствующие проникновению высокочастотной энергии в цепи питания. Для согласования нагрузки автогенератора (безэлектродной лампы 14) служат коаксиальный кабель 13, резонатор 11 и конденсатор связи 9. Емкость последнего можно изменять, перемещая штырь 10, изолированный от корпуса автогенератора втулкой 12, и регулируя таким образом выходную колебательную мощность. Частота генерации 300 Мгц.

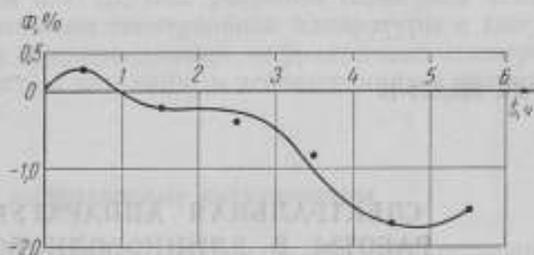


Рис. 3. Изменение светового потока  $\Phi$  во времени.

Оптимальная длина коаксиального кабеля (тип РК-101) определена экспериментально на частоте 300 Мгц. Интенсивность свечения лампы максимальна при длине кабеля 1 и 2 м и при работе кабель был выбран длиной 2 м, что дало возможность поместить генератор на значительном расстоянии от безэлектродной лампы. Сама же лампа находится в резонаторе, имеющем отверстие для выхода светового потока. Нестабильность светового потока безэлектродной лампы, возбужденной стабилизированным генератором, за 5 ч непрерывной работы не превышает 2%, что видно из рис. 3.

Таким образом, применение стабилизированного генератора с частотой 300 Мгц для возбуждения безэлектродных ламп обеспечивает стабильность светового потока в необходимом пределе и повышает срок службы этих ламп.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. Verb. Com. Cons. pour la déf. du mètre. 3<sup>e</sup> session. 1, 1962.
2. Зорин Д. И., Трофимова Н. В., Шестоалов Ю. Н. Измерение длины штриховых мер с учетом интерференционных полюс. «Труды институтов Госкомитета», вып. 78 (138). М., Издательство стандартов, 1965.
3. Meggers W. F., Westfall F. O. «J. of Research of the National Bureau of Standards», 1950, v. 44.

Поступила в редакцию 31/IV 1968 г.

### СПЕКТРАЛЬНАЯ АППАРАТУРА И СПЕЦИФИКА РАБОТЫ В ДЛИННОВОЛНОВОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

В настоящее время инфракрасная спектроскопия является одним из основных физико-химических методов исследования вещества. Задачи качественного и количественного анализа, вопросы строения молекул, скоростные методы анализа, исследование характера межмолекулярных и внутримолекулярных взаимодействий, кинетики реакций и т. д. не могут успешно развиваться без привлечения в той или иной степени методов инфракрасной спектроскопии. Благодаря высокой избирательности спектра химически чистого вещества инфракрасную спектроскопию особенно широко используют в органической химии для структурногруппового анализа и идентификации самых различных соединений.

Инфракрасная область спектра весьма обширна и условно подразделяется на близкую (0,75—2,5 мкм), среднюю (2,5—25 мкм) и далекую (свыше 25 мкм) области. До недавнего времени практическое применение имела лишь область 2,5—20 мкм, где лежат полосы поглощения основных колебаний почти всех группировок органических соединений и где избирательность поглощения излучения проявляется особенно ярко. Полосы поглощения, соответствующие вращательному движению молекулы, наблюдаются в далекой инфракрасной и в микроволновой областях.

Длинноволновая граница инфракрасного излучения с каждым годом все дальше и дальше сдвигается в сторону микроволнового диапазона. По существу, она определяется возможностями применяемой спектральной аппаратуры. На симпозиуме по изучению далекой инфракрасной области, состоявшемся в США в 1964 г. [1], в качестве дальней границы была названа длина волны, равная 5000 мкм, и предложено разделять далекую инфракрасную область, в свою очередь, на области:

- от 50—200 мкм — ближнюю,
- 200—400 мкм — среднюю,
- 400—5000 мкм — дальнюю.

При исследовании веществ, близких по структуре, спектры которых в близкой и средней областях мало отличаются друг от друга, только данные, полученные в далекой инфракрасной области, помогают провести идентификацию соединений с достаточной степенью точности. Исследования в этой области являются незаменимым средством изучения слабых молекулярных связей, а также газов и паров, когда спектр определяется исключительно вращением молекулы. И, наконец, знание волновых чисел

низкочастотных колебаний необходимо для изучения законов излучения в далекой области, для расчета ряда термодинамических постоянных.

Техника эксперимента в далекой инфракрасной области ввиду своей сложности и специфичности долгое время тормозила проведение исследований в этой области. Только в последние годы наряду с некоторыми вопросами, относящимися к методике приготовления проб, выбора прозрачных материалов, растворителей и т. д., был разрешен более или менее успешно основной вопрос — создания спектральной аппаратуры и выпущены промышленные образцы длинноволновых инфракрасных спектрометров, что позволило приступить к регулярным исследованиям в далекой инфракрасной области.

### Длинноволновые инфракрасные спектрометры

Высокий уровень развития техники инфракрасной спектроскопии в ближней области позволил крупным зарубежным фирмам (Perkin-Elmer, Beckman, Hitachi, Nichon Bunko, Joben, Cameca) в короткий срок разрешить более или менее успешно специфические вопросы конструирования длинноволновых спектральных приборов и выпустить ряд промышленных образцов.

Опубликованные в последнее время материалы, касающиеся аппаратуры и техники эксперимента в далекой инфракрасной области [2—13], позволяют провести сравнительную оценку приборов по основным параметрам (табл. 1). Анализируя данные, приведенные в таблице, можно заметить, что создание длинноволновых спектрометров идет по двум направлениям:

1. Создаются приборы для теоретических исследований, обеспечивающие работу в максимально широком интервале с высокой разрешающей способностью и высокой точностью определения длины волны. Приборы такого класса для любой области спектра, и тем более для далекой инфракрасной, создаются ценой больших усилий. Это уникальные установки больших размеров, достаточно сложные в наладке, вопросам удобства эксплуатации которых не придается первостепенного значения.

2. Для практического решения большого количества спектроскопических задач создаются более простые и, следовательно, более доступные спектрометры, в которых сравнительно низкая разрешающая способность и точность регистрации длины волны компенсируются до некоторой степени другими преимуществами: удобством эксплуатации, простотой обслуживания, надежностью и воспроизводимостью результатов измерения, сравнительно широким выбором дополнительных приспособлений, а также минимальным временем, затрачиваемым на настройку прибора, подготовку его к работе и на получение спектров.

Всем этим требованиям наиболее полно отвечают двухлучевые спектрофотометры. В качестве образцовой модели длинноволнового спектрофотометра можно привести FIS-3, единственный двухлучевой спектрофотометр с рабочим диапазоном до 333 мкм ( $30 \text{ см}^{-1}$ ). Более короткий рабочий диапазон двухлучевых длинноволновых спектрофотометров не случаен. Он отражает в какой-то мере те трудности, которые возникают при конструировании длинноволновых спектрометров вообще и, в частности, двухлучевых спектрофотометров.

При создании спектрометров для далекой инфракрасной области главное внимание уделяют следующим техническим проблемам.

— Мощность излучения всех известных источников радиации в далекой инфракрасной области очень мала: так, спектральная яркость глобара

Таблица 1

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ДАЛЕКОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

№ пп.	Тип прибора, фирма, страна	Диапазон работы, $\mu\text{м}$	Схема монохроматора	Источник	Примечание	Диспергирующие элементы	Фильтры	Разрешение, $\mu\text{м}^{-1}$	Рассеянный свет, %
1	Спектрометр М-201С Perkin-Elmer, США	25—200 (40 000—5000)	Автоколлимационная схема Литтрова, $L=4,5$	Глобар и ртутная лампы	Голей с алмазным окном	Эшелетты: 30, 20, 8 <i>шт./мм</i> ; $\lambda_{\text{дел}}=30, 45, 112 \text{ мкм}$	LiF, NaF, NaCl, KCl, KBr, CsBr, KRS-5. Эшелетты нулевого порядка, селективные модуляторы из NaCl, KBr, CsI	150—200	
2	Спектрофотометр М-301С Perkin-Elmer, США	15—200 (65 000—5000)	То же	То же	То же	Четыре эшелетты $64 \times 64 \text{ мм}$	Магниевоплатиновые зеркала, кристаллы LiF, NaCl, KCl, KBr, CsBr и комплект пропускающих фильтров	100	
3	Спектрометр SI-36 Camexa, Франция	40—600 (25 000—1600)	То же	Ртутная лампа	То же	Четыре эшелетты $70 \times 70 \text{ мм}$ ; угол блеска $26^\circ$	Кристаллический кварц; кристаллы ортоточных лучей, пропускающие фильтры, черный полиэтилен, пористый полистирол, кварц	200	5

Продолжение табл. 1

№ пп.	Тип прибора, фирма, страна	Диапазон работы, $\text{Å}$ ( $\text{м}^{-1}$ )	Схема монохроматора	Источник	Преплик	Диспергирующие элементы	Фильтры	Разрешение, $\text{Å}^{-1}$	Расчетный счет, %
4	Спектрофотометр FIS-1 Hitachi, Япония	20—160 (50 000—6250)	Автоколлимационная схема Литтрова, $f=300 \text{ мм}$	Глобар и ртутная лампа	Голей с алмазным окном	Эшелетты: 30, 20, 8 <i>шт/мм</i> , $64 \times 64 \text{ мм}$	$\text{LiF}$ , $\text{NaCl}$ , $\text{BaF}_2$ , $\text{KCl}$ , $\text{KBr}$ , $\text{TiCl}_3$ , матированные зеркала, полиэтиленовые фильтры с порошками щелочно-галогенидных солей	50	5
5	Спектрометр FIS-21 Hitachi, Япония	20—1000 (50 000—1000)	Черная Турнера, $f=650 \text{ мм}$ , $1:4,5$	То же	То же	Эшелетты: 20, 10,5; 2,5; 1,25 <i>шт/мм</i> , $128 \times 154 \text{ мм}$	Матированные зеркала, полиэтиленовые фильтры, отражающие решетки, металлические сетки, кристаллический кварц	75	
6	Спектрофотометр FIS-3, Hitachi, Япония	25—333 (40 000—3000)	То же, $f=300 \text{ мм}$	То же	То же	Эшелетты	Отражающие и пропускающие фильтры	50	2
7	Спектрофотометр DS-501G Jasco, Япония	50—1000 (20 000—1000)	Эберга-Фасти, $f=750 \text{ мм}$	Ртутная лампа	То же	Эшелетты: 6,4; 3,2; 1,6; 0,8; 0,4; 0,2 <i>шт/мм</i> , $100 \times 150 \text{ мм}$	Отражающие и пропускающие фильтры	100	
8	Спектрофотометр IR-7 Beckman, США	12,5—300 (80 000—3333)		Ртутная лампа	Голей	Эшелетты: 50, 20, 8 и 3 <i>шт/мм</i> , $64 \times 64 \text{ мм}$	Отражающие и пропускающие фильтры		

Продолжение табл. 1

№ пп.	Тип прибора, фирма, страна	Диапазон работы, $\mu\text{м}$ ( $\text{л}^{-1}$ )	Схема монохроматора	Источник	Приемник	Диспергирующие элементы	Фильтры	Разрешение, $\text{л}^{-1}$	Рассеивание свет, %
9	Спектрометр D-325 Nilger-Watts, Англия	100—2000 (10 000—5000)			InSb при температуре жидкого гелия	Эшеллеты: 240×190 мм		100	
10	Малый длинноволновый спектрометр (Ярославский Н. Г.), СССР	40—200 (25 000—5000)	Эберта-Фаста 1:3	Глобар и ПРК-4	ОАП-2	Реплики: 6, 4, 2 $\mu\text{мтр}/\text{мм}$ , 80×100 мм	Эшеллеты нулевого порядка, кварц, матированное зеркало, KRS-5	100—200	В блиске до 5%, в остальных областях 1%
11	Спектрометр ДИКС-1 (Ярославский Н. Г.), СССР	20—2500 (50 000—400)	Прунда $f=800$ мм	То же	То же	Эшеллеты: 250×250 мм	Пропускающие и отражающие фильтры	20—30	
12	Спектрометр ДИКС-6 (Ярославский Н. Г.), СССР	20—200 (50 000—5000)	Автоколлимационная схема Литрова, $f=500$ мм	То же	То же	Эшеллеты: 12 и 8 $\mu\text{мтр}/\text{мм}$ , 80×95 мм	Селективная модуляция, матированное зеркало, полиэтилен, покраженный сажей, реплика	150—200 при 50 $\mu\text{м}$ , 100 при 100 $\mu\text{м}$	

у 100 мкм по отношению к излучению в максимуме у 2 мкм составляет всего  $10^{-6}$ , а коэффициент пропускания оптической системы длинноволновых спектрометров — от нескольких процентов до десятых долей. В результате на приемник радиации поступает ничтожное количество энергии, обеспечивающее низкое отношение сигнала к шуму. Это обстоятельство предъявляет определенные требования к оптической схеме прибора, а также к используемым источникам и приемникам радиации.

При работе в далекой инфракрасной области обнаруживается, что количество прозрачных материалов, годных для изготовления оптических деталей (кварц, слюда, полиэтилен, тефлон), весьма ограничено. Среди них не удается подобрать материалов, подходящих для изготовления призм, поэтому в длинноволновых спектрометрах в качестве диспергирующих элементов используют только дифракционные решетки типа эшелетт.

Для разделения порядков дифракции в качестве предварительного монохроматора служат системы фильтров, к которым в длинноволновых приборах предъявляют очень жесткие требования, так как от качества фильтрации света в большой степени зависят характеристики прибора.

Ввиду сильного поглощения излучения атмосферными парами воды в далекой инфракрасной области при конструировании длинноволнового спектрометра предусматривают меры по удалению паров воды из прибора.

Принципиальное решение и конструктивное оформление ряда узлов и прибора в целом также имеет особенности по сравнению с приборами для ближней инфракрасной области.

#### Источники и приемники радиации

Первая трудность, которая возникает при конструировании прибора, заключается в выборе источника радиации.

Работы по созданию достаточно мощного источника излучения в далекой инфракрасной области ведутся давно. Однако, несмотря на сообщения ряда авторов [14, 15] о возможности использования в этой области покрытой окисью тория платиновой ленты, плазмы, различных моделей абсолютно черного тела, штифта Нэрнста и др., в практике находят применение, в основном, два источника: глобар (силиковый стержень) — в более короткой области и ртутная лампа высокого давления — начиная с 80 мкм и выше.

В качестве приемников в спектрометрах для далекой инфракрасной области чаще всего используют пневматические приемники типа Голея с защитными окнами из алмаза или кварца, лучшие образцы которых имеют пороговую чувствительность порядка  $5 \cdot 10^{-10}$  Вт. В некоторых длинноволновых спектрометрах используют оптико-акустические приемники (ОАП).

#### Системы фильтрации света в приборах для далекой инфракрасной области

Для разделения порядков дифракции, а также для устранения рассеянной коротковолновой радиации в длинноволновых спектрометрах используют различные фильтры: интерференционные, кристаллы остаточных лучей, селективную модуляцию, дифракционные решетки, металлические сетки, матированные зеркала (шлифованные поверхности) и т. д. Ни один из перечисленных способов фильтрации света не удовлетворяет полностью

тем требованиям, которые предъявляют к системам фильтрации в приборах для далекой инфракрасной области, где должна быть обеспечена контрастность порядка  $10^6$ . Вопрос решается путем подбора комплекта фильтров для каждого порядка решетки. При этом за счет увеличения количества фильтров можно достичь удовлетворительного уровня фона во всей области, но при крайне низком коэффициенте пропускания системы в рабочей области. В связи с этим выбору оптимального количества фильтров для каждой области уделяют большое внимание.

Систему фильтрации света, по крайней мере, ее основную часть, отсекающую коротковолновое излучение, в спектрометрах для далекой инфракрасной области следует устанавливать до кюветного отделения. Если систему устанавливают после кюветного отделения, то исследуемый образец нагревается за счет неотфильтрованной, энергетически мощной коротковолновой радиации, искажающей регистрируемый спектр.

Фильтры «остаточных лучей», в которых использовано свойство избирательного отражения кристаллов, давно и эффективно применяют в спектральных приборах. В последнее время в связи с возросшим интересом в далекой инфракрасной области японские исследователи измеряли коэффициенты отражения большого количества кристаллов [16, 17]. Некоторые данные, полученные в результате этих работ, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Положение максимумов полос отражения кристаллов остаточных лучей

Кристаллы	Длина волны, мкм	
	максимума полос отражения	соответствующая 50% отражению
NaF	34	27—42,5
CaF <sub>2</sub>	34	21,3—41,2
BaF <sub>2</sub>	45	31—60
NaCl	53	44,3—65
KCl	63	54—72
KBr	79	68,5—88
KJ	92	82—101
CsBr	122	95—143
CsJ	145	124—170
TiCl	130	63
TiBr	170	95
KRS-6	155	75
KRS-5	170	112

Полиэтиленовые фильтры с порошками кристаллов остаточных лучей специально для работы в далекой инфракрасной области были разработаны в Японии [18]. Коротковолновая граница пропускания фильтров лежит в диапазоне 25—200 мкм, длинноволновая определяется пропусканием полиэтилена, который в области 14—1000 мкм не имеет полос поглощения (табл. 3).

К недостаткам полиэтиленовых фильтров следует отнести наличие достаточно высокого пропускания в области коротких длин волн (короче 20 мкм), которое частично подавляют, добавляя сажу, или с помощью селективной модуляции.

Селективная модуляция не позволяет разделить порядки дифракции ввиду ограниченного количества материалов с подходящими характеристиками пропускания, но с ее помощью удается снизить

в несколько раз уровень рассеянной коротковолновой радиации, что и используют в длинноволновых спектрометрах [20].

Дифракционные решетки, как отражающие, так и пропускающие, используют в длинноволновых спектрометрах в качестве широкополосных фильтров, обеспечивая высокую избирательность и крутизну полосы пропускания (отражения) [21, 22]. Исследования показали, что пропускающие фильтры-решетки (полиэтиленовые реплики) более эффективны, чем отражающие [23, 24].

Таблица 3

Диапазоны работы полиэтиленовых фильтров в спектрометре FIS-21 [19]

Диапазон работы фильтра, мкм	Порошки запрессованных в полиэтилен кристаллов
37,5—63	BeO+ZnO
104—149	LiF+SrF <sub>2</sub>
120—270	KBr+LiF+BaF <sub>2</sub> + сажа
220—1000	TiCl+TiJ+NaF + сажа

Металлические сетки как отражающие фильтры эффективны в области 200—1000 мкм [4, 25]. Диаметр проволоки  $a$  и расстояние между центрами двух соседних проволок  $d$  связаны соотношением  $\frac{a}{d} = 0,40 \div 0,46$ . Рабочая область таких фильтров лежит в интервале  $1,8 \leq \frac{\lambda}{d} \leq 3,6$ .

#### Условия работы на длинноволновых спектрометрах

Вращательные полосы поглощения паров атмосферной воды в далекой инфракрасной области отличаются высокой интенсивностью, что приводит к большим энергетическим потерям и к искажению регистрируемого спектра. Поэтому вакуумизация основных частей прибора — необходимое условие работы на нем. Степень разрежения порядка  $10^{-1}$  мм рт. ст. оказывается достаточной, чтобы практически полностью избавиться от полос поглощения.

Низкий уровень энергии, поступающей на приемник радиации, вынуждает работать с большими коэффициентами усиления и, как следствие этого, с большими постоянными времени и медленными скоростями сканирования.

Из других проблем, с которыми сталкивается исследователь при работе в длинноволновой области, наибольшую сложность представляет градуировка прибора по шкале длин волн (волновых чисел) и определение рассеянного света.

#### Градуировка длинноволнового спектрометра

Для градуировки длинноволновых спектрометров чаще всего применяют полосы поглощения паров атмосферной воды, используя частично экспериментальные, частично расчетные данные. Анализ вращательных уровней энергии нелинейной молекулы водяного пара очень сложен и значения волновых чисел максимумов полос поглощения, полученные

экспериментально и расчетным путем, значительно отличаются друг от друга. Кроме спектра водяного пара, для градуировки спектрометров используют вращательные спектры поглощения [9]:  $H_2S$ ,  $NH_3$ ,  $SO_2$ ,  $HCl$ ,  $HBr$ ,  $DCl$ ,  $CO$ ,  $HCN$ ,  $N_2O$ ,  $PH_3$ .

### Определение рассеянного света

Определить наличие рассеянного света можно различными способами. Однако измерить уровень рассеянной радиации удастся с большим трудом лишь в некоторых областях. Так, в сравнительно короткой области это удастся выполнить путем измерения коэффициентов пропускания щелочно-галогидных кристаллов. В более далекой инфракрасной области рассеянный свет определяют по спектру поглощения водяного пара. Наличие в спектре ложных полос, искажение или отсутствие хорошо известных полос водяного пара, служит косвенным указанием на присутствие в данной области рассеянного света.

Количественно определить рассеянный свет можно по полосам полного поглощения, например, по полосе поглощения тефлона при 200  $\mu m$ , или по полосе поглощения водяного пара при повышенном давлении. Метод имеет ограниченную область применения, очень трудоемок и погрешность его высока.

Сравнительно быстро и удобно можно определить рассеянный свет с помощью дифракционных решеток с кратным числом штрихов. Спектральный интервал, записанный с решеткой  $2N$  штр/мм, в первом порядке будет соответствовать спектральному интервалу для решетки с  $N$  штр/мм во втором порядке. Если дифрагированные лучи не содержат составляющих высших порядков, то при записи с решеткой  $2N$  штр/мм в первом порядке (при использовании той же системы фильтров) прибор должен регистрировать нулевую линию пропускания.

Кроме указанных, существуют и другие способы определения рассеянного света: измерение коэффициентов пропускания сеточного фильтра или отражения известного образца и др.

Выпуск промышленных образцов спектрометров, несомненно, свидетельствует о большом интересе, проявляемом спектроскопистами к исследованиям в далекой инфракрасной области. Из стадии накопления различных данных по измерениям в этой области спектроскописты переходят к исследованиям спектров в далекой инфракрасной области и решению с их помощью ряда теоретических и прикладных задач. Эти новые задачи выдвигают на первый план вопросы сопоставления результатов измерений, выполненных на разных приборах и в разных лабораториях. Таким образом, вопросы метрологии — вопросы точности измерений, согласования этих измерений, создание эталонов, обеспечивающих единство измерений — приобретают для аппаратуры, работающей в далекой инфракрасной области, первостепенное значение, так же как несколько лет тому назад они встали со всей остротой в связи с работами в ближней инфракрасной области.

Вопросами стандартизации измерений в ближней инфракрасной области занимаются уже более 20 лет. Несмотря на то, что лучшие образцы современных инфракрасных спектрометров позволяют измерить значения волновых чисел с погрешностью порядка  $\pm 0,1$   $m^{-1}$ , данные по волновым числам в области 500 000—50 000  $m^{-1}$  долгое время имели погрешность, превышающую  $\pm 10$   $m^{-1}$ . Лишь в последние годы благодаря усилиям Международной комиссии по молекулярной структуре и спектроскопии при секции физической химии и Международного объединения научной

и прикладной химии (ИПАК), объединившей в работе по созданию эталонных волновых чисел для градуировки инфракрасных спектрометров крупнейших спектроскопистов и самую совершенную на сегодняшний день инфракрасную аппаратуру, волновые числа относительно первичного стандарта (эталона длины волны) были измерены с абсолютной погрешностью  $\pm 2 \div 5 \text{ м}^{-1}$  [26—27].

Спектроскописты, работающие в далекой инфракрасной области, в настоящее время такими возможностями не располагают, в результате чего достоверность данных по волновым числам, получаемых на длинноволновых спектрометрах, намного ниже, чем позволяет аппаратура. В этих условиях крайне своевременной и важной представляется организация метрологической службы в далекой инфракрасной области, включающей в первую очередь разработку методов и средств для поверки и градуировки шкалы волновых чисел (длины волны) длинноволновых спектрометров и спектрофотометров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Naval ordinance Laboratory Corona USA, Proceedings for Infrared Physics Symposium, Jan., 1964.
2. Ярославский Н. Г. Первые промышленные спектрометры и спектрофотометры для далекой инфракрасной области. «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 12.
3. Hiroshi Yoschinaga, Shigeo Minami, Isao Makino. «Appl. Optics», 1964, v. 3, N 12.
4. Möller K. D., Tomaselli V. P. JOSA, 1965, v. 55, № 10.
5. Александров А. Н., Ярославский Н. Г. Малый вакуумный спектрометр для далекой инфракрасной области. «Оптико-механическая промышленность», 1962, № 6.
6. Hendra P. J. «Journ. of Sci. Instruments», 1963, v. 40, N 9.
7. Russell J. W., Strauss H. L. «Appl. Optics», 1965, v. 4, N 9.
8. Farmer C. B., Key P. J. «Appl. Optics», 1965, v. 4, N 9.
9. Ивахаси И., Спектрометры для далекой инфракрасной области. Издание фирмы «Hitachi», 1965.
10. Corporation «Perkin—Elmer», Manual Instruction 990—9239, March, 1961.
11. Проспект фирмы «Cameca», 1966.
12. Helms C. C., Jones H. W., Russo A. J. «Spectroch. Acta», 1963, v. 19, p. 819.
13. Nadni A. «Spectroch. Acta», 1963, v. 19, N 5.
14. Станевич А. Е., Ярославский Н. Г. Сравнительное исследование излучательной способности некоторых источников инфракрасной радиации в области 20—110 микрон. «Инженерно-физический журнал», 1958, № 7.
15. Spectroscopic plasma investigation in the range 0.1—20 mm, Harwall, 1961.
16. McCarthy D. K. «Appl. Optics», 1964, v. 4, N 3.
17. Akiyoschi Mitsunishi, Yuhiko Yamada, Hiroshi Yoschinaga. JOSA, 1962, v. 52, N 1.
18. Gahiko Gamada, Hiroshi Goschinaga, Akiyoschi Mitsusshi. JOSA, 1962, v. 52, N 1.
19. Far-infrared spectrometer Fis-21, Manual Instruction, Hitachi, 1963.
20. Russell J. W. and Strauss H. L. «Appl. Optics», 1965, v. 4, N 9.
21. John U. White, JOSA, 1947, v. 37, N 9.
22. Леконт Ж. Инфракрасное излучение. М.—Л., Физматгиз, 1953.
23. Möller K. D., McKnight R. V. JOSA, 1963, v. 53.
24. Stuffsudd O. «Appl. Optics», 1966, v. 5, N 12.
25. Ressler G. M., Möller K. D. «Appl. Optics», 1966, v. 5, N 12.
26. Tables of wavenumber for the calibration of infrared spectrometer, Pure and appl. chem., 1961, v. 1, N 4.
27. Rank D. H., Skorinko Y., Eastman D. P., Wiggins T. A. «Journ. Molec. Spectr.», 1960, v. 4, p. 518.

Поступила в редакцию  
14/IV 1968 г.

А. И. КАРТАШЕВ, Г. Н. ХАРЛАМОВА  
ВНИИМ

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МОДУЛЯТОРА С ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ

Определению скорости распространения электромагнитных волн посвящено большое число работ. Эту физическую константу многие авторы измеряли в широком диапазоне электромагнитного спектра. В результате, как известно, получены значения скорости распространения электромагнитных волн с точностью до десятых долей километра в секунду. Однако по мере развития техники эксперимента интерес к дальнейшему уточнению значения этой важнейшей физической константы не уменьшается. Если в области радиоволн точность определения значения скорости распространения можно считать достаточно высокой, то в световом диапазоне погрешность все еще близка к 1 км/сек. Поэтому особый интерес представляет каждая новая попытка определения именно скорости распространения света.

В 1952 г. скорость распространения света была измерена во ВНИИМ [1] в лабораторных условиях на базе 48 м с помощью интерференционного модулятора и получено ее значение в вакууме:  $c = 299\,788 \pm 5$  км/сек.

Целью настоящей работы явилось дальнейшее уточнение этого значения путем введения ряда усовершенствований в интерференционный модулятор.

В первоначальной конструкции модулятора был использован регулируемый интерференционный эталон типа Фабри—Перо. Стальной корпус представлял собой полый цилиндр, торцовые поверхности которого были доведены до высокой степени плоскостности и взаимной параллельности, так что к ним можно было притирать зеркала на оптический контакт. Окончательно параллельность зеркал подгоняли, слегка деформируя корпус с помощью специальных фланцев и тяг. Через боковые отверстия патрубка корпуса внутрь цилиндра вставляли рамку с двумя плоскопараллельными пластинками, расположенными строго в одной плоскости. Параллельность оси рамки зеркалам эталона выверяли автоколлимационным методом.

Во время работы модулятора часто нарушалась параллельность зеркал эталона, что мешало процессу измерения. Для фотографической регистрации интерференционных полос была необходима развертывающая система, роль которой играла вторая плоскопараллельная пластинка, вращающаяся в сходящемся наклонном пучке, вследствие чего в изображении интерференционной картины наблюдались систематические погрешности, обусловленные астигматизмом.

В новой конструкции модулятора создана система жесткого крепления зеркал. Интерференционный эталон Фабри—Перо выполнен в виде блока (рис. 1), состоящего из двух зеркал 1 и 3, имеющих светоделительные покрытия с внутренней стороны, и разделительных пластин 4 одинаковой длины, так что зеркала установлены на постоянный оптический контакт, вследствие чего расстояние между ними и параллельность остаются неизменными. Точность изготовления зеркал и разделителя длиной около 80 мм обеспечивает параллельность зеркал до 0,1 полосы.

Пластина 2 модулятора вращается вокруг вертикальной оси и приводится во вращение непосредственно синхронным мотором 5. Пластина и мотор укреплены жестко на едином основании 6.

Взамен фотографического предложен метод фотоэлектрической регистрации интерференционной картины.

Жесткость конструкции и отсутствие системы оптической развертки исключают необходимость юстировки модулятора во время работы и обеспечивают его стабильность.

Оптическая схема установки представлена на рис. 2. Свет от монохроматического источника 1 (зеленая линия ртути) направляется конденсором 2 на щель 3 коллиматора 4 и затем падает параллельным пучком на интерференционный модулятор 5. После многократных отражений

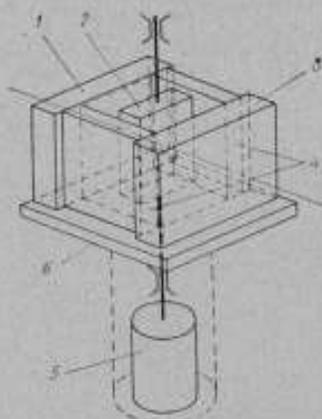


Рис. 1. Блок интерференционного модулятора.

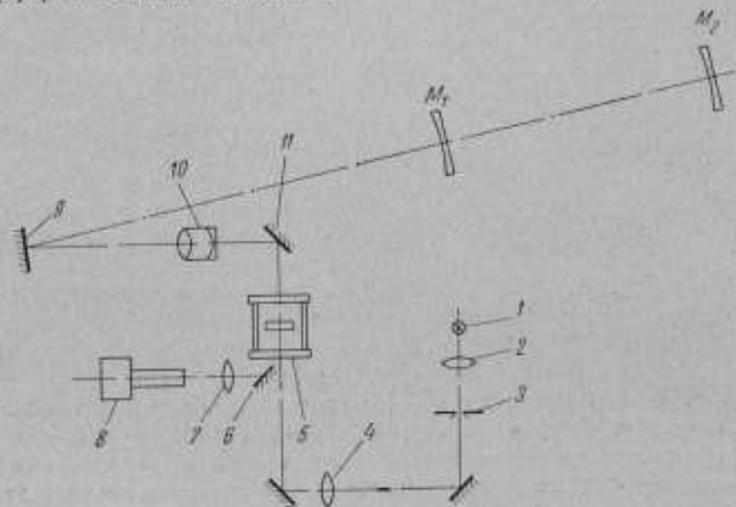


Рис. 2. Оптическая схема установки.

на зеркалах модулятора свет направляется на вспомогательные зеркала 9 и 11. Зеркало 11 поворачивает пучок на  $90^\circ$  и направляет его в объектив 10 с переменным фокусным расстоянием (около 10 м). Зеркало 9 посылает пучок на сферические отражатели  $M_1$  и  $M_2$ , установленные на расстоянии 24 м друг от друга, которое можно легко измерить с помощью инварной геодезической проволоки.

Оптическая система отъюстирована так, что изображение щели коллиматора проектируется в центр кривизны отражателей  $M_1$  и  $M_2$ . Таким образом, без существенных потерь пучок возвращается в модулятор параллельным. За модулятором под углом  $45^\circ$  установлено зеркало 6, выделяющее часть возвращенного пучка, которая направляется с помощью линзы 7 на фотокатод ФЭУ-27 [8].

Вид установки с узлами осветительной системы, модулятора, наблюдательной системы и системы регистрации представлен на рис. 3.

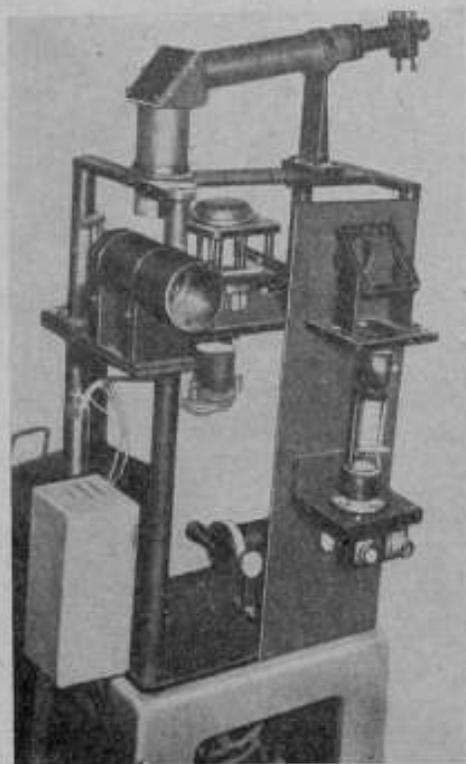


Рис. 3. Вид установки для измерения скорости распространения света.

При подаче сигнала с фотомножителя на двухлучевой электронный осциллограф один луч давал развернутое изображение интерференционных максимумов, а второй — сигналы эталонной частоты 1000 гц. Синхронизируя частоту развертки с периодом вращения пластинки модулятора, можно было наложить сигналы эталонной частоты на сигналы запаздывания. Конструкция концевых отражателей позволяла наблюдать последовательно картину интерференционных максимумов запаздывания от ближнего  $M_1$  и от дальнего  $M_2$  зеркал.

На сделанных с экрана двухлучевого осциллографа фотографиях (рис. 4) видны кривые интерференционных максимумов и сигналов эталонной частоты. Взаимное расположение этих максимумов зависит от четырех основных величин:

- 1) расстояния от модулятора до удаленного зеркала;
- 2) скорости вращения пластинки;
- 3) постоянной модулятора (толщины и показателя преломления);
- 4) скорости распространения света.

По снимкам, полученным с экрана осциллографа, можно было определить на компараторе для линейных измерений число пиков эталонной частоты, укладывающихся за пол-оборота пластинки, и число их между максимумами интерференции, соответствующими сигналам запаздывания.

Значение угла поворота пластинки, соответствующее сигналу запаздывания и рассчитанное на основании этих измерений, непосредственно входит в формулу для расчета скорости света, так как между углом поворота пластинки  $l$  и временем запаздывания  $\tau$  светового сигнала существует зависимость

$$\Delta l = 2\pi N\tau, \quad (1)$$

где  $\Delta l$  — приращение угла поворота пластинки;  
 $N$  — число оборотов пластинки модулятора в секунду.

Время запаздывания  $\tau$  определяется расстоянием  $S$  до удаленного зеркала и скоростью света  $c$

$$\tau = \frac{2S}{c},$$

следовательно

$$\Delta i = 2\pi N \frac{2S}{c} = \frac{4\pi NS}{c}. \quad (2)$$

Приращение  $\Delta\delta$  разности хода световых пучков в модуляторе, соответствующее изменению угла поворота пластинки на  $\Delta i$ , будет

$$\Delta\delta = \frac{2d \sin i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} (\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos i) \Delta i, \quad (3)$$

где  $d$  — толщина и  $n$  — показатель преломления пластинки.

При углах поворота пластинки, соответствующих максимумам интерференционной картины, приращение разности хода кратно целому числу длин волн. Тогда можно записать

$$p\lambda = \frac{2d \sin i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} (\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos i) \Delta i, \quad (4)$$

где  $p$  — порядок интерференции;

$\lambda$  — длина волны.

Подставляя из выражения (4) значение  $\Delta i$  в выражение (2), после несложных преобразований получим

$$c = \frac{8\pi N d S}{p\lambda} \times \frac{\sin i (\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos i)}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}. \quad (5)$$

Так как расстояние  $S$  от модулятора до конечного отражателя — неопределенная величина, то ее следует заменить разностью расстояний до первого и второго конечных отражателей, установленных на расстоянии 24 м друг от друга.

Обозначим

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{\sin i_1 (\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \cos i_1)}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}, \\ x_2 &= \frac{\sin i_2 (\sqrt{n^2 - \sin^2 i_2} - \cos i_2)}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_2}}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

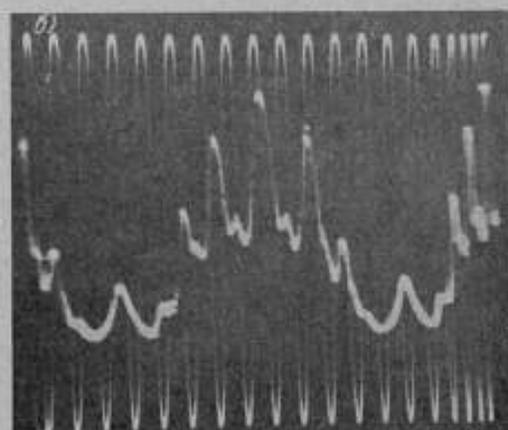
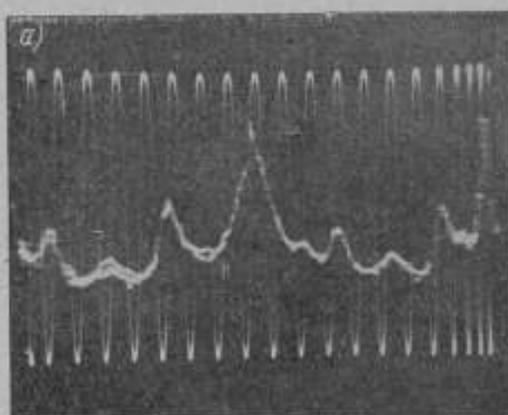


Рис. 4. Фотографии с экрана двухлучевого осциллографа при регистрации интерференционных максимумов: а — от ближнего зеркала  $M_1$  и б — от дальнего зеркала  $M_2$ .

где  $i_1$  и  $i_2$  — углы поворота пластинки соответственно при появлении  $p_1$ -го и  $p_2$ -го максимумов в случае отражения пучка от ближнего  $M_1$  и дальнего  $M_2$  зеркал соответственно.

Тогда скорость света

$$c = \frac{8\pi dNLx_1x_2}{\lambda(p_1x_2 - p_2x_1)},$$

где  $L$  — расстояние между центрами отражателей.

Расстояние между концевыми отражателями было измерено с помощью образцовой геодезической инварной проволоки. Схема измерения представлена на рис. 5.

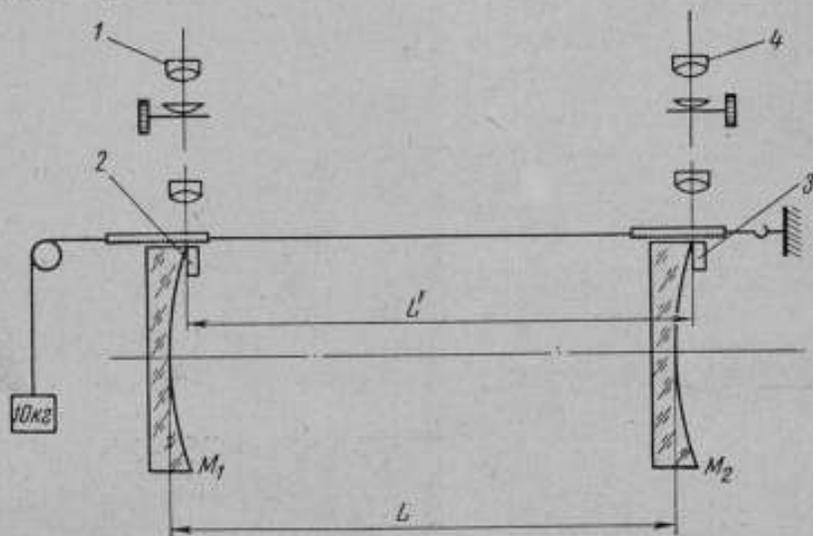


Рис. 5. Схема измерения расстояния между концевыми отражателями.

Отражатели  $M_1$  и  $M_2$  установлены на специальных подставках с механизмами, обеспечивающими выверку их осей по вертикальному и горизонтальному направлениям. Проволоку размещали над зеркалами вблизи их верхних кромок. С помощью измерительных микроскопов 1 и 4 фиксировали взаимное расположение штрихов боковичков 2 и 3, которые укрепляли на поверхностях отражателей  $M_1$  и  $M_2$ .

Расстояние между центрами отражателей  $M_1$  и  $M_2$  рассчитывали по формуле

$$L = L' + h_2 - h_1, \quad (7)$$

где  $h_2$  и  $h_1$  — показания стрелки отражателей;

$L'$  — расстояние между соответствующими штрихами боковичков.

Показания микроскопов отсчитывали одновременно с фотографированием картин с экрана осциллографа и измерениями температуры, давления и влажности воздуха. Регистрация этих показателей состояния атмосферы позволила рассчитать по дисперсионной формуле показатель преломления воздуха для зеленой линии ртути и поправку на приведение значения скорости распространения света к вакууму. Для удобства вычислений эту поправку вводили в значение длины базы. Окончательные результаты расчетов на основании 10 серий измерений приведены в таблице.

Результаты измерений скорости распространения света

Серия измерений	Скорость распространения света, $c \cdot 10^{-8}$ м/сек	Погрешность измерения	
		$\Delta c$	$(\Delta c)^2$
1	299 788,7	-3,1	9,6
2	791,1	-0,7	0,5
3	791,0	-0,8	0,6
4	792,4	+0,6	0,4
5	791,0	-0,8	0,6
6	789,6	-2,2	4,8
7	791,2	-0,6	0,4
8	795,6	+3,8	14,4
9	794,6	+2,8	7,8
10	792,1	-0,3	0,1

Среднее:  $299\ 791,8 \cdot 10^8$  м/сек

Как видно из таблицы, средняя квадратическая погрешность, найденная в результате измерений, составляет  $0,66 \cdot 10^3$  м/сек. Следует подчеркнуть, что в световом диапазоне дальнейшее уменьшение погрешности при использовании методов, основанных на модуляции световых сигналов и регистрации сигналов запаздывания при прохождении модулированным световым пучком определенного расстояния, по всей вероятности невозможно. По-видимому, для дальнейшего повышения точности остается только путь, позволяющий определить скорость света непосредственно из уравнения

$$c = \lambda \cdot \nu.$$

Наличие в настоящее время когерентного излучения ОКГ позволяет надеяться на возможность создания такой аппаратуры, которая позволит и в световом диапазоне одновременно измерять частоту  $\nu$  и длину волны  $\lambda$  [2].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Каргашев А. И., Новый метод измерения скорости света. «Труды ВНИИМ», вып. 26 (86). М.—Л., Машгиз, 1955.
2. Baird R. C., R. F. Measurements of the speed of Light. «Proceedings of the IEEE», 1967, v. 55, No. 6.

Поступила в редакцию  
19/III 1968 г.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ  
АБСОЛЮТНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ КЕРРА

Эффект Керра находит все большее применение в науке и технике, например, при исследованиях структур сложных органических соединений, в том числе биополимеров и нуклеиновых кислот, в создании модуляторов излучения и регуляторов добротности резонаторов квантовых генераторов, а также в устройствах для прецизионного измерения высоких и сверхвысоких напряжений (порядка 0,05—2 Мэ).

Развитие этих направлений требует разработки точных методов измерения электрического двулучепреломления (ЭДП) и определения электрооптических параметров веществ. Для получения этих данных используют, как правило, относительные методы измерения, в которых ЭДП исследуемого вещества сравнивают с ЭДП вещества, выбранного в качестве образцового, за которое чаще всего принимают сероуглерод, так как единственно для него ЭДП определено с погрешностью порядка 0,2% [1]. До настоящего времени более точных абсолютных измерений ЭДП не было выполнено. Современные требования техники выдвигают вопрос как о повышении точности измерений констант образцовых веществ, так и о расширении их ассортимента. В связи с этим была поставлена задача, создать установку для абсолютных измерений ЭДП с погрешностью порядка 0,05%.

Применение фотоэлектрической регистрации модулированного пучка света позволило разработать абсолютный метод измерения ЭДП, не требующий образца сравнения. Метод основан на свойстве пластинки в четверть волны давать при соответствующей ориентировке циркулярно поляризованный свет, интенсивность которого не меняется при повороте анализатора и может быть зарегистрирована по отсутствию переменной составляющей в токе ФЭУ, помещенного за вращающимся анализатором. Измеряемое значение ЭДП в этом случае будет

$$\frac{\lambda}{4} = B\lambda \int_{-L/2}^{L/2} E^2(l) dl, \quad (1)$$

где  $\frac{\lambda}{4}$  — разность хода при длине волны  $\lambda$ , вносимая прецизионной ячейкой Керра, заполненной исследуемым веществом;

$B$  — постоянная Керра исследуемого вещества;

$L$  — длина кюветы, в которой находится ячейка Керра;

$E$  — напряженность поля в этой ячейке;

$l$  — длина ее электродов.

Чтобы учесть неоднородность поля вблизи краев электродов ячейки, заменим интеграл в формуле (1) произведением  $lE_0^2$ , где  $l$  — некоторая

эффективно действующая длина электродов,  $E_0$  — однородное электрическое поле, действующее в центре ячейки. Тогда

$$\frac{\lambda}{4} = B \lambda' E_0^2$$

Сравнивая формулы (1) и (2), для  $l'$  получим

$$l' = \int_{-L/2}^{L/2} \left( \frac{E}{E_0} \right) dL$$

Определенная таким образом эффективно действующая длина электродов  $l'$  не зависит от приложенной к ячейке разности потенциалов и является лишь функцией геометрических размеров электродов. Значение  $l'$

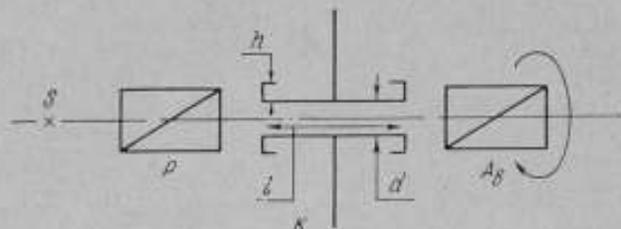


Рис. 1. Оптическая схема установки.

определяют по формуле Шомона [1], учитывающей краевые эффекты для заданной формы электродов

$$l' = l + \frac{d}{\pi} \left[ 1 + \frac{h}{d} \ln \left( 1 + \frac{d}{h} \right) \right],$$

где  $d$  — межэлектродное расстояние;  
 $h$  — толщина электродов.

Зная  $l'$ , можно определить постоянную Керра по формуле

$$B = \frac{1}{4l'E_0^2}$$

Таким образом, измерение постоянной Керра исследуемого вещества сводится к регистрации значения напряженности поля, при котором разность хода в ячейке достигает четверти длины волны.

Основными частями установки для абсолютных измерений постоянной Керра являются (рис. 1):

поляризатор  $P$  с азимутом оси пропускания  $\rho_n = 0^\circ$ ;

анализатор (поляроид)  $A_n$ , вращающийся с постоянной угловой скоростью  $\omega$ ;

ячейка Керра  $K$ , вносящая в результате приложения электрического поля разность хода

$$\delta = \frac{\lambda}{4} \pm \Delta\delta,$$

где  $\Delta\delta$  — возможная погрешность.

Ориентирована ячейка относительно поляризатора на угол  $\rho = 45^\circ \pm \Delta\rho$ , где  $\Delta\rho$  — погрешность в ориентации ячейки.

Как известно, полное состояние поляризации светового потока может быть охарактеризовано четырехкомпонентным вектором Стокса, а про-

хождение потока через оптическую систему — матрицей четвертого ранга, на которую этот вектор умножают [2].

При азимуте  $0^\circ$  идеальный и неидеальный поляризаторы и пластинка с разностью хода  $\delta$  характеризуются матрицами

$$|M_1| = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix};$$

$$|M_2| = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} k_1 + k_2 & k_1 - k_2 & 0 & 0 \\ k_1 + k_2 & k_1 - k_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{k_1 k_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{k_1 k_2} \end{vmatrix};$$

$$|M_3| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 + G^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -D^2 + G^2 & 2DG \\ 0 & 0 & -2DG & 2G^2 - 1 \end{vmatrix},$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — главные значения пропускания поляризатора с азимутом

$$\rho = 0^\circ, \quad D = M \sin \frac{\delta}{2}, \quad G = \cos \frac{\delta}{2}.$$

Поворот любого элемента на угол  $\rho$  определяется произведением

$$|M(\rho)| = |T(-\rho)| |M(0)| |T(\rho)|.$$

Здесь

$$|T(\rho)| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\rho & \sin 2\rho & 0 \\ 0 & -\sin 2\rho & \cos 2\rho & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad \text{— матрица поворота.}$$

В этих обозначениях прошедший через оптическую систему (рис. 1) свет будет задан вектором Стокса

$$\{W\} = |T(-\omega t)| |M_2(0)| |T(\omega t)| |T\left(-\frac{\pi}{4} - \Delta\rho\right)| \times \\ \times |M_3\left(\frac{\pi}{2} + \Delta\delta\right)| |T\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\rho\right)| |M_1(0)| |1, 0, 0, 0\}.$$

Поляризатор  $P$  дает линейно поляризованный свет с азимутом  $0^\circ$

$$\frac{1}{2} |1, 1, 0, 0\} = |M_1(0)| |1, 0, 0, 0\}.$$

Ячейка Керра с указанными выше параметрами и ориентацией характеризуется составляющими матрицы:

$$\begin{aligned}
 D &= \sin\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\delta\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos \Delta\delta + \sin \Delta\delta), \\
 G &= \cos\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\delta\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos \Delta\delta - \sin \Delta\delta), \\
 2DG &= \cos 2\Delta\delta \approx 1, \\
 G^2 + D^2 &= 1, \\
 G^2 - D^2 &= -\sin 2\Delta\delta \approx -2\Delta\delta, \\
 2G^2 - 1 &= -\sin 2\Delta\delta \approx -2\Delta\delta, \\
 \cos 2\rho &= \cos\left(\frac{\pi}{2} + 2\Delta\rho\right) = -\sin 2\Delta\rho \approx -2\Delta\rho, \\
 \sin 2\rho &= \sin\left(\frac{\pi}{2} + 2\Delta\rho\right) = \cos 2\Delta\rho \approx 1.
 \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned}
 &|T(-\frac{\pi}{4} - \Delta\rho)| |M_2(\frac{\pi}{2} + \Delta\delta)| |T(\frac{\pi}{4} + \Delta\rho)| = \\
 &= \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2\Delta\rho & -1 & 0 \\ 0 & 1 & -2\Delta\rho & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\Delta\delta & 1 \\ 0 & 0 & -1 & -2\Delta\delta \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2\Delta\rho & 1 & 0 \\ 0 & -1 & -2\Delta\rho & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \approx \\
 &\approx \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2\Delta\delta & -2\Delta\rho & -1 \\ 0 & -2\Delta\rho & 1 & -2\Delta\rho \\ 0 & 1 & 2\Delta\rho & -2\Delta\delta \end{vmatrix},
 \end{aligned}$$

где опущены все члены выше первого порядка малости.  
Для вращающегося анализатора

$$\begin{aligned}
 &|T(-\omega t)| |M_2(0)| |T(\omega t)| = \\
 &= \frac{1}{2} \begin{vmatrix} k_1 + k_2 & (k_1 - k_2) \cos 2\omega t; \\ (k_1 + k_2) \cos 2\omega t; & (k_1 - k_2) \cos^2 2\omega t + 2\sqrt{k_1 k_2} \sin^2 2\omega t; \\ (k_1 + k_2) \sin 2\omega t; & \left(\frac{k_1 - k_2}{2} - \sqrt{k_1 k_2}\right) \sin 4\omega t; \\ 0; & 0; \\ & (k_1 - k_2) \sin 2\omega t; & 0 \\ & \left(\frac{k_1 - k_2}{2} - \sqrt{k_1 k_2}\right) \sin 4\omega t; & 0 \\ (k_1 - k_2) \sin^2 2\omega t + 2\sqrt{k_1 k_2} \cos^2 2\omega t; & 0 \\ & 0; & 1 \end{vmatrix}.
 \end{aligned}$$

Окончательно

$$\{W\} = \frac{1}{4} \left| \begin{array}{l} (k_1 + k_2) - 2 \Delta\delta (k_1 - k_2) \cos 2\omega t - 2 \Delta\rho (k_1 - k_2) \sin 2\omega t; \\ (k_1 + k_2) \cos 2\omega t - 2 \Delta\delta \left( \frac{k_1 - k_2}{2} + \sqrt{k_1 k_2} \right) - \\ - (2 \Delta\delta \cos 4\omega t + 2 \Delta\rho \sin 4\omega t) \left( \frac{k_1 - k_2}{2} - \sqrt{k_1 k_2} \right); \\ (k_1 + k_2) \sin 2\omega t - \\ - (2 \Delta\delta \sin 4\omega t + 2 \Delta\rho \cos 4\omega t) \left( \frac{k_1 - k_2}{2} - \sqrt{k_1 k_2} \right) - \\ - 2 \Delta\rho \left( \frac{k_1 - k_2}{2} - \sqrt{k_1 k_2} \right); \\ 0 \end{array} \right|$$

В этом выражении погрешности азимута ориентации  $\Delta\rho$  и двулуче-  
преломляемости ячейки  $\Delta\delta$  являются множителями при переменных  
слагаемых первого параметра вектора Стокса  $\{W\}$  и при постоянных  
слагаемых второго и третьего параметров и могут быть определены путем  
измерения постоянной составляющей тока ФЭУ при ориентациях анали-  
затора под азимутом  $0^\circ$  и  $\frac{\pi}{4}$  или путем выделения переменной составля-  
ющей первого компонента с помощью фазового детектора.

Произведем оценку погрешностей  $\Delta\delta$  и  $\Delta\rho$ . При фотоэлектрической  
регистрации поляризованного света предельно достижимую чувствитель-  
ность и точность измерения разности хода определяют уровнем шумов  
ФЭУ [3, 4]. Для модулированного светового сигнала на фоне постоянного  
светового потока, обуславливающего постоянную составляющую фото-  
тока  $i$ , отношение напряжения сигнала к напряжению шума будет опре-  
деляться значением этой постоянной составляющей. Приравнявая напря-  
жение сигнала к напряжению шума и учитывая, что переменная состав-  
ляющая фототока  $\Delta i = 2\Delta\delta \cdot i$ , получим

$$\Delta\delta = \sqrt{\frac{e \Delta f}{2i}},$$

где  $e$  — заряд электрона;

$\Delta f$  — полоса частот регистрирующей системы.

Полагая  $\Delta f = 1$  гц и  $i = 10^{-10}$  а, получим, что  $\Delta\delta \approx 0,7 \cdot 10^{-5} \lambda$ .  
Пересчитанная на погрешности ориентации эта величина дает  $\Delta\rho \approx 6''$ .  
Очевидно, что  $\Delta\delta$  и  $\Delta\rho$  не являются предельными и могут быть значительно  
уменьшены за счет как уменьшения  $\Delta f$ , так и увеличения общей силы  
света, пропорциональной  $i$ .

Оценим погрешность, возникающую вследствие протяженности ши-  
рины спектрального интервала источника света. Примем, что дисперсион-  
ный контур спектральной линии излучения выражается формулой

$$f(x) = A \exp[-\alpha(k - k_0)^2],$$

где  $A$  — амплитуда;

$\alpha$  — некоторая постоянная;

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  — волновое число для средней линии излучения  $\lambda_0$ .

Согласно работе [5], уравнение дисперсии эффекта Керра имеет вид

$$B = \frac{B_0 k}{k_1^2 - k_0^2},$$

где  $B_0$  и  $k_1$  — постоянные.

В силу дисперсии разность хода  $\delta(k)$  можно представить в виде ряда по степеням  $k - k_0$ :

$$\delta(k) = \delta(k_0) + \delta'(k)_{k=k_0} (k - k_0) + \frac{1}{2} \delta''(k)_{k=k_0} (k - k_0)^2.$$

Световой поток, прошедший через оптическую систему (рис. 1), будет

$$I = \frac{1}{2} [1 + \cos \delta(k) \sin 2\omega t].$$

Подставляя  $\delta(k)$  и полагая, что  $\delta(k_0) = \frac{\pi}{2}$ , найдем

$$I = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sin \left[ \frac{1}{2} \delta''(k_0) (k - k_0)^2 \right] \sin 2\omega t \right\},$$

где член разложения  $\delta''(k_0) \times (k - k_0)$  равен нулю в силу симметрии формы спектральной линии, а

$$\delta''(k_0) = \frac{\pi (3k_1^2 + k_0^2)}{(k_1^2 - k_0^2)^2}.$$

Вследствие протяженности ширины спектральной линии излучения источника общий световой поток определится выражением:

$$\bar{I} = \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} I \cdot f^2(k) dk.$$

В результате интегрирования получим

$$\bar{I} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\delta''(k_0)}{4\sqrt{2}\alpha} \sin 2\omega t \right].$$

Чтобы при определении постоянной Керра обеспечить относительную погрешность порядка  $10^{-4}$ , необходимо иметь

$$\frac{\delta''(k_0)}{4\sqrt{2}\alpha} = \frac{\pi (3k_1^2 + k_0^2)}{4\sqrt{2}\alpha (k_1^2 - k_0^2)^2} < 10^{-4}.$$

Для оценки параметров  $\alpha$  и  $k_1$ , можно воспользоваться данными Ильберга [6]. Принимая  $k_0 = 11,5 \text{ мкм}^{-1}$  (зеленая линия ртути), для нитробензола в интервале  $0,460 - 0,640 \text{ мкм}$  имеем  $\alpha = 50 \text{ мкм}^2$  и  $k_1 = 24,4 \text{ мкм}^{-1}$ , что для допустимой полуширины спектрального интервала излучения источника света дает  $0,3 \text{ мкм}$ .

Напряженность поля в ячейке определяется отношением  $E = U/d$ , где  $U$  — приложенное к электродам напряжение. Его измеряют компенсационным методом с помощью прецизионного высоковольтного делителя напряжения. Расстояние между электродами  $d$  входит в выражение для постоянной Керра  $B$  во второй степени и для обеспечения относительной погрешности  $B$  в  $10^{-4}$  относительная погрешность  $\Delta d/d$  не должна превосходить  $5 \cdot 10^{-5}$ , а абсолютная погрешность  $\Delta d$  не должна превосходить  $0,08 \text{ мкм}$ . Это налагает очень жесткие требования на плоскостность элект-

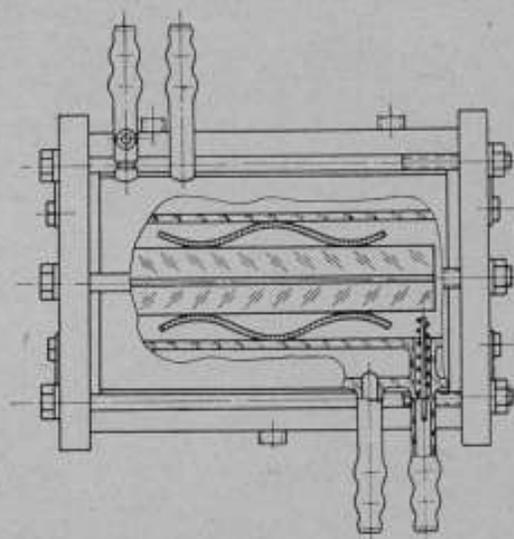


Рис. 2. Прецизионная ячейка Керра.

тродов и параллельность их монтировки, обеспечиваемую только интерференционным методом.

Предложенная в работе ячейка (рис. 2) представляет собой термостатируемую кювету, в которой находятся выполненные из плавленого кварца позолоченные электроды. Межэлектродное расстояние определяется плоскопараллельными (параллельность порядка 0,1 полосы) кварцевыми пластинами толщиной  $\approx 1,5$  мм, находящимися на оптическом контакте между электродными пластинами. Напряжение к электродам подается через платиновую проволоку, впаянную в штуцер для ввода исследуемой жидкости.

Термостатирование кюветы необходимо как вследствие температурной зависимости ЭДП, так и для уменьшения влияния нагрева измеряемой жидкости вследствие ее остаточной проводимости [7].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chaumont L. Ann. de Phys., 1916, v. 5, p. 31.
2. Шерклифф У. Поляризованный свет. М., «Мир», 1965.
3. Вадоз J. J. de Phys. et Rad., 1956, v. 17, s. N 11, pp. 143A—149A.
4. Соболева Н. А. и др. Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1956.
5. Servant R. J. de Phys. et Rad., 1950, v. 11, p. 153.
6. Ilberg W. Phys. Z. S., 1928, v. 29, p. 670.
7. Snellman O. «Arkiv för kemi, mineralogi och geologi», 1947, v. 24, N 1.

Поступила в редакцию  
1/III 1968 г.

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА ДОППЛЕРА  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ СКОРОСТЕЙ И АМПЛИТУД  
МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Зависимость от относительной скорости  $v$  доплеровского смещения частоты

$$\Delta\nu = \nu_0 \cdot \frac{v}{c},$$

где  $\nu_0$  — частота световых колебаний, излучаемых источником света;  
 $v$  — относительная скорость перемещения источника света и наблюдателя;  
 $c$  — скорость света,

дает возможность измерять скорость движущегося источника.

При визуальном наблюдении с помощью спектроскопа минимальное обнаруживаемое смещение спектральной линии определяется номинальным эффектом и составляет приблизительно 0,1 часть полуширины контура линии. Минимальная скорость, которую еще можно зарегистрировать, в этом случае равна

$$v_{\min} \approx \frac{\Delta\nu}{10\nu_0} c.$$

Лучшие одноизотопные спектральные лампы излучают линии с полушириной контура  $0,02 \text{ см}^{-1}$  при длине волны  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ , что соответствует  $v_{\min} = 30 \text{ м/сек}$ . Использование газовых лазеров, генерирующих излучение в полосе частот, не превышающей несколько килогерц, позволило бы значительно уменьшить нижний предел измеряемых скоростей при наличии спектральных приборов, обладающих сверхвысокой разрешающей способностью. Разрешающая способность интерференционных спектральных приборов приемлемых размеров, обладающих достаточной светосилой, на несколько порядков меньше требуемой для реализации малой полуширины контура линии лазера. Применение малонапряженного фотопреобразователя для супергетеродирования двух световых пучков [1, 2] и гармонический анализ спектра электрического сигнала биений дают возможность более полно по сравнению с обычной спектроскопической техникой использовать высокую временную когерентность лазера.

Целью настоящей статьи является определение возможностей метода регистрации доплеровского смещения частоты излучения лазера для измерения малых скоростей прямолинейно движущегося тела и амплитуд механических колебаний. Рассмотрим случай, когда с движущимся телом

можно жестко связать одно из отражательных зеркал интерферометра Майкельсона—Тваймана—Грина. Скорость движения тела можно определить, помещая в плоскости выходного зрачка интерферометра катод фотоумножителя (ФЭУ) и анализируя его электрический сигнал с помощью радиочастотного анализатора спектра. В работе [3] показано, что ток катода ФЭУ можно интерпретировать как результат биений между пучком света со средней круговой частотой  $\omega_0$  и пучком со средней световой частотой, сдвинутой на величину  $\Omega_0$ , определяемую доплеровским смещением. Этот подход к рассмотрению сигнала фотоэлектрического интерферометра дает возможность утверждать, что на катоде ФЭУ имеются следующие электрические сигналы:

- а) сигнал постоянного тока;
- б) сигнал частоты  $\Omega_0$ ;
- в) сигналы, обусловленные биениями между независимыми единичными колебаниями разных частот;
- г) дробовой шум ФЭУ.

#### Сигнал постоянного тока

Основная доля генерируемого лазером потока распределена в конечном телесном угле. При больших расстояниях  $l$  между движущимся телом и измерительным устройством площадь, освещаемая лазером на расстоянии  $l$ , может оказаться больше площади зеркала, линейные размеры которого обычно не превышают 0,1 м. Обратно в интерферометр направляется только часть светового пучка. Аналогичное ослабление пучка происходит также из-за конечного размера объектива наблюдательной системы. Если мощность опорного пучка при этом окажется в  $n$  раз больше мощности пучка света, отраженного от движущегося зеркала, то постоянный ток катода будет

$$I = k(n+1) \int_0^{\infty} G_1(\omega) d\omega \Delta,$$

где  $k$  — коэффициент преобразования катода ФЭУ;

$G_1(\omega)$  — спектральная плотность мощности пучка, отраженного от движущегося зеркала.

Рассмотрим для простоты случай прямоугольного контура линии излучения лазера, т. е. когда

$$G_1(\omega) = \begin{cases} G_1 & \text{при } \omega_0 - \delta/2 \leq \omega \leq \omega_0 + \delta/2 \\ 0 & \text{при всех других } \omega, \end{cases}$$

где  $\delta$  — ширина контура линии.

При этом постоянный ток катода вычисляются по формуле

$$I = (n+1) I_1.$$

Здесь  $I_1 = kG_1\delta$  — постоянный ток, вызываемый действием пучка, отраженного от движущегося зеркала.

#### Сигнал частоты $\Omega_0 = \frac{2v}{c} \omega_0$ , обусловленный биениями между когерентными пучками света [3]

Пучку света с колебаниями любой единичной частоты (заклученной в спектральной области излучения лазера), отраженному от неподвижного зеркала интерферометра, соответствует пучок света, отраженный от движущегося зеркала с частотой, сдвинутой на  $\Omega_0$ .

Если известна начальная разность фаз колебаний обоих пучков и скорость движения зеркала, то в любой момент времени для каждой единичной частоты можно определить фазу единичных колебаний производного пучка, отраженного от движущегося зеркала. Поэтому эти пучки называют когерентными. При смешивании когерентных пучков на катоде ФЭУ выделяется колебание биений, частота которого равна доплеровскому смещению для данной частоты световых колебаний. Колебания биений разных пар когерентных пучков имеют практически одинаковую частоту и фазу. Поэтому амплитуда суммарного колебания биений  $A(\Omega_0)$  для разностей хода, много меньших предела когерентности, равна сумме единичных колебаний биений

$$A(\Omega_0) = 2k \sqrt{\pi} \int_0^{\infty} G_1(\omega) d\omega = 2\sqrt{\pi} I_1.$$

Отсюда эффективное действие сигнала равно

$$\bar{I}^2 = 2nI_1^2. \quad (1)$$

Легко показать, что отношение ширины спектра сигнала биений к частоте биений равно отношению ширины контура линии лазера к частоте излучения, т. е.

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0}.$$

Для одноводовых лазеров эта величина очень мала ( $10^{-11}$ — $10^{-12}$ ). Следовательно, сигнал биений, обусловленный смещением когерентных пучков, является квазимонохроматическим колебанием, и никакой радиочастотный анализатор спектра не в состоянии определить форму контура его спектральной линии.

**Сигнал, обусловленный биениями между  
независимыми единичными колебаниями разных частот,  
принадлежащими одному пучку**

Для рассматриваемого случая малых скоростей распределение спектральной плотности сигнала биений между независимыми частотными составляющими световых колебаний одинаково для пучка, отраженного от неподвижного зеркала (пучка сравнения), и пучка, отраженного от движущегося зеркала (рабочего пучка). Этот сигнал не несет информацию об измеряемой скорости и, следовательно, является шумом. Средний квадрат тока сигнала при  $\Delta\Omega \ll \delta$  будет равен [2]

$$\bar{I}^2(\Omega) = 2k^2 (n^2 + 1) \Delta\Omega \int_0^{\infty} G_1(\omega) G_1(\omega + \Omega) d\omega, \quad (2)$$

где  $\Delta\Omega$  — ширина полосы радиочастотного анализатора (узкополосного усилителя).

Спектр, определяемый интегралом  $\int_0^{\infty} G_1(\omega) G_1(\omega + \Omega) d\omega$ , одинаков для прямоугольного, лоренцова и гауссовского распределения  $G_1(\omega)$  с точностью до коэффициента 1,7 [2]. Это позволяет приближенно определить возможности измерения скоростей, рассматривая наиболее простой прямоугольный контур. Для такого контура, согласно формуле (2), будем иметь

$$\bar{I}^2(\Omega) = \begin{cases} 2k^2 (n^2 + 1) \Delta\Omega G_1^2(\delta - \Omega) & \text{при } \omega < \delta \\ 0 & \text{при } \omega \geq \delta \end{cases} \quad (3)$$

**Сигнал, обусловленный биениями между независимыми частотными составляющими, принадлежащими разным пучкам интерферометра**

Повторив рассуждения, приведенные в работе [2] для вывода формулы (2), можно показать, что при гауссовском распределении фаз биений одной частоты, получаемых от разных пар частотных составляющих, эффективное действие сигнала при  $\Delta\Omega \ll \delta$  будет

$$\bar{I}^2(\Omega) = 2k^2 n \Delta\Omega \int_0^{\infty} G_1(\omega) G_1(\omega + \Omega') d\omega, \quad (4)$$

где  $\Omega' = \Omega - \Omega_0$ .

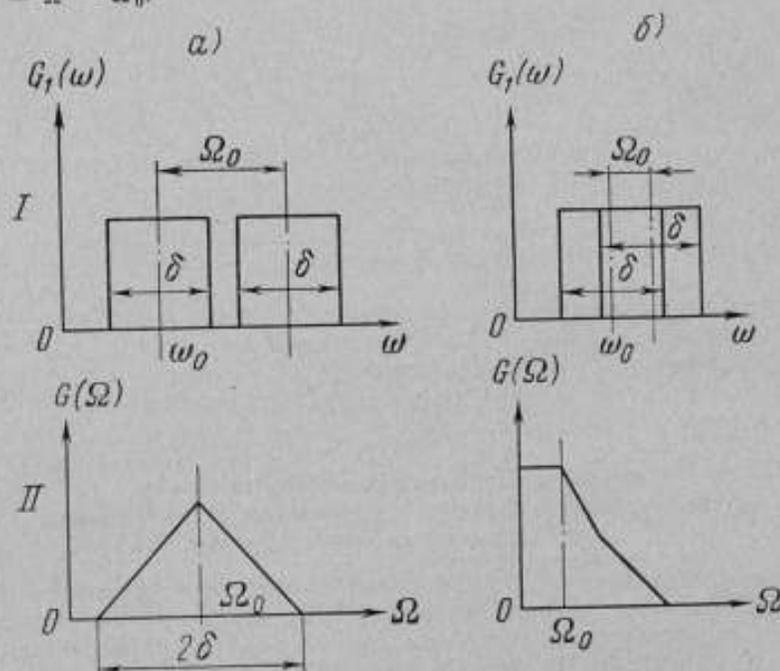


Рис. 1. Спектры: I — световых пучков. II — сигнала биений.  
а)  $\Omega_0 > \delta$ ; б)  $\Omega_0 < \delta$ .

Для линии с прямоугольным контуром вычисление по формуле (4) дает при  $\Omega_0 > \delta$ ,  $|\Omega - \Omega_0| < \delta$ :

$$\bar{I}^2(\Omega) = 2k^2 n \Delta\Omega G_1^2(\delta - |\Omega - \Omega_0|);$$

при  $\Omega_0 \leq \delta$ ,  $|\Omega - \Omega_0| < \delta$ :

$$\bar{I}^2(\Omega) = 2k^2 n \Delta\Omega G_1^2(\delta - |\Omega - \Omega_0|) + \begin{cases} 2k^2 n \Delta\Omega G_1^2(\delta - \Omega - \Omega_0), & \text{если } \Omega < \delta - \Omega_0; \\ 0, & \text{если } \Omega \geq \delta - \Omega_0. \end{cases} \quad (5)$$

Для иллюстрации формулы (5) в верхней части рис. 1 изображен спектр смешиваемых световых пучков, а в нижней части — спектр сигнала биений. В случае очень малых скоростей, когда  $\Omega_0 \leq \delta/2$ , эффективное действие сигнала на частоте  $\Omega_0$  равно

$$\bar{I}^2(\Omega_0) = 2n \frac{I_1^2 \Delta\Omega}{\delta} + 2k^2 n G_1^2(\delta - 2\Omega_0) \Delta\Omega. \quad (5')$$

Дробовой шум фотоумножителя определяется выражением

$$\overline{I^2}(\Omega) = \frac{e \Delta \Omega}{\pi} (1 + B) [I_T + I_1 (1 + n)], \quad (6)$$

где  $e$  — заряд электрона;

$B$  — коэффициент, который для ФЭУ можно принять равным 1,5;

$I_T$  — темновой ток, отнесенный к фотокатоду.

Применив формулы (1), (3), (5') и (6), получим выражение для отношения сигнал/шум при  $\Omega_0 < \delta/2$

$$\frac{s}{N} = \frac{n \left[ I_1^2 + I_1^2 \frac{\Delta \Omega}{\delta} + k^2 G_1^2 (\delta - 2\Omega_0) \Delta \Omega \right]}{(1 + B) e \frac{\Delta \Omega}{2\pi} [I_T + I_1 (1 + n)] + k^2 (n^2 + 1) \Delta \Omega G_1^2 (\delta - \Omega)}. \quad (7)$$

Для того чтобы шум не влиял на чувствительность схемы измерения доплеровского смещения  $\Omega_0$ , необходимо, чтобы отношение  $s/N$  было много больше единицы. Расчет по формуле (7) показывает, что при мощности излучения лазера  $10^{-3}$  вт, угле рассеяния  $3'$ , разрешающей способности анализатора  $\Omega_0/\Delta\Omega = 10$  и очень малых значениях доплеровского смещения  $\Omega_0 \ll \delta$  отношение  $s/N \gg 1$  при удалении движущегося предмета на несколько сотен метров от измерительного прибора. При больших значениях  $\Omega_0$  отношение сигнал/шум возрастает. Основную долю сигнала составляет квазимонохроматическое колебание частоты  $\Omega_0$ .

Разрешающая способность схемы равна  $\Omega_0/\Delta\Omega$  и зависит только от характеристики радиочастотного анализатора спектра. Принципиально нижней границы измеряемых скоростей не существует. Ограничения практического характера возникают из-за увеличения габаритов анализатора и времени измерения при работе на малых частотах. Приемлемое значение  $f_0 = 1$  гц соответствует скорости  $5 \cdot 10^{-7}$  м/сек.

В случае  $\Omega_0 > \delta$  использование формул (1), (3), (5), (6) приводит к простому выражению для отношения сигнал/шум при  $\Delta\Omega \ll \delta$

$$\frac{s}{N} = \frac{2\pi n I_1^2 \left(1 + \frac{\Delta\Omega}{\delta}\right)}{(1 + B) e \Delta\Omega [I_T + I_1 (1 + n)]}. \quad (8)$$

Как видно из формулы (8), увеличение опорного пучка приводит к увеличению сигнала, но не дает значительного выигрыша в отношении  $s/N$ . Если мощность лазера намного меньше используемого в расчетах значения  $10^{-3}$  вт, необходимое значение отношения  $s/N$  можно получить, осуществляя синусоидальную модуляцию интенсивности пучка и используя схему радиочастотного анализатора спектра с синхронным детектором (рис. 2). Отношение сигнал/шум на выходе анализатора увеличивается

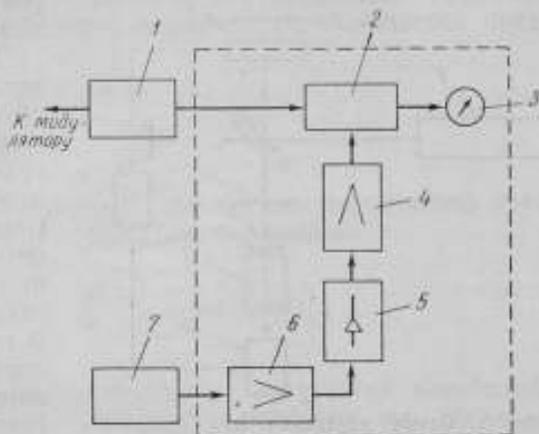


Рис. 2. Схема анализатора спектра с синхронным детектором.

1 — генератор; 2 — синхронный детектор; 3 — индикатор; 4 — узкополосный усилитель частоты модуляции; 5 — детектор; 6 — перестраиваемый полосовой усилитель с шириной полосы  $\Delta\Omega$ ; 7 — фотоумножитель.

в  $\sqrt{\Delta\omega \cdot \tau / 2\pi}$  раз, где  $\tau$  — постоянная времени синхронного детектора [4], а модуляция шума, имеющая существенное значение в этой схеме, пренебрежимо мала.

Верхний предел измеряемых скоростей связан с инерционностью ФЭУ. Для лучших фотоумножителей с высоким временным разрешением предельная частота приблизительно равна 1 Гц, что соответствует скорости 500 м/сек.

Интерференционная схема измерения требует наличия зеркальной поверхности движущегося объекта. В реальных условиях может возникнуть задача измерить скорости

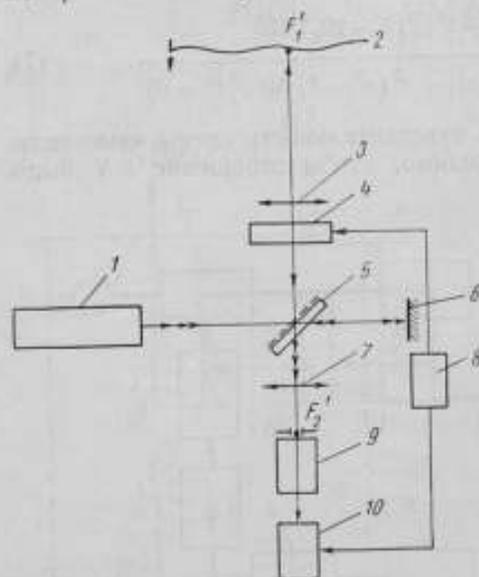


Рис. 3. Схема установки для измерения скорости незеркальных поверхностей.

1 — лазер; 2 — движущийся предмет; 3 и 7 — объективы; 4 — модулятор на кристалле типа KDP; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — зеркало; 8 — низкочастотный генератор; 9 — фотоумножитель; 10 — радиочастотный анализатор спектра.

удаленных недоступных предметов с микронеровностями поверхности, превышающими  $\lambda$ . Применение схемы, изображенной на рис. 3, должно обеспечить измерение скорости движения незеркальной поверхности.

При измерении скоростей незеркальных поверхностей сигнал, обусловленный биениями когерентных пучков, уменьшается по сравнению с сигналом, получаемым в интерференционной схеме. Степень уменьшения сигнала зависит от формы и величины микронеровностей поверхности, а также от апертуры объектива 3. В случае идеально рассеивающей поверхности когерентность смешиваемых пучков нарушается. Полезный сигнал в этом случае обусловлен биениями между независимыми частотными составляющими опорного и рабочего пучков; нижний предел измеряемых скоростей определяется по-

лушириной контура линии лазера и при  $\delta = 4\pi \cdot 10^3$  рад/сек равен  $10^{-3}$  м/сек.

Пренебрегая биениями когерентных пучков, получаем из формулы (8) при  $\Delta\Omega \ll \delta$ ,  $\Omega_0 > \delta$  выражение для отношения сигнал/шум

$$\frac{s}{N} = \frac{2\pi n I_1^2}{\delta(1+B)e[I_1 + I_1(1+n)]} \quad (9)$$

Подставив в формулу (9) минимальное необходимое значение отношения  $s/N = 10$ , находим, что минимальный фототок, при котором можно анализировать спектр биений, равен  $I_1 = 10^{-14}$  а. Легко показать, что при отражении от объекта по закону Ламберта ток фотокатода определяется выражением

$$I_1 = \frac{k\Phi_1 D^2 \rho}{8F^2}, \quad (10)$$

где  $\Phi_1$  — поток лучистой энергии, излучаемый лазером;  
 $F$  — фокусное расстояние объектива 3, равное расстоянию до движущегося предмета;  
 $D$  — диаметр объектива 3;  
 $\rho$  — интегральный коэффициент отражения плоскостью предмета.

Подставляя в выражение (10)  $l_1 = 10^{-14}$  а,  $\Phi_1 = 10^{-4}$  вт,  $D = 0,1$  м,  $k = 10^{-2}$  а/вт, получим максимальное удаление движущегося объекта, равное  $F = 250$  м.

В интерференционной схеме допуск на взаимное расположение отражательных зеркал интерферометра должен быть жестким [5]. При измерении скоростей шероховатых поверхностей этот допуск становится значительно менее жестким, что является большим преимуществом измерительной установки (рис. 3).

Выше рассмотрен наиболее простой случай измерения скорости равномерно движущегося тела. Если скорость его непрерывно меняется, то сигнал фотокатода оказывается промодулированным по частоте, причем закон модуляции соответствует изменению скорости во времени.

Для определения параметров механических колебаний с малыми амплитудами очень удобно использовать рассмотренные схемы измерения скоростей, так как при этом остается неизменным среднее расстояние между измерительным прибором и движущимся предметом. Наиболее типично в этом случае синусоидальное смещение колеблющегося предмета

$$x = a \sin \alpha t,$$

где  $a$  — амплитуда колебания;

$\alpha$  — угловая частота.

Элементарные выкладки показывают, что сигнал переменного тока для интерференционной схемы определяется выражением

$$I(t) = 2\sqrt{n}I_1 \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta_0 + 2a \sin \alpha t) \right],$$

где  $\Delta_0$  — разность хода в интерферометре при отсутствии колебаний.

Разложение  $I(t)$  в ряд Фурье дает набор гармоник  $m\alpha$ , где  $m$  — целое число:

$$\begin{aligned} I(t) = 2\sqrt{n}I_1 & \left[ \frac{1}{2} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_0 J_0 \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \right) + \right. \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_0 \cos \frac{m\pi}{2} J_m \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \right) \cos m\alpha t + \\ & \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_0 \sin \frac{m\pi}{2} J_m \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \right) \sin m\alpha t \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $J_m$  — функция Бесселя первого рода,  $m$ -порядка.

Если установить  $\Delta_0$  таким образом, чтобы

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta_0 = 2k\pi + \frac{\pi}{2},$$

то для первой гармоники сигнала будем иметь

$$I(\alpha) = 2\sqrt{n}I_1 J_1 \left( \frac{4\pi a}{\lambda} \right) \sin \alpha t. \quad (11')$$

Измеряя амплитуду первой гармоники сигнала и используя выражение (11'), можно определить амплитуду механических колебаний [6]. Минимальная обнаруживаемая этим способом измерений амплитуда при  $\tau = 0,5$  сек равна  $0,0006$  мк [7]. Анализ формулы (11) показывает, что при  $a < \lambda$  в сигнале преобладает первая гармоника. При амплитудах, близких к длине волны света ( $\frac{\lambda}{2} < a < 5\lambda$ ), зависимость вида распределения по спектру  $G(\Omega)$  от амплитуды колебаний очень сложна. По-видимому, в этих пределах использовать гармонический анализ сигнала для измерения амплитуд механических колебаний нецелесообразно. Если  $a \gg \lambda$ , то в соответствии со свойствами функций Бесселя  $J_m(z)$ , максимальную амплитуду имеет гармоника с частотой  $\Omega_{\text{макс}} = \frac{4\pi}{\lambda} a\alpha$ , которая соответствует доплеровскому смещению для максимальной скорости  $v_{\text{макс}} = a\alpha$ .

Измеряя  $\Omega_{\text{макс}}$  при помощи анализатора спектра, можно определить амплитуду механических колебаний. При условиях  $a \gg \lambda$  и  $\Delta\Omega \ll \Omega$  отношение  $s/N$  равно произведению величины, полученной для постоянной скорости, на отношение времени, соответствующего изменению частоты  $\Omega$  на величину  $\Delta\Omega$ , к периоду колебаний.

Легко показать, что для частоты  $\Omega_{\text{макс}}$  это отношение будет равно  $C = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2\Delta\Omega}{\Omega}}$ . Если  $a = 10$  мкм,  $\alpha = 2\pi \cdot 10^9$  рад/сек,  $\Delta\Omega = 2\pi \times 10^2$  рад/сек, отношение  $C = 0,01$ .

Учитывая уменьшение в 100 раз отношения  $s/N$ , выражаемого формулой (9), из выражения (10) получаем, что для достижения при использовании рассматриваемой выше схемы (рис. 3) необходимого отношения  $s/N \geq 10$  расстояние до незеркальной колеблющейся поверхности не должно превышать 25 м.

В опубликованной в последнее время работе [8] для измерения скоростей методом регистрации доплеровского смещения использовано излучение двух мод газового лазера. Излучение одной моды пропускали в плечо сравнения интерферометра, излучение другой моды — во второе плечо интерферометра. При неподвижном отражателем зеркале во втором плече интерферометра анализатор спектра, предназначенный для спектрального анализа электрического сигнала ФЭУ, регистрирует частоты биений, равную разности частот используемых мод лазера. Этот метод измерения обладает некоторыми преимуществами по сравнению с изложенным в настоящей статье. Главными преимуществами его является возможность определить знак измеряемой скорости и осуществить гармонический анализ электрического сигнала в частотном диапазоне выше области низкочастотных шумов фотопреобразователя.

### Выводы

Использование эффекта Доплера дает возможность измерять скорость прямолинейно движущихся зеркальных поверхностей в диапазоне  $10^{-4} \div 500$  м/сек при удалении поверхности от измерительного прибора на несколько сот метров и скорости перемещения незеркальных поверхностей — в диапазоне  $10^{-3} \div 500$  м/сек при удалении на 200 м.

Гармонический анализ сигнала биений, промодулированного по частоте вследствие эффекта Доплера, позволяет измерять амплитуды механических колебаний незеркальных поверхностей в диапазоне от нескольких микрометров до миллиметра, если расстояние между поверхностью и измерительным прибором не превышает  $10 \div 20$  м.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Горелик Г. С. О возможности малонерционного фотометрирования и демодуляционного анализа света. ДАН СССР, 1947, т. 58, № 1.
2. Foggester A. T. «J. Opt. Soc. Amer», 1961, v. 51, N 3.
3. Rūchardt «Optik», 1950, Bd. 6, N. 4.
4. Бунимович В. И. Флуктуационные процессы в радиоприемных устройствах. М., «Советское радио», 1951.
5. Строук Д. Ж. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967, стр. 70—73.
6. Брусин И. Я., Горелик Г. С., Пиковский С. А. Исследование колебаний, весьма малых по сравнению с длиной световой волны, посредством гармонического анализа модуляционной интерференционной картины. ДАН СССР, 1952, т. 83, № 4.
7. Берштейн И. Л. Об измерении весьма малых изменений разности хода двух световых колебаний. ДАН СССР, 1954, т. 94, № 4.
8. Dahlquist J. A. and other. «Applied physics letters», 1966, v. 9, N 5.

Поступила в редакцию  
3/IV 1968 г.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ УГЛА ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ  
ПОЛЯРИЗАЦИИ ОБЪЕКТИВНЫМ МЕТОДОМ

За последнее десятилетие широкое применение получили объективные поляриметры и сахариметры [1, 2]. Это значительно повысило точность измерения угла вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, так как погрешности измерений на этих приборах составляют  $0,02-0,005^\circ$  [3-7]. Возникла необходимость обеспечить поляриметры образцовыми мерами угла вращения плоскости поляризации — поляриметрическими кварцевыми пластинками, аттестованными на наиболее точных объективных поляриметрах. С этой целью создана установка для измерения углов вращения плоскости поляризации образцовых поляриметрических кварцевых пластинок объективным методом, описание которой и обоснование выбора конструкции ее основных узлов приведены ниже.

При объективных методах поляриметрических измерений фотоэлектрический приемник принимает световой поток, выходящий из поляриметра. С помощью индикатора фиксируют определенное значение светового потока, выходящего из анализатора, сначала без оптически активного объекта в приборе. Затем в прибор устанавливают измеряемый объект и тем или иным способом компенсируют производимое объектом вращение плоскости поляризации, чтобы получить на индикаторе такое же показание, что и в первом случае. Компенсирующее устройство снабжено шкалой, которая позволяет оценить в угловой мере угол вращения, вызванного объектом.

Наиболее простой метод фиксации величины светового потока — установка поляризатора и анализатора в скрещенное положение, при котором на приемник попадает минимальное количество света. В этом случае необходимо применять высокочувствительные приемники и высокостабилизированные питающие устройства; получение высокой точности при этом затруднительно.

Предпочтительнее фиксировать не просто минимум сигнала в фотоэлектрическом приемнике, а использовать следующий метод. Если каким-либо способом вызвать колебание плоскости поляризации линейно поляризованного света с определенной частотой, то после выхода из анализатора световой поток будет модулирован с частотой, зависящей от взаимного расположения анализатора и поляризатора: при их скрещенном положении частота модуляции удваивается. Момент удвоения частоты можно фиксировать с гораздо большей точностью, чем минимум сигнала.

Таким образом, при измерении угла вращения плоскости поляризации осуществляют модуляцию светового потока, достигающего фото-

приемника, а затем — тот или иной способ анализа принятого сигнала.

При создании установки для измерений угла вращения объективным методом прежде всего был рассмотрен вопрос о конструкции модулятора.

В настоящее время разработаны различные типы модуляторов. Наиболее перспективным в связи с простотой и безынерционностью является магнитооптический метод модуляции, использующий эффект Фарадея.\*

Выходя из анализатора, световой поток меняется в зависимости от взаимного расположения поляризатора и анализатора по закону Малюса

$$\Phi = \Phi_0 [k + \cos^2 (\theta + \alpha)], \quad (1)$$

где  $\Phi_0$  — световой поток, выходящий из поляризатора;

$k$  — коэффициент пропускания при скрещенных поляризаторе и анализаторе;

$\theta$  — угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора;

$\alpha$  — угол отклонения плоскости поляризации под действием магнитного поля от положения, заданного поляризатором.

Если модулятор питается переменным током, меняющимся по синусоидальному закону, то  $\alpha$  меняется во времени  $t$  также по синусоидальному закону

$$\alpha = \alpha_0 \sin \omega t. \quad (2)$$

Здесь  $\omega = 2\pi f$ , где  $f$  — частота изменения магнитного поля модулятора, т. е. частота тока, питающего модулятор.

Тогда после подстановки формулы (2) в выражение (1) и некоторых преобразований, учитывающих, что амплитуда модуляции достаточно мала (порядка  $0,05 \text{ рад}$ ) и в разложениях Бесселя членами с  $\alpha_0$  в степенях, превышающих два, можно пренебречь, выражение для зависимости светового потока от угла между поляризатором и анализатором примет вид

$$\begin{aligned} \Phi = \frac{\Phi_0}{2} [2k + 1 + \cos 2\theta - \alpha_0^2 \cos 2\theta + \\ + \alpha_0^2 \cos 2\theta \cos 2\omega t - 2\alpha_0 \sin 2\theta \sin \omega t]. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, световой поток, выходящий из анализатора, состоит из двух составляющих — постоянной и переменной:

$$\Phi_{\text{пост}} = \frac{\Phi_0}{2} [2k + 1 + \cos 2\theta - \alpha_0^2 \cos 2\theta] \quad (4)$$

и

$$\Phi(t)_{\text{пер}} = \frac{\Phi_0}{2} [\alpha_0^2 \cos 2\theta \cos 2\omega t - 2\alpha_0 \sin 2\theta \sin \omega t]. \quad (5)$$

Переменная составляющая практически содержит только первую и вторую гармоники.

По мере приближения значения  $\theta$  к  $\pi/2$  доля нечетного компонента, имеющего основную частоту  $\omega$ , уменьшается, а доля четного компонента, имеющего удвоенную частоту, увеличивается. Иными словами, нулевая позиция (скрещенное положение) анализатора характеризуется мини-

\* Кудрявцев В. И. Авторское свидетельство № 65654 от 14 января 1941 г.

мумом нечетного и максимумом четного компонента. Поскольку амплитуда нечетного компонента вблизи нулевой позиции с изменением  $\theta$  меняется более быстро, чем амплитуда четного компонента, то наибольшая чувствительность может быть получена при наблюдении за нечетным компонентом с помощью узкополосного усилителя, настроенного в резонанс с основной частотой и тем самым устраняющего четный компонент.

Влияние амплитуды модуляции  $\alpha_0$  на чувствительность при измерении этим методом можно оценить следующим образом.

Рассмотрим минимальное отклонение  $\delta$  анализатора от скрещенного положения ( $\theta = \frac{\pi}{2} - \delta$ ), которое возможно обнаружить.

Для прецизионных поляриметров  $\delta$  меньше минуты, поэтому

$$\sin 2\delta \cong 2\delta; \cos 2\left(\frac{\pi}{2} - \delta\right) \cong -1.$$

Тогда выражения (4) и (5) для постоянной и переменной составляющих светового потока примут вид

$$\Phi_{\text{пост}} = \Phi_0 \left( k + \frac{\alpha_0^2}{2} \right) \quad (6)$$

и

$$\Phi_{\text{пер}} = \Phi_0 \left[ -\frac{\alpha_0^2}{2} \cos 2\omega t + 2\alpha_0 \delta \sin \omega t \right]. \quad (7)$$

При использовании узкополосного усилителя значение полезного сигнала определяется той частью переменной составляющей светового потока, которая имеет основную частоту; постоянная составляющая светового потока влияет на шумы фотоумножителя, увеличивая их за счет дробового эффекта.

Действующее значение тока полезного сигнала с учетом выражения (7) равно

$$i_{\text{сигн}} = \sqrt{2} \Phi_0 S_\lambda M \alpha_0 \delta, \quad (8)$$

где  $S_\lambda$  — спектральная чувствительность катода;

$M$  — коэффициент усиления фотоумножителя.

Среднее квадратичное значение шумового тока фотоумножителя [8] определяется выражением

$$\bar{i}_m^2 = 2e \Delta f \cdot M^2 \frac{m}{m-1} I, \quad (9)$$

где  $e$  — заряд электрона;

$\Delta f$  — полоса пропускания узкополосного усилителя;

$m$  — число каскадов усиления;

$I$  — среднее значение тока катода — сумма темнового тока и тока, возникшего под влиянием постоянной составляющей светового потока.

Темновой ток ФЭУ по сравнению с током от постоянной засветки достаточно мал (не более 5%), поэтому им можно пренебречь; тогда выражение (9) с учетом (6) примет вид

$$\bar{i}_m^2 = e \Delta f M^2 \frac{m}{m-1} S_\lambda \Phi_0 (2k + \alpha_0^2). \quad (10)$$

Считая, что минимальное значение  $\delta$  определяется соотношением  $\sqrt{i_{\text{ин}}^2} = i_{\text{срн}}$ , получим

$$\delta = \sqrt{\frac{c \Delta f m \left( \frac{2k}{\alpha_0^2} + 1 \right)}{2\Phi_0 S_\lambda (m-1)}} \quad (11)$$

Из выражения (11) следует, что

$$\delta \approx \sqrt{\frac{2k}{\alpha_0^2} + 1}, \quad (12)$$

т. е. оптимальное значение  $\alpha_0$  определяется коэффициентом пропускания системы поляризатор—анализатор, а именно: отношение  $2k/\alpha_0^2$  должно быть меньше единицы, чтобы существенно не увеличивать наименьшее обнаруживаемое отклонение.

Установка ВНИИМ для измерения угла вращения плоскости поляризации объективным методом (рис. 1) имеет следующие основные части: источник света 1, монохроматор 3, поляризатор 5 и фотоприемное устройство 10.

Ход лучей в установке следующий: светящееся тело источника света 1 с помощью конденсора 2 фокусируется на входную щель двойного монохроматора 3. Выйдя из монохроматора, свет проходит систему из двух ахроматических линз 4 (позволяющую получить на катоде ФЭУ изображение выходной щели монохроматора с увеличением порядка четырех). Затем световой поток проходит поворачиваемый поляризатор 6, объект 7, модулятор 8, неподвижный анализатор 9 и, наконец, достигает фотоприемного устройства 10.

Погрешность измерения угла вращения плоскости поляризации зависит как от ширины используемого спектрального интервала, так и от количества рассеянного света в приборе [9].

Чтобы оценить влияние этих величин, предположим, что из монохроматора выходит световой поток, спектральный интервал которого ограничен некоторыми длинами волн. Световой поток максимален для средней длины волны и спадает по краям интервала.

Считаем, что вышедший из поляризатора световой поток имеет одну плоскость поляризации во всем спектральном интервале (дисперсией вращения поляризатора пренебрегаем, поскольку она компенсируется дисперсией анализатора, подобного поляризатору). После того, как световой поток пройдет оптически активное вещество, каждой длине волны спектрального интервала будет соответствовать свое положение плоскости поляризации, так как оптически активное вещество обладает дисперсией вращения. Измеряемый угол вращения относится к некоторой промежуточной ориентации плоскости поляризации — к эффективной длине волны, в общем случае отличной от средней. Будем считать, что поляризатор и анализатор установлены в положение, соответствующее минимуму выходящего из прибора потока.

Для упрощения рассуждений предположим сначала, что в световом потоке содержится два излучения: одно с длиной волны  $\lambda_0$  и другое —

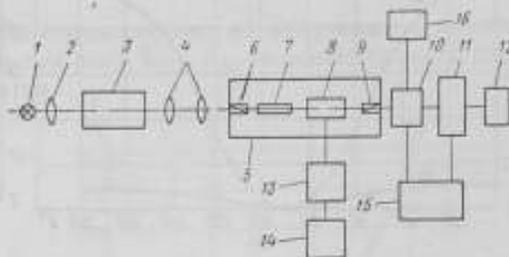


Рис. 1. Схема установки для измерения угла вращения плоскости поляризации.

с длиной волны  $\lambda_1$ , причем световой поток, соответствующий  $\lambda_0$ , значительно больше светового потока, соответствующего  $\lambda_1$ .

На рис. 2а показано, как изменяется отношение потоков излучений с длинами волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_1$  в зависимости от угла  $\theta$  между поляризатором и анализатором:

$$\varphi_0 = \Phi_0 \cos^2 \theta; \quad \varphi_1 = \Phi_1 \cos^2 \theta,$$

где  $\varphi_0$  и  $\varphi_1$  — световые потоки, соответствующие длинам волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_1$  и вышедшие из анализатора;

$\Phi_0$  и  $\Phi_1$  — световые потоки, соответствующие тем же длинам волн и вышедшие из поляризатора.

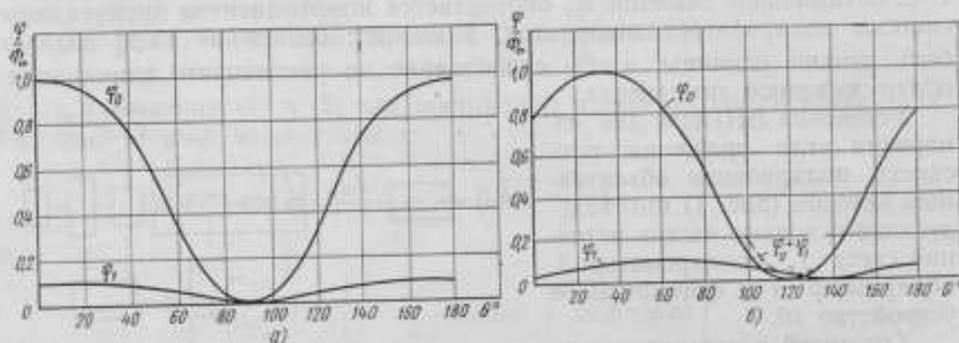


Рис. 2. Графики зависимости от угла между поляризатором и анализатором вышедших из поляриметров световых потоков излучений с длинами волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_1$ : а — без объекта, б — между поляризатором и анализатором помещен оптически активный объект.

Если теперь между поляризатором и анализатором поместить оптически активное вещество, то изменение отношений потоков будет иметь вид (рис. 2б):

$$\varphi_0 = k_0 \Phi_0 \cos^2 (\theta - a_0),$$

$$\varphi_1 = k_1 \Phi_1 \cos^2 (\theta - a_1),$$

где  $k_0$  и  $k_1$  — коэффициенты пропускания оптически активного вещества для излучений с длинами волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_1$  (примем, что  $k_1 \ll k_0$ );

$a_0$  и  $a_1$  — углы вращения, вызываемые веществом для этих излучений.

Из рис. 2б видно, что наличие в световом потоке небольшой доли излучения с длиной волны  $\lambda_1$  заметно смещает положение минимума  $M$  этого потока на оси абсцисс по отношению к положению минимума  $M_0$  потока, содержащего одно излучение с длиной волны  $\lambda_0$ , причем минимальное значение суммарного потока, которому соответствует угол вращения  $a$ , заметно отличается от нуля.

Оценим смещение минимума суммарного потока, рассмотрев рис. 3, который представляет собой в увеличенном масштабе часть рис. 2б вблизи минимума:

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} k_0 \Phi_0 [1 + \cos 2(\theta - a_0)],$$

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} k_1 \Phi_1 [1 + \cos 2(\theta - a_1)].$$

Из условия минимума функции

$$\frac{d\Phi_0}{d\theta} + \frac{d\Phi_1}{d\theta} = 0$$

для  $\theta = a$  следует

$$-k_0\Phi_0 \sin 2(a - a_0) - k_1\Phi_1 \sin 2(a - a_1) = 0.$$

Если  $a_1 - a_0$  не превосходит нескольких градусов, то можно считать, что значение  $a$  приблизительно определено простым соотношением

$$k_0\Phi_0(a - a_0) = -k_1\Phi_1(a - a_1),$$

откуда относительное смещение минимума суммарного потока равно

$$\frac{\Delta a_0}{a_0} = \frac{a - a_0}{a_0} = \frac{(a_1 - a_0) k_1 \Phi_1}{a_0 (k_0 \Phi_0 + k_1 \Phi_1)}.$$

Если рассмотреть случай, когда поток состоит из излучения с длиной волны  $\lambda_0$  и двух излучений с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , то относительное смещение минимума потока выразится формулой

$$\frac{\Delta a_0}{a_0} = \frac{(a_1 - a_0) k_1 \Phi_1}{a_0 (k_0 \Phi_0 + k_1 \Phi_1)} + \frac{(a_2 - a_0) k_2 \Phi_2}{a_0 (k_0 \Phi_0 + k_2 \Phi_2)}.$$

Относительное смещение может быть отрицательным, положительным или нулем в зависимости от значений коэффициентов пропускания  $k_0$ ,  $k_1$ ,  $k_2$ , а также  $a_1 - a_0$ ,  $a_2 - a_0$  и их знаков.

Таким образом, для уменьшения систематической погрешности, вызванной наличием дисперсии вращения объекта и протяженностью спектрального интервала, необходимо, во-первых, использовать монохроматические источники света, и, во-вторых, тщательно устранять рассеянный свет.

Если считать, что для узкого спектрального интервала (в частности, для спектральной линии) распределение энергии излучения, вышедшего из монохроматора, симметрично относительно средней длины волны  $\lambda_0$ , и что зависимостью чувствительности приемника от длины волны в этом интервале можно пренебречь, то точное измерение углов вращения плоскости поляризации будет возможно в том случае, если кривизна кривой дисперсии вращения одинакова (с достаточным приближением) в обе стороны от средней длины волны  $\lambda_0$  во всем используемом спектральном интервале.

Требуемая точность воспроизведения среднего значения длины волны также определяется значениями дисперсии вращения исследуемого вещества и измеряемого угла вращения.

В рассматриваемой измерительной установке применена ртутная лампа низкого давления ВНИИМ, из излучения которой выделяют зеленую линию. Лампа питается от батарей с напряжением 100 в, сила тока при разряде равна 1,3 а. При этих условиях полуширина зеленой линии ртути не более 0,01 нм; погрешность воспроизведения длины волны не превышает 0,001 нм.

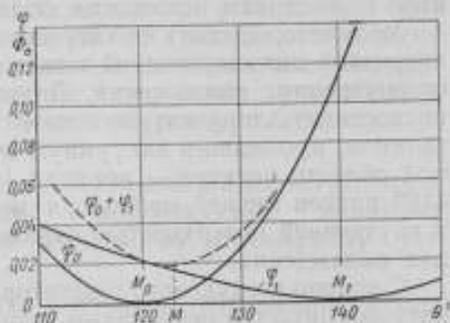


Рис. 3. В более крупном масштабе часть графика, изображенного на рис. 2 б, вблизи минимума.

Для кварцевых пластинок, вращающих плоскость поляризации на углы до  $40^\circ$ , в зеленой области спектра дисперсия вращения составляет около  $0,15^\circ/\text{мм}$ .

Таким образом, погрешность измерения угла вращения плоскости поляризации на данной установке, вызванная протяженностью используемого спектрального интервала, погрешностью воспроизведения длины волны и дисперсией вращения, менее  $0,001^\circ$ .

Для устранения рассеянного света в установке осуществлено следующее:

- 1) использован двойной монохроматор со сложением дисперсий;
- 2) геометрия светового пучка внутри поляриметра исключает отражения от боковых стенок модулятора и оправы; на пути светового пучка поставлен ряд диафрагм;
- 3) применены призмы типа Глан—Томсона;
- 4) поляризатор сделан поворачиваемым и связан с угломерным устройством;
- 5) модулятор установлен между измеряемой пластинкой и анализатором, поэтому на модулятор в момент измерения падает свет с постоянным положением плоскости поляризации.

Модулятор состоит из катушки-соленоида и оптического сердечника — кварцевой цилиндрической кюветы с кварцевыми окошками, свободными от внутренних напряжений. Диаметр кюветы 30 мм, длина 130 мм, что превосходит длину катушки на 40 мм. Кювета заполнена монобромонафталеном, прошедшим вакуумную очистку; постоянная Верде в используемой области спектра — порядка  $100 \text{ а/м}^2$ . Обмотка катушки состоит из 4150 витков медной проволоки диаметром 0,44 мм. Между сердечником и внутренней поверхностью каркаса соленоида имеется воздушный зазор для охлаждения.

С помощью звукового генератора 14 и усилителя мощности 13 (рис. 1) катушка питается переменным током с частотой 437 гц; выбор частоты обеспечивает минимальное влияние сетевых наводок. Сила тока в обмотке соленоида равна 0,18 а, напряженность магнитного поля у края катушки — около 4000 а/м и амплитуда модуляции — порядка  $1,5^\circ$ . Такой режим работы модулятора обеспечивает амплитуду модуляции, достаточную для выполнения соотношения  $(2k/\alpha_0^2) < 1$  выражения (12).

Для уменьшения вредного воздействия магнитного поля на фотоприемное устройство катушка вместе с сердечником помещена в цилиндрический экран из армо-железа с толщиной стенок 10 мм.

В качестве фотоприемника применен фотоумножитель типа ФЭУ-26. Расположение эмиттеров в нем для данных условий работы более благоприятно (внешнее магнитное поле вызывает более слабые наводки), чем в фотоумножителе с торцовым входом типа ФЭУ-27. Кроме того, хотя в зеленой области спектра относительная спектральная чувствительность фотокатода, примененного в ФЭУ-26, составляет всего 40% от максимальной, абсолютная спектральная чувствительность достаточно высока — порядка 50 мка/мм. В созданной поляриметрической установке при измерении свет на катод ФЭУ всегда падает с постоянным направлением плоскости поляризации. Этим устранена возможность возникновения систематических погрешностей вследствие зависимости чувствительности катода ФЭУ с боковым входом от ориентации плоскости поляризации падающего на него света. С ФЭУ сигнал подается на вход широкополосного усилителя\*, а затем — на катодный повторитель. Ко-

\* Фотоприемное устройство разработано при участии М. Л. Фейтельсона.

эфициент усиления широкополосного усилителя может быть изменен в пределах от 1 до 1000. Блоки, собранные на лампах 6Ж3П и 6Н1П, смонтированы в одном корпусе с ФЭУ, служащем экраном от наводок поля соленоида, причем расположение деталей выбрано с таким расчетом, чтобы свести к минимуму влияние поля. Далее сигнал подается на блок, состоящий из узкополосного усилителя *II* с *RC*-фильтром на входе, собранного на лампе 6Ж4П, и катодного повторителя, собранного на лампе 6Н1П. Коэффициент усиления узкополосного усилителя может быть изменен в пределах от 1 до 200; рабочая частота фильтра 437 гц; полоса пропускания 2 гц. Затем сигнал поступает на вход осциллографа *12* — на ось *Y*; сигнал от звукового генератора *14* основной частоты 437 гц подается на ось *X*.

Пока поляризатор и анализатор не скрещены, фильтр пропускает сигнал с одинарной частотой, и на экране виден эллипс, соотношение полуосей которого зависит от угла между поляризатором и анализатором. В момент, когда поляризатор и анализатор скрещены, чего достигают вращением поляризатора сначала от руки, а затем с помощью микрометрического винта, сигнал с ФЭУ приобретает удвоенную частоту и фильтр не пропускает его на вход осциллографа; на экране при этом должна быть видна прямая. Но поскольку в спектре шумов ФЭУ всегда есть и шумы с частотой 437 гц, фильтр усиливает последние, и на экране осциллографа виден очень сплюснутый искаженный эллипс, качающийся относительно горизонтали, так как фазы шумовых токов непрерывно меняются во времени.

Погрешность измерения угла вращения складывается из погрешности установки поляризатора в положение, соответствующее минимуму нечетного компонента, и погрешности отсчета по угломерному устройству.

Исследование угломерного устройства с помощью образцового многогранника показало, что погрешность лимба с окулярным микрометром не превосходит  $0,0007^\circ$ .

Ориентировочное значение чувствительности фотоприемного устройства при вычислении его по формуле (11) при  $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{-6}$  дм,  $k = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\Delta f = 2$  гц,  $\alpha_0 = 0,03$  рад составляет около  $0,0017^\circ$ . От этой величины, главным образом, зависит погрешность установки поляризатора.

Для исследования измерительной установки на ней были измерены углы вращения пяти высококачественных кварцевых пластинок [10] с номиналами: 40, 30, 20, 10° правого и 10° левого вращения.

Перед измерением поляриметр был отъюстирован с помощью автоколлиматора таким образом, что отклонения рабочих граней поляризатора, кварцевой пластинки, модулятора и анализатора от перпендикулярности оптической оси прибора не превышали 10'.

Поляриметрическую пластинку, расположенную внутри прибора в теплоизолированной камере, перед измерением выдерживали в течение получаса для выравнивания температуры; в процессе измерения температура в камере изменялась не более, чем на 0,05 град; значения углов были приведены к 20° С.

При каждом измерении поляризатор устанавливали в скрещенное положение 20 раз (10 подходов по часовой стрелке и 10 — против нее) как с пластинкой, так и без нее, и вычисляли среднее арифметическое из 20 отсчетов по лимбу. Каждую пластинку измеряли 15 раз. Средняя квадратическая погрешность ряда из 15 измерений составила приблизительно  $0,003^\circ$ .

Выполненное исследование показало, что созданную установку можно применять для аттестации образцовых поляриметрических пластинок, предназначенных для поверки точных поляриметров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Carroll B., Blei J. Measurement of optical activity: new approaches. «Science», 1963, v. 142, N 3589, p. 200.
2. Demaux M., Tourlière S. Les progrès dans le domaine de la polarimétrie. «Revue de Métrologie Pratique et Légale», 1964, N 9, p. 437; 1964, N 8, p. 487.
3. Williamson S. J., Weingart J. M., Andrews R. D. New high precision photoelectric universal polarimeter and birefringence compensator. «J. Opt. Soc. Amer.», 1964, v. 54, N 3, p. 337.
4. Bünnagel R., Oehring H. A. Messung der Rotationsdispersion an einem Quarz für die polarimetrische Bestimmung optischer Schwerpunkte. «Zeitschr. Angew. Phys.», 1966, Bd. 20, N 5, S. 419.
5. Gillham E. J., King R. J. New design of spectropolarimeter. «J. Sci. Instr.», 1961, v. 38, N 1, p. 21.
6. Billardon M. Méthode polarimétrique dans le visible et l'ultraviolet. «Annales de physique», 1962, v. 7, N 5-6, p. 233.
7. Кизель В. А., Пермогоров В. И. Фотоэлектрический поляриметр. «Оптика и спектроскопия», 1961, т. 10, стр. 541.
8. Соболева Н. А., Берковский А. Г., Чечик Н. О., Елисеев Р. Е. Фотоэлектронные приборы. М. «Наука», 1965.
9. Гауте F. Monochromateurs utilisés en polarimétrie. «Revue d'optique», 1958, v. 37, N 5, p. 242.
10. Волкова Е. А. Поляриметрические кварцевые пластины. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 56 (116), М.—Л., Стандартгиз, 1961.

Поступила в редакцию  
3/IV 1968 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЙ ГЛАВНЫХ  
НАПРАВЛЕНИЙ В КВАРЦЕВЫХ ПЛАСТИНКАХ

В пластинках толщиной 3—10 мм, вырезанных из кристаллического кварца так, что их стороны параллельны оптической оси (оси  $z$ ), часто необходимо определить положение главных направлений и их соответствие быстрой и медленной составляющим. С этой целью прежде всего определяют положения главных направлений и наносят их на поверхность пластинки. Обычно пластинку располагают между скрещенными поляризатором и анализатором так, чтобы ее поверхности были перпендикулярны оптической оси прибора. Наблюдая поле зрения, поворачивают пластинку в ее плоскости до тех пор, пока не восстановится темнота. При этом главные направления пластинки совпадут с направлениями колебаний, пропускаемых поляризатором и анализатором. Средняя квадратическая погрешность определения положения главных направлений составляет около  $\pm 2^\circ$ . Для более точного определения этого положения пластинку располагают между поляризатором и анализатором поляриметра для измерения угла вращения плоскости поляризации, снабженного полутеневым устройством, и устанавливают пластинку тем же методом, что и в первом случае. Погрешность определения положения главных направлений здесь составит около  $\pm 30'$  и зависит от возможностей маркировки их на пластинке. Определить, какому направлению соответствуют медленная и какому — быстрая составляющие, на поляризационном микроскопе затруднительно вследствие почти полного отсутствия интерференционной окраски поля зрения.

Во ВНИИМ для определения положения главных направлений в кварцевых пластинках разработаны два метода: первый из них можно назвать «методом подобия» — сравнения кварцевой пластинки со слюдяной; второй метод основан на обнаружении направления, где больше всего проявляется оптическая активность кварца.

Первый метод состоит в следующем. Для тонкой слюдяной пластинки толщиной в несколько десятых миллиметра определяют соответствие одного из ее направлений быстрой составляющей. Для этого применяют, как обычно, поляризационный микроскоп с компенсатором в виде кварцевого клина [1]. Затем на установке для измерения двойного лучепреломления с компенсатором Бабине (см. рисунок) скрещивают поляризатор 1 и анализатор 4 и устанавливают между ними компенсатор Бабине 3 так, чтобы ахроматическая полоса совпадала с перекрестием трубы 5. После этого компенсатор удаляют из хода лучей. Располагают слюдяную пластинку 2 на столике установки так, чтобы направление быстрой составляющей было приблизительно вертикально, и понемногу поворачивают

пластинку в ее плоскости, чтобы восстановить в поле зрения темноту. Возвращают компенсатор Бабине в его первоначальное положение. Линейно поляризованный свет с плоскостью колебаний, совпадающей с главным направлением пластинки, пройдя через нее, не изменяет состояния поляризации и поэтому не вызывает в поле зрения сдвига ахроматической полосы. Разность фаз  $\delta$ , создаваемая компенсатором Бабине, равна

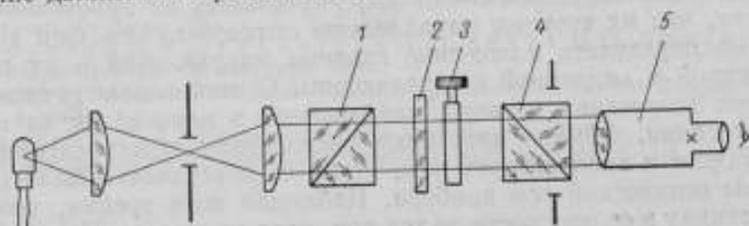
$$\delta = \frac{2\pi (d_1 - d_2)}{\lambda} (n_e - n_o), \quad (1)$$

где  $d_1$  и  $d_2$  — толщина первого и второго клиньев;  
 $n_e$  и  $n_o$  — показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей;

$\lambda$  — длина волны.

Для ахроматической полосы  $\delta = 0$ .

Медленно поворачивая пластинку по часовой стрелке, замечают направление движения ахроматической полосы. Если плоскость колебаний



Установка для измерения двойного лучепреломления.

линейно поляризованного света, проходящего через кристаллическую пластинку, не совпадает ни с одним из ее главных направлений, то из пластинки свет будет выходить эллиптически поляризованным. Форма эллипса и направление движения электрического вектора — по часовой стрелке или против нее — зависят от разности фаз  $\delta_1$ , возникающей между обыкновенным и необыкновенными лучами, выходящими из пластинки. Разность фаз определяется толщиной пластинки  $d$  и углом  $\gamma$  между направлением колебаний падающего света и главным направлением пластинки, т. е.

$$\delta_1 = f(d, \gamma). \quad (2)$$

Если в компенсатор Бабине входит свет с разностью фаз, отличной от нуля, то ахроматическая полоса смещается. Направление смещения ахроматической полосы зависит от того, происходит ли движение электрического вектора, выходящего из пластинки, по часовой стрелке или против нее.

Для определения направления движения электрического вектора после прохождения кварцевой пластинки снимают слюдяную пластинку и на ее место устанавливают кварцевую. Поворачивая кварцевую пластинку, добиваются затемнения поля зрения, т. е. совпадения ее главных направлений с направлениями колебаний, пропускаемых поляризатором и анализатором. Установив компенсатор Бабине на его место, вновь поворачивают кварцевую пластинку так же, как поворачивали слюдяную, и замечают, в какую сторону сместилась ахроматическая полоса. Если она сместилась в ту же сторону, что и в первом случае, то это показывает, что быстрая составляющая совпадает с вертикальным направлением. При обратном

движении полосы с вертикальным направлением совпадает медленная составляющая.

По второму методу положение быстрой составляющей можно определить, если пластинки имеют круглую форму и боковая поверхность их отполирована. При этом сперва определяют положение главных направлений указанным выше методом на поляриметре для измерения угла вращения. Затем поворачивают пластинку на  $90^\circ$  и располагают ее так, чтобы она была в центре поля зрения и ее плоскости были параллельны оптической оси прибора. Наблюдают за освещенностью центра поля зрения, поворачивая пластинку в ее плоскости. При прохождении света по тому из диаметров, который соответствует направлению оптической оси, в поле зрения появится просветление. Это просветление объясняется поворотом плоскости поляризации в оптически активном кристалле кварца. Наиболее отчетливо поворот заметен именно в направлении оптической оси, где двойного лучепреломления не происходит [2]. Следовательно, этот диаметр будет соответствовать направлению быстрой составляющей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Меданхолин Н. М., Грум-Гржимайло С. В. Методы исследования оптических свойств кристаллов. М., АН СССР, 1954.
2. Татарский В. Б. Кристаллооптика и иммерсионный метод исследования минералов. М., «Недра», 1965.

Поступила в редакцию  
19/III 1968 г.

## МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Явление многолучевой интерференции в клине [1] легко использовать для точного измерения малых перемещений. При параллельном смещении одного из зеркал клинового интерферометра типа Фабри—Перо можно наблюдать перемещение полос равной толщины относительно неподвижной визирной линии, расположенной в центре интерференционного поля. Моменты совпадения центра интерференционной полосы с визирной линией повторяются при смещениях зеркала на половину длины волны  $\lambda$  используемого монохроматического света. Если считать, что погрешность фиксации положений совпадения полос с визирной линией равна четверти ширины интерференционной полосы, то погрешность индикации соответствующего положения зеркала равна



Рис. 1. Многолучевой интерферометр с кристаллической пластинкой.

$\lambda/8N_{\text{эфф}}$ , где  $N_{\text{эфф}}$  — эффективное число интерферирующих пучков. Для значений  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ ,  $N_{\text{эфф}} = 30$ , например, погрешность индикации положений зеркала, повторяющихся через половину длины волны света, равна  $0,002 \text{ мкм}$ , т. е. очень мала. Поэтому клиновой интерферометр может быть использован для градуировки и проверки чувствительных индикаторов и электромеханических преобразователей, а также для измерения компенсационным методом перемещений, меньших половины длины волны.

Этот метод заключается в том, что при помощи откалиброванного компенсатора изменяют разность хода интерферометра до тех пор, пока центр ближайшей полосы не совместится с визирной линией. (Принцип действия и устройство компенсатора может быть различным). Шкалу компенсатора можно проградуировать непосредственно в единицах длины. Вычитая показания компенсатора для двух положений перемещающегося зеркала, получают значение измеряемого сдвига.

В настоящей статье исследуется возможность увеличения точности клинового интерферометра для измерения малых перемещений при использовании многолучевой интерференции в двоякопреломляющем кристалле. Для этой цели предложен интерферометр (рис. 1), состоящий из кристаллической пластинки 2, вырезанной параллельно оптической оси и помещенной между двумя зеркалами 1 и 3. Если использовать для освещения интерферометра естественный монохроматический свет, то можно

наблюдать две системы интерференционных полос одинаковой интенсивности, образованных обыкновенными и необыкновенными лучами при многократных отражениях от зеркал 2, 3 интерферометра. (Картина, возникающая в результате многократных отражений между зеркалами и плоскостями пластинки, создает мешающий фон.) Оптическая длина пути между зеркалами 1 и 3 в каждой точке интерференционного поля складывается из оптической толщины пластинки и величины воздушного промежутка между пластинкой и зеркалами.

В случае, когда пластинка 2 плоскопараллельна, а зеркала образуют небольшой клин, можно наблюдать две идентичные параллельные друг другу системы полос равной толщины. Смещение систем полос относительно друг друга зависит от толщины пластинки  $h_1$  и разности показателей преломления для обыкновенных и необыкновенных лучей  $n_o - n_e$ , что можно использовать для определения одной из этих величин, если другая известна.

Если пластинка клиновидная, то суммарный клин интерферометра зависит от величины и направления воздушного клина и клина пластинки. Меняя величину и направление воздушного клина, можно получить произвольное расположение интерференционных полос. На рис. 2а изображены полосы равной толщины, когда ребро воздушного клина не параллельно ребру клиновидной кварцевой пластинки со средней толщиной 1,5 мм и углом клина  $0,017 \text{ рад}$ . Если угол между плоскостями пластинки и зеркалами равен приблизительно половине угла клина пластинки, то мешающие мелкоструктурные системы полос не разрешаются наблюдательной системой.

В том случае, когда ребро воздушного клина параллельно ребру клина пластинки, поло-

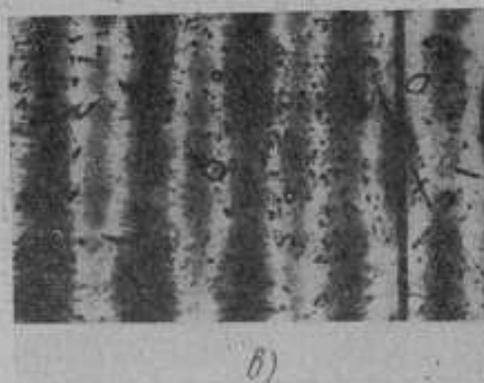
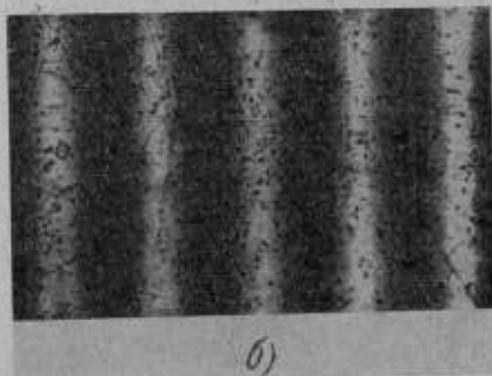
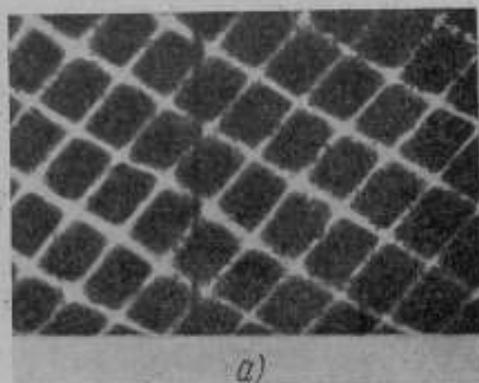


Рис. 2. Полосы равной толщины.

а — ребро воздушного клина не параллельно ребру клиновидной кварцевой пластинки; б — ребро клина параллельно ребру пластинки; в — одно из зеркал сдвинуто.

сы, образованные обыкновенными и необыкновенными лучами, параллельны. Расположив зеркала 1 и 3 так, чтобы суммарные клинья интерферометра для обыкновенных и необыкновенных лучей имели

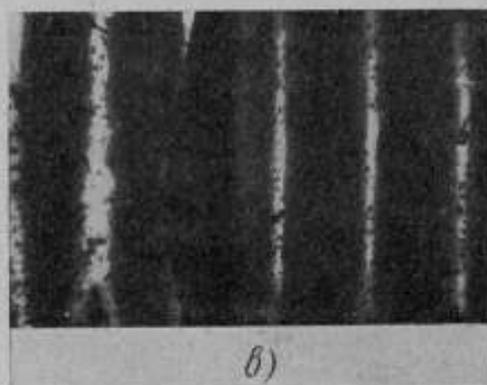
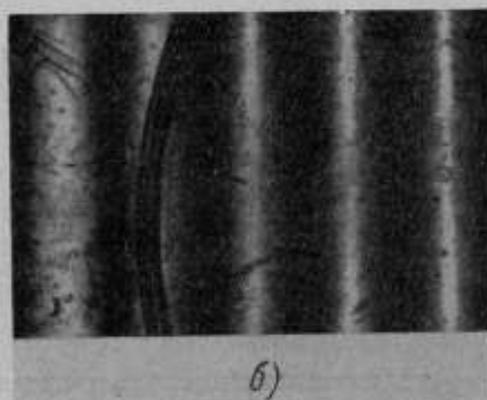
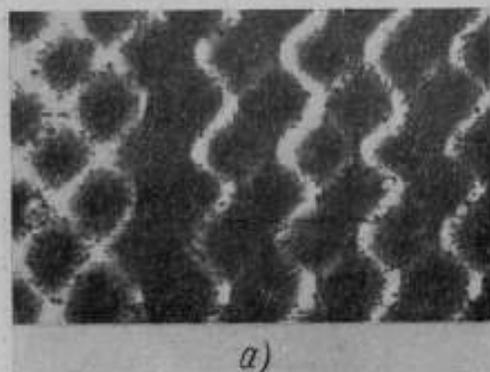


Рис. 3. Полосы равной толщины в системе поляризатор—интерферометр—анализатор.

*a* — ребро суммарного клина интерферометра не параллельно ребру кристаллического клина; *b* и *в* — совпадение интерференционных картин для  $\tau R = 0,65$  и  $\tau R = 0,8$ .

одинаковые углы и противоположные направления относительно друг друга, и перемещая одно из зеркал параллельно самому себе, можно добиться полного совмещения двух идентичных картин, образованных обыкновенными и необыкновенными лучами на всем интерференционном поле (*б*). При параллельном сдвиге одного из зеркал из этого положения полосы расходятся в разные стороны (*в*). Поэтому моменты совпадения полос повторяются при смещении зеркала на четверть длины волны света, а чувствительность индикации положений зеркала, повторяющихся через четверть длины волны света, в два раза выше, чем для клинового интерферометра с таким же числом интерферирующих пучков. Вследствие этого интерферометр с кристаллической пластинкой можно использовать в установке для измерения малых перемещений повышенной точности.

С помощью поляризатора легко выделить одну из систем полос. Если перед интерферометром поставить поляризатор, ось пропускания которого составляет  $45^\circ$  с главными направлениями пластинки, то две системы пучков, образованных из одного пучка линейнополяризованного света, интерферируют между собой, образуя эллиптически-поляризованный свет, причем форма и ориентировка эллипса неизменна во времени в каждой точке интерференционного поля. Однако, при визуальном наблюдении воспринимается усредненная во времени энергия колебаний и картина полос равной толщины имеет такой же вид, как при освещении естественным светом. Поместив за интерферо-

метром анализатор, приводящий колебания обыкновенного и необыкновенного лучей к одной плоскости, получаем возможность наблюдать интерференцию пучков обыкновенных и необыкновенных лучей (рис. 3).

Для сравнения в левой части рис. 3 приведена картина, наблюдаемая без анализатора. Наиболее интересны случаи, когда анализатор и поляризатор параллельны ( $N_1 \parallel N_2$ ) или скрещены ( $N_1 \perp N_2$ ).

Если на интерферометр с достаточно малым изменением разности хода [2—4] по полю падает плоская волна монохроматического света с временной фазой колебания  $\Phi'$ , то с точностью до постоянного множителя колебания  $s_{0,e}$  обыкновенного и необыкновенного лучей на выходе интерферометра определяются выражением [5а]

$$s_{0,e} = \frac{e^{i(\Phi' - \varphi_{0,e})}}{1 - \tau R e^{-i\Phi_{0,e}}}, \quad (1)$$

где  $\Phi' = \omega t$  ( $\omega$  — круговая частота световых колебаний);

$t$  — время;

$\tau$  — коэффициент пропускания пластинки;

$R$  — коэффициент отражения зеркал;

$\varphi_{0,e} = \frac{2\pi}{\lambda} (h_1 n_{0,e} + h_2)$  — изменение фазы светового колебания при прохождении пути между зеркалами 1 и 3 для обыкновенных и необыкновенных лучей соответственно;

$\Phi_{0,e} = 2\varphi_{0,e} + \delta + \delta'$  — разность фаз соседних интерферирующих обыкновенных и необыкновенных лучей соответственно;

$\delta, \delta'$  — скачки фаз на отражающих поверхностях зеркал 1 и 3.

Амплитуда результирующего колебания, вышедшего из анализатора, определяется модулем выражения

$$A = \frac{1}{2} |s_0 - s_e| \quad (2)$$

при условии, что анализатор и поляризатор скрещены и главные направления пластинки составляют  $45^\circ$  с осью пропускания поляризатора. В случае  $N_1 \parallel N_2$  знак минус в формуле заменяется на знак плюс.

Интенсивность колебаний равна

$$I = A \cdot A^*, \quad (3)$$

где  $A^*$  — величина, комплексно сопряженная с  $A$ .

Подставляя выражения (1) и (2) в (3), получаем выражение для распределения интенсивности света при  $N_1 \perp N_2$

$$I = \frac{[1 - \cos(\varphi_0 - \varphi_e)] [1 + (\tau R)^2 + 2\tau R \cos(\varphi_0 + \varphi_e + \delta + \delta')]}{[(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi_0}{2}] [(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi_e}{2}]}, \quad (4)$$

Для случая  $N_1 \parallel N_2$  знаки перед косинусами в числителе меняются на противоположные.

Для случая, изображенного на рис. 2б, 3б, в, формула (4) принимает вид:

$$I = \left. \begin{aligned} & \frac{[1 - \cos(\varphi_0 - \varphi_e)] (1 \pm \tau R)^2}{[(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi_0}{2}]^2} \text{ при } N_1 \perp N_2, \\ & \frac{[1 + \cos(\varphi_0 - \varphi_e)] (1 \mp \tau R)^2}{[(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \frac{\Phi_0}{2}]^2} \text{ при } N_1 \parallel N_2, \end{aligned} \right\} \quad (4')$$

где

$$\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ h_1 n_0 + h_2 + \alpha \left( \frac{n_0 - n_e}{2} \right) x \right],$$

$$\varphi_e = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ h_1 n_e + h_2 + \alpha \left( \frac{n_e - n_0}{2} \right) x \right],$$

$$h_1' = h_1 - \alpha x,$$

$$h_2' = h_2 + \frac{\alpha (n_0 + n_e)}{2} x,$$

$\alpha$  — угол клина пластинки;

$x$  — координата в направлении, перпендикулярном интерференционным полосам.

Верхний знак в числителе выражений (4') соответствует такому воздушному промежутку, когда разность порядков интерференции для положений совпадения максимумов равна четному числу, а нижний знак — когда она равна нечетному числу.

Анализ выражения (4') показывает, что резкость интерференционной картины увеличивается для положений (рис. 3б, в), удовлетворяющих условию

$$h_1 (n_0 - n_e) = m\lambda \text{ при } N_1 \parallel N_2,$$

$$h_1 (n_0 - n_e) = \frac{2m+1}{2} \lambda \text{ при } N_1 \perp N_2,$$

где  $m$  — целое число.

При незначительном смещении одного из зеркал из этого положения полосы расходятся, а при смещении на четверть длины волны света интерференционная картина почти полностью «смазывается».

Используя формулы (4'), легко определить ширину интерференционных полос. Решая уравнение

$$\frac{2 - \frac{\delta\Phi^2}{2}}{[(1 - \tau R)^2 + \tau R \delta\Phi^2]^2} = \frac{1}{(1 - \tau R)^4},$$

получаем выражение для половины ширины полосы  $\delta\Phi$ , справедливое для значений произведения  $\tau R$ , больших 0,85:

$$\delta\Phi = \frac{1 - \tau R}{\sqrt{\tau R}} \sqrt{\sqrt{2} - 1}. \quad (5)$$

Из сравнения формулы (5) с обычной формулой для  $\delta\Phi$  при многолучевой интерференции [56]

$$\delta\Phi = \frac{1 - \tau R}{\sqrt{\tau R}}$$

вытекает, что в рассматриваемом нами случае резкость интерференционной картины увеличивается в полтора раза. При меньших значениях  $\tau R$  выигрыш в резкости увеличивается (рис. 3б, в) вследствие большего влияния члена  $1 + \cos(\varphi_0 - \varphi_e)$  в формуле (4').

Увеличение резкости интерференционной картины в системе поляризатор — интерферометр — анализатор, по-видимому, можно использовать в интерференционной установке повышенной точности для измерения малых линейных перемещений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А. Применение клинообразных пластинок для спектроскопии высокой разрешающей силы. «Вестник МГУ», 1953, вып. 5, № 8, стр. 101.
2. Tolansky S. Multiple-beam interferometry of surfaces and films. Oxford, 1948, pp. 14—21.
3. Шкляревский И. Н. и Никишева Г. Д. К вопросу о применении полос равной толщины для спектроскопии высокой разрешающей силы. «Ученые записки Харьковского гос. университета. Труды физ. отд.», т. 4, № 49, стр. 239.
4. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М., Физматгиз, 1958, стр. 416—422.
5. Королев Ф. А. Теоретическая оптика. М., «Высшая школа», 1966: а) стр. 413 и б) стр. 416.

Поступила в редакцию  
3/IV 1968 г.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ  
МЕТОДОМ КАНАЛИЗИРОВАННОГО СПЕКТРА

Метод канализированного спектра первоначально был предложен для калибровки тонких слюдяных пластинок  $\lambda/4$  [1—3]. Однако его можно использовать для измерения двойного лучепреломления любого объекта с помощью установки, собранной по схеме рис. 1. Свет от лампы накаливания 1 направляется через коллиматор 2 параллельным пучком в поляризационную призму 3. Превратившись в плоскополяризованный, световой пучок проходит измеряемый объект 4, компенсатор Сенармона (пластинку в четверть длины волны  $\delta$  и анализатор 6) и линзой 7 фокусируется на щель спектрографа 8.

В поле зрения спектрографа на фоне сплошного спектра наблюдают ряд равноотстоящих темных полос. При враще-



Рис. 1. Оптическая схема установки.

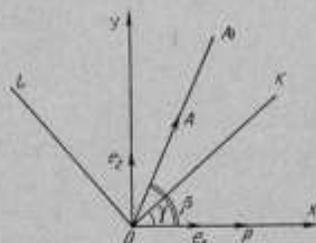


Рис. 2. Векторная диаграмма.

нии анализатора вокруг оптической оси замечается исчезновение двух-трех полос в некоторой области спектра, для которой пластинка 5 является пластинкой  $\lambda/4$ , а разность в показаниях лимба анализатора дает возможность определить разность фаз измеряемого объекта (слюдяная пластинка, заклеенная между двумя покровными стеклами).

Легко выяснить условия, при которых возникают и исчезают упомянутые темные полосы. Предположим, что вектор световой волны  $OP$  находится в плоскости рис. 2 перпендикулярно направлению луча. Введем в этой плоскости орты:  $e_1$  — направление колебаний света, вышедшего из поляризатора, и  $e_2$  — перпендикулярный к нему. Главные направления  $OK$  и  $OL$  измеряемой слюдяной пластинки (обозначим ее 1) повернуты на угол  $\gamma$  относительно орты  $e_1$ , а главные направления пластинки  $\lambda/4$  (обозначим ее 2) совпадают с ортами  $e_1$  и  $e_2$ . С каждым элементом оптической системы связана матрица Джинса [4], а именно, поляризатору соответствует матрица

$$P(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

двупреломляющим пластинкам — матрица

$$M(\gamma | d_1, d_2) = S(-\gamma) Q(d_1, d_2) S(\gamma),$$

где  $S(\gamma)$  — матрица поворота,  $Q(d_1, d_2)$  — матрица двупреломляющей пластинки, главные направления которой совпадают с осями  $e_1$  и  $e_2$ :

$$S(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}; \quad Q(d_1, d_2) \equiv \begin{pmatrix} e^{i d_1} & 0 \\ 0 & e^{i d_2} \end{pmatrix}$$

анализатору соответствует

$$P(\beta) = S(-\beta) P(0) S(\beta).$$

Здесь

$$d_i = \frac{n_i \omega l}{c},$$

где  $n_i$  — показатель преломления по соответствующему главному направлению;

$\omega$  — циклическая частота;

$l$  — толщина пластинки;

$c$  — скорость света;

$\beta$  — угол между  $e_1$  и направлением колебаний света  $OA$ , вышедшего из анализатора (рис. 2).

В нашем случае для пластинки 1 (измеряемый объект)

$$\gamma = \frac{\pi}{4} \text{ и } d_i = \delta_i;$$

для пластинки 2 (тонкая слюдяная пластинка)

$$\gamma = 0 \text{ и } d_i = \Delta_i \text{ (} i = 1, 2 \text{)}.$$

Тогда вектор световой волны  $OP = Ae^{i\omega t}$ , проходя оптическую систему, преобразуется следующим образом:

$$I = P(\beta) M\left(0 | \Delta_1, \Delta_2\right) M\left(\frac{\pi}{4} | \delta_1, \delta_2\right) P \cdot Ae^{i\omega t}.$$

Перемножая матрицы, для светового потока получаем

$$|I|^2 = |PA|^2 G^2, \quad (1)$$

где

$$G = \frac{1}{2} \left| \cos \beta e^{i \Delta_1} (e^{i \delta_1} + e^{i \delta_2}) + \sin \beta e^{i \Delta_2} (e^{i \delta_1} - e^{i \delta_2}) \right| = \\ = \left| e^{i \Delta_1} \cos \beta \cos \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} + i \sin \beta e^{i \Delta_2} \sin \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} \right|.$$

Легко видеть, что выражение  $G$  может обратиться в нуль лишь при

$$\Delta_2 - \Delta_1 = \frac{\pi}{2} + k\pi,$$

$$\beta = \pm \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} + \frac{2l+1}{2} \pi,$$

где  $k, l$  — целые.

Это значит, что если для данной частоты пластинка 2 является пластинкой в четверть длины волны, то угол поворота  $\beta$  анализатора определяет величину  $\frac{\delta_2 - \delta_1}{2}$ , пропорциональную разности фаз пластинки 1.

До сих пор явление исчезновения полос в спектре рассматривалось без учета многократных отражений, которые возникают при прохождении света через (тонкую слюдяную) пластинку 2 и при которых образуется ряд когерентных пучков света. Пройдя через анализатор, пучки оказываются приведенными к одной плоскости и могут интерферировать между собой. Однако явление интерференции фактически мы будем наблюдать, только когда пучок света, один раз прошедший через пластинку 2, частично погасится анализатором и его интенсивность станет близкой к интенсивности пучков света, претерпевших многократные отражения. Для угла  $\beta$ ,

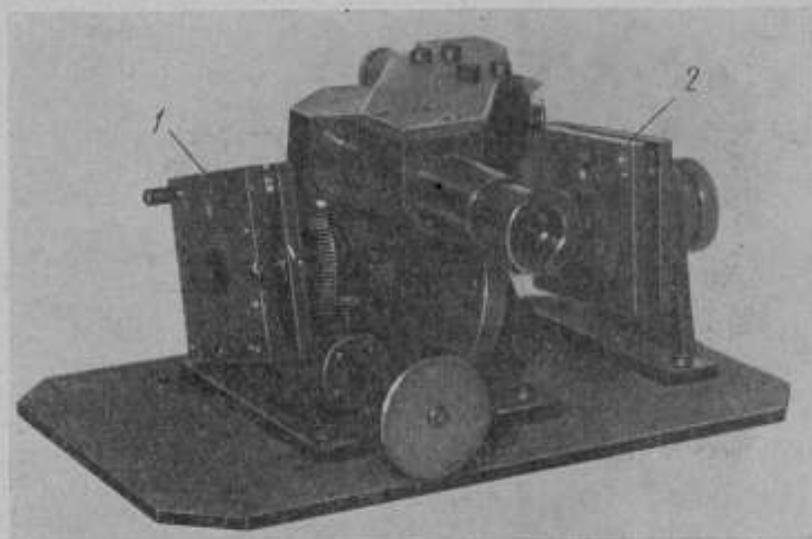


Рис. 3. Столик для установки пластинок.

при котором плоскополяризованный свет гасится полностью, в поле зрения спектрографа исчезают две-три полосы.

Учесть многократные отражения несложно. Матрицу

$$M(0 | \Delta_1, \Delta_2) = \begin{pmatrix} e^{i\Delta_1} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta_2} \end{pmatrix}$$

следует заменить на

$$\tilde{M}(0 | \Delta_1, \Delta_2) = \begin{pmatrix} \frac{e^{i\Delta_1}}{1 - (R\tau e^{i\Delta_1})^2} & 0 \\ 0 & \frac{e^{i\Delta_2}}{1 - (R\tau e^{i\Delta_2})^2} \end{pmatrix}.$$

Здесь  $R$  и  $\tau$  — коэффициенты отражения по амплитуде и пропускания пластин соответственно.

Формула для светового потока (1) сохранится, но выражение для  $G$  будет новым

$$G = \frac{1}{2} \left| \frac{\cos \beta e^{i\Delta_1}}{1 - (R\tau e^{i\Delta_1})^2} (e^{i\delta_1} + e^{i\delta_2}) + \frac{\sin \beta e^{i\Delta_2}}{1 - (R\tau e^{i\Delta_2})^2} (e^{i\delta_1} - e^{i\delta_2}) \right|. \quad (3)$$

После некоторых несложных, но довольно длинных преобразований, для  $G$  в области, содержащей участок, где исчезают полосы, получим выражение

$$G^2 \cong \{1 + 2N [\epsilon x \cos(\varphi_0 + x) - \cos 2\gamma \sin(\varphi_0 + x)] + N^2 [\cos^2 2\gamma + (\epsilon x)^2]\}, \quad (4)$$

где

$$N = R^{-1} \tau^{-1}; \quad \epsilon = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}; \quad 2\gamma = \beta - \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} - \frac{\pi}{2};$$

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2\epsilon}; \quad x = \frac{\Delta_2 - \Delta_1 - \pi/2}{\epsilon}.$$

При выводе формулы (4) было учтено, что  $R\tau < 1$  и  $\cos \epsilon x \approx 1$ ,  $\sin \epsilon x \approx \epsilon x$ . Она с точностью до постоянного множителя совпадает с формулой, выведенной и проанализированной в работе [3].

В установке (рис. 1) источником света служила точечная лампа накаливания СЦ-62, а в качестве анализатора и поляризатора — поляризационные призмы Франка — Ритера. Исследуемую двупреломляющую и слюдяную пластинки  $\lambda/4$  укрепляли на юстировочных столиках 1 и 2 (рис. 3), с помощью которых пластинки юстировали до тех пор, пока их главные направления не совпадали с осями пропускания поляризатора и анализатора, скрещенных между собой. Главные направления исследуемой пластинки устанавливали под углом  $45^\circ$  относительно плоскости колебаний света, вышедшего из поляризатора. В качестве диспергирующей системы был использован монохроматор с ценой деления барабана около 1 нм.

Графики дисперсии двойного лучепреломления, полученные с помощью описанной установки для двух заклеенных между покровными стеклами слюдяных пластинок (1 и 2), приведены на рис. 4. Найденная зависимость позволяет однозначно определить разность фаз исследуемого объекта в зависимости от длины волны заданной спектральной области.

Таким образом, метод канализированного спектра дает возможность определить как область спектра, для которой тонкая слюдяная пластинка является пластинкой  $\lambda/4$ , так и разность фаз исследуемого объекта, соответствующую этой области спектра. Средняя квадратическая погрешность ряда измерений разности фаз исследуемого объекта составляет около  $2\pi \cdot 10^{-3}$  рад.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rabinovich J. Rev. Opt., 1931, N 10.
2. Jerrard H. G. JOSA, 1952, v. 42, N 3.
3. Бузлаева В. Е. Измерение тонких слюдяных пластинок в четверть волны методом канализированного спектра. «Измерительная техника», 1965, № 12.
4. Jones R. C. JOSA, 1941, v. 31, p. 488—500.

Поступила в редакцию  
1/III 1968 г.

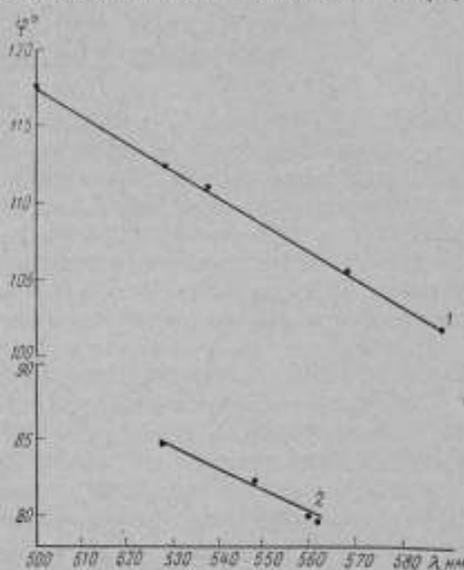


Рис. 4. Зависимость разности фаз двупреломляющего объекта от длин волн.

ОБЪЕКТИВНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ  
ФАЗ ДВУПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

За последние годы значительно возрос интерес к анализу эллиптически поляризованного света, получаемого в результате прохождения плоско поляризованного света через исследуемый объект или отражения от его поверхности [1]. Наиболее существенной характеристикой эллиптически поляризованного света является разность фаз между компонентами, определяющими колебание результирующего электрического вектора. При решении некоторого ряда технических задач, например, при создании компенсаторов Сенармона, аттестации полярископов и др., эту разность фаз необходимо измерять с погрешностью порядка  $10^{-5} \cdot 2\pi \text{ рад}$ .

Визуальные методы измерения разности фаз основаны, как правило, на использовании оптических компенсаторов (Бабине, Бабине—Солейля и др.), преобразующих вышедший из исследуемого объекта эллиптически поляризованный свет в плоскополяризованный, анализируемый затем при помощи поляризационной призмы [2, 3]. Погрешность определения разности фаз с помощью компенсаторов без полутеневого устройств ограничена как механической точностью изготовления их, так и субъективностью характера регистрации отсчетов, и составляет около  $10^{-3} \cdot 2\pi \text{ рад}$ . Применение полутеневых устройств позволяет понизить погрешность визуальных методов измерения до  $10^{-5} \cdot 2\pi \text{ рад}$ , однако изготовление их достаточно сложно [4].

Использование фотоэлектрической регистрации эллиптически поляризованного света позволяет перейти к созданию объективных методов определения разности фаз двупреломляющих объектов. Эти методы можно разделить на методы, в которых используют оптические компенсаторы [5, 6], и методы, основанные на непосредственном анализе эллиптически поляризованного света [7, 8]. Точность объективных методов с применением компенсаторов не превышает точности визуальных методов, поэтому прецизионные измерения разности фаз двупреломляющих объектов основаны на непосредственном анализе эллиптически поляризованного света. При этом точность измерений можно значительно повысить, используя модуляцию светового потока, происходящую при колебании его плоскости поляризации.

Рассмотрим систему: поляризатор — двупреломляющий объект — анализатор. Пусть направления пропускания поляризатора и анализатора составляют углы  $\alpha$  и  $\beta$  с одним из главных направлений измеряемого объекта. Свет, пройдя поляризатор, входит в измеряемый объект, где разделяется на два плоскополяризованных луча, колеблющихся во вза-

имно-перпендикулярных направлениях и распространяющихся с различными скоростями. По выходе из измеряемого объекта конец вектора результирующего колебания описывает эллипсы различной формы в зависимости от угла  $\alpha$  и разности фаз  $\varphi$  измеряемого объекта. Прошедший через анализатор световой поток  $I$  для заданных  $\alpha$  и  $\varphi$  будет зависеть от угла  $\beta$ , под которым развернут анализатор относительно главных направлений измеряемого объекта, и имеет вид

$$I = A^2 \left[ \cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \cdot \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right], \quad (1)$$

где  $A$  — амплитуда колебания светового вектора.

Положение анализатора, определяемое углом  $\beta$  и соответствующее экстремальному значению светового потока  $I$ , прошедшего через систему, позволяет измерить разность фаз  $\varphi$  из условия  $dI/d\beta = 0$ , откуда

$$\cos \varphi = \operatorname{tg} 2\alpha \cdot \operatorname{ctg} 2\beta. \quad (2)$$

Таким образом, вычисление значения разности фаз  $\varphi$  сводится к измерению углов  $\alpha$  и  $\beta$ . С целью повышения точности измерения осуществим модуляцию светового потока по колебаниям его плоскости поляризации. В этом случае формула (1) примет вид:

$$I = A^2 \left\{ \cos^2 \left[ \beta - (\alpha_0 + \gamma \sin \omega t) \right] - \sin 2(\alpha_0 + \gamma \sin \omega t) \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right\}, \quad (3)$$

где  $\alpha_0$  — среднее положение колеблющегося направления пропускания поляризатора;

$\gamma$  — амплитуда его угловых колебаний;

$\omega$  — частота модуляции;

$t$  — время.

Разложим выражение (3) в ряд Фурье по степеням  $\gamma$  и, ограничиваясь первыми членами разложения, перепишем его в виде

$$I = I_0 + I_1 + I_2,$$

где

$$I_0 = A^2 \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} (1 - \gamma^2) (\cos 2(\beta - \alpha_0) - 2 \sin 2\alpha_0 \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2}) \right]; \quad (4)$$

$$I_1 = -A^2 \gamma \left[ \sin 2(\beta - \alpha_0) + 2 \cos 2\alpha_0 \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right] \sin \omega t; \quad (5)$$

$$I_2 = A^2 \frac{\gamma^2}{2} \left[ -\cos 2(\alpha_0 - \beta) + 2 \sin 2\alpha_0 \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right] \cos 2\omega t. \quad (6)$$

При условии, что анализатор занимает положение, определяемое углом  $\beta$ , т. е. имеет место формула (2), получим  $I_1 = 0$ , следовательно, исчезновение первой гармоники (5) дает возможность фиксировать значение углов  $\alpha$  и  $\beta$ .

Методика определения разности фаз в соответствии с изложенным выше состоит из: скрещивания поляризатора и анализатора, установки главных направлений измеряемого объекта по направлениям пропускания скрещенных поляризатора и анализатора, поворота системы поляризатор—анализатор на угол  $\alpha$ , что эквивалентно повороту пластинки на тот же угол  $\alpha$ , и определения нового положения анализатора (угла  $\beta$ ), при котором направление пропускания его совпадает с одной из осей эллипса. Поворот системы поляризатор—анализатор на угол  $\alpha$  вместо поворота на тот же угол пластинки позволяет отсчитывать углы  $\alpha$  и  $\beta$  при помощи одного лимба.

Пороговая чувствительность  $\varepsilon$  зависит от чувствительности  $\varepsilon_1$  индикации скрещенного положения анализатора и поляризатора в присутствии измеряемого объекта, главные направления которого совпадают с направлениями пропускания поляризатора и анализатора, и чувствительности  $\varepsilon_2$  установки угла  $\beta$  и ее можно записать в виде суммы

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2.$$

Каждое из этих слагаемых вычисляют из равенства напряжения сигнала напряжению шума в предположении, что напряжение шумов зависит только от дробового эффекта фотоумножителя [9].

В соответствии с работой [10], значение  $\varepsilon_1$  определяется выражением

$$\varepsilon_1 = \sqrt{\frac{D_{\perp}}{\gamma^2} + \frac{1}{2}} \sqrt{\frac{e \Delta f}{\Phi_0 S}},$$

где  $D_{\perp}$  — коэффициент пропускания скрещенных поляризатора и анализатора;

$e$  — заряд электрона;

$\Delta f$  — полоса частот регистрирующей системы;

$\Phi_0$  — начальный световой поток;

$S$  — чувствительность фотокатода.

Для определения  $\varepsilon_2$  рассмотрим выражение (5) для угла  $\beta = \beta_0 + \varepsilon_2$ , где  $\beta_0$  — угол, для которого  $I_1$  обращается в нуль. В этом случае составляющая фототока, обусловленная первой гармоникой разложения в ряд Фурье формулы (3), будет

$$I_{\varepsilon_2} = \Phi_0 S \cdot 2\varepsilon_2 \gamma \{ \cos 2(\alpha_0 - \beta_0) + \cos 2\alpha_0 \cos 2\beta_0 (1 - \cos \varphi) \}. \quad (7)$$

Напряжение шумов, пропорциональное постоянной составляющей  $I_0$ , будет

$$\sqrt{U_{ш}^2} = \sqrt{e \Delta f \Phi_0 S \left( 1 + \frac{\cos 2\beta}{\cos 2\alpha} \right)}.$$

Предположив, что углы  $\alpha$  и  $\beta$  не превосходят  $\pi/8$ , для  $\varepsilon_2$  получим

$$\varepsilon_2 = \sqrt{\frac{e \Delta f}{2\Phi_0 S}} \cdot \frac{1}{\gamma (2 - \cos \varphi)}.$$

Окончательно для пороговой чувствительности метода будем иметь

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{e \Delta f}{2\Phi_0 S}} \left( \sqrt{\frac{2D_{\perp}}{\gamma^2} + 1} + \frac{1}{\gamma (2 - \cos \varphi)} \right). \quad (8)$$

Если  $\Delta f$ ,  $\Phi_0$ ,  $S$ ,  $D_{\perp}$  и  $\gamma$  постоянны, то  $\varepsilon$  зависит только от разности фаз  $\varphi$ . При  $\Phi_0 S = 10^{-10} \text{ а}$ ,  $\Delta f = 1 \text{ гц}$ ,  $D_{\perp} = 10^{-3}$ ,  $\gamma = 15^\circ \approx 2,5 \cdot 10^{-1} \text{ рад}$ , для малых  $\varphi$  ( $\cos \varphi \approx 1$ ) чувствительность  $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-5} \cdot 2\pi \text{ рад}$ , а для больших  $\varphi$  ( $\cos \varphi \approx 0$ ) получим  $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-5} \cdot 2\pi \text{ рад}$ . Очевидно, что приведенные значения для  $\varepsilon$  не являются предельными и могут быть значительно уменьшены за счет как уменьшения  $\Delta f$ , так и увеличения  $\Phi_0$ .

Согласно формуле (2), абсолютная погрешность определения разности фаз будет

$$\Delta \varphi = \frac{4}{\text{tg } \varphi} \left( \frac{1}{\sin 4\alpha} + \frac{1}{\sin 4\beta} \right) \Delta \alpha. \quad (9)$$

Для разности фаз  $\varphi < \pi/4$  угол  $\alpha \approx \beta$ , поэтому

$$\Delta \varphi = \frac{8}{\text{tg } \varphi \sin 4\alpha} \Delta \alpha. \quad (10)$$

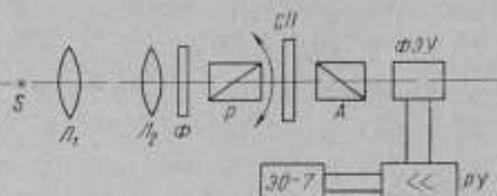
Формула (10) показывает, что в этом случае минимальное значение абсолютной погрешности  $\Delta\varphi$  получим при  $\alpha = \pi/8$ .

Для разности фаз, близкой к  $\pi/2$ , угол  $\alpha \neq \beta$  и  $\Delta\varphi$  вычисляют по формуле (9). Абсолютная погрешность определения  $\varphi$  в этом случае значительно уменьшается за счет увеличения  $\text{tg } \varphi$ .

Для измерения разности фаз двупреломляющих объектов была собрана установка, оптическая схема которой представлена на рисунке. Свет от источника  $S$ , пройдя систему линз  $L_1$  и  $L_2$  и светофильтр  $\Phi$ , выделяющий линию ртути  $\lambda = 546,1$  нм, направляется параллельным пучком через колеблющийся поляризатор  $P$ , слюдяную пластинку  $СП$  и анализатор  $A$  на фотоумножитель  $\PhiЭУ$ . Сигнал с  $\PhiЭУ$  поступает на резонансный усилитель  $РУ$ , настроенный на частоту модуляции светового потока. Индикатором исчезновения основной частоты служит осциллограф типа ЭО-7. Для модуляции светового потока предусмотрен электромеханический модулятор [11].

На установке были измерены разности фаз от  $10$  до  $80^\circ$ , возникающих в тонких слюдяных пластинках, заклеенных между покровными стеклами. Углы  $\alpha$  и  $\beta$  отсчитывали по лимбу с ценой наименьшего деления  $0,002^\circ$ . Средняя квадратическая погрешность  $\Delta\alpha$  и  $\Delta\beta$  ряда измерений углов  $\alpha$  и  $\beta$  приблизительно равна  $10^{-5} \cdot 2\pi$  рад, что, в соответствии с формулой (9), обуславливает расчетное значение абсолютной погрешности для разности фаз, меньших  $\pi/8$ , порядка  $2 \div 3 \cdot 10^{-4} \cdot 2\pi$  рад, а для разности фаз, близких к  $\pi/2$ , — порядка  $10^{-5} \cdot 2\pi$  рад.

Результаты измерений разности фаз двух слюдяных пластинок приведены в таблице. Из нее видно, что экспериментальные значения средней квадратической погрешности  $\sigma$  в пределах порядка совпадают со значением абсолютной погрешности, вычисленной по формуле (9).



Оптическая схема установки.

Пластинка с $\varphi < \pi/8$		Пластинка с $\varphi \approx \pi/2$	
$\varphi_i^\circ$	$\sigma_i^2 = (\varphi_i - \bar{\varphi})^2$	$\varphi_i^\circ$	$\sigma_i^2 = (\varphi_i - \bar{\varphi})^2$
16,70	0,0100	82,33	0,0000
16,81	0,0001	82,35	0,0004
16,86	0,0036	82,30	0,0009
16,83	0,0009	82,31	0,0002
16,97	0,0289	82,35	0,0004
$\bar{\varphi} = 16,8$	$\sum \sigma_i^2 = 0,0435$	$\bar{\varphi} = 82,33$	$\sum \sigma_i^2 = 0,0019$
$\sigma \approx 0,1^\circ \approx 3 \cdot 10^{-4} \cdot 2\pi$ рад		$\sigma \approx 0,02^\circ \approx 6 \cdot 10^{-5} \cdot 2\pi$ рад	

При измерениях, проводимых с тонкими слюдяными пластинками, следует учесть зависимость разности фаз  $\varphi$  от наклона пластинки относительно оптической оси. Наклон пластинки на угол  $\theta$  вызывает изменение разности фаз  $\varphi$  на величину  $\delta\varphi$ , определяемую из соотношения

$$\delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_\beta - n_\alpha) \left( \frac{1}{\cos \theta} - 1 \right), \quad (11)$$

где  $\lambda$  — длина волны используемого излучения;  
 $d$  — толщина пластинки;  
 $n_{\beta}$  и  $n_{\alpha}$  — показатели преломления слюды, характеризующие ее главные направления.

Из формулы (11) следует, что для измерений с абсолютной погрешностью  $6 \cdot 10^{-5} \cdot 2\pi \text{ рад}$  необходимо, чтобы наклон пластинки относительно оптической оси не превосходил  $20'$ . Поэтому с целью получения желаемой точности при измерении слюдяных пластинок они должны быть установлены автоколлимационным методом перпендикулярно оптической оси.

### Заключение

С помощью модуляции светового потока по колебаниям его плоскости поляризации измерены с точностью  $6 \cdot 10^{-5} \cdot 2\pi \text{ рад}$  разности фаз слюдяных пластинок, у которых эта разность порядка  $\pi/2$ . Чтобы получить ту же точность для объектов с разностью фаз, не превосходящей  $\pi/4$ , следует измерять их в сочетании с таким измеренным объектом, чтобы суммарная разность их фаз составляла приблизительно  $\pi/2$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Цветков В. Н. Двойное лучепреломление в потоке и структура макромолекул. УФН, 1963, т. 81, к. 1.
2. Jerrard H. G. JOSA, 1948, v. 38, N 1, p. 35.
3. Jerrard H. G. J. of Scient. Instr., 1965, v. 30, N 3, p. 65.
4. Jerrard H. G. JOSA, 1954, v. 44, N 4, p. 289.
5. Takasaki H. Applid Optiks, 1964, v. 3, N 3, p. 345.
6. Takasaki H. JOSA, 1961, v. 51, N 4, p. 463.
7. Archard I. F. The procid of phys. Soc. sect. B, 1952, v. 65, p. 758.
8. Randall D. D. JOSA, 1954, v. 44, p. 600.
9. Соболева Н. А., Берковский А. Г., Чечик Н. О., Елисеев Р. Е. Фотозлектронные приборы. М.—Л., «Наука», 1965.
10. Wenking H. Zeitsch. für Instrumenten Kunde, 1958, v. 66, h. 1, p. 1.
11. Шамбуров В. А., Кудрявцев В. И., Кеймах Р. Я. Электромеханический вибрационный поляризатор-модулятор угла поворота плоскости поляризации света. «Труды института ВНИЭКИПРОДМАШ», 1962, № 1—2.

Поступила в редакцию  
22/IV 1968 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ  
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ДЛЯ ОБРАБОТКИ  
ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Оптическую фильтрацию пространственных частот широко применяют в настоящее время для анализа одномерных и двумерных распределений различных величин. Свойства ее позволяют одновременно выбирать необходимую информацию по всему полю объекта. Оптическую фильтрацию используют, в частности, для частотного анализа сейсмограмм [1] и для анализа ориентаций треков частиц в камере Вильсона [2].

Настоящая статья посвящена вопросу использования метода оптической фильтрации для обработки геофизических данных.

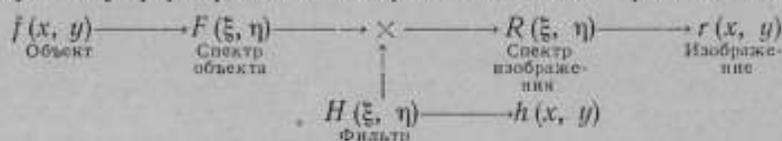
Как известно, при формировании изображения оптическая система выступает в роли линейного фильтра. Выходной сигнал  $r(x, y)$  оптической системы получается в результате свертки входного сигнала  $f(x, y)$  с функцией рассеяния  $h(x, y)$ , т. е.

$$r(x, y) = f(x, y) * h(x, y). \quad (1)$$

Линейный характер этого преобразования можно показать, если перейти к трансформантам Фурье этих функций в виде  $R(\xi, \eta)$ ,  $F(\xi, \eta)$  и  $H(\xi, \eta)$ , где  $\xi$  и  $\eta$  — пространственные частоты. При этом, как известно,

$$R(\xi, \eta) = F(\xi, \eta) H(\xi, \eta). \quad (2)$$

Поэтому схему формирования изображения можно представить в виде



Характер изображения зависит поэтому от параметров фильтра. Если речь идет об оптической системе с круглым входным зрачком, то функция фильтра  $H(\xi, \eta)$  для такой системы определяет лишь граничную пространственную частоту, пропускаемую системой в пространство изображения.

Однако, применяя различные амплитудные и фазовые фильтры в плоскости входного зрачка системы и используя известный метод двойной дифракции [2—4], возможно целесообразно преобразовать изображение с целью улучшения его качества и для выделения той или иной информации об объекте.

При фильтрации в пределах двумерной полосы пропускания оптической системы очевидно, что число степеней свободы волнового поля для данной оптической системы будет ограничено. Однако такое ограничение

целесообразно, поскольку оно позволяет получить необходимую информацию об объекте.

При геологических и геофизических исследованиях исходные данные позволяют характеризовать отдельные точки (или зоны) земной поверхности с помощью векторных величин. Для анализа исходных данных строят карты местности (рис. 1), на которых в виде отдельных отрезков прямых линий нанесены, в частности, разрывы земной коры, векторы напряженности магнитного поля или другие величины [5].

Обработка этих карт сводится к построению векторной диаграммы, каждое направление которой характеризуется суммой длины линий (векторов), ориентированных в данном направлении.

До настоящего времени длину линий суммировали вручную. Угловым интервал суммирования составлял приблизительно  $10-20^\circ$ . Высокая



Рис. 1. Объект, подлежащий обработке.

трудоемкость обработки при большом объеме анализируемых данных являлась тормозом для исследований. Кроме того, на результаты обработки оказывали влияние субъективные факторы и небольшая точность выделения аномалий, связанная с усреднением по широкому угловому интервалу. Поэтому было предложено обрабатывать карты фотоэлектрическим методом, выделяя линии заданной ориентации с помощью оптической фильтрации пространственных частот\*.

Как известно, каждая тонкая прямая линия дает при любом положении в плоскости объекта широкий спектр  $F(\xi, \eta)$ , ориентированный в плоскости Фурье в направлении нормали к этой линии. Поэтому, используя специальный фильтр, установленный в плоскости Фурье, возможно получить в изображении объекта линии одной ориентации, исключив линии других направлений. С помощью оптической фильтрации возможно решить и обратную задачу, т. е. получить в изображении линии всех ориентаций за исключением линий отдельных направлений.

Если длина линий значительно больше ширины, причем ширина всех линий одинакова, то количество света для каждого отдельного направления в плоскости Фурье будет пропорционально суммарной длине линий, ориентация которых соответствует этому направлению. Поэтому, измеряя световой поток, прошедший через фильтр в плоскости Фурье, можно определить суммарную длину линий, ориентированных в данном направлении.

Оптическая схема прибора для обработки объектов методом оптической фильтрации представлена на рис. 2.

Тело накала источника излучения 1 проектируется с помощью конденсора 2 на точечную диафрагму 3, расположенную в фокальной плоскости объектива 4. Объект 5 освещается параллельным пучком света, выходящим из объектива 4. В фокальной плоскости объектива 6 получается Фурье-спектр объекта, который анализируется с помощью секторной диафрагмы 7. Свет, прошедший через секторную диафрагму, попадает на фотоумножитель 8, анодный ток которого измеряют с помощью микроамперметра.

\* Королев А. Н., Миркин Г. Р. Способ определения суммарной длины штрихов. Авторское свидетельство № 210390, «Бюллетень изобретений», 1968 г., № 6.

Поскольку с помощью этого прибора только выделяют линии определенной ориентации, причем известно, что направление спектра в плоскости Фурье не зависит от частоты светового излучения, то в этом случае можно пользоваться источником белого света. Поэтому в приборе в качестве источника излучения использована лампа накаливания.

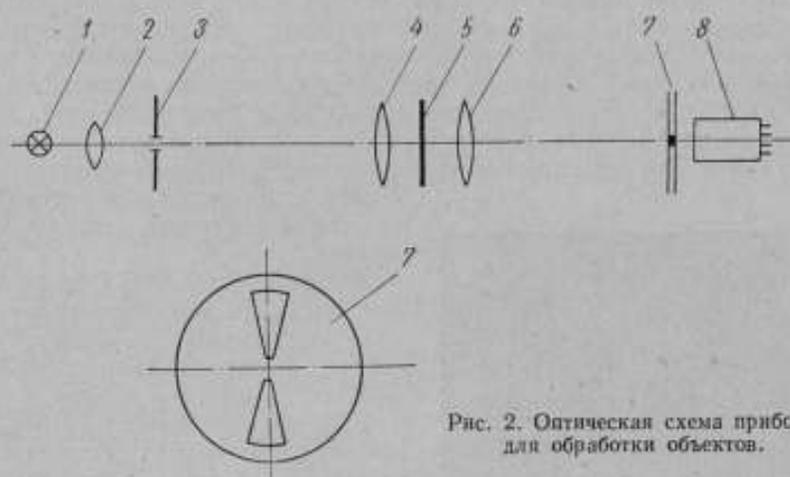


Рис. 2. Оптическая схема прибора для обработки объектов.

Объект 5 представляет собой совокупность прозрачных штрихов на непрозрачном фоне. Его изготавливают, фотографируя на пленку исходное распределение линий (векторов) на плоскости в виде черных штрихов на белом фоне.

Центральная зона секторной диафрагмы 7 — непрозрачная и экранирует прямой свет, прошедший через объект. Два диаметрально противо-

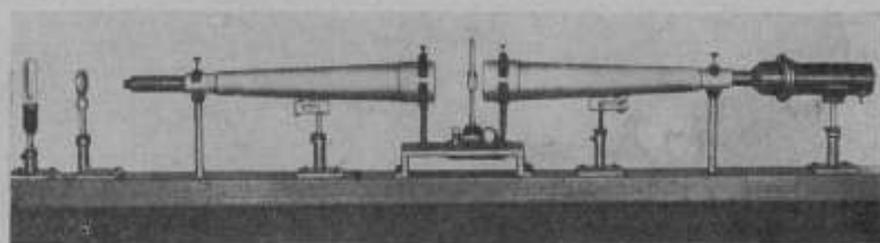


Рис. 3. Внешний вид прибора.

положных прозрачных сектора диафрагмы пропускают свет, дифрагированный на штрихах определенной ориентации.

На общем основании прибора (рис. 3) установлены: источник света, конденсор, две зрительные трубы ЗРТ-452 (без окулярной части) с фокусным расстоянием объективов 800 мм и фотоумножитель ФЭУ-14\*.

В фокальной плоскости первой трубы помещена точечная диафрагма с диаметром отверстия 0,5 мм, в фокальной плоскости второй трубы установлена секторная диафрагма, центр которой оптически сопряжен с центром точечной диафрагмы.

\* Конструкция прибора разработана автором совместно с сотрудником ВНИГРИ Г. Р. Миркиным.

Секторная диафрагма поворачивается вокруг оси на  $360^\circ$  и угол сектора изменяется от  $0$  до  $60^\circ$ . Диафрагма снабжена шкалой поворота, указывающей ориентацию суммируемых штрихов, и шкалой угла раскрытия, определяющей угловой интервал, в пределах которого суммируются штрихи.

Анализируемый объект устанавливают в специальную рамку, которая может перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях. Перемещение объекта относительно светового пучка позволяет строить векторную диаграмму не только для всего объекта, но и для отдельных его зон. При этом размер светового пучка, освещающего объект, ограничивается специальными диафрагмами, которые устанавливают на объектив первой трубы. Для определения координат отдельных зон предусмотрены шкалы для отсчета вертикального и горизонтального перемещения объекта.

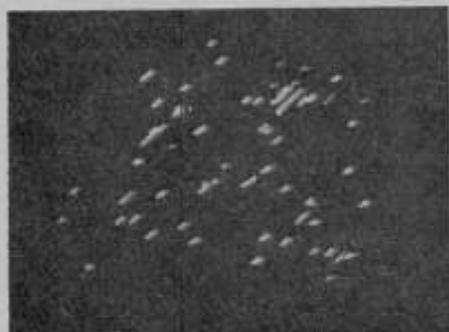


Рис. 4. Результат фильтрации объекта.  
Угол поворота секторной диафрагмы  $45^\circ$ ;  
угол раскрытия секторов  $10^\circ$ .

Выходной ток ФЭУ, определяемый световым потоком, прошедшим через секторную диафрагму, измеряют с помощью микроамперметра М-95.

Регистрация фототока при различных ориентациях секторной диафрагмы позволяет построить векторную диаграмму суммарной длины штрихов в относительных единицах. Перейти к абсолютным значениям можно с помощью контрольного объекта с известной суммарной длиной штрихов.

Для получения изображения штрихов используют схему двойной дифракции. На место фотоумножителя устанавливают фотокамеру, которую фокусируют на плоскость объекта. При этом будет получено изображение только тех штрихов объекта, ориентация которых соответствует положению секторной диафрагмы в момент экспозиции (рис. 4).

Исследование прибора показало, что с его помощью можно измерять суммарную длину штрихов, ориентированных в заданном направлении, с погрешностью порядка  $5\%$ , которая определяется наличием рассеянного света и точностью измерения фототока. Эта точность достаточна для геофизических исследований. Достоинством прибора является его высокая производительность. Если ранее на обработку вручную одной карты оператору требовалось несколько часов, то с помощью прибора в течение рабочего дня можно обработать несколько десятков микрофильмированных объектов.

Если при ручной обработке суммировали штрихи с угловым интервалом ориентации  $10^\circ$ , то прибор позволяет суммировать штрихи в интервале до  $1^\circ$ . Это дает возможность с высокой точностью определять направление аномалий, выявленных в исходных объектах на основании векторной диаграммы.

Изготовленный образец прибора прошел испытания и его успешно применяют во Всесоюзном нефтяном исследовательском геолого-разведочном институте (ВНИГРИ) для обработки геологических и геофизических карт.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jackson P. L. «Appl. Optics», 1965, N 4, p. 419.
2. Lowenthal S., Velvaux I. «Rev. Opt.», 1967, v. 46, N 1, p. 1.
3. Маршалль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М., «Мир», 1964.
4. Строук Д. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967.
5. Гольбрайх И. Г., Забалуев В. В., Миркин Г. Р., Шапошников В. М. К методике тектонических исследований закрытых территорий. «Геология нефти и газа», 1963, № 2.

Поступила в редакцию  
11/IV 1968 г.

## АНАЛИЗ МЕТОДА АВТОМАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ

Метод автоматической фокусировки оптических систем при помощи так называемой «глубинной миры», примененный, в частности, в автоматическом диоптриметре, описан в работах [1 и 2]. Имея экранирующие элементы, такая мира перекрывает световой пучок в двух параллельных и сравнительно близко расположенных плоскостях и создает при вращательном движении последовательные световые импульсы, форма которых зависит от взаимного расположения этих элементов и изображения диафрагмы. Последняя ограничивает световой пучок, а положение ее изображения на оптической оси определяет состояние фокусировки оптической системы.

Эффективность работы такой фокусирующей системы будет определяться ее геометрией и равномерностью распределения светового потока внутри конуса лучей, ограниченного апертурой системы.

В конкретном случае работы системы фокусировки для автоматического диоптриметра представляло интерес проанализировать работу такой системы с точки зрения выбора оптимальных ее параметров.

Рассмотрим освещенность поля в передней и задней плоскостях «глубинной миры» (рис. 1)\*. Для этого систему координат расположим так, чтобы ось  $Z$  совпадала с оптической осью системы, а плоскость  $XOY$  совпадала с плоскостью изображения объекта и при этом ось  $Y$  располагалась по направлению радиуса миры.

Средняя плоскость миры смещена вдоль оси на величину расфокусировки  $\Delta$ . Введем некоторые функции, характеризующие изображение объекта:

- $B$  — яркость освещающего пучка (источника света);
- $F_0(\beta, \gamma)$  — угловое распределение падающего светового потока по апертуре системы (апертурная функция);
- $f_0(x, y)$  — распределение освещенности в изображении в плоскости  $XOY$  (функция изображения).

Пусть функция  $F_0(\beta, \gamma)$  и функция  $f_0(x, y)$  удовлетворяют условиям  $0 \leq F_0(\beta, \gamma) \leq 1$  и  $0 \leq f_0(x, y) \leq 1$  и ограничены внутри некоторой области, а именно: функция  $F_0(\beta, \gamma)$  — угловыми размерами зрачка, а функция  $f_0(x, y)$  — контурами изображения объекта.

Найдем распределение освещенности в передней и задней плоскостях глубинной миры, расположенных параллельно плоскости  $XOY$  на высо-

\* Если зубцы миры имеют конечную толщину  $h$  (рис. 1), то заштрихованные части их являются не рабочими и лишними. Поэтому «идеальную» миру будем рассматривать как косую крыльчатку с бесконечно тонкими крыльями (показаны на рисунке жирными линиями), наклоненными под углом  $\varphi$  к оси крыльчатки.

тах  $z = z_1$  и  $z = z_2$ . Через каждую элементарную площадку изображения  $dS = dx dy$  проходит конус лучей с осью, параллельной оси  $Z$ , и с угловым распределением яркости

$$B(\beta, \gamma) = B \cdot f_0(x, y) \cdot F_0(\beta, \gamma).$$

Тогда сила света от элементарной площадки в плоскости  $XOY$  будет  $dI = B \cdot f_0(x, y) \cdot F_0(\beta, \gamma) dx dy$ , а освещенность в точке  $x_1, y_1$ , создаваемая этой элементарной площадкой, равна

$$dE(x, y) = \frac{B \cdot f_0(x, y) F_0(\beta, \gamma) dx dy}{l^2(x, y, x_1, y_1)},$$

где  $l(x, y, x_1, y_1)$  — расстояние от точки  $x, y$  до точки  $x_1, y_1$ , расположенной в плоскости, параллельной плоскости  $XOY$ , и находится на расстоянии  $z = z_1$ .

При малых апертурных углах

$$l(x, y, x_1, y_1) = z_1; \beta = \text{tg } \beta = \frac{x_1 - x}{z_1}$$

и 
$$\gamma = \text{tg } \gamma = \frac{y_1 - y}{z_1},$$

тогда

$$dE_{x_1, y_1} = \frac{B}{z_1^2} f_0(x, y) \times \\ \times F_0\left(\frac{x_1 - x}{z_1}; \frac{y_1 - y}{z_1}\right) dx dy.$$

Суммарное распределение освещенности во всей выбранной плоскости будет выражаться интегралом от  $dE(x, y)$  по всей площади изображения, который представляет собой произведение  $B/z_1^2$  на свертку функций  $f_0(x, y)$  и  $F_0\left(\frac{x}{z_1}; \frac{y}{z_1}\right)$ :

$$E_1(x_1, y_1) = \frac{B}{z_1^2} \iint_{-\infty}^{\infty} f_0(x, y) F_0\left(\frac{x_1 - x}{z_1}; \frac{y_1 - y}{z_1}\right) dx dy. \quad (1)$$

Аналогично для второй плоскости ( $z = z_2$ ) получим

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{B}{z_2^2} \iint_{-\infty}^{\infty} f_0(x, y) F_0\left(\frac{x_2 - x}{z_2}; \frac{y_2 - y}{z_2}\right) dx dy. \quad (1')$$

Для упрощения полученных выражений заметим, что нас интересует изменение  $E_1(x_1, y_1)$  и  $E_2(x_2, y_2)$  только в направлении  $x_1$  и  $x_2$ , т. е. в направлении перемещения ребер миры, поэтому для упрощения анализа без потери общности можно заменить функции действительного пропуска

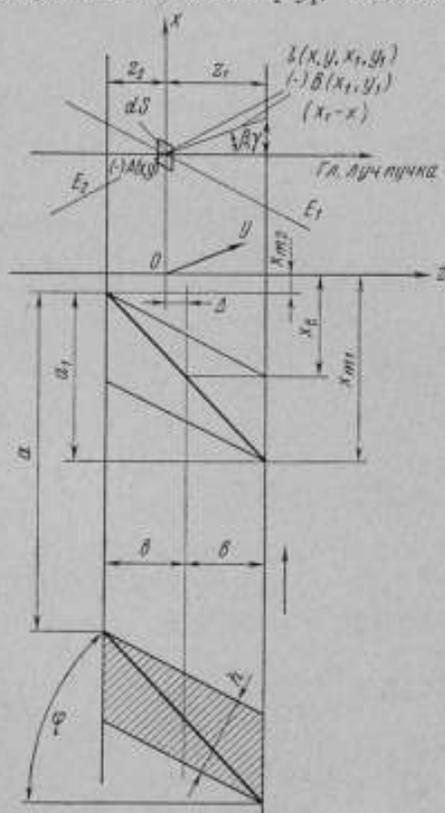


Рис. 1. Схема, поясняющая работу глубинной миры.

ния  $f_0(x, y)$  и  $F_0(\beta, \gamma)$  функциями  $f(x, y)$  и  $F(\beta, \gamma)$ , представленными в виде произведений

$$f(x, y) = f(x) \text{Rect}\left(\frac{y}{y_0}\right) \text{ и } F(\beta, \gamma) = F(\beta) \text{Rect}\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right). \quad (2)$$

Т. е. функции  $f(x, y)$  и  $F(\beta, \gamma)$  соответственно меняются только вдоль осей  $x$  и  $\beta$ .

Из условия равенства энергий в узкой полосе шириной  $dx$  для функций  $f_0(x, y)$  и  $f(x, y)$  получаем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} f_0(x, y) dy &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dy = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \text{Rect}\left(\frac{y}{y_0}\right) dy = \\ &= f(x) \int_{-\infty}^{\infty} \text{Rect}\left(\frac{y}{y_0}\right) dy = f(x) y_0, \end{aligned}$$

откуда

$$f(x) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f_0(x, y) dy}{y_0} \quad (3)$$

и аналогично

$$F(\beta) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} F_0(\beta, \gamma) d\gamma}{\gamma_0}$$

Условия (3) обеспечивают неизменность работы мира при замене функций  $f_0(x, y)$  и  $F_0(\beta, \gamma)$  функциями  $f(x, y)$  и  $F(\beta, \gamma)$ . Подставляя выражения (2) в (1) и (1'), получим

$$E_1(x_1, y_1) = \frac{B}{z_1^2} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) F\left(\frac{x_1-x}{z_1}\right) dx \int_{-\infty}^{\infty} \text{Rect}\left(\frac{y}{y_0}\right) \text{Rect}\left(\frac{y_1-y}{z_1 y_0}\right) dy \quad (4)$$

и

$$E_2(x_2, y_2) = \frac{B}{z_2^2} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) F\left(\frac{x_2-x}{z_2}\right) dx \int_{-\infty}^{\infty} \text{Rect}\left(\frac{y}{y_0}\right) \text{Rect}\left(\frac{y_2-y}{z_2 y_0}\right) dy. \quad (4')$$

Как видим, в этом случае  $E_1(x_1, y_1)$  и  $E_2(x_2, y_2)$  также представлены в виде произведения двух функций, каждая из которых зависит только от одной из координат:  $x_1$  ( $x_2$ ) или  $y_1$  ( $y_2$ ).

При вращении мира световой поток  $\Phi$  будет изменяться во времени следующим образом:

а) при открывании пучка в плоскости  $z = z_1$

$$\Phi_1(x_{m1}) = \int_{-\infty}^{x_{m1}} dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} E_1(x_1, y_1) dy_1; \quad (5)$$

б) при закрывании пучка ребром мира в плоскости  $z = z_2$

$$\Phi_2(x_{m2}) = \int_{x_{m2}}^{\infty} dx_2 \int_{-\infty}^{\infty} E_2(x_2, y_2) dy_2 = - \int_{-\infty}^{x_{m2}} dx_2 \int_{-\infty}^{\infty} E_2(x_2, y_2) dy_2; \quad (5')$$

в) при полностью открытом световом пучке

$$\Phi_3 = \text{const} = \iint_{-\infty}^{\infty} E_1(x_1, y_1) dx_1 dy_1 = \iint_{-\infty}^{\infty} E_2(x_2, y_2) dx_2 dy_2; \quad (5'')$$

г) при полностью закрытом световом пучке  $\Phi_4 = 0$ .  
В выражениях (5)

$$\left. \begin{aligned} x_{m1} &= x_t - \frac{a}{2} \text{ и } x_{m2} = x_t + \frac{a}{2}; \\ x_t &= \omega R t = 2\pi n R t, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где  $n$  — скорость вращения мира, об/сек,

$R$  — средний радиус мира,

$t$  — время.

Изменение потока повторяется с периодом

$$T = \frac{a}{2\pi n R} = \frac{1}{n\rho},$$

где  $\rho$  — количество зубцов мира.

После дифференцирования выражений (5) и (5') получаем сигнал  $S(t)$  в виде периодических импульсов  $(\partial\Phi_1/\partial t)$  и  $(\partial\Phi_2/\partial t)$  с периодом  $T$

$$S(t) = \frac{\partial\Phi_1}{\partial t} + \frac{\partial\Phi_2}{\partial t} = \omega R \left[ \int_{-\infty}^{\infty} E_1(x_{m1}, y_1) dy_1 - \int_{-\infty}^{\infty} E_2(x_{m2}, y_2) dy_2 \right],$$

где  $x_{m1}$  и  $x_{m2}$  — из выражения (6).

После преобразований, с учетом формул (4) и (4'), получаем для сигнала

$$\begin{aligned} S(t) = 2\pi n R \cdot y_0 \gamma_0 B \left[ \frac{1}{|z_1|} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) F\left(\frac{x_{m1}-x}{z_1}\right) dx - \right. \\ \left. - \frac{1}{|z_2|} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) F\left(\frac{x_{m2}-x}{z_2}\right) dx \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Из рис. 1 видно, что

$$z_1 = b + \Delta \text{ и } z_2 = \Delta - b = -(b - \Delta), \quad (8)$$

где  $b$  — полуглубина мира. Следовательно, выражение (7) можно связать с величиной расфокусировки  $\Delta$ .

Сигнал  $S(t)$  — периодический, его спектр  $G(\nu)$  будет дискретным, содержащим только гармоники с частотой  $\nu$ , кратной основной частоте  $\nu_0 = T^{-1} = n \cdot \rho$ .

Спектр  $G(\nu)$  можно найти, используя преобразование Фурье  $\tilde{S}(\nu)$  функции  $S(t)$  в пределах одного периода

$$G_k = \frac{2}{T} \tilde{S}(\nu)$$

при  $\nu = k\nu_0$ ,  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Пользуясь свойствами преобразования Фурье, получаем

$$G_k = \frac{2B\gamma_0\gamma_0}{a} \tilde{f}(\nu_k) \{ \tilde{F}(z_1, \nu_k) \exp(i\nu_k a_1) - \tilde{F}(z_2, \nu_k) \exp(-i\nu_k a_1) \}, \quad (9)$$

где  $\tilde{f}$ ;  $\tilde{F}$  — преобразование Фурье функций  $f$  и  $F$  соответственно.

Представляя  $\tilde{F}$  в виде

$$\tilde{F} = |\tilde{F}| \exp [i\varphi_1],$$

где  $\varphi_1$  — аргумент  $\tilde{F}$ , и учитывая, что для вещественной  $F$  функция  $|\tilde{F}|$  — четная, а  $\varphi_1$  — нечетная, из выражений (8) и (9) получим

$$G_k(\Delta) = \frac{2B\gamma_0\gamma_0}{a} \tilde{f}(v_k) \{ |\tilde{F}(\omega_+) | \exp [i(\varphi_1(\omega_+) + \pi\nu a_1)] - |\tilde{F}(\omega_-) | \exp [i(\varphi_1(\omega_-) + \pi\nu a_1)] \}, \quad (10)$$

где

$$\omega_+ = v_k (b + \Delta) \text{ и } \omega_- = v_k (b - \Delta).$$

Рассмотрим, какие гармоники пригодны для обнаружения расфокусировки. При  $k = 0$

$$G_0(\Delta) = \frac{2B\gamma_0\gamma_0}{a} \tilde{f}(0) \{ |\tilde{F}(0)| - |\tilde{F}(0)| \} = 0$$

и не зависит от  $\Delta$ , следовательно постоянная составляющая сигнала не пригодна.

Для  $k \neq 0$  при  $\Delta = 0$  имеем

$$|G_k(0)| = \frac{2B\gamma_0\gamma_0}{a} \tilde{f}\left(\frac{k}{a}\right) \left| \tilde{F}\left(\frac{kb}{a}\right) \right| 2 \sin \left[ \varphi_1\left(\frac{kb}{a}\right) + k\pi \frac{a_1}{a} \right]. \quad (11)$$

Для того чтобы  $k$ -я гармоника была пригодна для обнаружения расфокусировки  $\Delta$ , необходимо, чтобы  $|G_k(0)| = 0$ , что обеспечивается при

$$\varphi_1\left(\frac{kb}{a}\right) + k\pi \frac{a_1}{a} = m\pi,$$

где  $m$  — любое целое число.

Так как  $0 < a_1 < a$ , то должно быть при  $k$  — нечетном

$$\varphi_1\left(\frac{kb}{a}\right) = \pi - \pi \left(\frac{a_1}{a}\right); \quad (12)$$

при  $k$  — четном

$$\varphi_1\left(\frac{kb}{a}\right) = \frac{\pi}{2} - \pi \left(\frac{a_1}{a}\right). \quad (13)$$

Обычно  $a_1 \approx \frac{1}{2} a$ , поэтому  $\pi \left(\frac{a_1}{a}\right) \approx \frac{\pi}{2}$  и условие (12) выполняется при  $\varphi_1\left(\frac{kb}{a}\right) \approx \frac{\pi}{2}$ , но это невозможно при любой вещественной  $F(\beta)$ , т. е. нечетные гармоники не пригодны для обнаружения  $\Delta$ .

Условие (13) требует: 1) чтобы  $\varphi_1\left(\frac{kb}{a}\right) = 0$ , откуда следует, что функция  $F(\beta)$  должна быть четной, т. е. пропускание по зрачку равномерным в направлении вращения mirrors, и 2) чтобы для глубинной mirrors соблюдалось точное равенство  $a_1 = \frac{1}{2} a$ . При соблюдении этих условий четные гармоники пригодны для обнаружения расфокусировки. Влияние отступления от этих параметров будет обсуждено ниже.

Примем в качестве рабочей вторую гармонику, тогда для рабочего сигнала будем иметь выражение

$$U(\Delta) = |G_2(\Delta)| = \frac{2By_0\gamma_0}{a} \tilde{f}\left(\frac{2}{a}\right) [\tilde{F}(\omega_+) - \tilde{F}(\omega_-)], \quad (14)$$

где

$$\omega_+ = \frac{2(b+\Delta)}{a}; \quad \omega_- = \frac{2(b-\Delta)}{a}.$$

Следует отметить, что  $U(0) = 0$  не зависит от вида  $\tilde{f}\left(\frac{2}{a}\right)$ , т. е. не зависит от вида  $f(x)$ , или от неравномерности освещенности в изображении.

Чувствительность метода к расфокусировке определяется крутизной  $D$  рабочего сигнала  $U(\Delta)$  в начальной точке:

$$D = \frac{\partial U(0)}{\partial \Delta} = \frac{2By_0\gamma_0}{a} \cdot \frac{4}{a} \left| \tilde{f}\left(\frac{2}{a}\right) \right| \left| \frac{\partial \tilde{F}(\omega)}{\partial \omega} \right|, \quad (15)$$

где  $\omega = \frac{2b}{a}$ .

В дальнейшем для упрощения будем считать, что функции  $f(x)$  и  $F(\beta)$  имеют вид

$$\begin{aligned} f(x) &= \text{Rect}\left(\frac{x}{x_0}\right) \text{ и } F(\beta) = \\ &= \text{Rect}\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right), \end{aligned} \quad (16)$$

т. е., что изображение и зрачок представляют собой равномерно освещенные прямоугольники с размерами  $x_0 \times y_0$  и  $\beta_0 \times \gamma_0$  соответственно. Из рис. 2 видно, что для того, чтобы отсутствовало виньетирование при  $\Delta = 0$ , необходимо выполнение условия

$$x_0 + b\beta_0 < a_1.$$

Примем для определенности

$$x_0 < \frac{a_1}{2} \text{ и } b\beta_0 < \frac{a_1}{2}. \quad (17)$$

В этом случае имеем

$$\tilde{f}\left(\frac{2}{a}\right) = x_0 \frac{\sin \pi \frac{2}{a} x_0}{\pi \frac{2}{a} x_0}, \quad \tilde{F}(\omega) = \beta_0 \frac{\sin \pi \omega \beta_0}{\pi \omega \beta_0}$$

и

$$\frac{\partial \tilde{F}(\omega)}{\partial \omega} = \frac{\cos(\pi \omega \beta_0) \cdot \pi \omega \beta_0 - \sin(\pi \omega \beta_0)}{(\pi \omega \beta_0)^2}.$$

Разлагая  $\sin$  и  $\cos$  в ряд Тейлора и сохраняя первые два члена ряда, получаем

$$\tilde{f}\left(\frac{2}{a}\right) = x_0 \left[ 1 - \frac{\left(\pi \frac{2}{a} x_0\right)^2}{6} \right].$$

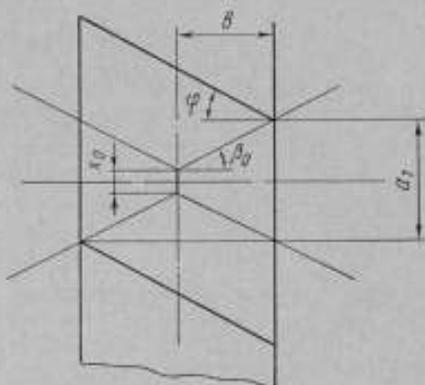


Рис. 2. Схема, показывающая размеры зрачка и изображения при отсутствии расфокусировки.

Так как  $x_0 < \frac{a_1}{2} = \frac{a}{4}$ , то  $\tilde{f}\left(\frac{2}{a}\right) \approx x_0$ , поэтому

$$\frac{\partial F(\omega)}{\partial \omega} = \frac{1}{3} \pi^2 \beta_0^3 \omega$$

и

$$D = \frac{8}{3a} B x_0 y_0 \beta_0 \gamma_0 \cdot \pi^2 \beta_0^2 \frac{2b}{a} \cdot \frac{1}{a}. \quad (18)$$

Учитывая, что  $\frac{a}{4b} = \operatorname{tg} \varphi \approx \varphi$ , где  $\varphi$  — рабочий угол глубинной миры, получаем

$$D = \frac{\pi^2}{12b^2} B x_0 y_0 \gamma_0 \xi^2, \quad (19)$$

где  $\xi = \frac{\beta_0}{\varphi}$  — отношение углового размера зрачка в рабочем направлении к рабочему углу миры.

Таким образом, чувствительность метода пропорциональна яркости источника света, площади изображения  $x_0 y_0$ , угловому размеру зрачка в нерабочем направлении, кубу коэффициента  $\xi$  и обратно пропорциональна полутолщине миры  $b$ .

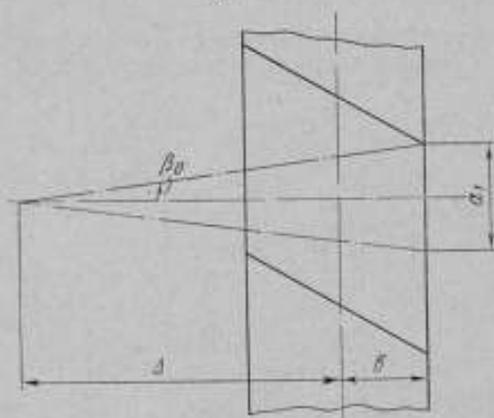


Рис. 3. Схема, поясняющая виньетирование при значительной расфокусировке.

Из условия отсутствия виньетирования (17) следует, что  $\xi_{\max} = 1$ , т. е., что наибольшая чувствительность будет достигнута, когда рабочий угол миры  $\varphi$  равен угловому размеру зрачка в рабочем направлении.

Рассмотрим теперь рабочую характеристику сигнала, т. е. выраженную формулой (14) зависимость его от расфокусировки. Чтобы найти форму этой зависимости, опять представим функции  $f(x)$  и  $F(\beta)$  в виде, приведенном в формуле (16). При малых  $\Delta$  имеем  $\omega_+ \leq \frac{\pi}{2}$  и  $\omega_- \leq \frac{\pi}{2}$ , и зависимость  $U(\Delta)$  выражается равенством

$$U(\Delta) = D \cdot \Delta.$$

Легко убедиться, что при  $\Delta = \frac{b}{\xi} [2 - \xi]$ ,  $\pi \omega_+ \beta_0 = \pi$ ;  $\omega_- \approx 0$  и значение  $U(\Delta)$  достигает максимума:

$$U(\Delta)_{\max} = \frac{2B x_0 y_0 \beta_0 \gamma_0}{a}. \quad (20)$$

При дальнейшем увеличении  $\Delta$  наступает виньетирование и угловой размер зрачка  $\beta_0$  (рис. 3) больше не остается постоянным, а уменьшается в соответствии с выражением

$$\beta_0 = \frac{a_1}{h + \Delta} = \frac{a}{2(h + \Delta)}$$

при достаточно большой  $\Delta$

$$U(\Delta) = \frac{4\pi B y_0 x_0 \gamma_0 \cdot b}{3a\Delta}, \quad (21)$$

т. е. рабочий сигнал убывает обратно пропорционально расфокусировке  $\Delta$ .

График функции  $U(\Delta)$  показан на рис. 4. Область обнаружения расфокусировки  $\Delta_{об}$  определяется из условия  $U(\Delta) = U_{шум}$ , где  $U_{шум}$  — уровень шумов, на входе:

$$\Delta_{об} = \frac{4\pi B y_0 x_0 \gamma_0 b}{3a U_{шум}}. \quad (22)$$

Значение  $U_{шум}$  может быть выражено через минимальную обнаруживаемую расфокусировку  $\Delta_{мин}$ , а именно

$$U_{шум} = \Delta_{мин} \cdot D.$$

Тогда из выражений (22) и (18) получаем

$$\Delta_{об} \approx \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\xi^2 b^2}{\beta_0^2 \Delta_{мин}},$$

откуда видно, что размеры области обнаружения  $\Delta$  обратно пропорциональны чувствительности расфокусировки  $\Delta_{мин}$  и пропорциональны квадрату полуглубины мины  $b$ .

Рассмотрим влияние неравномерности освещенности зрачка. В этом случае функция  $F(\beta)$  не будет четной, но ее всегда можно представить в виде суммы четной и нечетной функций. Для упрощения примем, что

$$F(\beta) = \text{Rect}\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right) \times \left(1 + 2\eta \frac{\beta}{\beta_0}\right),$$

где  $\eta$  — неравномерность распределения светового потока по зрачку в рабочем направлении.

Для этого случая получаем

$$\sin \varphi\left(\frac{2b}{a}\right) \approx \varphi\left(\frac{2b}{a}\right) \approx \text{tg} \varphi\left(\frac{2b}{a}\right) = \frac{2\pi\eta b \beta_0}{3a}.$$

Подставляя в формулу (11) это выражение, получим, что при  $\Delta = 0$  сигнал будет отличен от нуля и равен

$$U(0) \approx \frac{2B y_0 \gamma_0}{a} \bar{f}\left(\frac{2}{a}\right) \bar{F}\left(\frac{2b}{a}\right) \cdot 2\varphi\left(\frac{2b}{a}\right) \approx \frac{2B y_0 \gamma_0 x_0 \cdot 2\pi\eta b \beta_0}{3a^2},$$

а соответствующая ему погрешность в фокусировке

$$\delta(\Delta_1) = \frac{U(0)}{D} = \frac{a\eta}{\pi\beta_0} = \frac{4b\eta}{\pi\xi}; \quad (23)$$

при  $\xi = 1$  будем иметь  $\delta\Delta = b \cdot \eta$ .

Таким образом, добавочная расфокусировка, возникающая при появлении неравномерности освещенности в плоскости зрачка системы, составляет некоторую долю  $\eta$  от полуглубины мины. Для конкретного случая применения такой системы в макете диоптриметра ВНИИМ [2], чтобы получить погрешность в фокусировке не более 0,01 *дпт*, необходимо иметь неравномерность освещенности зрачка в рабочем направлении не более 1%.

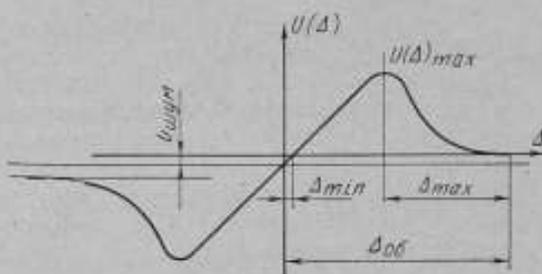


Рис. 4. Рабочая характеристика системы — зависимость выходного сигнала от расфокусировки.

Аналогично находим погрешность в фокусировке  $\delta\Delta_2$ , вызванную отступлением от условия  $a_1 = \frac{1}{2} a$ . Положим

$$a_1 = a \left( \frac{1}{2} + \kappa \right),$$

где  $\kappa$  — относительная погрешность в  $a_1$ .

После упрощений из формул (11) и (18), аналогично выражению (23), при  $\xi = 1$  находим

$$\delta\Delta_2 = \kappa \frac{24}{\pi^2 \xi} b \text{ и } \delta\Delta_2 \approx 2\kappa b. \quad (24)$$

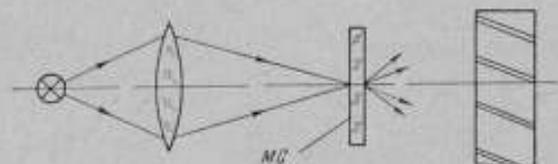


Рис. 5. Схема освещения с молочным стеклом МС.

Как видим, отступление от условия  $a_1 = \frac{1}{2} a$  весьма сильно влияет на увеличение погрешности фокусировки. Именно для рассматриваемого случая диоптриметра ВНИИМ погрешность 0,01 *диоптр* соответствует  $\kappa = 0,005$ , т. е. погрешность в изготовлении размеров  $a_1$  и  $a$  не должна превышать 0,005  $a$ .

Найдем также необходимую избирательность электрического фильтра, выделяющего вторую рабочую гармонику из дифференцированного сигнала.

Отношение  $\mu$  — коэффициента пропускания фильтра на ближайшей нерабочей частоте (при  $k = 1$ ) к коэффициенту пропускания на рабочей частоте ( $k = 2$ ) должно быть таким, чтобы остаточное напряжение нерабочей гармоники не превышало напряжения рабочей гармоники, соответствующего сигналу минимальной расфокусировки, т. е.

$$\mu = \frac{D \cdot \Delta_{\min}}{G_1(0)} = \frac{4\pi^2 \rho_0^2 b \Delta_{\min}}{3a^2} \approx \frac{\pi^2 \xi \Delta_{\min}}{12b}.$$

$$\text{при } \xi = 1 \text{ и } \mu \approx \frac{\Delta_{\min}}{b}.$$

Для нашего случая погрешности в расфокусировке 0,01 *диоптр*, что при  $b = 2,5$  мм соответствует  $\Delta_{\min} = 0,025$ , получаем  $\mu = 0,01$ , или избирательность фильтра на частоте, равной половине рабочей, должна быть не хуже 40 *дб*.

В заключение рассмотрим наиболее рациональную схему освещения при использовании данного метода в автоматическом диоптриметре ВНИИМ. Из приведенного анализа вытекает, что требуется высокая равномерность освещенности зрачка, в то время как равномерность освещенности изображения совершенно не влияет на погрешность расфокусировки. С этой точки зрения схема освещения с молочным стеклом МС, изображенная на рис. 5, представляется недостаточно удачной, так как в ней преследуется цель достигнуть равномерной освещенности изображения, не достигая ее в освещенности зрачка, а потери света превышают 80%. Гораздо более эффективна схема, изображенная на рис. 6, в которой тело источника света проецируется в плоскость фокусировки хорошо исправленным конденсором К. Известно, что в такой схеме неравномерность освеще-

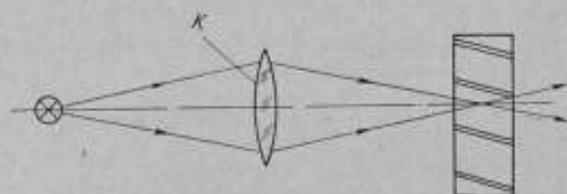


Рис. 6. Схема осветителя с микрообъективом К в качестве конденсора.

шенности зрачка, который можно принять совпадающим с конденсором  $K$ , весьма высокая, устойчива к разъюстировке и зависит только от аберрации самого конденсора. Поэтому в качестве конденсора лучше всего применить должным образом подобранный микрообъектив.

### Выводы

1. Показана возможность использования автоматической фокусировки с помощью «глубинной миры» при простом анализе сигнала путем дифференцирования и выделения второй гармоники.

2. Показано, что распределение освещенности в изображении совершенно не влияет на погрешность фокусировки, а неравномерность освещенности зрачка, наоборот, приводит к появлению ошибки в фокусировке, равной произведению значения относительной неравномерности на полуширину миры.

3. Найдены зависимости чувствительности и рабочей характеристики от параметров схемы, из которых вытекает, что наибольшая чувствительность достигается при равенстве рабочего угла миры и углового размера зрачка, а также, что для повышения чувствительности необходимо увеличивать размеры объекта (диафрагмы) до максимально возможных, определяемых условием (11).

4. Найдено влияние точности изготовления зубцов миры на погрешность фокусировки.

5. Найдены и обоснованы требования к избирательности фильтра, выделяющего рабочую гармонику, из которых вытекает несложность осуществления такого фильтра.

6. Предложена наиболее рациональная схема освещения, обеспечивающая высокую яркость и равномерность освещенности зрачка.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Atorf H. «Kino-Techn» (BRD), 1963, Bd. 27, N 11, SS. 298, 304; N 12, S. 329; 1964, Bd. 18, N 1, S. 37; N 2, S. 40.
2. Стракув Г. И., Зорин Д. И., Долицкий И. Н. Прибор для объективного измерения рефракции неастигматических очковых линз. ОМП, 1967, № 9, стр. 31—35.

Поступила в редакцию  
19/III 1968 г.

**НОВЫЙ СТАНДАРТ НА МЕТОД  
РЕЗОЛЬВОМЕТРИЧЕСКОГО ИСПЫТАНИЯ  
И СОВРЕМЕННЫЕ ПРОЕКЦИОННЫЕ РЕЗОЛЬВОМЕТРЫ**

Одним из важнейших свойств светочувствительных материалов является их разрешающая способность [1], т. е. способность светочувствительного слоя разделять передавать мельчайшие детали оптического изображения.

В СССР установку для оценки разрешающей способности впервые разработал более 30 лет назад Ф. Л. Бурмистров [2, 3]. Проекционный метод получения резольвограмм — ряда уменьшенных фотографических изображений штриховой миры при различных экспозициях — получил с этого момента широкое распространение.

В последние годы требования к оценке разрешающей способности и качеству изображения черно-белых и цветных фотографических материалов значительно возросли в связи с общим техническим прогрессом. Для ряда областей науки и техники необходимо оценивать разрешающую способность светочувствительных слоев более  $1000 \text{ мм}^{-1}$ .

В настоящее время взамен ГОСТ 2819—45 [4] утвержден новый ГОСТ 2819—68 [5] на метод резольвометрического испытания со сроком введения в январе 1972 г.

Существовавший более 20 лет ГОСТ 2819—45 полностью устарел как в части аппаратуры, так и методически. Достаточно сказать, что в этом стандарте предусмотрена одна из первых моделей проекционного резольвометра типа ФСР-5 с применением объектива микропланар ЧМ с числовой апертурой 0,11 и фокусным расстоянием 23,9 мм. Этот прибор был рассчитан на измерение разрешающей способности до  $250 \text{ мм}^{-1}$ .

В новом ГОСТ 2819—68, в соответствии с требованиями промышленности, метод резольвометрического испытания распространен на черно-белые и цветные фотографические материалы на прозрачной подложке (пленки и пластинки) с разрешающей способностью до  $1200 \text{ мм}^{-1}$ . При этом были учтены работы в области резольвометрии, выполненные в предыдущие годы [6—20], а также последние исследования ВНИИМ специальных высокоразрешающих фотографических материалов с помощью микрообъективов — апохроматов, имеющих повышенную числовую апертуру 0,65—0,95.

В работах [10, 18] показано, что нельзя говорить о разрешающей способности светочувствительного слоя без упоминания характеристики оптической системы, с помощью которой создается изображение. Разрешающая способность слоя зависит как от типа использованного микрообъектива, так и от его числовой апертуры. Наиболее подходящим типом

микрообъектива для резольвометрии является планапохромат [17], который имеет плоское поле и уменьшенный хроматизм, но поскольку выпуск микрообъективов этого типа ограничен, то в стандарте рекомендованы наиболее распространенные и серийно изготавливаемые нашей промышленностью микрообъективы, рассчитанные на бесконечную длину тубуса — апохроматы типа ОС-16 с числовой апертурой  $A = 0,3$  и фокусным расстоянием  $f = 15,7$  мм и типа ОС-8 с  $A = 0,65$  и  $f = 8,4$  мм. Эти объективы следует применять в резольвометре в сочетании с надлежащей ахроматической коррекционной линзой [10], относящей плоскость предмета (миры) в бесконечность.

Как показали последние исследования, по мере увеличения апертуры микрообъектива резольвометра растет определяемая разрешающая способность фотографического слоя, поэтому в стандарте указано, что при испытании фотографических материалов до  $600 \text{ мм}^{-1}$  следует применять микрообъектив с числовой апертурой 0,3, а при испытании высоко разрешающих светочувствительных слоев (выше  $600 \text{ мм}^{-1}$ ) — микрообъектив с числовой апертурой 0,65.

В новом стандарте рекомендован ряд проекционных резольвометров для испытаний фотографических материалов с различной разрешающей способностью. Для резольвометрических испытаний фотографических материалов с разрешающей способностью, не превышающей  $600 \text{ мм}^{-1}$ , рекомендуются проекционные резольвометры типов СР-17 [20] и РП-2 [19] с встроенным в них микрообъективом ОС-16 с числовой апертурой 0,3, а для испытаний материалов с разрешающей способностью выше  $600 \text{ мм}^{-1}$  — резольвометр типа РП-2М. В нем, в отличие от резольвометра РП-2, встроены два микрообъектива типов ОС-16 и ОС-8 с числовыми апертурами 0,30 и 0,65 и соответствующие коррекционные ахроматические линзы.

В настоящее время фотохимическая промышленность и научные учреждения испытывают крайнюю необходимость в совершенных проекционных резольвометрах. Почти все модели их, находящиеся в эксплуатации, были разработаны много лет назад и выпущены небольшими сериями. Так, в 1952 г. было изготовлено около 10 экземпляров резольвометров типа СР-13 [8, 10]. В приборе (рис. 1) впервые осуществлена спиралеобразная штриховая мира абсолютного контраста, которая затем была использована во всех последующих моделях резольвометров. Этот тип миры сейчас рекомендован в ГОСТ 2819—68 для применения в проекционных резольвометрах.

В приборе типа СР-13 впервые встроен микрообъектив-апохромат с числовой апертурой 0,30 и соответствующая коррекционная линза с фокусным расстоянием  $f = 160$  мм. В приборе предусмотрена возможность диафрагмирования микрообъектива для получения меньших апертур. Фокусировка микрообъектива в приборе осуществлена перемещением специальной линзы при неподвижных объективе и мире.

К числу недостатков этого прибора можно отнести малый масштаб уменьшения миры, равный 10 (в ГОСТ 2819—68 рекомендуется масштаб

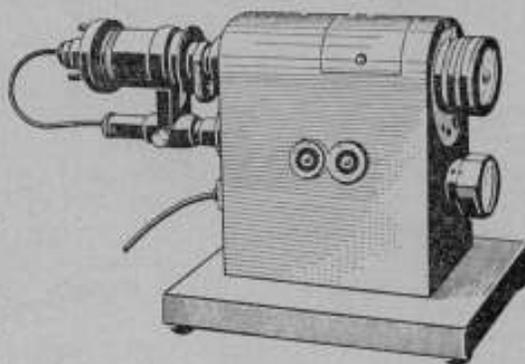


Рис. 1. Резольвометр типа СР-13.

не менее 30), а также применены круглой кассеты, создающей большие неудобства при измерениях. При разработке последующих моделей резольвометров эти недостатки были устранены.

В 1962 г. была изготовлена небольшая серия из 12 экземпляров резольвометров типа РП-2 [19]. В прибор (рис. 2) встроен микрообъектив-апохромат типа ОС-16 с диафрагмой, позволяющей получать любую меньшую апертуру.

В отличие от резольвометра СР-13 в проекционном резольвометре РП-2 для юстировки служит специальное устройство, состоящее из втулки и колпачка. Микрообъектив ввинчен во втулку, в которую на мелкой резьбе ввернут юстировочный колпачок. Его внешний торец служит опорной плоскостью для фотографического материала. Это юстировочное устройство предохраняет микрообъектив от ударов и позволяет исполь-

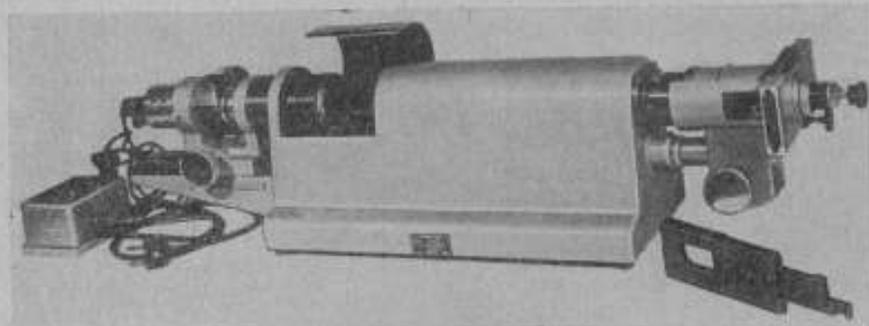


Рис. 2. Резольвометр типа РП-2.

зовать любой микрообъектив, находящийся в подобной оправе, причем при замене его в приборе не требуется никаких дополнительных юстировок.

Очень важным и новым в приборе является тонкая фокусировка микрообъектива. Фокусировочное перемещение миры предусмотрено в интервале 100 мк. Перемещение миры по шкале тонкой фокусировки на 0,5 мм соответствует изменению положения изображения миры (относительно микрообъектива) на 0,5 мкм, что сравнимо с длиной волны света и совершенно достаточно для самой тонкой фокусировки, необходимой при использовании микрообъективов с высокой апертурой. В этом приборе масштаб уменьшения миры — около 35. Для создания шкалы освещенности в нем имеется специальный диск с набором нейтрально-серых светофильтров различной оптической плотности.

Проекционных резольвометров типа СР-17 [20] выпущено около 50 экземпляров (рис. 3). Этот прибор представляет собой несколько улучшенную модель резольвометра типа ФСР-5 и предназначен для испытания черно-белых и цветных материалов до  $250 \text{ мм}^{-1}$ . В резольвометре СР-17 использован микроскопический ахроматический объектив типа М-42 с числовой апертурой  $A = 0,2$  и фокусным расстоянием  $f = 18,2 \text{ мм}$ . Область применения этого объектива ограничена и не распространяется на испытания несенсибилизированных материалов. Так, в ГОСТ 2819—68 оговорено: «при испытании черно-белых сенсибилизированных материалов с разрешающей способностью не выше  $250 \text{ мм}^{-1}$  допускается применение объектива марки М-42 с числовой апертурой 0,20». Эта оговорка внесена в государственный стандарт на основании резуль-

татов исследований, выполненных в Государственной астрономической обсерватории АН СССР и во ВНИИМ. В этих исследованиях сопоставлены значения разрешающей способности, полученные экспонированием на резольвометре СР-17 с помощью микрообъективов марок М-42 и ОС-16, и показано, что при определении разрешающей способности сенсibilизированных материалов двумя сравниваемыми микрообъективами результаты

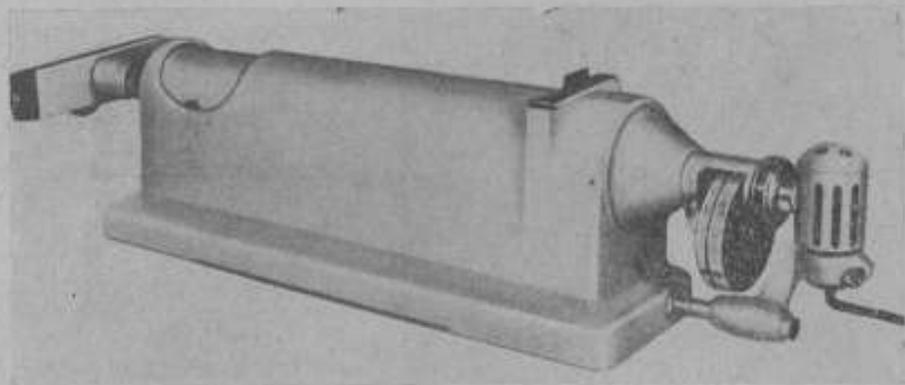


Рис. 3. Резольвометр типа СР-17.

сопоставимы между собой. Для несенсибилизированных материалов в этом случае расхождение в значении разрешающей способности достигает 50%. При этом микрообъектив типа М-42 дает более низкие значения разрешающей способности. Исходя из этого, следует считать целесообразным заменить встроенный в резольвометр типа СР-17 микрообъектив-апохромат типа М-42 ( $f = 18,2$  мм,  $A = 0,2$ ) на рекомендованный стандартом апохромат типа ОС-16 ( $f = 15,7$  мм,  $A = 0,3$ ).

### Резольвометр РП-2М

Этот прибор является некоторой модернизацией резольвометра РП-2 [19] и рекомендован ГОСТ 2819—68 для оценки высокоразрешающих материалов от 600 до 1200 мм<sup>-1</sup>. В отличие от модели РП-2 прибор РП-2М оснащен мирами с базами 10 и 5 мм и двумя сменными однотипными микрообъективами-апохроматами с надлежащей ахроматической коррекционной линзой  $f = 500$  мм, относящей плоскость предмета (миры) в бесконечность.

В соответствии с ГОСТ 2819—68 один из этих микрообъективов типа ОС-16 с числовой апертурой  $A = 0,3$ , фокусным расстоянием  $f = 15,7$  мм и теоретической разрешающей способностью 1000 мм<sup>-1</sup>, а второй — типа ОС-8 с  $A = 0,65$ ,  $f = 8,4$  мм и теоретической разрешающей способностью 2000 мм<sup>-1</sup>. Эти микрообъективы промышленность выпускает серийно.

В приборе установлен по ГОСТ 2819—68 новый светофильтр среднего дневного света [21] и встроен более современный и надежный фотозатвор от фотоаппарата ФЭД-10, а также внесены ряд мелких конструктивных улучшений.

В 1967 г. выпущена небольшая серия (6 экземпляров) резольвометров РП-2М для промышленности.

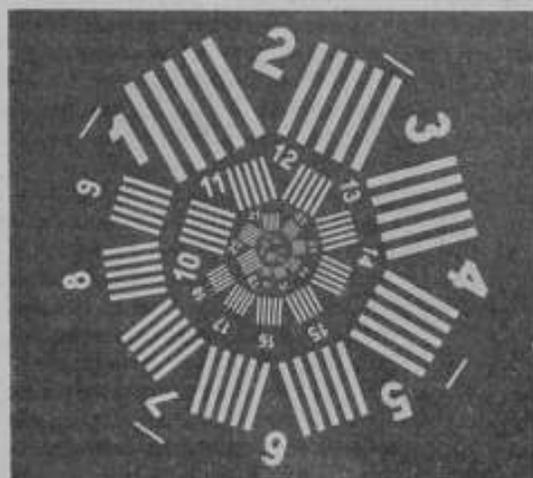
## Мира

Одной из основных частей каждого проекционного резольвометра является измерительная штриховая мира. Как было сказано выше, мира, предложенная А. Т. Ащеуловым [8] для резольвометра типа СР-13, сейчас рекомендована ГОСТ 2819-68 для проекционной резольвометрии.

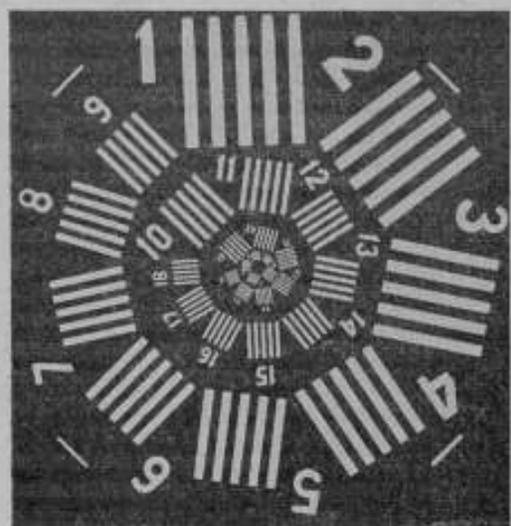
В стандарте приведен рисунок мира и указаны основные требования, которым она должна отвечать. Мира состоит из 30 групп штрихов различной частоты. Каждая группа имеет по пять прозрачных параллельных штрихов на темном фоне, разделенных промежутками той же ширины, что и штрихи. Отклонение от равенства ширины штрихов и промежутков между ними не должно превышать  $\pm 4\%$ . Число штрихов на миллиметр в каждой следующей группе штрихов мира (модуль мира) должно быть на 10% больше, чем в предыдущей группе. Допустимо отклонение модуля от среднего его значения на  $\pm 3\%$ .

Точность резольвометрических измерений в большой степени зависит от качества изготовления измерительных мир, которое определяется точностью первоначального чертежа мира и технологией изготовления копий с негатива этой мира.

В настоящее время в различных проекционных резольвометрах установлены миры типа А. Т. Ащеулова, полученные с трех различных чертежей, изготовленных за последние 15 лет. Чертежи мира имеют несколько отличное расположение отдельных групп штрихов. Внешне миры можно различить по количеству



а)



б)

Рис. 4. Мира: а — с четырьмя и б — с пятью элементами в центре.

группы штрихов, находящихся в ее центре: в первом чертеже — четыре группы штрихов (рис. 4, а), а во втором — пять (рис. 4, б).

В 1967 г. оптико-механической промышленностью был изготовлен третий чертеж мира типа Ащеулова (с четырьмя группами штрихов в центре) и выпущено некоторое количество мир для резольвометра типа СР-17.

Во ВНИИМ были выполнены на измерительном микроскопе МБИ-8М сравнительные исследования ряда мир, изготовленных в различное время с трех чертежей.

Исследования показали, что миры, изготовленные промышленностью в последнее время, имеют ряд преимуществ. Они отличаются хорошим качеством изображения, чистые, без посторонних включений, штрихи имеют резкий край. Модуль миры выполнен в соответствии с требованиями ГОСТ 2819—68. Отклонение от равенства ширины штрихов и промежутков между ними для 40% штрихов не превышает 1%, для остальных штрихов не выходит из допуска, предусмотренного стандартом.

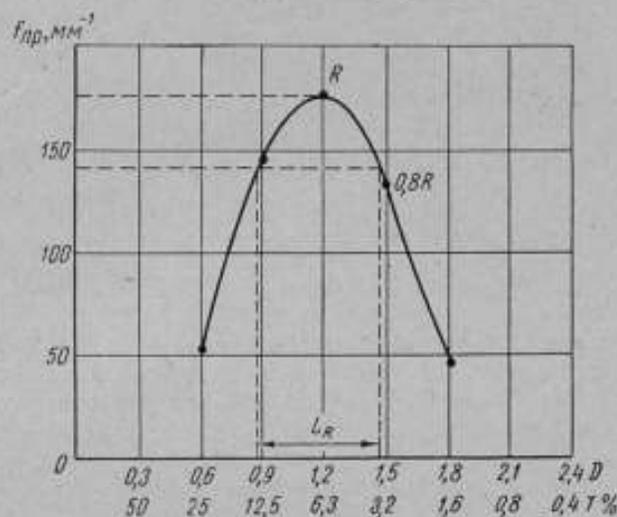


Рис. 5. Кривая разрешения.

$T$  — коэффициент пропускания нейтрально-серых светофильтров резольвометра.

Различные экземпляры миры имеют расхождение в ширине штрихов в пределах точности измерений ( $\pm 1\%$ ). Отклонение базы миры от номинального значения составляет 0,02%.

Миры, изготовленные ранее по первым двум чертежам, по модулю соответствуют требованиям стандарта, но штрихи изготовлены менее точно и отдельные группы их не отвечают ГОСТ 2819—68. Поэтому для единообразия и повышения точности резольвометрических измерений следует во всех проекционных резольвометрах установить более качественные миры, выпущенные промышленностью в последнее время.

Весьма существенным фактором при стандартизации методов резольвометрических измерений является определение условий рассматривания и оценки полученных резольвограмм. В микроскопе для рассматривания необходимо применять объектив с числовой апертурой, близкой к апертуре микрообъектива резольвометра.

Освещение резольвограммы должно быть достаточно хорошим. При рассматривании следует использовать надлежащее увеличение микроскопа.

Для повышения точности резольвометрических измерений в государственном стандарте рекомендовано результаты испытаний представлять в виде кривой разрешения, т. е. в виде зависимости предельно разрешенной частоты  $f_{пр}$  исследуемого фотографического материала от логарифма экспозиции  $H$ .

В ГОСТ 2819—68 впервые стандартизовано понятие резольвометрической широты  $L_R$ , которая определяется из кривой разрешения (рис. 5) как разность значений абсцисс  $D$ , отвечающих значениям ординат  $f_{пр} = 0,8R$  (где  $R$  — наибольшее значение предельно разрешенной частоты).

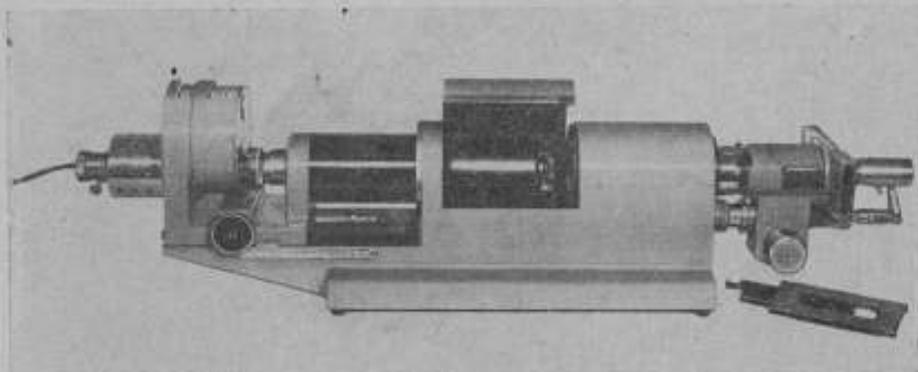


Рис. 6. Резольвометр типа РП-3.

За рубежом отсутствуют аналогичные стандарты на метод резольвометрического испытания, но работы в этом направлении ведутся [13].

В настоящее время во ВНИИМ создана резольвометрическая установка повышенной точности типа РП-3 (рис. 6).

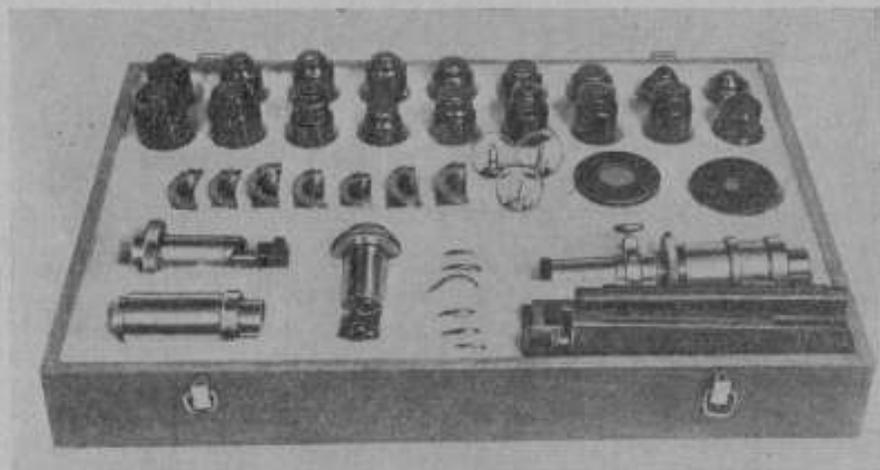


Рис. 7. Комплект сменных объективов к резольвометру типа РП-3.

В этой установке используется комплект (рис. 7) сменных микрообъективов различных марок: апохроматы, планахроматы, планапохроматы с числовыми значениями апертур, достигающими до 0,95.

Объективы работают в приборе с соответствующими коррекционными линзами с фокусными расстояниями  $f = 250$  или  $500$  мм.

После аттестации проекционного резольвометра типа РП-3 в качестве эталонного, он будет служить для проверки основных образцовых резольвометров в промышленности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 2653—44. Основные понятия и величины фотографической сенситометрии. Терминология.
2. Бурмистров Ф. Л. Резольвометр ГОИ. ЖТФ, 1936, т. 6, вып. 10, стр. 1731.
3. Бурмистров Ф. Л. Универсальный резольвометр конструкции ГОИ. «Кино-фотохимическая промышленность», 1939, № 11/12, стр. 83.
4. ГОСТ 2819—45. Фотографические материалы на прозрачной подложке. Метод резольвометрического испытания.
5. ГОСТ 2819—68. Фотографические материалы на прозрачной подложке. Метод резольвометрического испытания.
6. Гороховский Ю. Н. Новая система испытаний фотографических материалов. ЖТФ, 1946, т. 16, стр. 55.
7. Pettin F. and Altman J. «J. Opt. Soc. America», 1951, v. 41, p. 1038.
8. Ащеулов А. Т., Левин Б. М., Павличук Т. А. Проекционный резольвометр, описание и инструкция к пользованию. Л., 1952.
9. Nagath A. and Schim mel Gr. «Photo-Techn. and Wirtsch.», 1952, v. 3, p. 439.
10. Ащеулов А. Т., Павличук Т. А., Хухрица М. Д. О зависимости разрешающей способности фотографических материалов от апертуры объектива. «Успехи научной фотографии», 1955, т. 4, стр. 88.
11. Коридорф В. А., Черный И. А. Новый проекционный резольвометр. «Оптико-механическая промышленность», 1959, т. 26, № 5, стр. 16.
12. Nagath A. and Schim mel Gr. «Z. Wiss. Phot.», 1959, v. 33, N 10/12, p. 131.
13. Nat. Bureau of Standards Techn. News., 1960, v. 44, N 2, p. 204.
14. Коридорф В. А., Черный И. А. Новый проекционный резольвометр с тремя сменными объективами. «Новые измерительные приборы и методы их поверки», вып. 4. М. Стандартгиз, 1961, стр. 32.
15. Коридорф В. А., Черный И. А. Разрешающая способность некоторых черно-белых и цветных фотографических материалов в зависимости от апертуры объектива. «Труды институтов Комитета», вып. 56 (116), М.—Л., Стандартгиз, 1961, стр. 118.
16. Коридорф В. А., Черный И. А. Выбор апертуры и типа объектива для резольвометрических измерений. «Журнал научн. и прикл. фотографии и кинематографии», 1961, т. 6, № 6, стр. 454.
17. Коридорф В. А., Черный И. А. О стандартизации резольвометрических измерений. «Успехи научной фотографии», 1964, т. 10, стр. 90.
18. Коридорф В. А., Черный И. А. Предельная разрешающая способность системы объектив — фотографический слой. «Журнал научн. и прикл. фотографии и кинематографии», 1964, т. 9, № 6, стр. 448.
19. Коридорф В. А., Черный И. А. Проекционный резольвометр ВНИИМ типа РП-2. «Журнал научн. и прикл. фотографии и кинематографии», 1966, т. 11, № 4, стр. 278.
20. Гороховский Ю. Н., Левина В. В. Анализ погрешностей резольвометрии. «Оптико-механическая промышленность», 1966, т. 33, № 10, стр. 24.
21. Балабуха Н. А., Коридорф В. А., Павлова Р. А. Стандартные сенситометрические источники света и новый светофильтр искусственного среднего дневного света, отвечающий требованиям ГОСТ 10691—63. «Журнал научн. и прикл. фотографии и кинематографии», 1968, т. 13, № 2, стр. 105.

Поступила в редакцию  
22/IV 1968 г.

ПРИМЕНЕНИЕ РАСТРОВОГО МЕТОДА ПРИ  
ИССЛЕДОВАНИИ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В области точных измерений с каждым годом все более широкое применение находят растровые методы (муаровый эффект). Явление возникновения муаровых полос при наложении друг на друга двух систем штрихов (решеток, растров), когда направление штрихов почти параллельно, впервые описано в 1874 г. Релеем [1]. Однако долгое время вследствие значительных трудностей в изготовлении решеток хорошего качества муаровый эффект не мог быть широко использован в метрологических целях, так как непостоянство ошибок, возникающих при изготовлении каждой из решеток, накладывалось на ошибки метода измерения, и достоверность полученного результата была низка. Только разработка Мертоном [2] новых принципов изготовления и копирования решеток путем репродукции первого оригинала, позволяющих получать большое количество сравнительно дешевых, идентичных и одновременно воспроизводящих с большой точностью форму борозды и шага решеток, не имеющих периодических ошибок, открыла широкие возможности использования муаровых полос в измерительной технике, оценке качества исходных решеток, по которым изготавливают реплики дифракционных решеток, и в устройствах автоматического контроля на обрабатывающих станках. Усовершенствование метода Мертона в Национальной физической лаборатории Англии [3, 4] и разработка автоматических контрольных систем типа Ферранти [5] позволили использовать муаровые полосы для обеспечения постоянства ошибок при работе винторезных и зуборезных станков и немедленной коррекции ошибок механизма с помощью сервоконтроля.

Механизм возникновения муаровых полос рассмотрен во многих работах [1, 6—10] и поэтому подробно на нем останавливаться не будем. Необходимо только отметить, что толкование возникновения муаровых полос, как результата прохождения света в участках, не перекрываемых непрозрачными штрихами, т. е. как результата прямолинейного распространения света, пригодно только для решеток с большим периодом распределения элементов, при котором частота штрихов мала. Такое толкование становится совершенно недостаточным для решеток с малым периодом, когда на результирующую картину начинают влиять явления дифракции и интерференции света (что особенно заметно при использовании белого света) и муаровые полосы становятся сильно окрашенными и мало контрастными. Высокая точность измерений при использовании муарового эффекта понятна из схемы рис. 1.

Если исследуемый объект меняет под воздействием внешних сил свою форму или положение в пространстве, в результате чего жестко связан-

ная каким-либо образом с ним решетка перемещается относительно другой неподвижной решетки в направлении, перпендикулярном ее штрихам, то значительно изменяется положение, расстояние друг от друга или направление муаровых полос. Смещение одной решетки перпендикулярно штрихам на расстояние, равное, например, ее шагу

$$e = a + b,$$

где  $a$  — ширина штриха решетки;

$b$  — промежуток между штрихами,

приводит к смещению  $d$  муаровых полос в направлении, перпендикулярном биссектрисе острого угла  $\theta$  между проекциями направлений штрихов обеих решеток на плоскость одной из них

$$d = \frac{e}{2 \sin \theta/2},$$

или для малого угла  $\theta$

$$d = \frac{e}{\theta}. \quad (1)$$

При  $\theta$ , стремящемся к нулю, расстояние между полосами растет и стремится к бесконечности. Поле наложения при этом становится однородно освещенным, и муаровых полос нет. Уменьшая угол  $\theta$ , можно увеличить чувствительность отсчетных устройств в 100—1000 раз. Смещение муаровой картины относительно некоторой фиксированной неподвижной точки на величину, равную расстоянию между полосами, соответствует смещению исследуемого объекта, связанного с решеткой, на расстояние, равное шагу решетки. Поэтому количество прошедших через эту точку полос пропорционально полному смещению объекта.

Если шаги решеток находятся в некотором отношении  $e(1 + \delta)/e$ , где  $\delta$  — малое число, то расстояние между муаровыми полосами уменьшится и будет равно

$$d = \frac{e}{\delta^2 + \theta^2}.$$

Неравенство шагов [6, 11] приводит к тому, что в результирующей картине будет одна или несколько муаровых полос даже при  $\theta = 0$ , и тогда

$$d = \frac{e(1 + \delta)}{\delta}. \quad (2)$$

Если ширина штриха  $a$  и промежуток между штрихами  $b$  не одинаковы, а находятся в соотношении, например,  $a : b = 3 : 1$ , то результирующая картина будет иметь вид узких светлых муаровых полос, разделенных широкими темными полосами, причем ширина полос будет находиться в том же отношении. Однако, несмотря на кажущееся преимущество использования в измерительных устройствах схем, имеющих неравноэлементные решетки, по сравнению с равноэлементными, контрастность муаровой картины максимальна для случая  $a : b = 1 : 1$  [12, 13].

Муаровые полосы, или, как их еще называют, «полосы механической интерференции», возникающие при непосредственном контакте двух

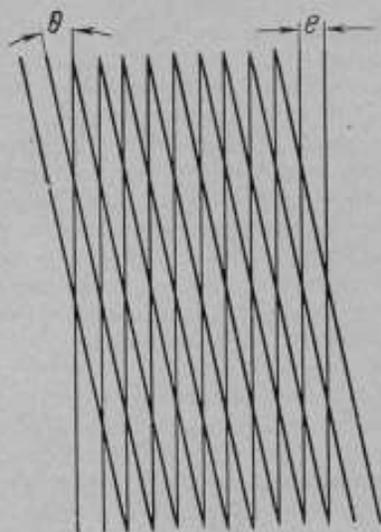


Рис. 1. Муаровый эффект при наложении двух решеток.

периодических структур (растров), когда одна решетка находится непосредственно возле другой, возникают также и при проекции изображения штрихов одной решетки на поверхность второй, причем шаги решеток могут находиться в отношении двух небольших целых чисел (1 : 1, 2 : 1, 3 : 1, 3 : 2 и т. д.). Обычно стремятся сделать это отношение равным единице, для чего предусматривается возможность регулировать увеличение процизирующей системы.

Муаровые полосы возникают также при параллельном совмещении двух растровых структур, когда шаг одной из них — величина переменная (муармикромметр), а также когда происходит наложение радиальных растров и растров, у которых периодически расположенные элементы имеют сложную геометрическую форму. В литературе часто термином «растр», как более общим, заменяют термин «решетка», так как под термином «решетка» можно понимать мелкоструктурный растр.

Обычные интерференционные устройства, применяемые для большого количества высокоточных измерений, позволяют измерять линейные размеры исследуемых объектов в длинах волны используемого света. Они дают возможность регистрировать смещение объекта на половину длины волны (для систем, работающих в отраженном свете) при прохождении одной интерференционной полосы через некоторую неподвижную фиксированную точку. Однако в ходе большинства исследований в видимой области спектра, ограниченной длинами волны 0,4 и 0,7 мкм, такой чувствительности устройств не требуется и, вследствие этого, применение сложных интерференционных приборов становится нецелесообразным. Вместе с тем, использование метода муаровых полос позволяет сравнительно простыми техническими средствами решать большое количество метрологических задач, а высокая чувствительность метода дает в инженерных работах значительные преимущества перед интерференционными методами. Остановимся на вопросе использования муаровых полос для исследования микро- и макротопографии поверхностей и отклонений от правильной геометрической формы.

Если вблизи исследуемой поверхности поместить стеклянную пластину с нанесенными на одной из ее поверхностей штрихами растра, то при наклонном освещении на штрихи растра наложится их зеркальное отражение от поверхности и образуются муаровые полосы, по искажению которых можно судить об отклонениях от плоскостности или заданной геометрической формы исследуемой поверхности. Этот метод был подробно рассмотрен Курицким [12], который в своей диссертации вывел основные соотношения для цены муаровой полосы при исследовании плоских и сферических поверхностей. Цена одной муаровой полосы  $\Delta y$  соответствует отклонению от плоскостности (высота неровности), вызывающее искривление комбинационной муаровой полосы, равное ее ширине. Цена полосы является функцией угла наклона  $\gamma$  освещающего пучка с нормалью к поверхности штрихов растра (рис. 2), угла  $\alpha$ , под которым наблюдается муаровая картина, угла  $\beta$  — наклона плоскости штрихов растра относительно испытываемой поверхности и угла  $\varphi$  между нормалью к поверхности штрихов растра и плоскостью, проходящей через оптические оси процизирующей и наблюдательной систем. Эта зависимость для случая плоских исследуемых поверхностей, когда источник света и глаз находятся на конечном расстоянии, имеет вид

$$\Delta y = e \cdot \frac{1 \pm \operatorname{tg} \beta \cdot \cos \varphi \left( \operatorname{tg} \gamma_0 - \frac{x_1}{y_1} \right)}{\operatorname{tg} \alpha_0 + \operatorname{tg} \gamma \pm \left( \frac{x_1}{y_1} - \frac{x_2}{y_2} \right)}. \quad (3)$$

Цена полосы будет постоянной при условии соблюдения симметрии входного и выходного зрачков, т. е. когда

$$\frac{x_1}{y_1} = \frac{x_2}{y_2},$$

где  $x_1, x_2, y_1$  и  $y_2$  — координаты центров входного и выходного зрачков.

Создавая схему, для которой, кроме этого условия, выполнялись бы условия  $\psi = \beta = \theta$ , а углы визирования и освещения для центра картины  $\alpha_0$  и  $\gamma_0$  — одинаковы, т. е. когда центр выходного зрачка  $N$  проекционной системы, центр входного зрачка  $S$  наблюдательной системы и точка пересечения их оптических осей  $O$  лежат в плоскости, перпендикулярной испытываемой поверхности, а сами зрачки находятся от точки пересечения осей на одинаковых расстояниях, можно значительно упростить формулу (3), приведя ее к виду

$$\Delta y = \frac{e}{2 \operatorname{tg} \alpha}. \quad (4)$$

Если  $\alpha_0 = 45^\circ$  и  $e = a + b$ , а  $a = b$  и  $e = 2a$ , то получаем, что  $\Delta y = a$ , т. е. цена муаровой полосы равна половине шага раstra в плоскости исследуемой поверхности.

Аналогичный метод исследования волнистости и неплоскостности деталей машин предложили в 1964 г. И. В. Крагельский, А. А. Прибылев и Л. А. Гогавя

[10]. Помещая растровую решетку таким образом, чтобы плоскость штрихов раstra составляла некоторый угол с исследуемой поверхностью, и освещая ее наклонным пучком лучей, они наблюдали теневые узоры, напоминающие картину муара. Для расшифровки полученных картин и для количественной оценки высоты неровности, вызвавшей искривление муаровой полосы, в работе приведены формулы для частоты и ширины комбинационной полосы, которые согласуются с точностью  $\pm 5\%$  с экспериментальными данными. В 1966 г. А. А. Прибылев, развивая дальше этот метод [14], предложил пользоваться растром с «переменным шагом», выполненным в виде параллельных нитей, натянутых на стороны параллелограмма, вершины которого соединены шарнирно. Меняя величину углов параллелограмма, можно менять шаг решетки. Если же растр нанесен на фотопленку, которая с помощью специального устройства может менять радиус кривизны, то растр можно применять для промышленного контроля изделий с заданным радиусом кривизны.

В 1964 г. А. И. Карташев предложил использовать муаровый эффект для бесконтактного исследования микро- и макротопографии (шероховатости и волнистости) поверхностей и определения высот неровностей, возникающих на поверхностях деталей в результате их обработки. Растровый микроскоп (рис. 3), созданный по схеме А. И. Карташева [15], может служить для исследования поверхностей независимо от характера обработки — неровности могут располагаться регулярно и хаотично. Если, пользуясь микроскопом, процировать на поверхность эквидистантно расположенные штрихи исходного раstra, то вследствие наличия на поверхности микро- и макронеровностей происходит перераспределение штрихов в отраженном от поверхности пучке, в результате чего частота

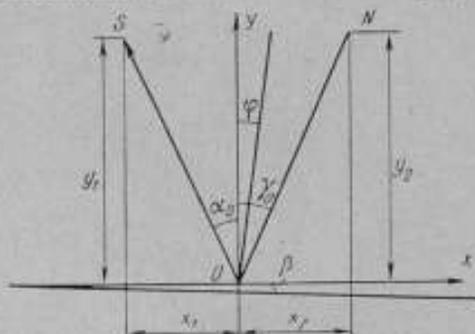


Рис. 2. Определение цены муаровой полосы, когда источник света и глаз — на конечном расстоянии.

изображения их становится переменной по полю. Перепроектировав изображение исследуемой поверхности и спроектированные на нее штрихи в плоскость раstra сравнения, можно получить переналоженное штрихов, которое даст муаровую картину, тождественную профилю поверхности в направлении, перпендикулярном штрихам раstra. Цена муаровой полосы в случае, когда ось наблюдательного микроскопа перпендикулярна плоскости предмета ( $\alpha_0 = 0$ ), получается равной шагу раstra в этой

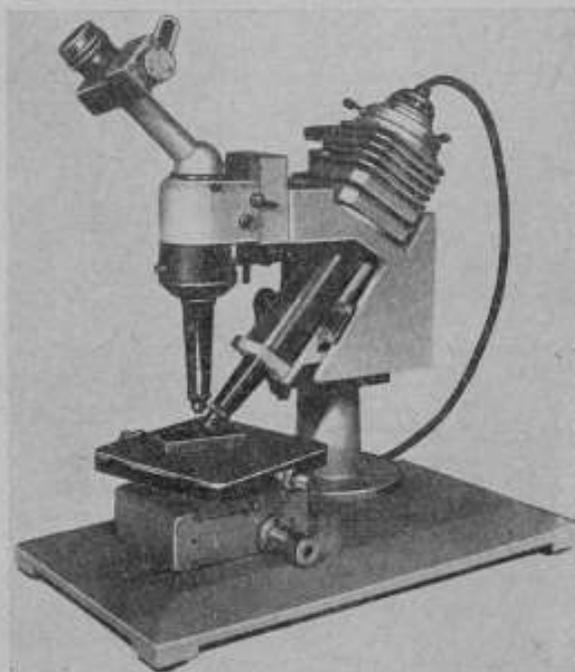


Рис. 3. Макет растрового микроскопа.

плоскости, т. е.  $\Delta y = e'$ . Ограничив длину штриха исходного раstra щелевой диафрагмой с тем, чтобы процировать в плоскость предмета эквидистантно расположенные точки, и используя затем в наблюдательной схеме анаморфотную систему, можно осуществить исследование поверхностей с ненаправленным расположением неровностей.

Поскольку плоскость штрихов исходного раstra и исследуемая поверхность являются плоскостями, оптически сопряженными, то для получения эквидистантного расположения штрихов в плоскости предмета, составляющей угол  $e'$  с оптической осью процирующего объектива, на основе законов трансформаций оптического изображения

плоскость исходного раstra должна составлять угол  $e$  с оптической осью. Этот угол найдем [16] из соотношения

$$\operatorname{ctg} e' = V \operatorname{ctg} e, \quad (5)$$

где  $V$  — линейное увеличение объектива, процирующего штрихи исходного раstra.

Наклон исходного раstra к оптической оси приводит к тому, что разные участки его процируются в плоскость предмета с разными увеличениями и, как следствие этого, для получения в этой плоскости равномерного распределения штрихов расстояние между штрихами исходного раstra должно быть переменным. Нетрудно показать, что разность координат начала и конца шага в плоскости исходного раstra  $\Delta S'$  (расчет ведется в обратном ходе), можно определить из соотношения

$$\Delta S' = \frac{f^2 \Delta S}{(2f + x_1)(2f + x_2)}, \quad (6)$$

где  $f$  — фокус процирующего объектива;

$x_1$  и  $x_2$  — координаты начала и конца шага раstra в плоскости исследуемой поверхности;

$\Delta S = \text{const}$  — разность координат начала и конца шага раstra в плоскости предмета.

Получить с помощью делительной машины исходный растр, распределение штрихов которого удовлетворяло бы уравнению (6), не представляется возможным, так как, кроме неэквидистантности расположения штрихов и разной их ширины, необходимо для получения в плоскости предмета прямолинейных штрихов ввести в траекторию движения режущего инструмента делительной машины абберации процирующего объектива с обратным знаком. Поэтому изготовить исходный растр можно, фотографируя в обратном ходе через процирующий объектив штрихи равномерного растра, помещенного в плоскость предмета. На рис. 4 представлен исходный растр, который дает в плоскости предмета на площади  $2,5 \times 2,5$  мм равномерное распределение штрихов с шагом 20 мкм. В качестве объектива в макете микроскопа был выбран planoхромат  $9\times$  с апертурой 0,2. Использование фотографий в качестве исходного растра накладывает, однако, дополнительные требования к качеству фотопластинок, основой которых служит обычное стекло. Поэтому для ликвидации систематических ошибок, вызванных неплоскостью фотопластины, были изготовлены специальные заготовки, на которые затем нанесли фоточувствительный слой. Анализ серийных объективов показал, что один и тот же негатив можно применить к любому объективу этого типа, что упрощает технологию изготовления исходных растров.

Существующие в настоящее время оптические приборы теневого и светового сечения для поверхностей с неровностями от 320 до 0,8 мкм и микроинтерферометры для поверхностей с неровностями от 0,8 до 0,03 мкм имеют большие относительные погрешности показаний при измерении неровностей, лежащих вблизи 1 мкм. Эти неровности являются слишком грубыми для второй группы приборов и, исключая контактные методы профилографов, их можно измерять только иммерсионно-репликовым методом, изучая реплику, снятую с исследуемой поверхности. Однако эти измерения сопряжены со значительной затратой времени, необходимого для приготовления реплики, подбора необходимой иммерсии и вычисления высоты неровности.

Применение сменных растров в растровом микроскопе дает возможность изменять цену муаровой полосы, что позволяет на одном приборе измерять высоту неровностей в широком диапазоне (например, от 40 до 0,4 мкм).

Эффективность растрового микроскопа можно повысить за счет улучшения контраста муаровых полос, устранив из поля зрения прибора штрихи растров. Один из способов устранения штрихов состоит в том, что растр сравнения и систему проекции исходного растра, содержащую этот растр и проецирующий объектив, приводят в синхронное и сдвинутое колебательное движение\*, перпендикулярное штрихам растра. При этом вследствие оборачивания объективом наблюдательного микроскопа растр сравнения и система проекции исходного растра в каждый момент времени двигаются в противоположные стороны. Один из вариантов кине-

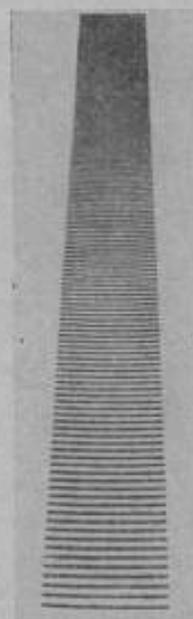


Рис. 4. Исходный растр.

\* Карташев А. И. и Кучин А. А. Устройство для наблюдения и измерения высот неровностей поверхности по искривлению муаровых полос. Авторское свидетельство № 189605, «Бюллетень изобретений», 1966 г., № 24.

матической схемы колебательного движения представлен на рис. 5. Здесь датчиком возвратно-поступательного перемещения является эксцентрик 2, укрепленный на валу электродвигателя 1. Колебания от эксцентрика с помощью рычага 3, соотношение плеч которого  $l_1/l_2$  равно линейному увеличению объектива наблюдательного микроскопа, передаются системе проекции раstra и раstrу сравнения таким образом, что в плоскости раstra сравнения направления и амплитуда перемещения штрихов обоих растр совпадают. Амплитуду колебаний выбирают из условия  $A = \frac{2n+1}{2} \epsilon$ ,

где  $n$  — целое число ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ),  $\epsilon$  — шаг раstra сравнения.

Рассмотрим подробнее механизм исчезновения штрихов растр. Муаровую полосу можно представить в виде совокупности вершин ромбов (в случае сложения растр с одинаковым шагом), суммарно воспринимаемых

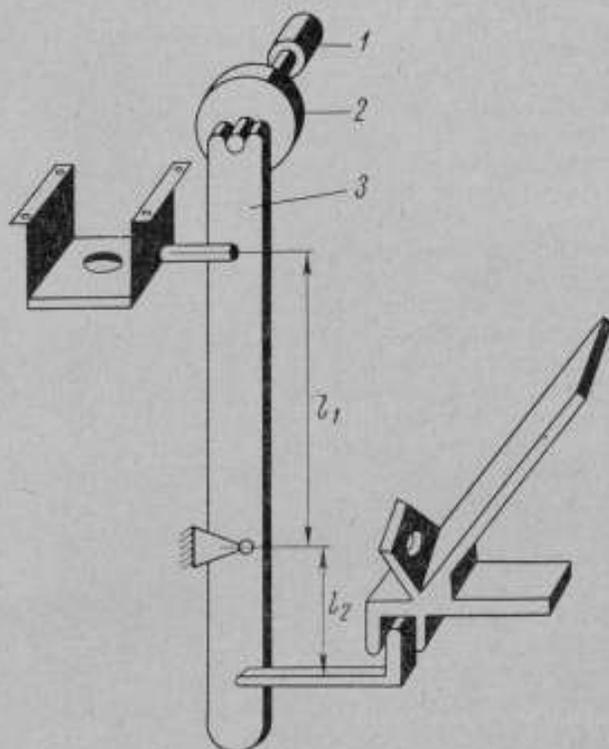


Рис. 5. Кинематическая схема вибрации.

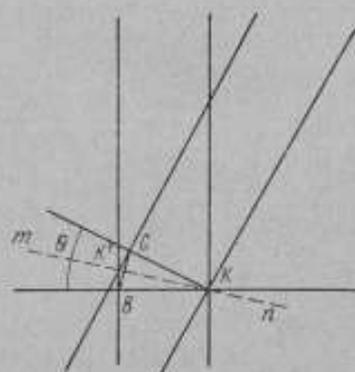


Рис. 6. К вопросу о получении «неподвижной» муаровой полосы.

глазом в виде сплошной линии (в простейшем случае в виде прямой линии), хотя на самом деле она имеет вид пилообразной кривой, расстояние между зубцами которой равно шагу раstra. Если возникающая при наложении двух растр картина будет возвратно-поступательно перемещаться вдоль муаровой полосы с частотой, достаточной для устранения явления мерцания отдельных штрихов при перемене направления движения, то штрихи растр, образующих муаровую картину, исчезнут, в то время как сами муаровые полосы останутся неподвижными.

Для создания возвратно-поступательного движения вдоль муаровой полосы необходимо растрам сообщить синхронное и синфазное колебательное движение в направлении, перпендикулярном их штрихам. Механизм этого явления поясняет рис. 6. Для получения эффекта «неподвижной» муаровой полосы необходимо, чтобы в любой момент времени точки пересечения штрихов двух растр  $K$  и  $K'$  лежали на муаровой полосе  $m$ . Отсюда вытекает требование синхронности и синфазности движения растр. При нарушении синхронности муаровые полосы будут размываться, а нарушение синфазности приведет к поступательному смещению

муаровой полосы параллельно самой себе. В случае, когда колебание обоих растров происходит в одной плоскости, т. е. когда колебания направлены вдоль перпендикуляра к штрихам одного из растров (например  $KB$ ) и составляет угол  $\theta$  с перпендикуляром к штрихам второго раstra  $KC$  (угол  $\theta$  переменный по величине и меняется при изменении количества муаровых полос в поле зрения микроскопа), для получения неподвижной муаровой картины необходимо второму растру сообщить колебательное движение, амплитуда которого  $A_2$  будет связана с амплитудой колебаний первого раstra соотношением

$$A_2 = A_1 / \cos^2 \frac{\theta}{2}.$$

Так как  $A_1 = \text{const}$ , необходимо, чтобы устройство, передающее колебательное движение второму растру, автоматически поддерживало постоян-

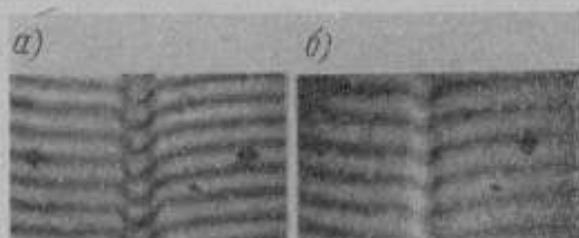


Рис. 7. Образцовые штрихи:  $a$  — восьмого и  $b$  — девятого классов чистоты.

ство произведения  $A_2 \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2}$ . Невыполнение этого условия вызывает размытие муаровой полосы и, следовательно, снижение точности измерения.

На макете растрового микроскопа была измерена глубина образцовых штрихов 8-го и 9-го классов чистоты по ГОСТ 2789—59 (рис. 7). Результаты измерений на растровом микроскопе РИМ-1 и на микроинтерферометре МИИ-4 приведены в таблице, где даны среднее значение из 25 измерений  $x$  и максимальные погрешности показаний  $\delta_x$ .

Глубина штриха, мкм

Класс чистоты штрихового образца	По паспорту	МИИ-4		РИМ-1	
		$x$	$\delta_x$	$x$	$\delta_x$
8	2,53	2,72	$\pm 0,04$	2,56	$\pm 0,10$
9	1,28	1,23	$\pm 0,02$	1,18	$\pm 0,11$

Из нее следует:

- 1) полученные средние значения глубины штриха в пределах погрешности измерений хорошо согласуются с паспортными данными;
- 2) относительная погрешность измерений глубины штриха на растровом микроскопе составляет для 8-го класса 1,2%, а для 9-го класса 7,8%, что значительно ниже погрешностей при использовании для измерений микроскопов светового сечения.

## Выводы

Анализ растрового метода исследования шероховатости поверхности показал, что его можно с успехом применить для бесконтактного изучения поверхностей, высота неровностей которых лежит в широком диапазоне  $40 \pm 0,4$  мкм, причем относительная погрешность измерений не превышает 10%. Это особенно важно для поверхностей, высота неровностей которых лежит вблизи 1 мкм, где относительные погрешности метода светового сечения достигают 25%, а для интерференционных методов эти поверхности слишком грубы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Lord R a y l e i g h. On the manufacture and theory of diffraction gratings. «Scientific Papers», Cambridge University press, v. 1, 1874, p. 209.
2. M e r t o n T. On the reproduction and reeling of diffraction gratings. «Proc. Roy. Soc.» London, 1950, v. 201, p. 187—191.
3. D e w G. D. Об изготовлении пластических копий дифракционных решеток. «J. Sci. Instruments», 1956, N 33, N 9.
4. H a l l R. G. N. and S a y e s L. A. On the production of diffraction, II: «The generation of helical reelings and the preparation of plane gratings there from». «Proc. Roy. Soc.» London, 1952, v. 215, p. 536—550.
5. The Ferranti moiré fringe measuring system. Patent specification 760, 321, June 9, 1954, а также «Automatic machine tool control systems». «Aier. Enghg. 28, 329, July 1956, 244—246.
6. G i l d J. The interference systems of crossed diffraction gratings. «Clarendon press», Oxford, 1956.
7. G i l d J. Diffraction gratings as measuring scale. «London, Oxford Univ. Press», 1960.
8. D a n t u P. Utilisation des Reseaux pour l'Etude des Deformations. «Laboratoire Central des Pouts et chaussées, Paris, Publ, 1957.
9. L e h m a n n R. und W i e m a r W. Untersuchungen zur Theorie der Doppelrasten als Mittel zur Messanzeige. «Feingerätetechnik», 1953, Bd. 2, N 5, S. 199.
10. Крагельский И. В., Прибылев А. А., Гогова Л. А. Растровый способ измерения волнистости и неплоскостности деталей машин. «Измерительная техника», 1964, № 7.
11. T h e o c a r i s S. «Applied Mechanics Reviews», 1962, v. 15, N 5.
12. Курицкий А. Л. Метод контроля асферических поверхностей. Автореферат диссертации, ЛИТМО, 1952.
13. МIRONENKO A. B. Фотоэлектрические измерительные системы. «Энергия», 1967.
14. Прибылев А. А. Растровый метод исследования качества поверхности. Новое в теории трения. «Наука», 1966.
15. КАРТАШЕВ А. И. Шероховатость поверхности и методы ее измерения. М., Стандартгиз, 1964.
16. Бегунов Б. Н. Трансформирование оптических изображений. М., «Искусство», 1965.

Поступила в редакцию  
3/IV 1968 г.

*Т. Н. АНДРЕЕВА, В. Е. КАРТАШЕВСКАЯ*  
ВНИИМ

### ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЫ СВЕТА ЛАМП НАКАЛИВАНИЯ

В поверочной практике часто требуется измерять силу света ламп накаливания, причем эти измерения весьма трудоемки. Во ВНИИМ создана фотоэлектрическая установка (рис. 1), позволяющая повысить точность измерений с небольшой затратой сил.

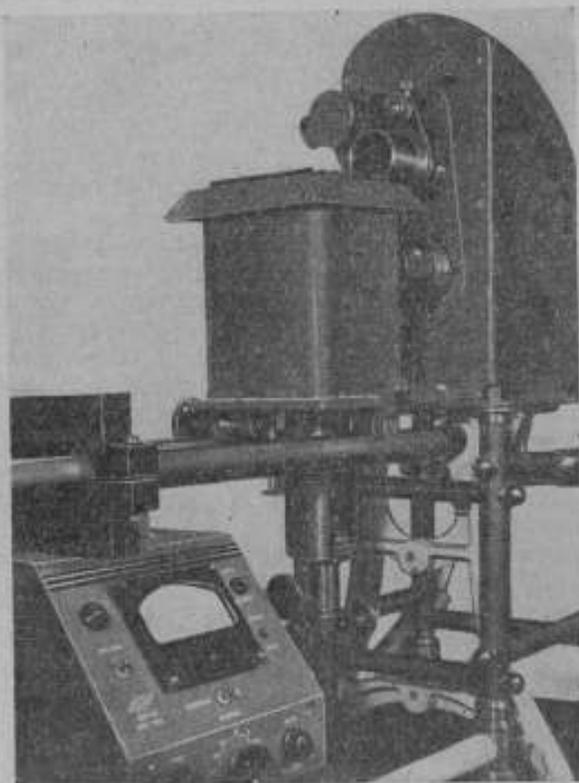


Рис. 1. Общий вид фотоэлектрической установки для измерения силы света.

Фотоголовка с селеновыми фотоэлементами, предназначенная для таких измерений, впервые была предложена и осуществлена в 1946 г.

[1], позднее подобные головки осуществили авторы работ [2 и 3]. Во ВНИИМ такая фотоголовка впервые была создана в 1951 г. Однако при ее испытании не удалось получить вполне устойчивые результаты в основном из-за несовершенства механической поворотной части. В установке ВНИИМ, описанной в настоящей работе, сохранена принципиальная схема фотоголовки 1951 г., но селеновые фотоэлементы заменены более стабильными вакуумными висмута-серебряными. Соответственно несколько изменены электрическая цепь и конструкция головки.

Электрическая цепь фотоголовки состоит из двух вакуумных фотоэлементов, питания к ним, балластного сопротивления и электроизмерительного прибора; последний показывает разность двух фототоков и

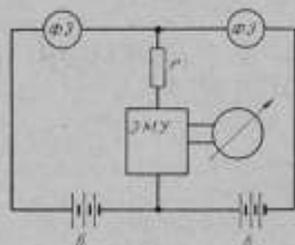


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема фотоэлектрической установки для измерения силы света.

ЭМУ — усилитель постоянного тока; Б — сухие батареи АМЦ-70; ФЭ — фотоэлементы;  $r$  — балластное сопротивление.

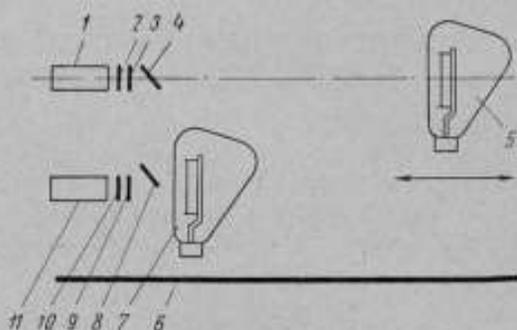


Рис. 3. Принципиальная оптическая схема фотоэлектрической установки для измерения силы света.

работает как нулевой (рис. 2). Измерительный фотоэлемент 1 установки (рис. 3) служит непосредственно для измерений, а фотоэлемент сравнения 11 — для компенсации тока фотоэлемента 1. Оптическая часть установки обеспечивает работу фотоэлементов при постоянной освещенности (аналогично тому, как это часто осуществляют в зрительных фотометрах). Лампа сравнения 7, у которой поддерживают постоянное напряжение, неподвижна и находится на неизменном расстоянии от обоих фотоэлементов. Она освещает непрерывно фотоэлемент сравнения 11, освещенность которого, таким образом, постоянна во все время работы (в пределах стабильности лампы). Измеряемая лампа 5 и лампа сравнения 7 поочередно освещают измерительный фотоэлемент 1. Перемещая лампу 5 по светомерной скамье б, приводят освещенность фотоэлемента 1 к постоянному уровню, заданному лампой сравнения.

Кожух фотоголовки разделен светонепроницаемой перегородкой на две камеры, где установлены фотоэлементы. В верхней камере перед измерительным фотоэлементом закреплены жидкий исправляющий поглотитель 2, молочное рассеивающее стекло 3 и подвижное поворотное зеркало 4. В рабочем положении зеркало 4 расположено под углом  $45^\circ$  к оптической оси системы. В нижней камере находится фотоэлемент сравнения 11. В тубусе перед ним установлены молочное стекло 10, диафрагма 9 с переменным раскрытием и неподвижное зеркало 8 (под углом  $45^\circ$  к оптической оси системы). Последнее полностью перекрывает отверстие тубуса; следовательно, свет от лампы сравнения 7 падает на фотоэлемент 11 лишь через свободную часть отверстия, а часть световых лучей падает на измерительный фотоэлемент 1, отражаясь от неподвижного 8 и подвижного 4 зеркал. Поворот зеркала 4 обеспечивает поочередное освещение фотоэлемента измеряемой лампой 5 или лампой сравнения 7.

В качестве измерительного прибора применен усилитель постоянного тока типа ЭМУ-3 или ЭМУ-4 с подсоединенным к нему внешним гальванометром.

При испытании установки определяли чувствительность ее к изменению освещенности и погрешность выполняемых на ней измерений. Чувствительность установки зависит как от чувствительности фотоэлемента и измерительного прибора, так и от выбранного уровня освещенности. В среднем цена деления измерителя составляет от 0,02 до 0,005 лк/дел при значениях освещенности от 15 до 1 лк, что при возможной точности отсчета в  $0,2 \div 0,3$  деления соответствует изменениям освещенности в пределах  $0,02 \div 0,2\%$ . Полученные значения чувствительности можно считать практически предельными, поскольку при дальнейшем ее повышении точность измерений силы света будет ограничиваться точностью измерений расстояний (из-за несовершенного монтажа нитей накаливания, прогиба труб скамьи и т. п.). Вместе с тем указанная выше чувствительность установки к изменению освещенности позволяет повысить точность относительных измерений. Однако абсолютная погрешность в определении силы света лампы неизбежно включает в себя частные погрешности, связанные с установкой лампы, измерениями расстояний, электрическими измерениями, степенью воспроизводимости световых и электрических характеристик лампы, степенью исправления спектральной чувствительности фотоэлементов, постоянством их чувствительности. Особенно большое значение имеют два последних обстоятельства. Поэтому для сличения и проверок предпочтительно применять образцовые лампы с цветовой температурой, близкой к цветовой температуре проверяемых ламп. В этом случае силу света определяют с погрешностью около  $\pm 0,2 \div \pm 0,3\%$  для пустотных ламп и около  $\pm 0,3 \div 0,4\%$  для газополных (что близко к воспроизводимости их световых характеристик). Высокая чувствительность установки и воспроизводимость относительных измерений позволяют получать соотношения в характеристиках сравниваемых ламп с точностью, значительно превышающей точность зрительных измерений. Кроме того, при работе на фотоэлектрической установке несколько облегчаются условия измерений и отпадает необходимость в третьем наблюдателе.

Кроме силы света, на установке можно измерять также коэффициенты пропускания серых поглотителей.

#### Заключение

Осуществлена фотоэлектрическая установка, предназначенная для измерений силы света ламп накаливания и коэффициентов пропускания серых поглотителей. Погрешность измерений силы света светоизмерительных ламп накаливания составляет в среднем около  $\pm 0,3\%$  при условии тщательного отбора фотоэлементов и постоянства их чувствительности в течение дня измерений. Преимуществом применения фотоэлектрической установки для поверочных работ является сокращение числа наблюдателей, занятых на измерениях, и возможность получения высокой относительной точности сличений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Procès-Verbaux d. Sean. Com. Inter. d. Poids et Mesures, 1946, t. XX, p. 74—75.
2. Сабурелков А. М. Применение селеновых фотоэлементов для поверочных работ. «Труды ВНИИМ», вып. 17 (77), 1952, стр. 52—75.
3. Teele P. JOSA, 1962, N 7, p. 862.

Поступила в редакцию  
1/III 1968 г.

**НОВЫЕ ТЕРМОСТОЛБИКИ С БОЛЬШОЙ ПРИЕМНОЙ ПЛОЩАДКОЙ**

Применение неизбирательных приемников лучистой мощности для световых измерений представляет существенный интерес: этим путем однозначно решается сложная задача разноцветной фотометрии — подбор исправляющего поглотителя, воспроизводящего значения относительной видности; сближаются в своем решении пути и итоги световых и энергетических измерений; создаются основы для воспроизведения световых единиц с помощью энергетических измерений мощности излучения посредством абсолютных приемников [1—4].

Интерес к указанному способу воспроизведения световых единиц, в принципе давно известному, повысился в последние годы в связи, с одной стороны, с определенными трудностями воспроизведения световых единиц с помощью черного тела как эталонного излучателя, а с другой — с растущим значением энергетических измерений мощности излучения и необходимостью более тесно связать с ними область световых измерений. Вместе с тем применение неизбирательных термоэлектрических приемников также представляет немалые трудности, обусловленные посторонними тепловыми влияниями, невысокой чувствительностью приемников и (в особенности в случае световых измерений) малыми значениями измеряемых потоков излучения. Отсюда вытекает необходимость повышения точности измерений с помощью таких приемников, в частности, путем снижения внешних помех и повышения чувствительности самих приемников. При обычных световых измерениях в условиях равномерного распределения освещенности по полю довольно больших размеров возможно получить некоторый выигрыш в чувствительности измерительной установки за счет увеличения приемной площадки и повышения чувствительности приемника к энергетической освещенности. Этот способ не является наилучшим, поскольку ведет к увеличению потерь и снижению коэффициента полезного действия приемника; тем не менее таким путем можно получить довольно существенное абсолютное повышение чувствительности.

В упомянутой работе [2] уже были осуществлены и применены термостолбики с увеличенной приемной площадкой. В настоящее время работы по созданию термоприемников подобного же назначения возобновлены и несколько расширены. При этом, помимо указанной цели получения приемников с повышенной чувствительностью, имелось в виду осуществление их в нескольких видах, чтобы в дальнейшем иметь возможность полнее изучить свойства таких приемников и оценить погрешности выполняемых с их помощью измерений.

Группа новых термостолбиков конструктивно выполнена по принципу абсолютного радиометра Гилда, видоизмененного Гилхемом [3]. Металлический зачерненный диск, к задней поверхности которого через изоляцию прикреплены горячие спаи термопар, усредняет температуру приемной площадки. Холодные спаи, также изолированные друг от друга, закреплены на оправе держателя. Два одинаковых термоприемника расположены в общей камере на одной оси, их холодные спаи соединены с массой общего держателя, приемные площадки обращены в противоположные стороны.

По сравнению с устройством, осуществленным Гилхемом, описанные ниже термоприемники отличаются некоторыми конструктивными и технологическими деталями. Они предвзначены только для относительных измерений и не имеют дополнительного нагревателя.

Серебряный приемный диск в отдельных образцах имеет диаметр 10, 20, 30 или 40 мм и осуществлен или в виде пластинки серебряной фольги, приклеенной к опорному слюдяному диску, или в виде слоя, нанесенного на слюду катодным напылением. В обоих случаях толщина диска (5—10 мкм) существенно меньше, чем в приемниках работы [3], что, хотя ухудшает условия выравнивания температуры, но уменьшает теплоемкость приемника.

Для повышения чувствительности термостолбики сделаны многоспайными, отдельные спаи соединены последовательно. Число спаев зависит от общей площади приемного диска и выбранного при расчете (см. ниже) исходного размера приемной площадки одного спаива.

Чтобы по возможности равномерно расположить спаи по приемной площадке (от чего, в частности, зависит постоянство чувствительности приемника в отдельных участках площадки), на поверхность держателя предварительно нанесена делительной машинной сетка с нужным числом квадратов. В вершинах этих квадратов приклеены холодные спаи, а затем горячие спаи выравнены на одной высоте и запаяны. Приемный диск, предварительно зачерненный, приклеен к уже готовой щетке горячих спаев.

В качестве неизбирательного покрытия с низким термическим сопротивлением применена в порядке опыта различная металлическая чернь: золота, сурьмы—висмута и платины, нанесенная катодным распылением и электролизом.

При чернении дисков, предвзначенных для изготовления термоприемников, той же чернью одновременно были покрыты запасные диски таких же размеров. Последние служили в качестве «свидетелей» для приближенной проверки и сравнительной оценки по их коэффициентам отражения качества покрытий у различных изготовленных приемников. Лучшие данные оказались у золотой черни с коэффициентом отражения около 3—2% в области до 20 мкм.

В термоспаях применены сплавы хромель и копель. Для начального приближенного определения параметров термостолбиков был использован один из известных способов расчета односпайного радиационного термоэлемента [5]. При переходе к многоспайному термостолбику с последовательным соединением спаев, в первом приближении было принято, что его т. э. д. с. равна т. э. д. с. одного спаива, умноженной на их общее число.

Расчеты были выполнены в зависимости от выбранной площадки одного спаива для разных значений величины  $K$ , характеризующей в термоэлементе соотношение потерь на теплопроводность спаев и обратное излучение с поверхности

$$K = \frac{(\lambda_1 + \lambda_2) z}{(O_1 + O_2) S},$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — коэффициенты теплопроводности проволоки спаев,  $вт/(см \cdot град)$ ;

$z = \frac{q_1}{l_1}$  — отношение площади поперечного сечения  $q$  к длине  $l$  проволоки, см;

$O_1$  и  $O_2$  — удельные потери мощности на обратное излучение,  $вт/(см^2 \cdot град)$ ;

$S$  — площадь приемной площадки,  $см^2$ .

Значение  $K$  поочередно принимали равным 0,1; 0,5 и 1,0.

Сводные данные выполненных расчетов представлены в табл. 1 и на рис. 1. Исходя из них, можно остановиться на определенных значениях длины и диаметра проволоки термоспая для выбранного соотношения тепловых потерь. Однако при практическом осуществлении термоспаев определенные ограничения в выборе всех размеров связаны с технологией изготовления. Монтаж термобатарей (включая приклеивание спаев к зачерненному снаружи диску) представляет очень тонкую, почти ювелирную работу\*. Трудности изготовления резко возрастают с увеличением диаметра приемной поверхности и числа спаев. В этих случаях иногда приходится идти на увеличение приемной площадки каждого спаев и, следовательно, на уменьшение общего числа спаев. Вместе с тем, невозможно точно измерить действительные размеры проволоки изготовленного спаев или точно воспроизвести при изготовлении выбранные расчетные значения. Уже отсюда вытекает приближенный характер расчетов и их условное значение для оценки изготовленных приемников.

Таблица 1

Расчетные характеристики термоспая с различной приемной площадкой в зависимости от выбранного соотношения тепловых потерь  $K = \frac{(\lambda_1 + \lambda_2)z}{(O_1 + O_2)S}$

Приемная площадка одного спаев $S'$ , $см^2$	Удельная чувствительность термоспая $\epsilon$ , $вт/вт$ при $K$			Диаметр $d$ (мм) и длина $l$ (мм) проволоки термоспая при $K$							
				0,1		0,5		1,0			
	0,1	0,5	1,0	$d$	$l$	$d$	$l$	$d$	$l$		
0,025	3,8	2,9	2,0	12,5	3,2	50	10,3	50	5,2		
						25	2,5	25	1,3		
0,034	2,8	2,0	1,5	12,5	2,2	50	6,8	50	3,4		
						25	1,7	25	0,85		
0,05	1,9	1,4	1,0	25	6,5	50	5,2	100	10,4		
				12,5	1,6	25	1,3	50	2,6		
								25	0,65		
0,07	1,4	1,0	0,74	25	4,7	50	3,7	50	1,85		
				12,5	1,3	25	1,0	25	0,5		
0,11	0,86	0,62	0,47	50	10,6	100	8,5	100	4,2		
				25	2,7	75	4,7	50	1,05		
						50	2,1				
0,2	0,5	0,36	0,26	50	6,5	100	1,3	100	2,6		
				25	1,6						

\* Эту работу выполнили механики Э. В. Ловцус и Н. М. Рузаев.

Условность расчетов возрастает и в силу невозможности точно учесть влияние изолирующего клея, в условиях ручного монтажа неодинаковое для отдельных спаев термостолбика.

На постоянство чувствительности термоприемника влияют изменяющиеся условия теплообмена. Нарушение пропорциональности между т. э. д. с. и энергетической освещенностью может быть вызвано каким-либо дополнительным излучением в направлении приемной поверхности. Для ослабления этих влияний приемник заключен в защитную многослойную камеру.

Для повышения устойчивости отсчета предусмотрено также размещение в одной камере двух одинаковых приемников, которые можно включить навстречу друг другу, освещая лишь один из них. Изменение окружающей температуры должно более или менее одинаково сказываться на температуре обоих термоприемников, ослабляя тем самым колебания в значениях их темновой т. э. д. с.

Для большей гибкости предполагаемых в дальнейшем исследований все термоприемники (за исключением № 1 в табл. 2) выполнены съемными, в виде отдельных термобатарей (рис. 2—4). Было изготовлено по 2—3 образца приемников каждого размера со средними данными, весьма близкими между собой.

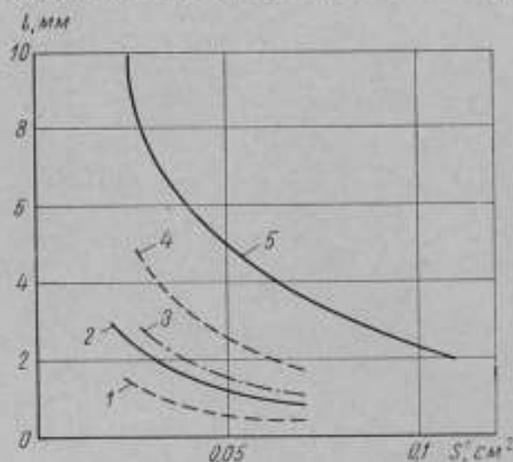


Рис. 1. Зависимость длины  $l$  и диаметра  $d$  проволоки спая от площади приемной площадки  $S'$  одного спаива при различных соотношениях потерь.

- 1)  $d = 25$  мкм,  $K = 1,0$ ; 2)  $d = 25$  мкм,  $K = 0,5$ ;  
3)  $d = 12,5$  мкм,  $K = 0,1$ ; 4)  $d = 50$  мкм,  $K = 1,0$ ;  
5)  $d = 50$  мкм,  $K = 0,5$ .

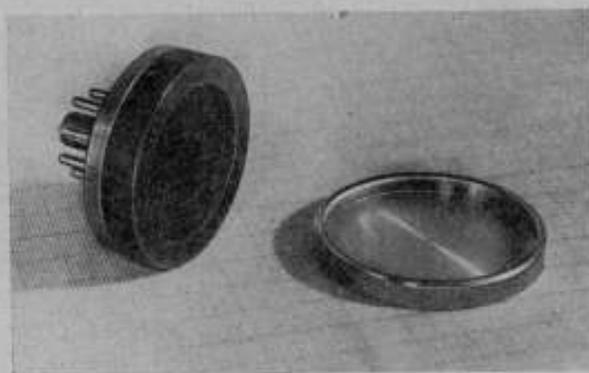


Рис. 2. Термоприемник диаметром 40 мм в оправе.

Для установки каждой термобатареи к ее основанию приклеена восьмиштырьковая ножка, а панель для ножек закреплена в массивном сердечнике камеры. При таком креплении нет полного единообразия температурных условий для холодных спаев двух термобатарей, но обеспечивается возможность легкой смены отдельных приемников при их сравнительных испытаниях.

С этой же целью сами камеры (в принципе также подобные камере, примененной Гилхемом) сделаны разборными. Разрез такой камеры, ее сердечник с термоприемником и камера в сборе показаны на рис. 3, 4 и 5. Сердечник (рис. 3) несет на себе две панельки (для установки термоприем-

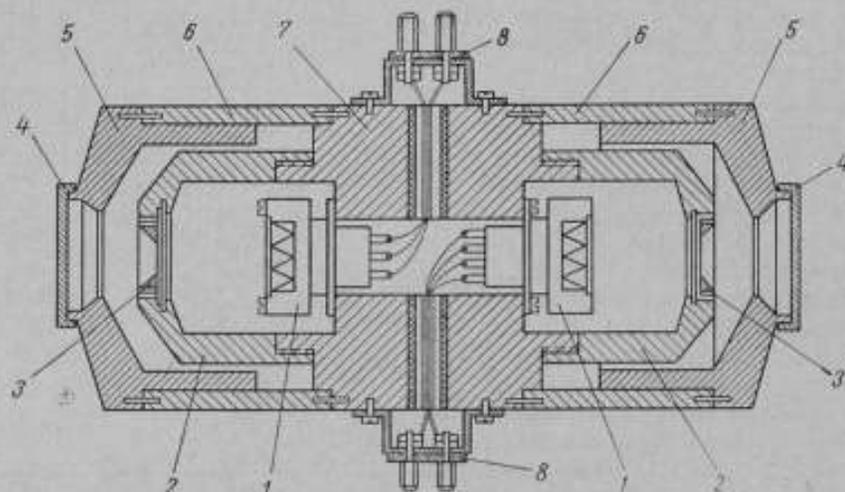


Рис. 3. Разрез защитной камеры с термоприемниками.

1 — термоприемники; 2 — внутренний кожух; 3 — диафрагма; 4 — крышки; 5 — наружный кожух; 6 — труба; 7 — сердечник; 8 — выводные клеммы.

ников), выводы от которых подсоединены к двум наружным панелям с клеммами.

В камере предусмотрены также сменные внутренние и наружные кожухи с диафрагмами, что позволяет для одних и тех же приемников

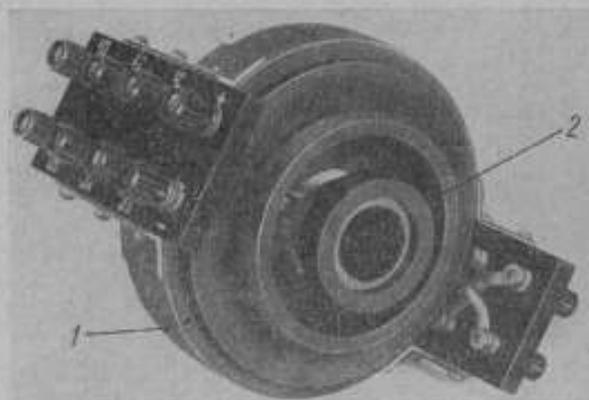


Рис. 4. Сердечник защитной камеры с термоприемником.

1 — сердечник камеры; 2 — термоприемник.

проводить испытания при разных «углах зрения». Последние заданы длиной указанных кожухов и диаметром окон сменных ограничительных диафрагм, ввинченных в тело кожуха.

В табл. 2 приведены данные для термоспаев и приемных дисков отдельных приемников, а также измеренные для них значения сопротивления и чувствительности.

Основные технические данные новых термопреобразователей

1 номер	2 условное обозначение	3 Термопреобразователи					4 Прямой диск					5 Термобатарей					6 Расчет термоспая				
		Диаметр, мм	Площадь, мм <sup>2</sup>	Толщина, мм	Способ намотки	Материал черной пленки	Способ нанесения пленки	Число слоев	Диаметр, мм	Длина, мм	Сопротивление, Ом	Чувствительность, мВ/град	Диаметр, мм	Длина, мм	Чувствительность, мВ/град	Диаметр, мм	Длина, мм	Чувствительность, мВ/град			
1	0-10-Ag-Pt	10	78,6 1,7*	10	Фольга	Платина	Электролиз	40	12,5	2,5	460 10*	46 1,0*	—	—	—	—	—	—			
2	0-20-Ag-Au	20	314 5,0*	5	Наносение	Золото	Катодное напыление	63	50	4,7	180 2,8*	98 1,6*	50	50	4,9	50	4,9	1,4			
3	0-20-Ag-Pt	20	314 5,0*	10	Фольга	Платина	Электролиз	63	50	4,7	190 2,8*	72 1,1*	50	50	4,9	50	4,9	1,4			
4	0-30-Ag-Au	30	710 10,8*	5-10	Наносение	Золото	Катодное напыление	66	100	4,1	82 1,2*	138 2,1*	100	100	4,2	100	4,2	0,5			
5	0-30-Ag-SbBi	30	710 10,8*	5-10	То же	Сурьмя-висмут	То же	66	100	4,1	108 1,6*	122 1,8*	100	100	4,2	100	4,2	0,5			
6	0-40-Ag-Au	40	1255 22,4*	5-10	»	Золото	»	63	50	6,5	248 4,4*	170 2,7*	50	50	6,0	50	6,0	0,1			

Примечания. 1. Материал диска — серебро, материал спая — хромель-копель.

2. Расчетные данные термоспая приближенно соответствуют осуществляемым термопреобразователям.

$$3. K = \frac{(\alpha_1 + \lambda_1) z}{(O_1 + O_2) S}$$

4. Звездочкой обозначены данные для одного спая.

Чувствительность термоприемников измерена при освещении от образцовых ламп, поверенных по образцовому радиометру (см. столбцы 13 и 14 табл. 2). Из этих данных в качестве предварительных наблюдений можно отметить следующее.

Чувствительность приемников к энергетической освещенности возрастает приблизительно в том же отношении, как возрастают диаметры приемных площадок, или несколько меньше.

Чувствительность приемников к потоку излучения, как и следовало ожидать, наиболее высока у приемников с наименьшей приемной площадкой. Тем не менее, для конкретной задачи измерений в равномерно освещенном поле получен выигрыш в 2—3 раза по чувствительности к энерге-

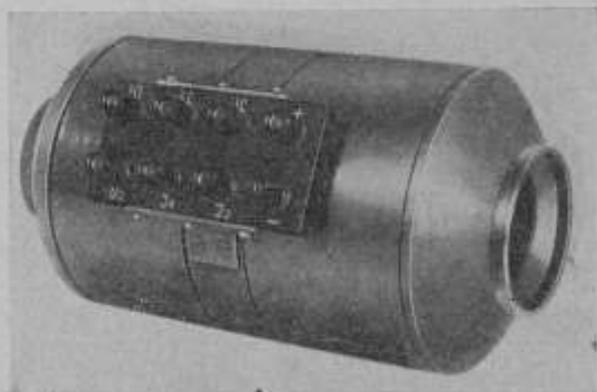


Рис. 5. Защитная камера к термоприемнику.

тической освещенности у приемников с большой приемной площадкой. Высокая чувствительность этих приемников к энергетической освещенности позволяет применять их вместе с исправляющим поглотителем для относительных световых измерений. Погрешность этих измерений при сличениях группы газополных ламп составила около  $\pm 0,3-0,5\%$ .

Что касается согласованности с данными расчета, то, как и предполагалось, о ней нельзя говорить с какой-либо определенностью. Всего ближе к данным расчета оказался приемник 0-30-Ag-Au (№ 4 в табл. 2), измеренные значения чувствительности которого составили 40% от расчетных. Видимо, очень существенное, но неопределенное влияние на чувствительность оказывают крепление спаев и их изоляция от приемной поверхности.

Воспроизводимость показаний приемников при повторных измерениях их чувствительности оказалась в пределах 0,1—0,2% как в течение 6—8 ч непрерывной работы, так и ото дня ко дню на протяжении 5—6 месяцев. Согласно этим данным, стабильность новых приемников можно считать удовлетворительной в пределах указанных сроков.

Постоянная времени новых термоприемников в зависимости от выбранных соотношений потерь (0,1; 0,5 и 1,0) составила по расчетам соответственно 18, 13 и 10 сек, что подтвердилось при измерениях.

Покрытие золотой чернью дало лучшие результаты по сравнению с платиновой и сурьмяно-висмутовой. Однако полученных данных еще недостаточно для окончательных выводов, тем более, что и при одном и том же виде черни качество покрытия у разных приемников не всегда одинаково.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Teele R. P. A Physical Photometer, «Journ. of Res.», NBS, 1941, v. 27, No 3, p. 217.
2. Карташевская В. Е. Опытное определение светового эквивалента лучистой мощности. «Труды институтов Комитета», вып. 56 (116), М—Л., Стандартиз, 1961, стр. 36.
3. Gillham E. J. A New Investigation in Absolute Radiometry. Proc. Roy. Soc., A-269, 1962, No 1337, p. 249—275.
4. Preston J. S. A Radiometric Basis for the Unit of Light. Proc. Roy. Soc., A-272, 1963, No 1348, p. 133—145.
5. Козырев Б. П. Расчет и выбор параметров односпайного вакуумного радиационного термомомента с выделенной приемной площадью. «Известия ЛЭТИ», 1956, вып. XXX, стр. 37.

Поступила в редакцию  
11/IV 1968 г.

## УСТАНОВКА ДЛЯ СТАРЕНИЯ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

В различных областях техники сейчас широко применяют приборы, основанные на фотоэлектрических методах измерений. Очень важным свойством фотоэлементов в этих приборах является постоянство их показаний в течение как длительного хранения, так и коротких промежутков времени непосредственно при выполнении измерений. Именно это свойство определяет обычно особенности методики измерений и выбор того или другого способа применения данного приемника (в качестве измерительного прибора или прибора сравнения), а также ограничивает точность измерений с его помощью.

Изменения общей и спектральной чувствительности фотоприемников носят разный характер и происходят в разное время и при различных условиях. Наиболее заметные и необратимые изменения обычно наблюдаются в начальный период после изготовления фотоэлементов. В дальнейшем поведение их в значительной мере зависит от условий применения: нагрузки, длительности ее действия, смены работы и отдыха и проч. Изменения чувствительности могут быть при этом как обратимыми, так и необратимыми.

Постоянство чувствительности фотоэлементов после их изготовления нередко устанавливается путем естественного старения при хранении в течение более или менее продолжительного времени. Применяя искусственное старение, этот процесс можно ускорить, а может быть, и улучшить его конечные результаты, подбирая определенные условия освещения, спектральный состав излучения, чередование времени освещения и отдыха в темноте и др.

Исследование хода утомления и его итогов представляет общий интерес с точки зрения изучения «жизни» катодов и имеет практическое значение при изготовлении фотоэлементов и отработке технологического процесса, а также при их отборе для измерительных установок. При всем различии целей таких исследований как в случае отбора отдельных наиболее стабильных образцов, так и при выработке статистически наиболее рациональных режимов «старения» или тренировки приемников данного вида, необходимо выполнять эти исследования одновременно для возможно большего числа приемников, находящихся при этом в возможно более одинаковых условиях.

С этой целью во ВНИИМ разработана и изготовлена установка для старения фотоэлементов (рис. 1), которая позволяет испытывать одновременно 12 фотоэлементов и следить за изменениями их общей и спектральной чувствительности при некоторых определенных условиях освещения. Создание установки преследовало упомянутую двойную цель: один образец

установки, переданный Московскому заводу электровакуумных приборов, предназначен для применения при изготовлении фотоэлементов и обработке технологического процесса; второй, оставленный в лаборатории, должен служить прежде всего практическим целям начального отбора фотоэлементов для точных измерений.

Основными частями установки являются: шар (рис. 2) с двенадцатью тубусами 3 и четырьмя лампами 6; блок питания фотоэлементов и электроизмерительные приборы для измерений фототока и анодного напряжения фотоэлементов; электроизмерительные приборы для измерений напряжения и силы тока ламп. Шар состоит из двух полушарий (верх-

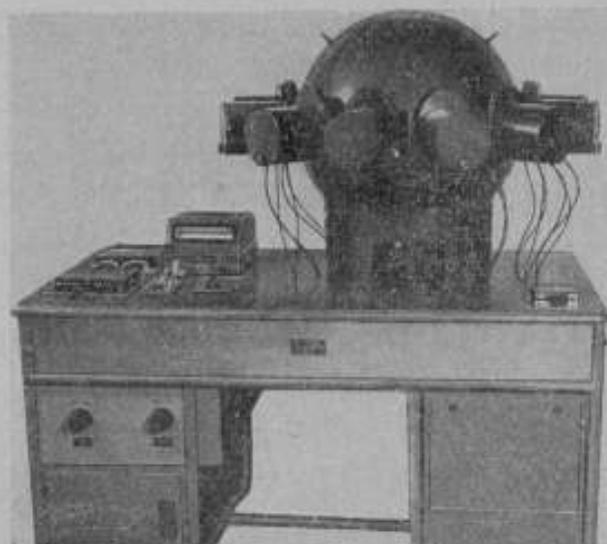


Рис. 1. Общий вид установки.

нее — съемное), окрашенных внутри белой матовой краской (эмаль № 15, ВНИСИ). В шаре помещены четыре светоизмерительные лампы накаливания (СИП 35-500, ГОСТ 10771-64). Такое количество ламп применено, чтобы уменьшить влияние изменений их световых параметров при длительном горении на результаты измерений. Одна из ламп 6, расположенная в центре, служит для постоянного освещения фотоэлементов; три другие, размещенные симметрично, применяют только для периодических измерений чувствительности фотоэлементов в процессе утомления. Чтобы исключить попадание на фотоэлементы прямого света, лампы окружены кольцом 1, покрытым той же краской, что и внутренняя поверхность шара. В отверстиях шара установлены, кроме того, молочные рассеивающие стекла 7. В непосредственной близости к этим последним находятся стекла 2 марки СЗС-14, предохраняющие от нагрева расположенные за ними цветные стекла и фотоэлементы. Цветные стекла перед каждым из фотоэлементов, выделяющие определенную долю излучения в различных участках спектра, закреплены в держателе 4, имеющем вид поворотного диска с пятью отверстиями. Одно из этих отверстий оставлено свободным. Поворотом диска осуществляется смена различных фильтров; нужное положение фиксируется.

В установке применены следующие стекла в сочетании и отдельно: 1) ЖС-18 с СЗС-22 (толщина 2 и 2,5 мм соответственно); 2) ОС-14 с СЗС-22

(толщина 2 и 1,5 мм); 3) КС-18 и 4) КС-19 (рис. 3). Спектральное пропускание первого и второго сочетаний стекол позволяет выделить определенные участки спектра с максимумом пропускания в областях: 1) 520 нм (полуширина спектрального промежутка  $\Delta$  около 60 нм) и 2) 580 нм ( $\Delta$  около 30 нм). Для выполнения измерений в относительно узком участке красной области спектра использован метод разностного отсчета, т. е. берется разность показаний гальванометра при поочередном освещении фотоэлемента через стекла КС-18 и КС-19. Приведенные сочетания стекол позволяют вести наблюдение и приближенно оценивать изменения спектральной чувствительности в процессе утомления.

Фотоэлементы внутри тубусов установлены в держателях, которые могут перемещаться вдоль оси тубуса, обеспечивая этим в

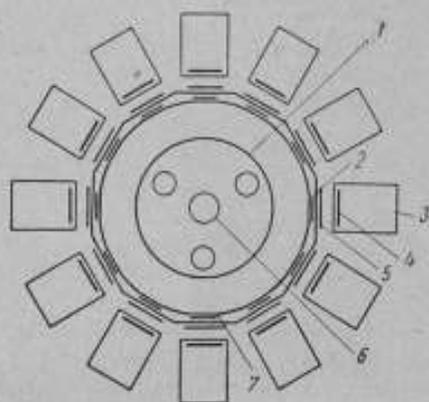


Рис. 2. Схематический разрез шара в горизонтальной плоскости.

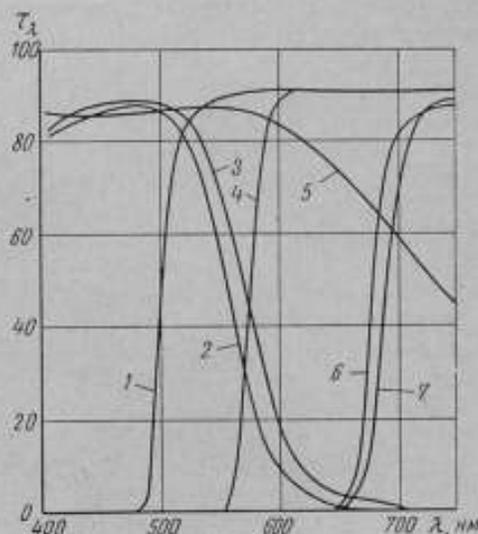


Рис. 3. График спектральных коэффициентов пропускания цветных стекол, применяемых для выделения потоков излучения в отдельных участках спектра.

Стекла марок: 1 — КС-18; 2 — СЗС-22 (2,5 мм); 3 — СЗС-22 (1,5 мм); 4 — ОС-14; 5 — СЗС-14; 6 — КС-18 и 7 — КС-19.

некоторых пределах плавное изменение освещенности на поверхности фотоэлемента. Для изменения освещенности в более широких пределах служит присовая диафрагма 5. Общий предел возможных изменений примерно 100—0 лк.

Обязательным условием проводимых испытаний является непрерывно замкнутая цепь каждого из фотоэлементов. Это условие обеспечивается с помощью реле РС-4, которое держит постоянно замкнутыми, минуя гальванометр, цепи всех фотоэлементов (включая их источники питания), кроме одного, фототок которого измеряют в данный момент. Включение этого фотоэлемента на гальванометр обеспечивает особый переключатель на 12 направлений, подающий напряжение на одну из секций реле РС-4; последняя размыкает при этом вспомогательную цепь фотоэлемента и одновременно замыкает его на гальванометр.

Питание ламп осуществляется от сети 220 в через стабилизатор и два регулировочных автотрансформатора для грубой и тонкой регулировки напряжения. Для поочередного зажигания ламп предусмотрен отдельный переключатель. Для измерения напряжения и силы тока ламп служат вольтметр и амперметр класса 0,2. Случайные изменения освещенности на катодах фотоэлементов в той мере, в которой они зависят от постоянства

характеристик светоизмерительных ламп, составляют при этих условиях не более  $\pm 0,5-1\%$ .

Установка позволяет сравнительно быстро отбирать более стабильные фотоэлементы из группы 12 приемников.

Поступила в редакцию  
6/IV, 1968 г.

**РАСЧЕТ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО СВЕТОФИЛЬТРА,  
ВОСПРОИЗВОДЯЩЕГО КРИВУЮ ВИДНОСТИ ГЛАЗА**

Одной из задач современной фотометрии является разработка методов точных световых измерений с помощью физических приемников излучения; при этом спектральная чувствительность последних должна быть приведена к принятым значениям относительной видности глаза в дневных условиях, что само по себе является достаточно сложным и трудоемким.

Полное соответствие спектральной чувствительности приемного устройства стандартной кривой видности глаза, особенно необходимое при фотометрировании источников со сложным спектральным составом, требует, как известно, применения особых исправляющих поглотителей света.

Задача создания таких поглотителей, по крайней мере в отношении ее постановки, значительно упрощается при работе с неизбирательными термоэлектрическими приемниками. В этом случае можно ограничиться исправляющим поглотителем единого образца, спектральное пропускание которого, воспроизводящее кривую видности глаза, одинаково для всех приемников излучения.

Целью настоящей работы было установить принципиальную возможность создания подобного поглотителя в виде цветного стекла, на которое методом термической возгонки веществ с высоким и низким показателями преломления в условиях вакуума нанесена система тонких слоев диэлектриков со специально подобранными для каждого из них оптической толщиной и показателем преломления.

То обстоятельство, что разнообразие спектров пропускания интерференционных покрытий чрезвычайно велико (положение и ширина полос пропускания могут меняться в широких пределах), позволяло надеяться на удовлетворительное решение поставленной задачи.

Значения оптической толщины отдельных слоев интерференционной системы на стекле (показатель преломления  $n \approx 1,52$ ) при заданных показателях преломления слоев: высоком  $n_n = 2,3$  и низком  $n_n = 1,38$  в соответствии с наиболее известными в практике веществами — сернистым цинком и фтористым магнием, определяли с помощью электронно-цифровых вычислительных машин.

Для воспроизведения кривой видности глаза в диапазоне длин волн, включающем ультрафиолетовую, видимую и инфракрасную области спектра, были рассмотрены расчетные характеристики цветных стекол [1, 2], применение которых позволяет убрать тепловую часть излучения. В частности, стекла СЗС14 и СЗС10 толщиной 2 и 0,5 мм соответственно, зависимость коэффициента спектрального пропускания  $\tau_\lambda$  которых представлена на рис. 1 (кривые 2 и 4), при условии их покрытия системой

интерференционных слоев способны обеспечить достаточно хорошее приближение к кривой видности глаза результирующей кривой 3, полученной при перемножении кривых 2 и 4.

Приведенные ниже значения параметров интерференционных слоев, обеспечивающих кривую видности глаза, получены с учетом срезающего действия цветных стекол СЗС14 и СЗС10, необходимых для достижения нужного хода кривой в тепловой части спектра.

Значительно легче срезать коротковолновый участок спектра ( $\lambda \leq 400$  нм), поскольку здесь происходит поглощение света сернистым цинком (ZnS), входящим в состав интерференционного покрытия.

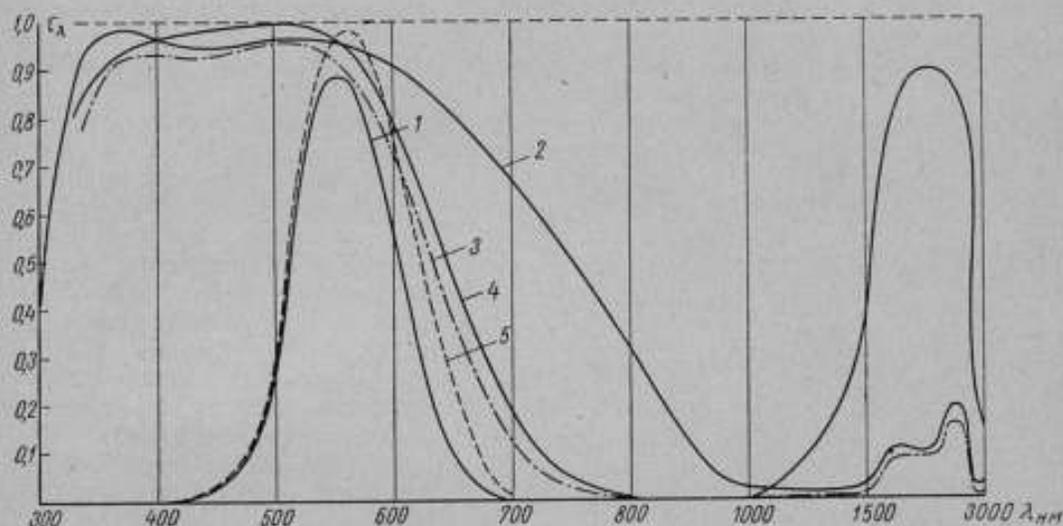


Рис. 1. Зависимости коэффициентов пропускания от длины световой волны.

1 — кривая видности глаза; 2 и 4 —  $\tau_\lambda$  стекла СЗС14 толщиной 2 мкм и СЗС10 толщиной 0,5 мкм; 3 — результирующая кривая  $\tau_\lambda$  двух стекол; 5 —  $\tau_\lambda$  искомого интерференционного покрытия.

С учетом действия стекол СЗС14 и СЗС10 кривую видности глаза, как следует из рис. 1, можно получить при наличии светофильтра, зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от  $\lambda$  которого имеет вид кривой 5.

На рис. 2 в координатах  $\tau$  и  $x$  (где  $x = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ ;  $\lambda_0 = 1130$  нм) представлена кривая 5 рис. 1 искомого интерференционного светофильтра (системы тонких слоев диэлектриков, прозрачных в видимой области спектра), необходимого для получения кривой видности глаза. Введение величины  $x$ , обратной длине волны, связано с большим удобством при построении графиков зависимостей коэффициентов пропускания  $\tau$  от  $x$ , рассчитанных по специальной программе на электронноцифровых вычислительных машинах. Программа предусмотрена для двух режимов работы машины — в зависимости от вводимой числовой информации. В первом режиме (ключ 1) на печать выдаются значения коэффициентов пропускания  $\tau(x)$  для систем с заданными наборами параметров (оптической толщины и показателя преломления). Во втором режиме (ключ 2) на печать выдаются значения коэффициентов  $g$ , характеризующих оптическую толщину каждого слоя системы, спектральная характеристика которой удовлетворяет заданным требованиям [3]. При расчетах были использованы формулы в матричном представлении [4]

$$\tau = \frac{4nn'}{(\alpha_{21} - nn'\alpha_{12})^2 + (n'\alpha_{11} + n\alpha_{22})^2}, \quad (*)$$

где  $n$  и  $n'$  — показатели преломления подложки и внешней среды соответственно;

$\alpha_{jm}$  — элементы матрицы

$$\begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^N \begin{pmatrix} \cos \varphi_j & \frac{\sin \varphi_j}{n_j} \\ -n_j \sin \varphi_j & \cos \varphi_j \end{pmatrix};$$

$$\varphi_j = 2\pi x g_j; \quad n_j d_j = g_j \lambda_0; \quad \lambda_0 = \text{const};$$

$j = 1, 2, 3, \dots, N$  — номер слоя ( $N$  — число слоев);

$n_j$  и  $d_j$  — показатель преломления и геометрическая толщина  $j$ -го слоя;

$g_j$  — безразмерный коэффициент, характеризующий оптическую толщину  $j$ -го слоя.

Формула (\*) справедлива для случая полубесконечной подложки при нормальном падении света и отсутствии поглощения и дисперсии.

Первоначально значения оптической толщины отдельных слоев искомого интерференционного покрытия подбирали на основе данных некоторых интерференционных систем, спектральные характеристики которых в видимой области подобны П-образному импульсу.

Зависимости коэффициентов пропускания  $\tau$  от  $x$  этих систем для разных значений показателей преломления слоев  $n_a$  и  $n_b$  приведены на рис. 3, где кривые 1, 2, 4 соответствуют системам чередующихся слоев диэлектриков  $\text{ZnS}$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{MgF}_2$  с показателями преломления:

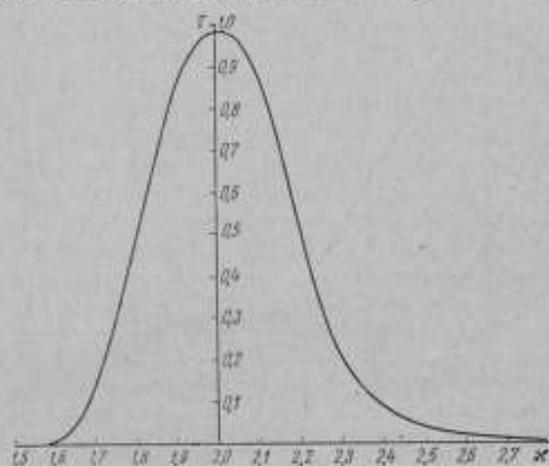


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  искомого интерференционного покрытия (кривая 5 рис. 1) от величины  $x$ .

$$n_a = 2,30 (\text{ZnS}), \quad n_b = 1,44 (\text{SiO}_2) \text{ — кривая 1}$$

$$n_a = 2,30 (\text{ZnS}), \quad n_b = 1,38 (\text{MgF}_2) \text{ — кривая 2}$$

$$n_a = 2,20 (\text{ZnS}), \quad n_b = 1,38 (\text{MgF}_2) \text{ — кривая 4.}$$

Число слоев каждой системы  $N = 9$ . Показатель преломления подложки  $n = 1,52$  (стекло). Слои, лежащие на подложках, имеют показатель преломления  $n_a$ . Оптическая толщина этих слоев:  $n_j d_j = \lambda_0/4$  ( $j = 1, \lambda_0 = 1130 \text{ нм}$ ).

Те же значения оптической толщины имеют слои на границе с воздухом ( $j = 9$ ) и средние слои ( $j = 5$ ). Оптическая толщина остальных слоев:

$$n_j d_j = \frac{\lambda_0}{8} \quad (j = 2, 3, 4, 6, 7, 8; \quad \lambda_0 = 1130 \text{ нм}).$$

В дальнейшем, однако, принимая во внимание несимметричную форму кривой 3 (рис. 3), более рациональным оказалось использовать несколько интерференционных систем, действующих независимо одна от другой, коэффициенты пропускания  $\tau(x)$  которых, будучи перемножены, обеспе-

чивают достаточно хорошее приближение к кривой 3. (Везде при расчетах перемножение коэффициентов пропускания интерференционных систем, разделенных достаточно большим расстоянием ( $\gg \lambda$ ), принято как первое приближение более сложной зависимости).

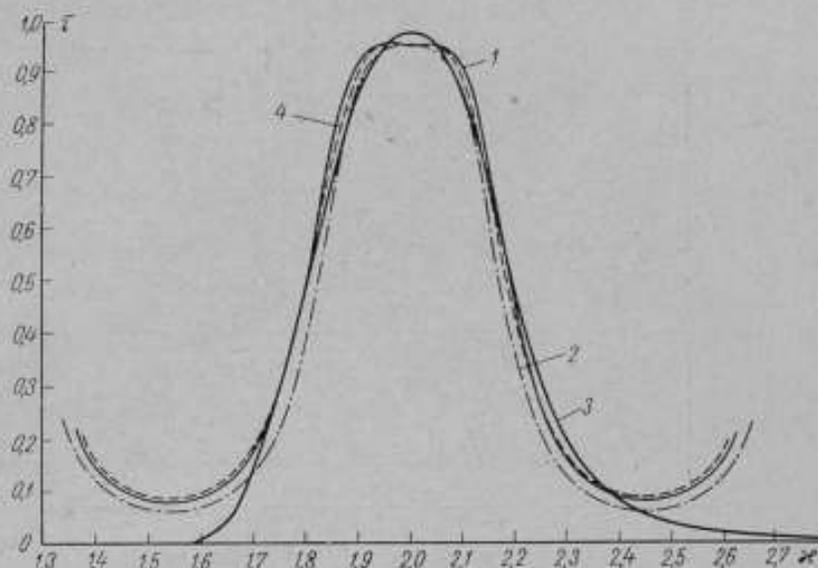


Рис. 3. Коэффициенты пропускания девятислойных интерференционных систем. Кривые 1, 2, 4 соответствуют значениям показателей преломления 2, 3 и 1,44; 2, 3 и 1,38; 2, 2 и 1,36; кривая 3 — коэффициент пропускания  $T(\lambda)$  требуемого интерференционного покрытия (рис. 2).

Поиски в этом направлении привели к трем конструктивно простым интерференционным системам с числом слоев  $N = 7, 9$  и  $11$ , спектральные характеристики которых представлены на рис. 4. В таблице приведены оптические параметры слоев этих систем.

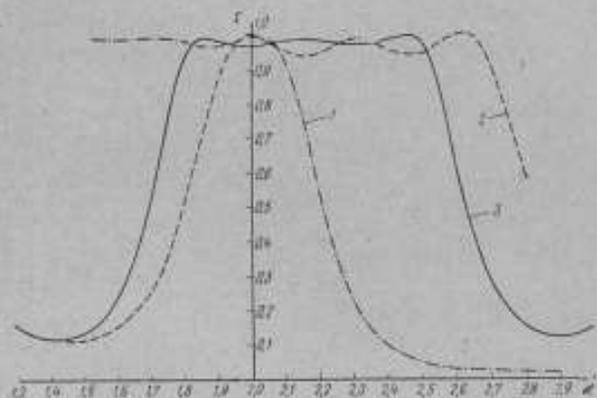


Рис. 4. Коэффициенты пропускания интерференционных систем с числом слоев  $N = 11, 9, 7$  (кривые 1, 2, 3).

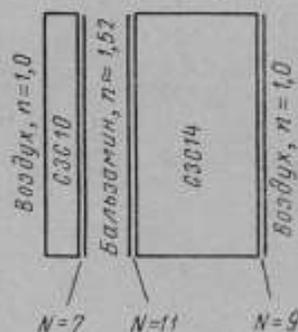


Рис. 5. Расположение сред в светофильтре с тремя интерференционными системами слоев (число слоев  $N = 7, 9, 11$ ).

На рис. 5 показано возможное расположение сред в таком светофильтре, состоящем из двух частей, склеенных бальзамом с показателем преломления  $n \approx 1,52$ . Как следует из рисунка, исходной средой (при падении

Оптические параметры слоев интерференционных систем

Номер слоя и среда	N = 7		N = 9		N = 11		
	$n_j$	$g_j$	$n_j$	$g_j$	$n_j$	$g_j$	Оптическая толщина в долях $\lambda = 415,84 \text{ мкм}$
Исходная среда	1,539	—	1,512	—	1,520	—	—
11	—	—	—	—	2,30	0,046	$\lambda/8$
10	—	—	—	—	1,38	0,092	$\lambda/4$
9	—	—	1,38	0,108	2,30	0,092	$\lambda/4$
8	—	—	2,30	0,216	1,38	0,092	$\lambda/4$
7	2,30	0,2315	1,38	0,108	2,30	0,092	$\lambda/4$
6	1,38	0,11575	2,30	0,216	1,38	0,092	$\lambda/4$
5	2,30	0,2315	1,38	0,108	2,30	0,092	$\lambda/4$
4	1,38	0,11575	2,30	0,216	1,38	0,092	$\lambda/4$
3	2,30	0,2315	1,38	0,108	2,30	0,092	$\lambda/4$
2	1,38	0,11575	2,30	0,216	1,38	0,092	$\lambda/4$
1	2,30	0,2315	1,38	0,108	2,30	0,046	$\lambda/8$
Конечная среда	1,520	—	1,0	—	1,512	—	—

Примечание. N — число слоев системы;

$n_j$  — показатель преломления j-го слоя;

$g_j$  — безразмерный коэффициент, характеризующий оптическую толщину j-го слоя.

света слева направо) для интерференционного покрытия с числом слоев  $N = 7$  является стекло СЗС10 с показателем преломления  $n = 1,539$ , конечной средой — бальзамин ( $n \approx 1,52$ ). Покрытие с числом слоев  $N = 11$  имеет исходной средой бальзамин и конечной — стекло СЗС14 с показателем преломления  $n = 1,512$ . Девятислойное покрытие имеет исходной средой стекло СЗС14 и конечной — воздух ( $n = 1,0$ ).

Как показали расчеты, влияние второй цифры после запятой в значениях показателей преломления подложек весьма незначительно. Можно считать поэтому, что интерференционные покрытия с числом слоев  $N = 7$

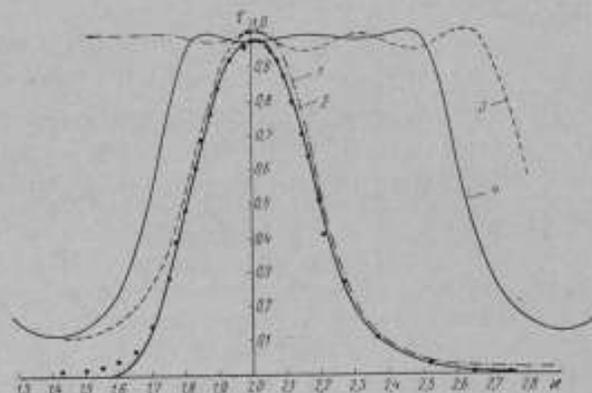


Рис. 6. Коэффициенты пропускания трех интерференционных систем.

Кривые 1, 3, 4 соответствуют числу слоев  $N = 11, 9, 7$ ; кривая 2 — коэффициент пропускания  $\tau(\lambda)$  требуемого интерференционного покрытия. Точками отмечены значения  $\tau$ , полученные при пересечении кривых 1, 3, 4.

и 11 имеют одинаковые исходные и конечные среды. При сравнении со случаем воздушного промежутка — вместо бальзамина — это изменяет спектральные свойства покрытий в нужном направлении (имеется в виду конечная кривая видности глаза); вместе с тем склеивание бальзаминном защищает покрытия от механических повреждений.

На рис. 6 точками отмечены значения ординат, полученные при перемножении коэффициентов пропускания  $\tau(\lambda)$  трех интерференционных систем с числом слоев  $N = 7, 9$  и 11. Как видно из рисунка, наибольшее отклонение  $\Delta\tau$  от требуемой кривой 2 имеется в области малых значений  $\tau$  при  $\lambda \leq 1,675$ , т. е. при  $\lambda \geq \frac{\lambda_0}{\kappa} = 675$  нм. Коэффициент пропускания  $\tau_\lambda$  цветных стекол для этих длин волн (результатирующая кривая 3 рис. 1) равен 0,2. Отсюда следует, что при величине  $\Delta\tau = \Delta\tau_{\max} = 0,04$  отклонение кривой пропускания  $\tau_\lambda$  интерференционного светофильтра от требуемой кривой видности глаза в районе  $\lambda \geq 675$  нм не превышает 0,008.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Стекло цветное оптическое. ГОСТ 9411-60.
2. Каталог цветного стекла 106. Москва, 1951.
3. Эльснер З. Н. К расчету многослойных интерференционных покрытий с заданной спектральной характеристикой. «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 17, стр. 446.
4. Несмелов Е. А., Колюхов Г. П. К расчету коэффициентов отражения и пропускания света тонкослойным диэлектрическим покрытием. «Оптико-механическая промышленность», 1961, № 10, стр. 10.

Поступила в редакцию  
1/III 1968 г.

### К ВОПРОСУ О ПОГРЕШНОСТИ РАДИОМЕТРОВ, ВЫЗВАННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ ПРИЕМНОЙ ПЛОЩАДКИ ПРИЕМНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Радиационную температуру или энергетическую яркость той или иной поверхности измеряют с помощью неконтактного радиометра обычно при одном неизменном условии: изображение приемной площадки чувствительного элемента прибора в плоскости объекта должно быть всегда меньше исследуемого изотермического участка данной поверхности [1, 2]. Такое требование вытекает из самого принципа построения подобной аппаратуры, в которой выходной (электрический) сигнал пропорционален энергетической освещенности приемной площадки. При осуществлении

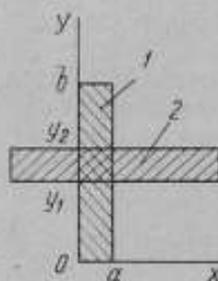


Рис. 1. Относительное расположение чувствительной площадки приемника излучения и изображения объекта.

этого принципа исключается влияние формы и зональной неоднородности чувствительности приемной площадки приемника, а прибор градуируют также при обязательном условии полного заполнения его приемной площадки изображением градуировочного излучателя.

Однако в ряде случаев с помощью подобных приборов измеряют силу излучения объектов, размеры изображения которых в плоскости приемника излучения меньше размеров его приемной площадки [3]. Погрешность измерения при этом в значительной степени определяется равномерностью чувствительности по полю приемной площадки и коэффициентом заполнения ее изображением объекта.

Известно, что даже для металлических болометров, обладающих весьма высокой однородностью и теплопроводностью элемента, зональная чувствительность резко падает от середины приемной площадки к краям [4], что объясняется теплоотдачей ее металлической полоски в местах контактных соединений. Для полупроводниковых приемников это обстоятельство усугубляется неоднородной структурой фоточувствительного слоя.

Рассмотрим приемник излучения с приемной площадкой в виде вытянутого прямоугольника (полоски) размером  $a \times b$  (рис. 1). Предположим, что с помощью этого приемника измеряют силу излучения изотермической поверхности, полностью перекрывающей своим изображением приемную площадку приемника вдоль оси  $X$ , а вдоль оси  $Y$  занимающей участок от  $y = y_1$  до  $y = y_2$ . Чувствительность  $S$  распределена по приемной площадке неравномерно и является функцией двух координат  $S(x, y)$ .

Если приемник излучения включен в измерительный тракт, то электрический сигнал  $U$ , генерируемый приемником, пропорционален его энергетической освещенности  $E$ , чувствительности площадки  $S$  и величине облучаемой площадки  $F$

$$U(x, y) = E \cdot S(x, y) \cdot F(x, y).$$

Электрический сигнал с элемента  $dx dy$  площадки  $F$  будет

$$dU(x, y) = E \cdot S(x, y) dx dy \quad (1)$$

и со всей облучаемой площадки

$$U = E \int_{y_1}^{y_2} \int_0^a S(x, y) dx dy. \quad (2)$$

Если исследуемая поверхность изотермична или исследуемый объект, имеющий продольный градиент температур, движется в направлении оси  $X$ , когда каждая точка приемной площадки приемника находится на прямой, параллельной оси  $X$ , и последовательно взаимодействует со всеми соответствующими точками изображения объекта на этой же прямой, то с учетом теоремы о среднем получим

$$\bar{U}(y) = Ea \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy = \bar{U}, \quad (3)$$

где  $\bar{S}(y)$  — осредненная по оси  $X$  чувствительность приемника как функция одной координаты  $y$ .

При полном перекрытии приемной площадки приемника излучения (при градуировке радиометра) сигнал на его выходе можно определить из выражения

$$\bar{U}_0 = Ea \int_0^b \bar{S}(y) dy = Eab\bar{S}, \quad (4)$$

где  $\bar{S}$  — осредненная по всей площадке зональная чувствительность приемника (интегральная чувствительность)

$$\bar{S} = \frac{\int_0^b \bar{S}(y) dy}{b}. \quad (5)$$

В соответствии с уравнением (4), при неполном перекрытии приемной площадки значение выходного сигнала, рассчитанное по средней интегральной чувствительности приемника  $\bar{S}$ , будет

$$\bar{U}_p = Ea\bar{S}(y_2 - y_1), \quad (6)$$

таким образом,  $\delta_S$  — погрешность измерения величины  $\bar{U}$  при неполном перекрытии приемной площадки приемника изображением объекта можно определить из уравнений (3) и (6) как

$$\delta_S = \frac{\Delta U}{U} = \frac{\bar{U} - \bar{U}_p}{\bar{U}} = 1 - \frac{\bar{U}_p}{\bar{U}}. \quad (7)$$

При

$$\frac{\bar{U}_p}{U} = \frac{Ea\bar{S}(y_2 - y_1)}{Ea \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy} = \frac{(y_2 - y_1) \int_0^b \bar{S}(y) dy}{b \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy} \quad (8)$$

погрешность измерения будет

$$\delta_s = 1 - \frac{\bar{U}_p}{U} = 1 - \frac{(y_2 - y_1) \int_0^b \bar{S}(y) dy}{b \int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy}, \quad (9)$$

или, выражая  $\delta_s$  через относительную чувствительность, получим

$$\delta_s = 1 - \frac{(y_2 - y_1) \int_0^b \frac{\bar{S}(y)}{\bar{S}_{\max}(y)} dy}{b \int_{y_1}^{y_2} \frac{\bar{S}(y)}{\bar{S}_{\max}(y)} dy}. \quad (10)$$

Для определения погрешности измерений в зависимости от коэффициента перекрытия и расположения изображения объекта в пределах приемной площадки была экспериментально исследована зональная чувствительность полупроводниковых болометров типа БСГ-2 на установке, блок-схема которой приведена на рис. 2.

Осветитель, создающий на приемной площадке приемника световое пятно диаметром около 0,1 мм, собран на базе оптической системы микроскопа.

Излучение от лампы накаливания 1, питаемой от стабилизированного источника питания 2, падает на диафрагму 3 и модулируется модулятором 4, который приводится во вращение приводом, питаемым от стабилизированного блока 5. Модулированное излучение фокусируется микрообъективом 6 на чувствительную площадку приемника 7, установленного на координатнике 8. В качестве координатника используется предметный столик этого же микроскопа с ценой деления шкал 0,1 мм.

Электрический сигнал, генерируемый болометром, подается на вход предварительного усилителя 9.

Параметры предварительного усилителя:

коэффициент усиления . . . . .	100
полоса пропускания . . . . .	300 гц
пороговая чувствительность . . . . .	$0,2 \div 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ в/гц}^{-1/2}$

обеспечивали уверенную регистрацию электрического сигнала с приемника.

Чтобы улучшить отношение сигнал/шум системы регистрации, с предварительного усилителя сигнал подавали на узкополосный серийный избирательный усилитель 10 типа В6-4, настроенный на частоту модуляции. Отсчеты в процессе эксперимента снимали по регистрирующему прибору усилителя В6-4. Для контроля к выходу усилителя подключали вольтметр типа QRV-2 класса точности 2.

Исследуемый приемник укрепляли на координатнике и включали в схему. Изображение диафрагмы тщательно фокусировали в плоскости

приемной площадки. Измерения производили после установления теплового режима приемника и всей установки.

Зональную неоднородность чувствительности оценивали по точкам с шагом по осям  $0,1 \div 0,2$  мм. Осредненные по оси  $X$  в соответствии с уравнением (3) результаты измерения чувствительности приемника приведены в таблице. На основе данных, полученных для болометра № 01-67 (два последних столбца таблицы) построен график (1 на рис. 3) относительной чувствительности приемника  $\bar{S}^*(y)$ . Для сравнения на этом же рисунке приведена расчетная кривая 2 зональной чувствительности металлического болометра, разработанного А. С. Кременчугским и О. В. Ройцной [4].

В соответствии с уравнением (5) определим графически осредненную по всей площадке чувствительность приемника  $\bar{S}$ , равную высоте равновеликого с площадью кривой прямоугольника, основание которого равно длине приемной площадки болометра (2,5 мм). Для исследованного образца болометра  $\bar{S} = 0,665$  от его максимальной чувствительности  $\bar{S}_{\max}(y)$ .

Рассмотрим теперь, как влияет размер изображения объекта в плоскости приемной площадки болометра на исследуемую погрешность изме-

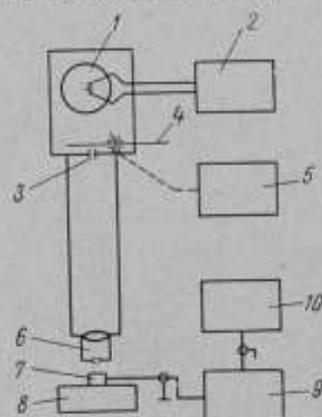


Рис. 2. Блок-схема установки для экспериментального исследования зональной чувствительности болометра.

Относительная чувствительность приемника  $\bar{S}^*(y)$ , осредненная по оси  $X$  как функция координаты  $y$

$y$	$U(x, y)$ на приемной площадке при координатах (мм)								$\bar{U}(y), \text{ мВ}$	$\bar{S}^*(y)$
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6		
0,1	6,7	8,5	11,5	19,5	27	23,5	12,5	7	14,5	0,13
0,3	10	12	15	31	42	30	15	10	20,5	0,18
0,5	13	15	18,5	45	58	39	22	12	27,8	0,24
0,7	15	18	40	100	150	60	25	14	52,8	0,46
0,9	19	21,5	34	190	218	95	27	19	78	0,68
1,1	22	32	50	250	250	100	30	20	95,5	0,84
1,3	29	34	62	300	295	135	40	22	114	1,00
1,5	28	35	63	300	295	130	40	24	114	1,00
1,7	28	36	65	300	295	125	39	26	114	1,00
1,9	25	31	60	260	265	118	37	21	104	0,91
2,1	23	27	50	235	240	110	32	20	92	0,80
2,3	20	25	48	208	260	80	25	15	65	0,74
2,5	18	21,5	45	195	185	60	21	13	70	0,61
2,7	16	18	38	130	140	45	19	11	52,1	0,46
2,9	15	17,5	30	90	95	38	15	10	38,8	0,34
3,1	13	16	25	45	48	21	13	8	23,6	0,20
3,3	12	15	20	26	24	15	11	9	16,5	0,14

$U(x, y)$  — электрический сигнал, пропорциональный зональной чувствительности приемника;

$\bar{U}(y)$  — то же, пропорциональный средней по оси  $X$  чувствительности приемника. Относительная чувствительность приемника  $\bar{S}^*(y)$ , осредненная по оси  $X$ :

$$\bar{S}^*(y) = \frac{\bar{S}(y)}{\bar{S}_{\max}(y)} = \frac{\bar{U}(y)}{\bar{U}_{\max}(y)}$$

рений. Для удобства рассуждений перенесем на рис. 3 начало отсчета координат по оси  $Y$  в точку наибольшей чувствительности приемной площадки.

Если изображение объекта меняет свою ширину, но располагается симметрично относительно середины болометра, как это изображено на рис. 4, то, в соответствии с уравнением (9), погрешность измерений за счет неоднородной чувствительности приемной площадки можно определить из выражения

$$\delta_S = 1 - \frac{2y_1 \bar{S}}{\int_{-y_1}^{y_1} \bar{S}(y) dy} \quad (9a)$$

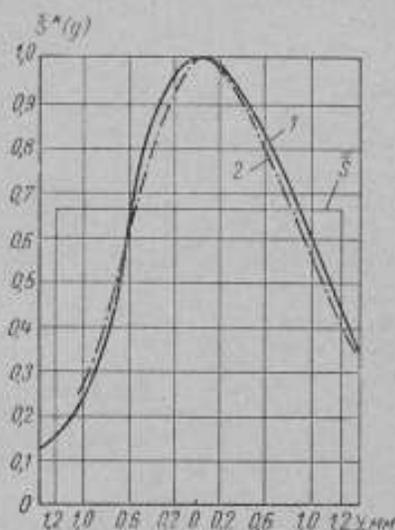


Рис. 3. Относительная чувствительность приемника, осредненная по оси  $X$ . 1 — экспериментальная кривая, 2 — теоретическая.

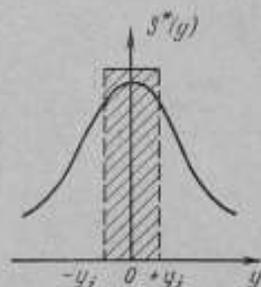


Рис. 4. Расположение изображения объекта симметрично относительно середины болометра.

Если размер изображения объекта  $\Delta y$  остается неизменным в процессе данного измерения, но само изображение перемещается по чувствительной площадке приемника (рис. 6), погрешность измерения можно рассчитать в соответствии с уравнением (9), приведя его к виду

$$\delta_S = 1 - \frac{(y_2 - y_1) \bar{S}}{\int_{y_1}^{y_2} \bar{S}(y) dy} \quad (9b)$$

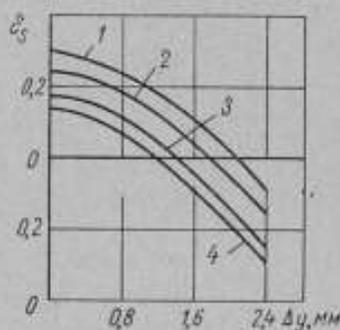


Рис. 5. Зависимость погрешности измерения силы излучения изотермической поверхности при различном коэффициенте заполнения  $K_0$  и различной ширине  $\Delta y$  изображения объекта.

Коэффициенты заполнения (кривые 1, 2, 3 и 4) равны соответственно 1; 0,67; 0,58 и 0,5.

Зависимость погрешности измерения от размера изображения объекта и положения его по оси  $Y$  построена на рис. 6. В правом углу рис. 6 показано одно из возможных положений изображения объекта по оси  $Y$ .

Указанным методом была исследована партия болометров типа БСГ-2 (около 20 шт.). Результаты измерений обрабатывали по приведенной выше методике.

Графики измерения осредненной по оси  $X$  относительной зональной чувствительности  $\bar{S}^*(y)$  пяти болометров из этой партии приведены на рис. 7. Они показывают, что характер изменения зональной чувствитель-

ности болометров по длине примерно одинаков. Анализ погрешности измерения силы излучения объекта в зависимости от относительного размера его изображения и от положения изображения объекта на поверхности приемной площадки позволяет сделать следующие выводы:

1. При измерении силы излучения объектов, изображение которых не полностью перекрывает площадку чувствительного элемента измерительной системы, отградуированную с помощью протяженного источника сравнения, неоднородная зональная чувствительность приемника вносит существенные погрешности в результаты измерений. Так, если изобра-

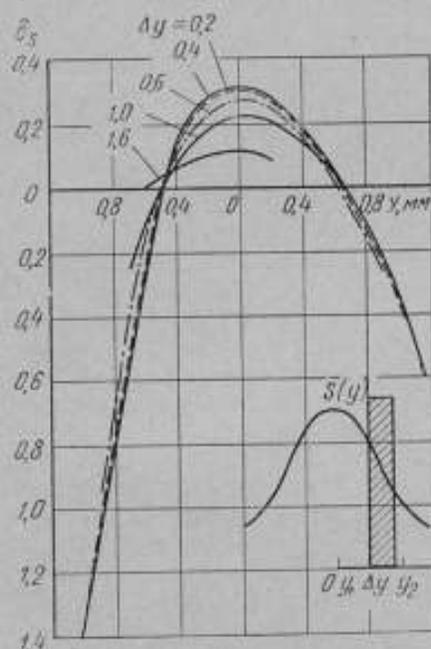


Рис. 6. Зависимость погрешности измерения силы излучения изотермической поверхности от относительного размера изображения объекта и положения его по оси  $Y$ .

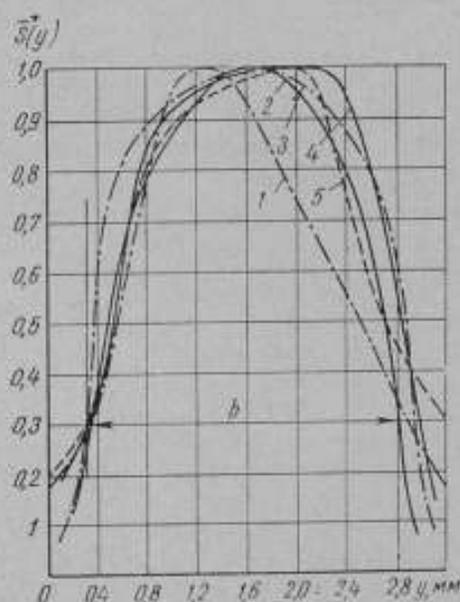


Рис. 7. Относительная чувствительность приемника, усредненная по оси  $X$ , для болометров типа БСГ-2: 1 — № 01-67, 2 — № 113-65, 3 — № 120-66, 4 — № 33-66, 5 — № 235-66.

жение объекта располагается на краю приемной площадки и его относительные размеры составляют 0,2—0,4 от длины площадки чувствительного элемента (при полном перекрытии ее ширины), то для болометра БСГ-2 результаты измерений могут быть ниже истинных в полтора-два раза. В случае изображения, располагающегося в центре приемной площадки, результаты измерений могут быть завышены на 25—30%.

2. Увеличение относительного размера изображения приводит к снижению погрешности измерений.

3. Наименьшие погрешности измерений обеспечивают болометры, у которых кривая распределения  $S^*(y)$  по длине чувствительной площадки имеет большие коэффициенты прямоугольности.

4. Если в рассматриваемом случае измерений изображение объекта располагать симметрично относительно середины длины площадки болометра, а градуировать аппаратуру по источнику сравнения, перекрывая его изображением только центральную часть приемника, то при соответствующем выборе коэффициента заполнения погрешности измерений могут быть снижены в несколько раз.

Результаты расчета погрешностей измерения для одного из болометров БСГ-2 при коэффициенте заполнения  $K_0$ , изменяющемся в пределах  $1 \pm 0,5$ , и различной ширине исследуемого объекта  $(y_2 - y_1)$  приведены графически на рис. 5. При этом

$$K_0 = \frac{(y_2 - y_1)_{ис}}{b},$$

где  $(y_2 - y_1)_{ис}$  — ширина изображения источника сравнения в плоскости приемной площадки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р и б о Г. Оптическая пирометрия. М.—Л., Гостехиздат, 1954.
2. Г о р д о в А. Н. Основы пирометрии. М.—Л., Металлургия, 1964.
3. Л о к к С. Управляемые снаряды. Воениздат, 1955.
4. К р е м е н ч у г с к и й А. С., Р о й ц и н а О. В. Расчет и экспериментальное исследование зональной чувствительности металлических болометров. ПТЭ, 1965, № 1.

Поступила в редакцию  
3/IV 1968 г.

*В. В. БАБУШКИН, А. К. ВИШНЕВСКИЙ,  
И. И. ДОЛГИХ, И. В. ЛИБОВА*  
ВНИИМ

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И СПЕКТРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИЕМНИКОВ В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

При решении ряда практических задач, таких как определение спектрального распределения энергии источника инфракрасного излучения или спектральной чувствительности фтоэлектрических приемников, требуются приемники с известной спектральной характеристикой.

В настоящее время широкое применение для этих целей находят болометры, которые в отличие от многих других приемников лучистой энергии сохраняют чувствительность в широком спектральном диапазоне, практически не ограниченном в инфракрасной области. Однако данных о спектральных характеристиках отечественных болометров в литературе почти нет. Это объясняется большими трудностями, связанными с измерением указанного параметра для болометров: спектральная чувствительность таких приемников определяется оптическими свойствами чернящих покрытий, которые зависят не только от материала, но и от технологии его нанесения. Спектральные свойства чернений можно исследовать непосредственно, однако в случае болометров такое исследование практически невозможно вследствие малости размеров приемной площадки. Не существует также и идеально черных приемников, сравнение с которыми дало бы возможность измерить спектральную чувствительность болометров.

Во ВНИИМ разработан косвенный способ определения спектральной чувствительности болометров, примененный для исследования болометров в области спектра от 1 до 8 мкм. В основу его положен принцип сравнения чувствительности болометра с чувствительностью приемника сравнения, измеряемой в энергетических единицах независимым способом в различных спектральных участках.

В качестве приемника сравнения применен термисторно-пленочный приемник\*. Конструкция его позволяет сопоставить тепловое воздействие лучистого потока, падающего на чувствительный элемент, с тепловым воздействием электрического тока, пропускаемого по этому же элементу. Этим обеспечивается градуировка приемника без внешних источников. Нагревание приемной площадки регистрируется термистором, который помещен на обратной стороне приемного элемента в непосредственном тепловом контакте с последним. Приемная площадка приемника покрыта пленкой сурьмяно-висмутового чернения, поглощающей инфракрасное излучение.

\* Югов В. А. и др. Измерительный приемник излучения оптического диапазона. Авторское свидетельство № 166417, «Бюллетень изобретений», 1964 г., № 22, стр. 39.

Если на термисторно-пленочный приемник падает лучистый поток, создающий в плоскости его приемной площадки освещенность  $E_\lambda$  при длине волны  $\lambda$ , то поглощенный им поток будет равен

$$\Phi_\lambda = \varepsilon_\lambda F_{cp} E_\lambda, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_\lambda$  — спектральная поглощательная способность термисторно-пленочного приемника;

$F_{cp}$  — площадь его приемной площадки.

Поток  $\Phi_\lambda$  нагревает приемный элемент. Такой же эффект вызовет и тепло, выделившееся на приемной площадке при протекании электрического тока мощностью

$$P = I^2 R,$$

где  $I$  — сила тока через приемную площадку;

$R$  — ее сопротивление.

Так как конструктивно нагревательный элемент является приемной площадкой для лучистого потока, то в стационарном состоянии должно выполняться условие эквивалентного замещения мощности

$$I^2 R = \varepsilon_\lambda F_{cp} E_\lambda, \quad (2)$$

отсюда

$$E_\lambda = \frac{I^2 R}{\varepsilon_\lambda F_{cp}}. \quad (2a)$$

Тот же лучистый поток, создающий на поверхности исследуемого болометра освещенность  $E_\lambda$ , вызовет на его выходе сигнал  $U_\lambda$ , равный

$$U_\lambda = S_\lambda E_\lambda F, \quad (3)$$

где  $S_\lambda$  — энергетическая чувствительность болометра при длине волны  $\lambda$ ;

$F$  — площадь приемной площадки болометра.

Из уравнений (2a) и (3) находим выражение для энергетической чувствительности болометра при длине волны  $\lambda$

$$S_\lambda = \frac{U_\lambda}{I^2 R} \cdot \frac{\varepsilon_\lambda F_{cp}}{F}. \quad (4)$$

Если тепловые потоки различного спектрального состава, направляемые на исследуемый болометр, оказывают тепловое воздействие на приемник сравнения, эквивалентное воздействию электрической мощности  $I^2 R = \text{const}$  при различных  $\lambda$ , то относительную спектральную чувствительность болометра, приведенную к его наибольшей чувствительности при  $\lambda_0$ , определим из уравнения

$$S_{отн} = \frac{S_\lambda}{S_{\lambda_0}} = \frac{U_\lambda \varepsilon_\lambda F_{cp} I^2 R F}{I^2 R F U_{\lambda_0} \varepsilon_{\lambda_0} F_{cp}} = \frac{U_\lambda}{U_{\lambda_0}} \quad (5)$$

при условии, что  $\varepsilon_\lambda = \varepsilon_{\lambda_0} = \text{const}$ .

Уравнение (4) выведено в предположении, что воздействие лучистого потока эквивалентно воздействию электрического тока и что поглощательная способность приемной площадки приемника сравнения в рассматриваемой области спектра известна.

Эквивалентность замещения лучистой и электрической энергии зависит от условия заполнения приемной площадки и от поглощательной способности приемника, а также от величины потока. Как показали теоретические исследования разработчиков термисторно-пленочного приемника, эквивалентность замещения выполняется при заполнении чувствительной площадки инфракрасным излучением по всей поверхности.

Эквивалентность замещения при различных потоках лучистой энергии, посылаемой на приемники, исследована в настоящей работе экспериментально с помощью изготовленной специально для этой цели модели абсолютно черного тела, температуру полости которой поддерживали при  $300^\circ\text{C}$  (рис. 1). Потоки инфракрасного излучения в диапазоне  $(0,1 \div 6,7) \times 10^{-4} \text{ вт}$ , посылаемые на приемник, создавали с помощью калиброванных диафрагм, устанавливаемых перед выходным отверстием модели черного тела, и рассчитывали по формуле

$$\Phi = \frac{\varepsilon \sigma (T_{\text{чт}}^4 - T_{\text{пр}}^4) F_{\text{д}} F_{\text{пр}}}{\pi l^2},$$

где  $\varepsilon = 0,996$  — излучательная способность модели черного тела;

$\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана;

$T_{\text{чт}}$  — температура полости модели черного тела;

$T_{\text{пр}}$  — температура приемника;

$F_{\text{пр}}$  — площадь чувствительного элемента приемника;

$F_{\text{д}}$  — площадь калиброванной диафрагмы;

$l$  — расстояние от диафрагмы до приемника.

Как видно из рис. 1, эквивалентность замещения выполняется в пределах  $(0,5 \div 2) \cdot 10^{-4} \text{ вт}$  с погрешностью, не превосходящей 10%. Это совпадает с результатами ряда других исследований, из которых известно, что в рассматриваемой области спектра сурьмяно-висмутное чернение имеет поглощательную способность около 92%. Условия эквивалентности замещения теплового воздействия лучистой и электрической мощности выполнялись во время эксперимента.

Спектральная чувствительность исследована у болометров двух типов: металлических (болометра БМК-3) и полупроводниковых (широко применяемых в настоящее время болометров БКМ-5 и БСГ-2). Болометр БМК-3 — закрытого типа с защитным окном из бромистого калия. Его приемная площадка размером  $1,9 \times 0,4 \text{ мм}$  представляет собой тонкий висмутный слой, нанесенный на подложку из нитрата целлюлозы. Болометр БКМ-5 — оксидный, кобальто-марганцевый, открытого типа с приемной площадкой размером  $1 \times 1 \text{ мм}$ . Болометр БСГ-2 — германиевый, легированный сурьмой, с защитным окном из КРС-5, размер его приемной площадки  $2,5 \times 0,5 \text{ мм}$ .

Для исследования спектральных характеристик приемников создана специальная приставка к спектрометру ИКС-21. Конструкция приставки обеспечивает возможность сопоставления чувствительности болометра и приемника сравнения в различных участках спектра. Общее расположение элементов схемы приставки и спектрометра показано на рис. 2.

Во время работы приемник сравнения устанавливали в положение 2 за выходной щелью. Исследуемые приемники помещали в специальном патроне в верхнем люке спектрометра. Равенство расстояний от выходной щели 5 спектрометра до чувствительных площадок приемников дости-

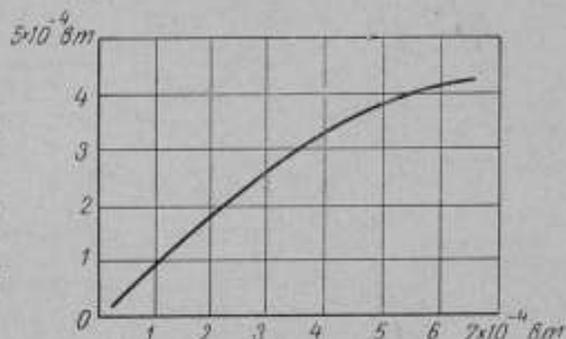


Рис. 1. Характеристика замещения термисторно-пленочного приемника.

По оси абсцисс отложены мощность инфракрасного излучения, по оси ординат — мощность электрического тока.

гается перемещением патронов, в которых крепят приемники. При положении отражающей призмы 3, указанном на рисунке, излучение глобара 1, который использовали в качестве источника, направлялось непосредственно на болометр. Когда в ход лучей вводили позолоченную снаружи призму 3, излучение глобара направлялось вверх на приемник сравнения. Линзой 4 из флюорита, расположенной перед выходной щелью, изображение входного зрачка спектрометра размером  $9 \times 12$  мм проектировалось на плоскость приемной площадки приемника. Равномерность распределения освещенности в плоскости изображения входного зрачка, как показала проверка, сохранялась в пределах площадки размером  $4 \times 6$  мм. Это позволило исследовать приемники с приемными элементами различных размеров без перефокусировки оптической системы, а также обеспечивало

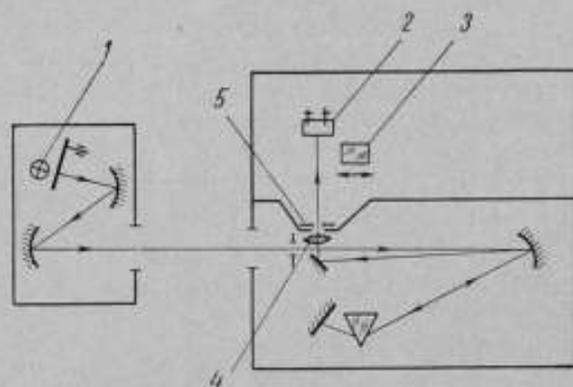


Рис. 2. Оптическая схема спектрометра с приставкой.

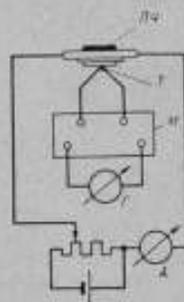


Рис. 3. Схема включения термисторно-пленочного приемника.

ПЧ — приемная площадка с чернением; Т — термистор; М — мост постоянного тока МО-62; Г — гальванометр; А — микроамперметр.

заполнение всей поверхности приемной площадки термисторно-пленочного приемника лучистым потоком от глобара. Таким образом было выполнено первое условие эквивалентности замещения.

Для выполнения второго условия эквивалентности, а именно — условия замещения теплового воздействия электрической и лучистой мощности, щель спектрального прибора изменяли в 2—3 раза таким образом, чтобы при переходе от одного края рассматриваемой спектральной области к другому лучистый поток от глобара поддерживался постоянным и равным  $1 \cdot 10^{-4}$  вт. Как видно из рис. 1, указанный поток лежит в области, для которой сохраняется эквивалентность теплового воздействия лучистого потока и электрического тока.

При исследованиях применяли диспергирующие сменные призмы из стекла и хлористого натрия. Для питания болометров использовали схемы, приведенные в их паспортах.

Сигналы болометров БКМ-5 регистрировались непосредственно на микровольтметре В6-4, а сигналы с болометров БСГ-2 предварительно усиливали специально созданным для него предусилителем. Для питания и регистрации сигналов болометра БКМ-5 применяли усилительно-регистрирующий тракт спектрометра ИКС-21. Схема включения термисторно-пленочного приемника показана на рис. 3.

Результаты измерений (рис. 4) показывают, что характер зависимости чувствительности приемников от длины волны различен у болометров всех рассмотренных видов. Наиболее постоянна спектральная чувствитель-

ность у болометров БСГ-2; у болометров БКМ-5 относительно постоянная чувствительность наблюдается лишь в интервале 4,5–6,5 мкм.

Общее для всех болометров понижение спектральной чувствительности с ростом длины волны согласуется с результатами работы И. Д. Конозенко\*.

Представленные на рис. 4 а) и б) спектральные характеристики болометров получены при энергетической чувствительности порядка 370 в/вт для ряда болометров БСГ-2 и 95 в/вт для болометров БКМ-5 при длине волны  $\lambda_0 = 1,8$  мкм.

Следует также отметить, что данные, полученные для относительной спектральной чувствительности болометров (рис. 4), косвенно подтверждают предположение о высоком качестве чернения приемника сравнения по отношению к другим приемникам, так как характеристики спектральной чувствительности для всех рассмотренных болометров лежат значительно ниже их максимального значения.

Случайные погрешности измерения относительной спектральной чувствительности по предлагаемой методике складываются из погрешностей регистрации сигнала на выходе болометра и погрешностей измерения разбаланса моста в цепи приемника сравнения.

Погрешность измерения микровольтметром В6-4 составляет  $\pm 6\%$ . По сравнению с ней погрешности при измерении разбаланса моста МО-62 гальванометром ГПЗ-3 составляют величину второго порядка малости, и поэтому их можно не учитывать. Отсюда средняя квадратическая погрешность определения относительной чувствительности болометра будет порядка 8–9%.

В результате проведенной работы разработан метод исследования энергетических и спектральных характеристик приемников инфракрасного излучения, исследована чувствительность полупроводниковых боло-

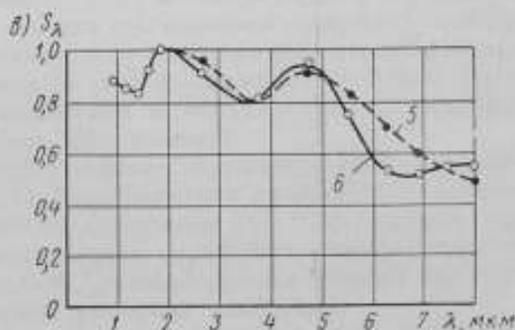
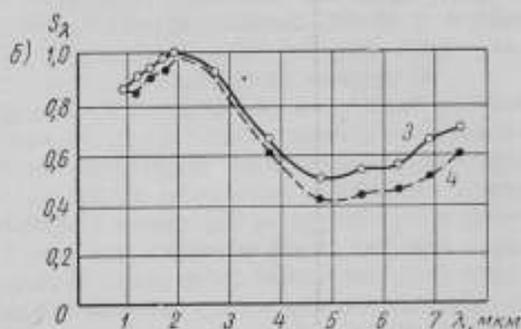
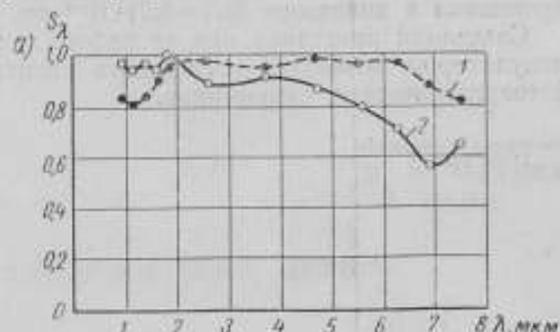


Рис. 4. Спектральная чувствительность болометров: а — типа БСГ-2; б — типа БКМ-5 и в — типа БКМ-3.

Болометры: 1 — № 235-66; 2 — № 33-66; 3 — № 118; 4 — № 114; 5 — № 650288; 6 — № 650543.

\* Конозенко И. Д. Полупроводниковые болометры. УФН, 1955, т. LVI, вып. 2.

метров типов БСГ-2, БКМ-5 и металлического болометра БКМ-3 в интервале длин волн  $1-8 \text{ мкм}$  с помощью созданного для этой цели источника инфракрасного излучения на  $300^\circ \text{С}$  и приставки к спектрометру типа ИКС-21, исследована характеристика замещения термисторно-пленочного приемника в диапазоне  $(0,1-6,7) \cdot 10^{-4} \text{ вт}$ .

Созданная приставка при ее работе в сочетании с высокочастотным модулятором позволяет исследовать спектральную чувствительность и фотоэлектрических приемников.

Поступила в редакцию  
11/IV 1968 г.



## К ВОПРОСУ СТАНДАРТИЗАЦИИ ЦВЕТОВ

1. Проблемой первоочередной важности в области цветовых измерений в нашей стране является проблема стандартизации цветов и осущестления цветовых эталонов. Для обсуждения этого вопроса сформулируем основные исходные положения колориметрических измерений.

Сущность этих измерений заключается в сравнении излучений разных спектральных составов и разделении их на группы по признаку визуальной неразличимости. Такие группы излучений, называемые стимулами или цветами, и являются в колориметрии предметом изучения. Таким образом, существенное отличие цветовых измерений от другого рода физических измерений заключается в том, что свойства относительной спектральной чувствительности приемников глаза органически входят в определение измеряемой величины. Однако понятие «цвет» в колориметрии не следует смешивать с понятием «цветовое ощущение», как реакции глаза на излучение, которую нельзя измерить. Глаз в колориметрии используют только в качестве нуль-прибора, так как при цветовых измерениях констатируют только визуальные равенства или неравенства двух или нескольких излучений. Цветовые же ощущения со всей их сложностью и резко выраженной зависимостью от физиологических и психологических факторов исключаются из колориметрического эксперимента.

Для того чтобы четко определить условия колориметрического эксперимента и исключить влияние случайных факторов на результат, введено понятие «колориметрические условия измерения» [1], т. е. условия, при которых любые физически тождественные излучения воспринимаются глазом как визуально тождественные. Соблюдение этих условий является непреложным требованием колориметрических измерений.

В основе колориметрии лежит экспериментальный закон сложения цветов Грассмана: «Между любыми четырьмя цветами существует линейное соотношение». Следствием этого закона является представление о цвете как о трехмерном аффинном векторе. Для измерения цвета введено понятие трехмерной системы, которая задается в форме трех линейно независимых векторов фиксированной мощности.

2. В настоящее время в качестве стандартной системы измерения служит рекомендованная Международной осветительной комиссией система XYZ, которую воспроизводят с помощью цветов RGB трех монохроматических излучений. Относительная мощность этих излучений выбрана таким образом, чтобы координаты цвета спектра с равным распределением энергии по длинам волн были равны друг другу. Системы XYZ и RGB связаны между собой линейным соотношением.

Следует заметить, что построенная таким способом система строго определена только для случая измерения цвета прозрачных и отражающих предметов относительно цвета белого образца. Для измерения цветов самосветящихся предметов (источников) требуются абсолютные энергетические характеристики основных цветов системы.

Стандартная колориметрическая система XYZ внедрена в практику в форме так называемых функций сложения цветов  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$ , представляющих собой координаты цветов монохроматических излучений видимого спектра. Они не имеют аналитического выражения и заданы в таблицах. Эти функции составляют основной стандарт, необходимый как в расчетной, так и в объективной колориметрии.

Координаты цвета рассчитывают по заданным спектрофотометрическим кривым согласно формулам

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \int_{380}^{760} E(\lambda) \rho(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda; & \bar{y} &= \int_{380}^{760} E(\lambda) \rho(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda; \\ \bar{z} &= \int_{380}^{760} E(\lambda) \rho(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E(\lambda)$  — распределение энергии в спектре источника;

$\rho(\lambda)$  — коэффициент отражения (или пропускания) образца.

Корректирующие светофильтры в объективных колориметрических приборах подбирают таким образом, чтобы в комбинации с чувствительностью фотоэлектрического приемника воспроизводились функции сложения цветов

$$\bar{x}(\lambda) = P(\lambda) \tau_x(\lambda); \quad \bar{y}(\lambda) = P(\lambda) \tau_y(\lambda); \quad \bar{z}(\lambda) = P(\lambda) \tau_z(\lambda), \quad (2)$$

где  $P(\lambda)$  — спектральная чувствительность фотоприемника;

$\tau_x(\lambda)$ ,  $\tau_y(\lambda)$ ,  $\tau_z(\lambda)$  — спектральные коэффициенты пропускания корректирующих светофильтров.

Функции сложения цветов  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  стандартизованы МОК в 1931 г. на основе экспериментальных данных Гилда [2] и Райта [3]. В 1959 г. эти функции в более совершенных условиях опыта определили Стайлс [4] и Н. И. Сперанская [5]. Новые значения их несколько отличаются от значений 1931 г., но для тех и других функций характерно, что различия между функциями сложения из группы кривых сложения наблюдателей с нормальным цветным зрением существенно превышают погрешности колориметрических измерений каждого отдельного наблюдателя. Несмотря на это МОК сочла возможным стандартизовать «среднего стандартного наблюдателя», функции сложения которого представляют результат усреднения функций сложения большой группы наблюдателей.

Введение «среднего наблюдателя» практически не устранило трудностей, которые имеются равно как в визуальной, так и в расчетной и фотоэлектрической колориметрии, т. е. не устранило так называемые индивидуальные систематические отклонения колориметрических равенств от равенств, установленных средним стандартным наблюдателем. Эти отклонения становятся особенно заметными в случае сравнения метамерных излучений\*.

Таким образом введение «среднего стандартного наблюдателя» теряет практический смысл, и проблему стандартизации цветов нельзя считать решенной.

\* Метамерными называются излучения одинакового цвета, но резко различного спектрального состава.

Все это является серьезным препятствием для внедрения колориметрии в практику и составляет так называемую проблему метамеризма.

3. Вместо «сглаживания» экспериментальных данных и определения функций сложения цветов среднего стандартного наблюдателя с точностью до седьмого знака после запятой (при погрешности измерения в третьем знаке), чем последние несколько лет занята Международная осветительная комиссия [6], необходимо стандартизовать функции сложения цветов с допусками, которые должны быть установлены на основе специально поставленных экспериментов. В этих экспериментах прежде всего должен быть проверен принцип стабильности цветовых равенств, т. е. должен быть выяснен вопрос о вариациях функций сложения в различных условиях наблюдения. Для установления колориметрического стандарта такие исследования в настоящее время более важны, чем уточнение функций сложения цветов в частных случаях наблюдения — при двух- и десятиградусных полях сравнения.

Эти соображения были высказаны в 1957 г. на совещании Постоянной колориметрической комиссии при ВНИИМ Н. Д. Ньюбергом. Он предложил не допускать при цветовых измерениях резко метамерные равенства и полностью перейти на метод компарирования цветов, в котором координаты цвета измеряемого образца определяют относительно координат цвета «эталона» близкого спектрального состава. При этом координаты цвета «эталона» следует вычислять на основе спектрофотометрических данных и условно принятых стандартизованных функций сложения цветов из группы кривых сложения наблюдателей с нормальным цветным зрением. При этих условиях результаты колориметрических измерений будут свободны от неподдающихся учету систематических погрешностей, обусловленных особенностями цветного зрения наблюдателей, и проблема метамеризма не будет иметь практического значения.

По существу эта идея уже осуществляется в метрологии и практике цветовых измерений при пользовании как сменными триадами основных цветов, обеспечивающими колориметрирование в условиях близости спектрального состава полей зрения [7], так и в применении компараторов вместо колориметров. Она положена в основу метрологической поверочной схемы, в которой основными приборами служат: образцовый спектрофотометр, аттестованный на нем атлас цветов и компаратор цвета.

Для развития и метрологического обоснования этого принципа требуется разрешить ряд вопросов. К их числу относятся: 1) стандартизация функций сложения цветов с указанием допусков и 2) определение в зависимости от заданной точности измерений и широты шкал компараторов: а) допусков при воспроизведении функций сложения цветов в фотоэлектрических компараторах и б) необходимого и достаточного числа стандартных образцов цвета для метрологических и поверочных целей (в атласах цвета и контрольных наборах).

Эти вопросы составляют содержание основных колориметрических исследований, проводимых в настоящее время во ВНИИМ. Первые их результаты публикуются в данном сборнике.

4. Очевидно, что допуск на функции сложения цветов в компараторах определяется заданной точностью измерения координат и широтой шкал компараторов. Сложность исследования этого вопроса заключается в том, что точность измерения на компараторе зависит не только от цвета измеряемого образца, но и от его спектрального состава.

Как показал в 1933 г. Н. Д. Ньюберг в одной из научных дискуссий, неточность воспроизведения в объективном колориметре заданных кривых сложения будет сильнее всего проявляться при измерении спектральных цветов. Это положение можно использовать для установления указан-

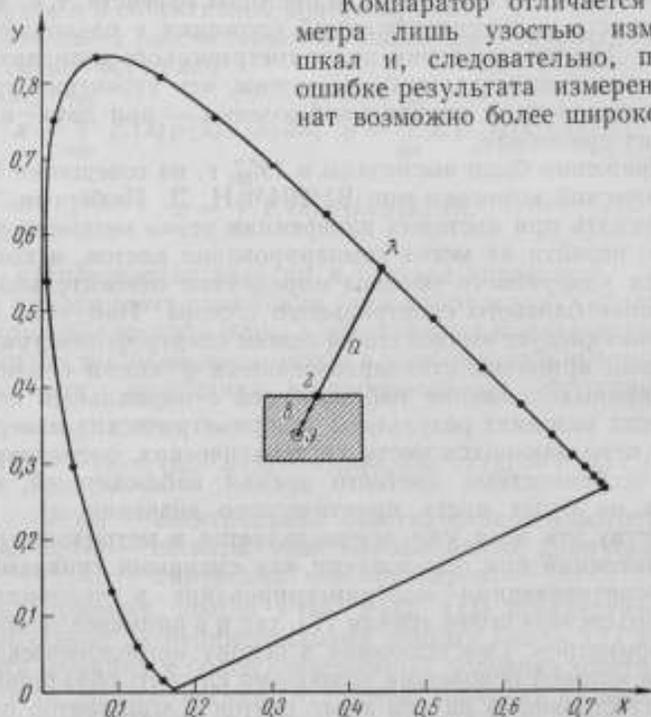
ной выше зависимости допуска от заданной точности и широты шкал компараторов.

Обозначим через  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  заданные кривые сложения цветов, а через  $\bar{x}'(\lambda)$ ,  $\bar{y}'(\lambda)$ ,  $\bar{z}'(\lambda)$  — воспроизведенные в компараторе приближенные функции сложения. Разности

$$\Delta\bar{x}(\lambda) = \bar{x}'(\lambda) - \bar{x}(\lambda); \Delta\bar{y}(\lambda) = \bar{y}'(\lambda) - \bar{y}(\lambda); \Delta\bar{z}(\lambda) = \bar{z}'(\lambda) - \bar{z}(\lambda) \quad (3)$$

будем называть ошибкой измерения. Все остальные неспектральные цвета измеряют на объективном колориметре с меньшей ошибкой.

Компаратор отличается от колориметра лишь узостью измерительных шкал и, следовательно, при той же ошибке результата измерений координат возможно более широкое отступле-



Цветовой график системы XYZ.

ние воспроизведенных в приборе функций сложения цветов от стандартизованных. Максимальные расхождения между истинными значениями и измеренными на компараторе будут лежать на границе его шкалы. Очевидно, что при решении вопроса о допусках можно пользоваться плоским графиком, так как в объективных приборах требуется оценивать не абсолютную, а относительную ошибку.

На рисунке представлен обычный цветовой график с линией спектральных цветов, где точкой Э обозначен цвет «эталона», который окружен областью измеряемых на компараторе цветов, определяемой шириной шкалы (заштрихованная область на рисунке). Проведем из точки Э, как из центра, прямую линию до пересечения с линией спектральных цветов. Цвета на границе области можно рассматривать как результат смещения спектрального цвета с цветом «эталона». Спектральный состав измеряемого цвета в этом случае можно представить как спектр «эталона», к которому добавлена узкая монохроматическая линия с длиной волны доминирующего спектрального цвета. Этот случай, по-видимому, будет соответствовать наиболее резкому различию спектральных составов образца и эталона

и поэтому относительная ошибка, вызванная неточностью воспроизведения функций сложения цветов в компараторе, в этом случае должна быть максимальной. По закону сложения цветов в треугольнике координаты цвета на границе цветовой области можно представить равенствами

$$\bar{x}_r(\lambda) = a\bar{x}_s + b\bar{x}(\lambda); \quad \bar{y}_r(\lambda) = a\bar{y}_s + b\bar{y}(\lambda); \quad \bar{z}_r(\lambda) = a\bar{z}_s + b\bar{z}(\lambda), \quad (4)$$

где  $a$  и  $b$  — отрезки прямой ЭЛ соответственно для эталонного и измеряемого цветов;

$\bar{x}_r(\lambda)$ ,  $\bar{y}_r(\lambda)$ ,  $\bar{z}_r(\lambda)$  — координаты граничного цвета.

Ошибка при измерении граничного цвета определяется ошибкой спектральной составляющей в выражении (4), так как измерение цветов одинакового относительного спектрального состава не вносит систематической ошибки в результат. Следовательно

$$\frac{\Delta\bar{x}_r(\lambda)}{\bar{x}_r(\lambda)} = \frac{b\Delta\bar{x}(\lambda)}{b\bar{x}(\lambda) + a\bar{x}_s}. \quad (5)$$

Аналогичные равенства получаются для двух других координат.

Разрешив равенство (5) относительно  $\Delta\bar{x}(\lambda)/\bar{x}(\lambda)$ , получим для оценки допуска на кривую сложения в компараторе в зависимости от величины допустимой ошибки и шириты шкалы компаратора выражение

$$\frac{\Delta\bar{x}(\lambda)}{\bar{x}(\lambda)} = \frac{\Delta\bar{x}_r(\lambda)}{\bar{x}_r(\lambda)} \left[ 1 + \frac{a\bar{x}_s}{b\bar{x}(\lambda)} \right]. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что для предельно широкой шкалы компаратора при  $a = 0$

$$\frac{\Delta\bar{x}(\lambda)}{\bar{x}(\lambda)} = \frac{\Delta\bar{x}_r(\lambda)}{\bar{x}_r(\lambda)},$$

т. е. допуск на кривую сложения совпадает с заданной относительной ошибкой измерения на компараторе.

В случае сравнения образцов одинакового спектрального состава, т. е. при  $b = 0$ ,

$$\frac{\Delta\bar{x}(\lambda)}{\bar{x}(\lambda)} = \infty,$$

и при измерениях можно использовать приемник с любыми спектральными характеристиками.

Этот способ оценки допуска на кривую сложения компаратора рассчитан для невыгодного случая, т. е. определяет минимальный допуск, так как в действительности различия в спектральном составе образца и эталона, как правило, на практике бывают менее резкими.

Рассмотренный случай характеризуется еще и тем побочным результатом, что здесь допуск определяется для каждой из трех координат независимо, в то время как в визуальных измерениях имеет место корреляция допусков на функции сложения цветов.

Выражение (6) равным образом можно использовать при рассмотрении вопроса о необходимом и достаточном числе эталонов и местоположении их на цветовом графике. Очевидно, что число эталонов определяется ширитой шкал компараторов. В этом случае выражение (6) следует разрешить относительно величины  $a/b$

$$\frac{a}{b} = \frac{\bar{x}(\lambda)}{\bar{x}_s} \left[ \frac{\Delta\bar{x}(\lambda)}{\bar{x}(\lambda)} \cdot \frac{\bar{x}_r}{\Delta\bar{x}_r} - 1 \right]. \quad (7)$$

Эта величина зависит от точности воспроизведения функций сложения цветов в компараторе и задания относительной ошибки измерения; координаты цвета первого эталона, условно принятого в качестве исходного, также должны быть первоначально заданы.

Выражение (7), как и при определении допуска на кривые сложения в компараторе, определяет величину  $a/b$  в невыгодном случае, при котором число эталонов будет максимально. В отдельных частных случаях допуск на кривые сложения может быть ослаблен, а число эталонов сокращено, но это каждый раз требует отдельного рассмотрения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н ю б е р г Н. Д. Физический энциклопедический словарь (Цвет, цветовые измерения). М., СЭ, т. 5, 1966, стр. 385—387.
2. Guild J. «Phil. Trans. of Roy. Soc.», 1932, Ser. A., v. 230, p. 149.
3. Wright W. D. «Trans. Opt. Soc.», 1928—1929, v. 31, p. 201.
4. Stiles W. S. «Optica Acta», 1959, v. 6, N 1, p. 1.
5. С п е р а н с к а я Н. И. Определение координат цветов спектра для 27 нормальных наблюдателей. «Оптика и спектроскопия», 1959, т. VII, в. 5.
6. Official Recommendation of CIE (3. Draft, Dec., 1, 1967).
7. Ю с т о в а Е. Н. Визуальный колориметр ВНИИМ. «Труды институтов Комитета», вып. 56 (116). М.—Л., Стандартгиз, 1961.

Поступила в редакцию  
19/III 1968 г.

УДК 535.65

Н. М. НИКИТИНА

ВНИИМ

### О СТАБИЛЬНОСТИ ЦВЕТОВЫХ РАВЕНСТВ

В основе колориметрии и, в частности, в основе построения международной колориметрической системы лежит сформулированный Гельмгольцем постулат о стабильности колориметрических равенств. На основе этого постулата признано возможным применять в качестве международного рекомендованного стандарта функции сложения цветов, полученные в фиксированных условиях эксперимента (при наблюдении одним глазом в угле зрения  $2^\circ$  на черном фоне), и в тех случаях, когда условия колориметрических измерений значительно отличаются от указанных выше. Вопрос о погрешностях и допусках на функции сложения цветов при этом не затрагивался.

За последнее время, когда колориметрические методы измерения стали применять в самых разнообразных областях техники и при этом оказалось, что требования к точности цветовых измерений могут варьировать в широких пределах, возникла необходимость установить допуски на функции сложения цветов.

Как известно, колориметрические равенства могут нарушаться под влиянием различных факторов: изменения угловых размеров поля зрения, цвета окружающего фона, уровня яркости поля зрения, состояния адаптации глаза, способа наблюдения, а также в зависимости от индивидуальных особенностей цветного зрения наблюдателей. Поэтому для установления допусков необходимо прежде всего изучить эти факторы и выяснить, который из них вызывает наибольшее изменение цветовых равенств и, по-видимому, будет являться главным при решении задачи о допусках на функции сложения цветов среднего стандартного наблюдателя.

На основании имеющихся литературных данных можно заключить, что решающим фактором следует считать индивидуальные особенности цветного зрения наблюдателей. Действительно, все экспериментальные работы, в которых исследуют влияние угловых размеров поля зрения [1—4], уровня яркости [5], адаптации [6, 7], подтверждают это положение. Остается невыясненным вопрос о соотношении между систематическими погрешностями отдельных наблюдателей и смещениями цветовых равенств под влиянием цветного фона. Работы этого направления проводили для одного [8, 9] или двух [4] наблюдателей, поэтому было необходимо провести аналогичные исследования с привлечением большого числа наблюдателей, приблизив при этом по возможности условия наблюдения к естественным, в которых человек на практике видит цвета (зрение двумя глазами при больших угловых размерах поля зрения).

### Описание эксперимента

Установка для цветовых измерений (рис. 1) создана на основе колориметра Государственного оптического института (ГОИ). Использована его основная часть — осветитель и конденсор с тремя светофильтрами и измерительными шкалами. Были видоизменены условия наблюдения и введено дополнительное измерительное устройство для осуществления цветовых полей окружения, состоящее из проекционного фонаря и цветных светофильтров.

С колориметра ГОИ снят защитный конус и в месте наложения световых пучков, образующих цветное изображение жерла осветителя *S*, помещен белый диффузный экран *8*. Центральная часть *a* экрана в виде круга диаметром около 25 мм (место смешения цветов колориметра) служит

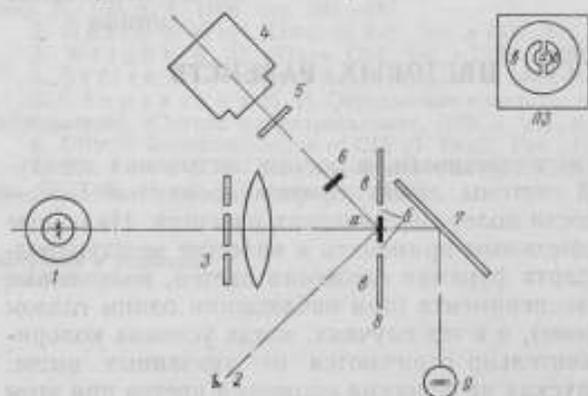


Рис. 1. Схема установки для цветовых измерений.

1 — осветитель *S*; 2 — наблюдатель; 3 — фильтры колориметра; 4 — прожектор; 5 — фильтры; 6 — непрозрачный экран; 7 — измерительный образец; 8 — экран; 9 — источник *A*; ПЗ — поле зрения.

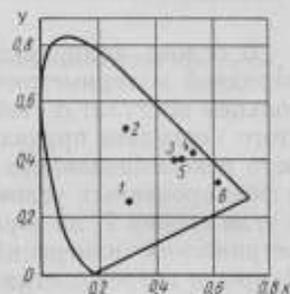


Рис. 2. Положение образцов на графике цветности.

Образцы: 1 — синий, 2 — зеленый, 3 — белый, 4 — желтый, 5 — пурпурный, 6 — красный.

полем сравнения, на которое наблюдатель смотрит двумя глазами с расстояния приблизительно в 30 см (в угле зрения  $4^\circ$ ). Часть экрана, примыкающая к центральному полю, вырезана в виде двух полуокружных колец *b* таким образом, чтобы удалить кольца хроматической aberrации изображения жерла осветителя и оставить сверху и внизу узкие перемычки, обеспечивающие связь центра экрана с периферией. Через образовавшееся вокруг поля сравнения кольцевое отверстие шириной 12 мм наблюдатель может видеть диффузно отражающий образец, равномерно освещенный лампой с цветовой температурой, отвечающей источнику *A*, цвет которого измеряли на колориметре. Угловой размер испытываемого поля составлял примерно  $10^\circ$ . Остальную часть экрана *b*, представляющую собой фон колориметрических полей, освещали проекционным фонарем через сменные стеклянные светофильтры (угол зрения окружающего фона — порядка  $50^\circ$ ). Поле сравнения было защищено от света проекционного фонаря непрозрачным круглым экраном. Общий вид поля зрения *ПЗ* представлен на рис. 1 в правом верхнем углу.

Вся установка помещается в светонепроницаемом кожухе. Наблюдатель уравнивал цвет поля сравнения *a* с заданным цветом поля *b* измеряемого образца 5—7 раз. В качестве измеряемых цветов были выбраны — белый, красный, желтый, зеленый, синий и пурпурный, координаты которых сведены в табл. 1 и представлены на стандартном графике системы МОК (рис. 2).

Таблица 1

Параметры	Цвет образца					
	белый	красный	желтый	зеленый	синий	пурпурный
$x$	0,47	0,63	0,54	0,28	0,30	0,48
$y$	0,40	0,33	0,43	0,53	0,25	0,40
Яркость $V, \text{лк}$ :						
образцов	140	85	120	80	30	100
фонов	280	40	40	40	30	30

Каждый из этих цветов измеряли при черном и при шести различных цветных фонах, цветность которых была примерно равна цветности измеряемых образцов. Значения яркости  $V$  фонов приведены в таблице. Измерения выполняли три наблюдателя с нормальным цветным зрением; зеленый образец измеряли семь наблюдателей. Вся серия измерений была повторена через два месяца.

### Результаты

Результаты измерений представлены в системе  $\bar{K}\bar{Z}\bar{C}$  цветов колориметра. На рис. 3 графически изображены результаты первой серии измерений, выполненных тремя наблюдателями. Для каждого измеряемого цвета построено по три диаграммы, которые иллюстрируют изменение трех координат цвета  $\bar{K}$ ,  $\bar{Z}$ ,  $\bar{C}$  с изменением цвета фона (красного, зеленого, синего). По оси абсцисс условно расположены цвета различных фонов (отмечены начальными буквами цвета), по оси ординат — координаты цвета  $\bar{K}$ ,  $\bar{Z}$ ,  $\bar{C}$  для различных наблюдателей (в единицах шкалы колориметра).

Для пурпурного образца вертикальными черточками показаны случайные погрешности измерения. В подтверждение воспроизводимости результатов приведен график ж второй серии измерений красного испытуемого образца.

В табл. 2 приведены максимальные изменения координат цвета  $\bar{K}$ ,  $\bar{Z}$ ,  $\bar{C}$ , вызванные влиянием цветного фона и индивидуальными различиями между наблюдателями. Максимальные изменения координат цвета под

Таблица 2

Максимальные изменения координат цвета образцов, вызванные влиянием цветных фонов и индивидуальными различиями наблюдателей

Изменение координат цвета, %	Образец белый			Красный			Желтый			Зеленый			Синий			Пурпурный		
	Ф	ИР	П	Ф	ИР	П	Ф	ИР	П	Ф	ИР	П	Ф	ИР	П	Ф	ИР	П
$\Delta\bar{k}/\bar{k}$	3,0	4,2	1,0	4,4	5,4	1,0	3,5	4,5	1,7	20	33	4	17	17	5	3,3	4,0	1,0
$\Delta\bar{z}/\bar{z}$	6,0	8,6	1,0	11,0	10,0	3,0	5,8	5,5	1,6	14	16,5	3	20	18	5	5,0	6,2	1,7
$\Delta\bar{c}/\bar{c}$	8,2	15,0	1,7	—	—	—	—	—	—	17	25	5	11	12	3	12	19	2,0

Примечание. Зеленый образец измеряли семь наблюдателей. Ф — фон, ИР — индивидуальное различие, П — средние относительные погрешности измерения.

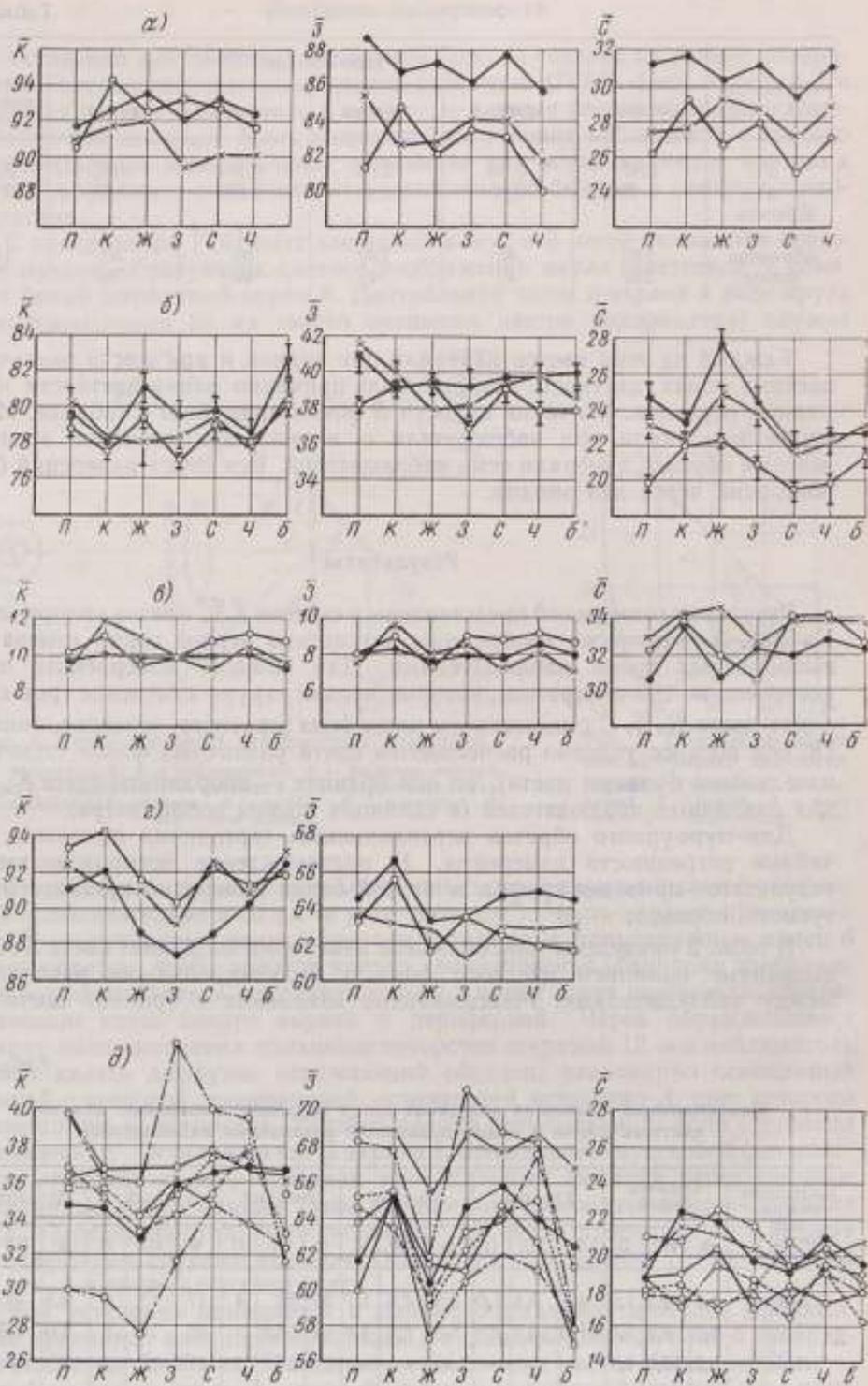


Рис. 3. Изменение координат цвета образ-  
 Образцы: а — белый, б — пурпурный, в — синий, г — желтый, д — verde.  
 По оси абсцисс буквами

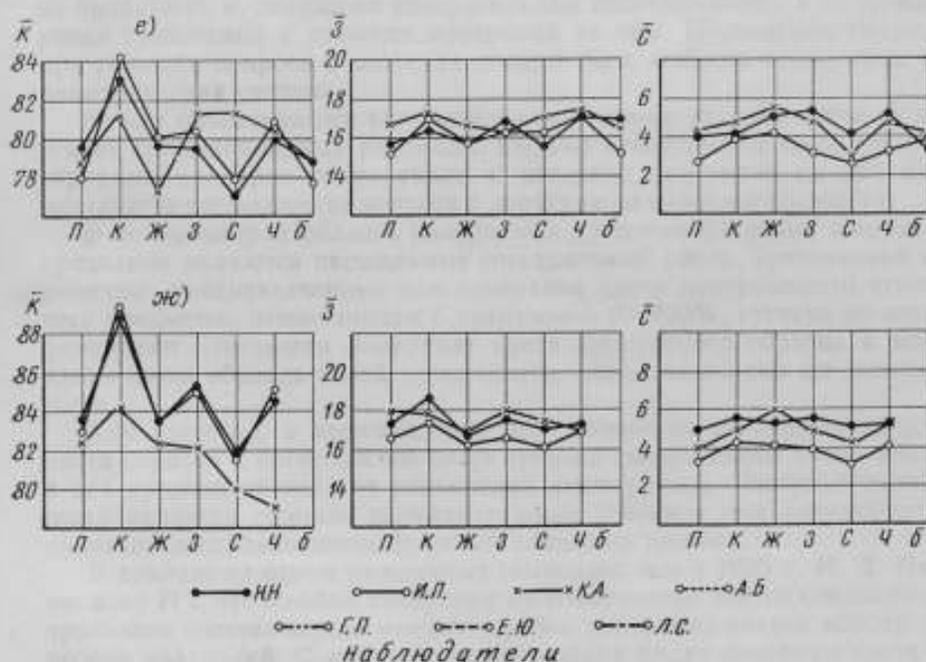
влиянием фона выражены в процентах относительно координат, измеренных при черном окружении. Максимальные изменения в координатах цвета, вызванные индивидуальными различиями наблюдателей, выражены в процентах относительно данных наблюдателя *НН*. В таблице приведены также средние относительные погрешности измерения координат цвета.

### Заключение

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Наблюдаются некоторые общие черты, характеризующие однотипное влияние цвета того или иного фона на результат измерений разными наблюдателями. Так, например, рис. 3 *д* показывает, что при желтом и белом окружениях значения координат  $\bar{K}$ ,  $\bar{X}$ ,  $\bar{C}$  в среднем понижаются, а при зеленом, синем и черном — повышаются. Однако эти отклонения различны для различных наблюдателей и иногда бывают значительны. Приходится отметить ряд случаев, когда какой-либо закономерности в отсчетах не наблюдается (особенно для координаты  $\bar{C}$ ).

Как показывает рис. 3 *ж*, результаты измерений цвета воспроизводятся с достаточной степенью точности и характер отклонений сохраняется. Аналогичные графики, не включенные в данную статью, подтверждают тот же вывод.

Из табл. 2 следует, что смещения цветовых равенств, обусловленные индивидуальными различиями наблюдателей, приблизительно равны или несколько больше смещений, вызванных влиянием цветных окружений.



цов в зависимости от цвета фона.

ий, *г* — красный, *ж* — красный (повторные измерения).  
обозначены цвета.

На основании анализа данных как этой работы, так и полученных другими исследователями, можно сделать вывод, что индивидуальные различия цветного зрения наблюдателей представляют собой естественный допуск при стандартизации функций сложения цветов.

Работа выполнена под руководством к. т. н. Е. Н. Юстовой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лобанова Н. В., Раутиан Г. Н. Большие поля в колориметрии. ДАН, 1949, т. 68, стр. 1025.
2. Раутиан Г. Н., Демкина В. И. Влияние размеров поля на результаты колориметрических измерений. «Проблемы физиологической оптики», 1948, т. 6, стр. 44.
3. Пинеги Н. И. Острота различения в зависимости от угловых размеров поля зрения. «Труды I конференции по физиологической оптике», Изд-во АН СССР, 1936, стр. 353.
4. Brown W. R. The effect of Field Size and Chromatic Surroundings on Color Discrimination. JOSA, 1952, v. 42, p. 837.
5. Раутиан Г. Н., Пинеги Н. И. Острота цветоразличения в зависимости от яркости и контраста. «Труды I конференции по физиологической оптике», Изд-во АН СССР, 1936, стр. 342.
6. Гуртовой Г. К. О влиянии цветовой адаптации на цветовые равенства. «Проблемы физиологической оптики», 1952, т. 10, стр. 39.
7. Юстова Е. Н. К вопросу о влиянии цветовой адаптации глаза на точность колориметрических измерений. ЖТФ, 1946, т. 16, вып. 10, стр. 1187.
8. Раутиан Г. Н., Соловьева В. П. Влияние светлого окружения на остроту цветоразличения. ДАН, 1954, т. 95, № 3, стр. 513.
9. Solloz Mary M. Effect of Surround and Stimulus Luminance on the Discrimination of Hue. JOSA, 1954, v. 54, № 5, p. 693.

Поступила в редакцию  
1/III 1968 г.

**К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ПОГРЕШНОСТЕЙ  
ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ФУНКЦИЙ СЛОЖЕНИЯ ЦВЕТОВ  
НА ПОКАЗАНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПАРАТОРОВ**

Вопрос о допусках на спектральные кривые чувствительности приемников излучения и спектральные кривые корректирующих светофильтров при разработке объективных колориметрических приборов до сих пор не получил полного решения из-за его сложности.

В настоящей статье высказываются некоторые общие соображения по данному вопросу и дано экспериментальное решение конкретных задач, которые возникли в практике использования компараторов цвета ЭКЦ-I и ФКЦ-III.

Очевидно, что допуски на корректирующие светофильтры в объективных приборах нельзя рассматривать, не определив область цветов, измеряемых на приборе (т. е. диапазона измерительных шкал прибора), и не сформулировав требований к точности измерений на нем. Несомненно также, что при решении вопроса о допусках должна быть выбрана конкретная колориметрическая система.

Между объективными колориметрами и компараторами цвета не существует принципиальных различий. Однако некоторые особенности в конструкции приборов обоих типов и методике измерения на них вносят различие в рассмотрение вопроса о допусках на функции сложения.

В колориметрах область измеряемых цветовых различий широка и ее пределами являются насыщенные спектральные цвета. Трехцветные колориметры, предназначенные для измерения цвета прозрачных и отражающих предметов, имеют шкалы с диапазоном 0—100%, отсчеты по которым фиксируют отношения координат цвета измеряемого образца к координатам цвета образца белой поверхности, освещенного тем же источником света.

Как известно, в компараторах для измерения отношения координат цвета образца к координатам цвета эталона шкалы имеют узкий диапазон и его пределы зависят от назначения компаратора. Различие диапазона шкал является важным дополнительным условием при определении допуска на воспроизведение функций сложения цветов.

В докладе на одном из научных семинаров еще в 1933 г. Н. Д. Нюберг показал [1], что ошибки измерения на колориметре цветов сложного спектрального состава всегда меньше ошибок измерения цветов монохроматических излучений. С максимальной ошибкой будут измерены цвета длин волн, для которых существует наибольшее расхождение между истинными функциями сложения цветов выбранной системы измерения и функциями спектральной чувствительности приемников, воспроизведенными

в приборе. Таким образом, задание точности измерений координат цвета на объективном колориметре уже определяет максимальный допуск на воспроизведение функций сложения в приборе. Остается не решенным вопрос о том, как при заданных точности измерений и пределах измерительных шкал компаратора можно определить допуск на воспроизведение функций сложения цветов. Очевидно одно, что чем уже шкалы компараторов тем большие отступления от кривых сложения цветов могут пройти незамеченными.

Широта шкал компараторов определяется практическими требованиями. Во многих отраслях промышленности, где необходимо измерять цветовые различия в пределах порога цветоразличения, как, например, для разбраковки тканей при покрое одежды, требуются компараторы с узкими шкалами, по которым отношения координат цвета образца и «эталоны» измеряют в пределах 0,90—1,10. В других случаях, например при оценке белизны бумаги, выгоднее иметь более широкие шкалы с диапазоном порядка 0,5—1,5, чтобы иметь возможность измерять все образцы бумаги относительно одного и того же образца белой поверхности.

В данной работе была поставлена цель выяснить, как сказываются на результатах измерения на компараторах ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш: 1) различие систем функций сложения цветов М. М. Гуревича и Д. А. Шкловера, 2) выбор источника освещения и 3) замена колориметрических светофильтров зональными.

#### Влияние выбора системы функций сложения цветов на результаты измерения малых цветовых различий

Как известно, первые образцы приборов ФКЦ-Ш были выпущены с системой функций сложения М. М. Гуревича [1], которая несколько отличается от системы функций сложения цветов, введенной позднее Д. А. Шкловером [2].

Уравнения связи координат цвета этих двух систем с международной системой XYZ представлены соответственно формулами

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}_Г &= \bar{x} - 0,175\bar{z} \\ \bar{y}_Г &= \bar{y} \\ \bar{z}_Г &= \bar{z} \end{aligned} \right\}; \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}_Ш &= 0,833\bar{x} + 0,333\bar{y} - 0,167\bar{z} \\ \bar{y}_Ш &= \bar{y} \\ \bar{z}_Ш &= \bar{z} \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

Как следует из формул (1) и (2), системы М. М. Гуревича и Д. А. Шкловера различаются между собой только кривыми сложения  $\bar{x}_Г(\lambda)$  и  $\bar{x}_Ш(\lambda)$ . Обе системы функций и кривые, характеризующие их вещественное воспроизведение в приборах ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш, изображены на рис. 1.

Чтобы оценить, как это различие систем может отразиться на результатах измерения отношений координат цвета, две группы образцов с малыми цветовыми различиями были измерены на компараторах ФКЦ-Ш и ЭКЦ-1.

Первую группу составили образцы насыщенных цветовых стекол из образцовых наборов ВНИИМ выпуска 1957 г. Отношения цветовых коор-

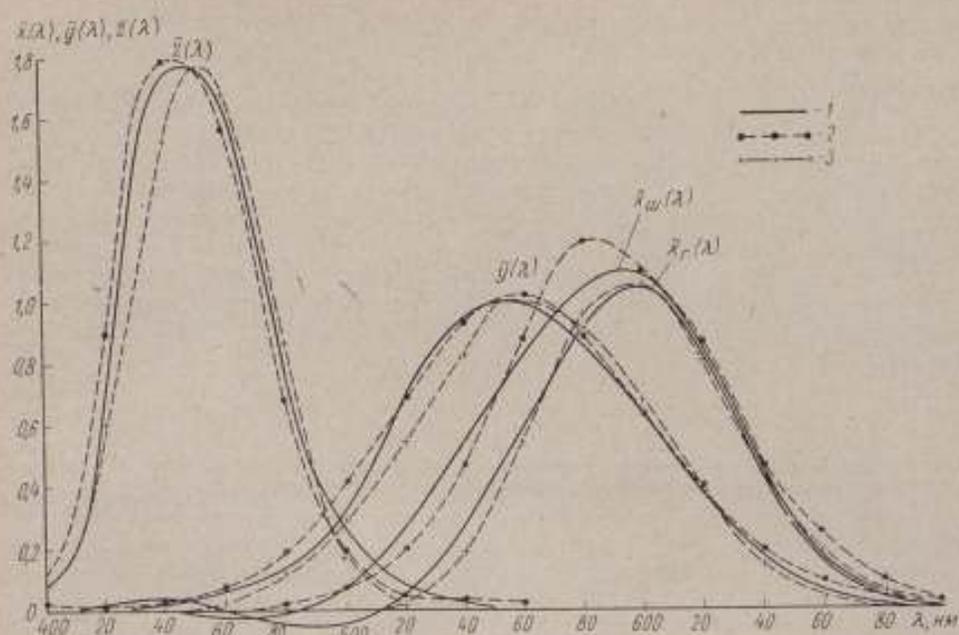


Рис. 1. Кривые сложения цветов по системам М. М. Гуревича и Д. А. Шкловера при воспроизведении их на компараторах цвета ФКЦ-Ш и ЭКЦ-1.

1 — теоретические кривые сложения; 2 — кривые, воспроизведенные на компараторе ЭКЦ-1 и 3 — на компараторе ФКЦ-Ш.

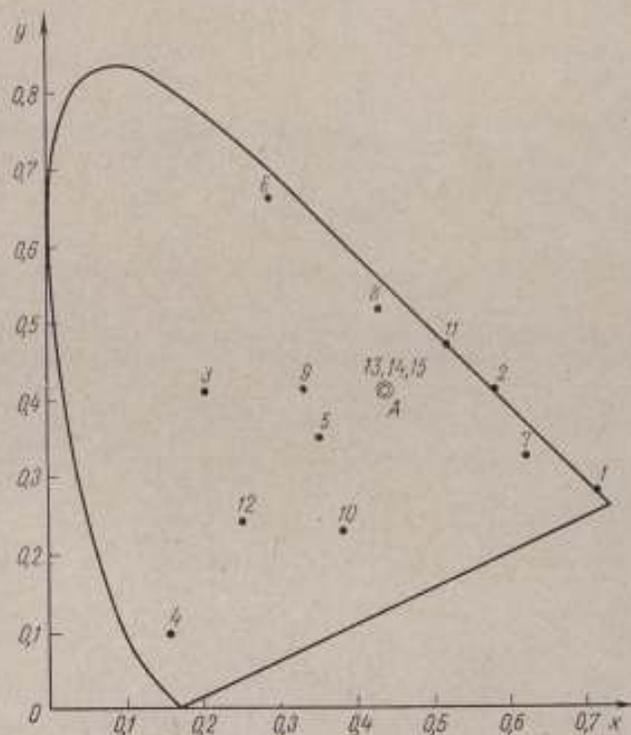


Рис. 2. Цветность измеряемых образцов при источнике света А. Цифры на рисунке соответствуют номерам образцов в табл. 1.

динат измеряли в различных участках цветового пространства, отмеченных на рис. 2 кружками. Для каждой пары цветов эти отношения лежали в пределах 0,97—1,03 (чувствительная шкала прибора ЭКЦ-1).

Во вторую группу образцов вошли слабонасыщенные стекла различных марок и толщины, отношения координат цвета которых измеряли на обоих приборах относительно свободного пучка, отраженного от образца белой поверхности из молочного стекла МС-14. В этом случае цветовые различия оценивали по грубой шкале; отношения координат лежали в пределах 0,65—0,90.

В табл. 1 и 2 приведены для обеих групп образцов разности показаний приборов ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш  $(m - n) \cdot 100$  по шкалам отношений координат, где  $n$  и  $m$  — отсчет по шкалам компараторов ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш соответственно.

Таблица 1

Относительные разности в показаниях компараторов ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш при измерении отношения координат цвета в пределах 0,97—1,03

Образцы		$(m_x - n_x) \cdot 100\%$	$(m_y - n_y) \cdot 100\%$	$(m_z - n_z) \cdot 100\%$
№	марка			
1	КС-13	+0,4	+0,2	-0,5
2	ОС-12	-0,3	-0,5	-0,9
3	СЭС-3	-0,8	-0,6	-0,5
4	ОС-8	+0,1	0	-0,2
5	СС-6	-0,2	+0,1	+0,2
6	ЗС-2	-0,8	-1,2	-1,4
7	ПС-8	-0,1	0	+0,2
8	ЖЭС-9	0	-0,6	-1,3
9	СЭС-7	-0,1	-0,1	0
10	ПС-3	-0,4	-0,1	-0,4
11	ЖС-18	-0,7	-0,9	-2,1
12	СС-2	+0,5	+0,6	+0,2
13	НС-8 (10%)	-0,6	-0,4	-0,6
14	НС-8 (25%)	+0,1	-0,3	+0,5
15	НС-8 (50%)	+0,4	+0,3	+0,1

Таблица 2

Относительные разности показаний компараторов ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш при измерении отношения координат цвета в пределах 0,65—0,90

Образцы	$(m_x - n_x) \cdot 100\%$	$(m_y - n_y) \cdot 100\%$	$(m_z - n_z) \cdot 100\%$
ЖС-11 (1,2)	-0,1	-0,1	+2,9
ЖС-11 (2,0)	-1,0	-0,2	+3,2
ОС-6 (0,5)	+0,4	-0,4	0
ОС-6 (1,0)	+0,3	-0,1	-1,7
СЭС-14 (1,7)	-1,4	-0,7	+0,2
СЭС-14 (2,5)	-2,7	-1,4	-0,4
ПС-5 (1,0)	-0,3	-1,0	-1,2
ПС-5 (2,0)	-0,3	-1,6	-2,9
ПС-5 (3,0)	-1,0	-3,2	-5,7
ПС-6 (0,5)	+0,2	-0,1	-0,3
ПС-6 (1,0)	-0,1	-1,6	-0,9
ПС-6 (1,5)	-0,2	-1,6	-1,3
СС-13 (1,0)	-1,4	-1,4	-0,4

Из табл. 1 следует, что расхождения в показаниях обоих приборов при измерении отношений всех трех координат лежат в пределах 0,1—1,5% и лишь в отдельных случаях достигают 1—2%. При этом различия функций сложения  $\bar{x}_F(\lambda)$  и  $\bar{x}_H(\lambda)$  в этих измерениях никак не проявляются: разность отношений координат  $(m - n) \cdot 100$  того же порядка, что и для двух других координат.

При измерении цветовых различий, лежащих в пределах грубой шкалы прибора ЭКЦ-1, расхождения между показаниями обоих приборов, как видно из табл. 2, увеличиваются почти вдвое, но одинаково для всех трех координат. Следовательно, это увеличение нельзя объяснить различием колориметрических систем приборов.

Интересно отметить, что погрешности воспроизведения функций сложения цветов, достигающие для некоторых длин волн около 50 и 100% (рис. 1), выражаются в диапазоне узких измерительных шкал компараторов в единицах и даже долях процента.

### Влияние выбора источника освещения на результаты измерений

Исследование вопроса о целесообразности применения в компараторах цвета трех стандартизованных источников излучения *A*, *B* и *C* показало следующее.

В выражениях для координат цвета

$$\bar{x} = \int_{400}^{720} E(\lambda) \bar{x}(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda; \quad \bar{y} = \int_{400}^{720} E(\lambda) \bar{y}(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda;$$

$$\bar{z} = \int_{400}^{720} E(\lambda) \bar{z}(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda.$$

Таблица 3

Разности в показаниях компаратора ЭКЦ-1 при измерении отношения координат цвета с источниками освещения *A*, *B* и *C* (в пределах шкалы 0,89—1,01)

Образцы	Источник	$m_x^{B,C} - m_x^A$	$m_y^{B,C} - m_y^A$	$m_z^{B,C} - m_z^A$
К-1	<i>B-A</i>	0	-0,1	-0,4
	<i>C-A</i>	0	-0,2	-0,4
К-5	<i>B-A</i>	-0,1	0	+0,1
	<i>C-A</i>	0	0	-0,1
О-4	<i>B-A</i>	+0,2	-0,1	0
	<i>C-A</i>	+0,2	-0,2	0
ЖГ-2	<i>B-A</i>	-1,5	+1,1	+1,1
	<i>C-A</i>	+0,6	-0,4	+1,0
ЖГ-4	<i>B-A</i>	+0,1	+0,1	-1,4
	<i>C-A</i>	+0,1	+0,3	-0,1
З-3	<i>B-A</i>	+0,1	0	-0,2
	<i>C-A</i>	+0,1	0	-0,2
З-5	<i>B-A</i>	+0,1	+0,1	0
	<i>C-A</i>	+0,1	+0,3	0
ЗСГ-2	<i>B-A</i>	0	-0,3	+0,1
	<i>C-A</i>	-0,2	0	+0,1
СЗГ-6	<i>B-A</i>	0	+0,2	+0,6
	<i>C-A</i>	-0,1	+0,7	+1,2
СЗГ-2	<i>B-A</i>	+1,9	-0,5	+0,2
	<i>C-A</i>	+1,4	0	+0,4

где  $\rho(\lambda)$  — спектральный коэффициент отражения образца, изменение относительного спектрального распределения энергии источника  $E(\lambda)$  можно рассматривать, как искажение функций сложения  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$  и  $\bar{z}(\lambda)$  при неизменном источнике.

Влияние выбора источника освещения было оценено на отражающих образцах цвета ВНИИМ, обладающих малыми цветовыми различиями. Измерения были выполнены на приборе ЭКЦ-1 и результаты в виде разности отношений координат представлены в табл. 3. Из таблицы следует, что разница между измеренными при всех трех источниках  $A$ ,  $B$  и  $C$  отношениями координат — порядка 0,1—0,3%, т. е. лежит в пределах точности измерений на компараторах. Лишь в случае желтых образцов  $Ж_1-2$  и  $Ж_{11}-4$  различие в оценке отношений координат  $\bar{z}$  достигает приблизительно 1%. Увеличение погрешности в этом случае можно объяснить тем, что сама координата  $\bar{z}$  для желтых образцов мала по абсолютной величине. Таким образом, можно заключить, что нет необходимости применять три источника света в компараторах, предназначенных для измерения малых цветовых различий.

### Оценка цветовых различий при зональных светофильтрах

Поскольку приведенные исследования дали обнадеживающие результаты в том смысле, что показания компараторов оказались в слабой степени зависящими от вариаций функций сложения цветов, представило интерес произвести измерения в условиях более грубого приближения спектральной чувствительности приемников к функциям сложения цветов. Такое исследование было интересно еще и потому, что в инструкции к лей-

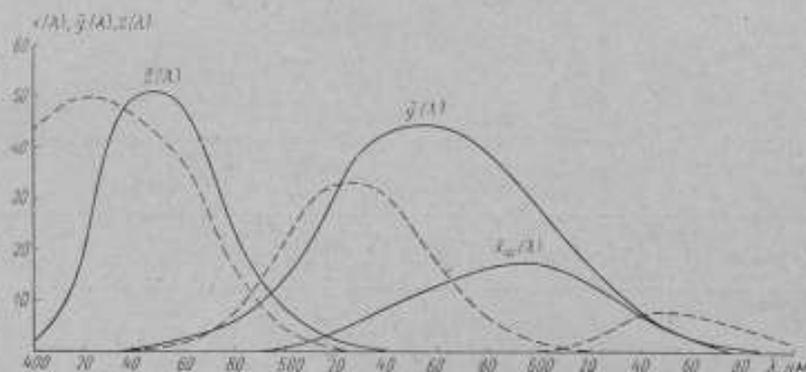


Рис. 3. Спектральные кривые чувствительности фотоумножителя ФЭУ-32 под красным, зеленым и синим светофильтрами в сравнении с функциями сложения цветов системы Шкловера.

кометру Цейсса содержатся рекомендации по использованию для оценки цветовых различий условного «цветового» треугольника, т. е. рекомендуется применять лейкометр для оценки разнооттеночности бумаги. Подобные попытки встречаются и в отечественной литературе [3].

Для выполнения этого исследования в компаратор цвета ЭКЦ-1 дополнительно к колориметрическим светофильтрам были помещены в свободные гнезда зональные светофильтры красного, зеленого и синего цвета. На рис. 3 изображены кривые сложения цветов системы Д. А. Шкловера (сплошные линии) и кривые спектральной чувствительности фотоумножителя ФЭУ-32, измененные указанными светофильтрами (штриховые линии). Затем были выполнены сравнительные измерения бумаги фабрики

Гознак с применением светофильтров обеих систем. Эталонном служило молочное стекло МС-14. Отношения цветовых координат измеряли в пределах грубой шкалы прибора. Результаты этих измерений представлены в табл. 4 в виде выраженной в процентах относительной разности между правильными и искаженными значениями. Из таблицы следует, что расхождения между этими двумя рядами значений существенно превышают приведенные в табл. 3. Теперь они носят систематический характер и составляют около 1—4,5% (становятся соизмеримыми с самими измеряемыми цветовыми различиями). При этом значения отношений координат при красном светофильтре отличаются от истинных значений значительно больше, чем отношение двух других координат. Это естественно, поскольку кривая под красным светофильтром резко расходится с кривой  $\bar{x}_{ш}(\lambda)$ .

Таблица 4

Разности в показаниях компаратора цвета ЭКЦ-1 при измерении бумаги с колориметрическими (к) и зональными (з) светофильтрами

Образцы бумаги	$\frac{\bar{x}_z - \bar{x}_k}{\bar{x}_k} \cdot 100\%$	$\frac{\bar{y}_z - \bar{y}_k}{\bar{y}_k} \cdot 100\%$	$\frac{\bar{z}_z - \bar{z}_k}{\bar{z}_k} \cdot 100\%$
421-1	+2,3	-0,9	-1,6
4-54	+3,2	-0,1	-1,2
1950-11	+3,6	-1,2	-0,7
1950-10	+3,8	-2,1	-1,1
Ватман	+0,2	-0,5	-1,8
Писчая	+2,1	-1,4	-1,0
1950-12	+3,6	-1,6	-1,1
3-54	+2,8	-1,9	-0,7
2-55	+4,4	-2,4	-2,8
1950-1	+3,8	-2,1	-1,5
240-40	+2,3	-0,1	-0,3

Следует заметить, что погрешности такого порядка имеют место при измерении белых цветов на визуальном колориметре наблюдателями, обладающими индивидуальными особенностями цветного зрения, но принадлежащими к группе наблюдателей с нормальным цветным зрением. Поэтому можно заключить, что система зональных светофильтров пригодна лишь для самых грубых колориметрических оценок.

### Выводы

Полученные экспериментальные результаты позволяют сформулировать следующие практические выводы:

1. Различия систем функций сложения М. М. Гуревича и Д. А. Шкловера не отражаются на результатах измерения при широте шкал компараторов ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш. Поэтому при объективной оценке малых цветовых различий обе системы следует считать эквивалентными.
2. При оценке малых цветовых различий в пределах узкой шкалы компаратора ЭКЦ-1 можно ограничиваться измерениями при одном из стандартизованных источников.

3. Система зональных светофильтров (красный, зеленый и синий), применяемая для приближенной оценки белизны, несет в себе систематические погрешности, на порядок превышающие погрешности измерений на компараторах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич М. М. и Мейер Л. Н. Фотоэлектрический компаратор цвета. «Светотехника», 1955, № 6.
2. Рымов А. И. и Шкловер Д. А. Фотоэлектрический компаратор цвета. «Светотехника», 1961, № 10; Современное состояние колориметрии, «Светотехника», 1956, № 1.
3. Степанов О. Д. Фотоэлектрический прибор для измерения и контроля цвета окрашенных поверхностей. «Приборостроение», 1957, № 6.

Поступила в редакцию  
19/III-1968 г.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В СБОРНИКЕ

УДК 535.24 : 546.294

Исследование излучения, определяемого переходом  $2p_{10} - 5d_2$  атома криптона-86

*Н. Р. Батарчукова, А. И. Карташев, Е. А. Птицына*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 5—14.

В статье приводятся данные исследований симметрии и полуширины оранжевой линии криптона-86, а также сравнительные данные других авторов. Получена зависимость экспериментальной полуширины оранжевой линии  $^{86}\text{Kr}$  от скорости сканирования и от диаметра освещающего эталон пучка.

Составлена таблица поправок к номинальному значению волнового числа 1 650 763, 73, определяющего единицу длины.

Приведены данные о сроке службы криптоновых ламп.

Таблиц 1, иллюстраций 12, библиографий 9.

УДК 535.24 : 621.32

Источники света с направленным движением атомов кадмия-114

*Н. Р. Батарчукова, Л. А. Ирикова*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 15—18.

Статья посвящена обсуждению различных конструкций кадмиевых источников света. Показано, что лампы старой конструкции функционируют при большом расходе кадмия за весьма короткий промежуток времени, а так как кадмий-114 является дорогостоящим материалом, то необходимо создать лампы с пучком его другой конструкции, предусматривающей возможность регенерации пучка. Предложено несколько новых вариантов ламп, в которых регенерация кадмия осуществляется в процессе горения лампы и количество требуемого элемента весьма ограничено. Особенно интересна конструкция лампы в виде кольца. Иллюстраций 3, библиографий 4.

УДК 535.24 : 621.32

Стабилизированный генератор для возбуждения безэлектродных ламп, предназначенных для воспроизведения вторичных эталонных длин волны

*Ц. И. Глазман, Д. И. Зорин, Ю. Н. Шестопалов*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 19—21.

Описан стабилизированный генератор для возбуждения безэлектродных ламп, предназначенных для воспроизведения вторичных эталонных длин волн. Приведены результаты исследования стабильности светового потока во времени безэлектродной лампы с изотопом ртути-198. Нестабильность светового потока не превышает 2% за 5 мин. непрерывной работы.

Библиографий 3, иллюстраций 3.

**Спектральная аппаратура и специфика работы  
в длинноволновой инфракрасной области спектра.**

*Г. Г. Гулина*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 22—31.

Статья содержит литературный обзор спектральной аппаратуры, выпускаемой в настоящее время зарубежными и отечественными фирмами для работы в далекой инфракрасной области. Рассматриваются особенности конструкции длинноволновых инфракрасных спектрометров, определена взаимосвязь параметров оптической схемы, приемника и источника, приводятся данные по фильтрам, используемым в длинноволновых инфракрасных спектрометрах для разделения порядков и устранения рассеянного света. Указаны методы определения рассеянного света и градуировки шкалы длины волны (волновых чисел) спектрометров.

Таблиц 3, библиографий 27.

**Результаты измерения скорости распространения света  
методом интерференционного модулятора  
с фотоэлектрической регистрацией**

*А. И. Карташов, Г. Н. Харламова*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 32—37.

Изложены результаты измерения скорости распространения света с погрешностью  $7 \cdot 10^3$  м/сек. Описаны аппаратура и методика, разработанные на основе принципа интерференционной модуляции, обеспечивающего высокую частоту модуляции.

Конструкция модулятора гарантировала надежность и стабильность в работе, а применение фотоэлектрической регистрации взамен фотографической позволило увеличить точность измерения. Достигнута точность, предельная для методов измерения скорости света, основанных на модуляции светового потока при использовании малых баз (24 м).

Таблиц 1, библиографий 2, иллюстраций 5.

**Теоретическое обоснование абсолютного метода  
измерения постоянной Керра**

*В. А. Замков, Л. В. Набандов*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 38—44.

Предложен абсолютный метод измерения постоянной Керра жидких сред, основанный на свойстве пластинки в четверть волны давать циркулярно поляризованный свет, интенсивность которого не меняется при повороте анализатора. Проведен анализ погрешностей метода и показано, что реализация его повысит точность измерения постоянной Керра почти на порядок, что позволит провести более точные измерения ряда органических веществ, которые могли бы служить в качестве образцовых для относительных измерений.

Библиографий 8, иллюстраций 5.

**Возможности применения эффекта Доплера для измерения малых скоростей и амплитуд механических колебаний**

*А. И. Карташев, И. Ш. Эцим*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 45—53.

Рассмотрены теоретически возможности применения эффекта Доплера для измерения малых скоростей прямолинейно движущегося тела и амплитуд механических колебаний. Показано, что использование эффекта Доплера дает возможность измерять скорости перемещения зеркальных поверхностей в диапазоне  $10^{-4}$ —500 м/сек и скорости незеркальных поверхностей — в диапазоне  $10^{-2}$ —500 м/сек при удалении поверхности от измерительного прибора на несколько сотен метров.

Гармонический анализ сигнала биений, промодулированного по частоте вследствие эффекта Доплера позволяет измерять амплитуды механических колебаний незеркальных поверхностей в диапазоне от нескольких микрометров до миллиметра на расстояниях до 10—20 м. Библиографий 8, рис. 3.

УДК 535.56.08

**Об измерении угла вращения плоскости поляризации объективным методом**

*Е. А. Волкова, И. С. Сорокина*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 54—62.

В статье рассмотрена установка для точного измерения угла вращения плоскости поляризации объективным методом с применением магнитооптического модулятора. Вычислено значение чувствительности при измерениях. Показано, что точность измерения угла вращения зависит от ширины используемого спектрального интервала, точности угломерного устройства и чувствительности приемного устройства. Как результат исследования установки приведены значения средней квадратической погрешности, полученной при измерениях высококачественных поляризационных пластинок.

Иллюстраций 3, библиографий 10.

УДК 535.5

**Определение положений главных направлений в кварцевых пластинках**

*Е. А. Волкова, И. С. Сорокина*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 63—65.

В статье описываются два способа определения на визуальном поляриметре быстрой и медленной составляющих в кварцевых пластинках толщиной 3—10 мм, вырезанных параллельно оси Z.

Первый метод требует применения образца, в котором заранее известно положение быстрой и медленной составляющих. Положение составляющих в кварцевой пластинке определяют с помощью компенсатора Бабине. Смещения ахроматической полосы в поле зрения поочередно наблюдают и сравнивают при вращении образца и кварцевой пластинки.

Второй метод не требует применения компенсатора Бабине и пригоден для определения расположения быстрой и медленной составляющих в круглых пластинках путем оценки освещенности поля зрения при различном расположении объектов в приборе.

Иллюстраций 1, библиографий 2.

УДК 535.853.4

Многолучевой интерферометр с кристаллической пластинкой

В. Е. Буславва, И. Ш. Эцим

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 66—71.

Теоретически исследована возможность применения для точного измерения малых перемещений интерферометра, состоящего из кристаллической пластинки и двух полупрозрачных зеркал. Получено выражение для распределения интенсивности в интерференционной картине в том случае, когда интерферометр помещен между двумя поляризационными призмами. Экспериментально исследованы полосы равной толщины; наблюдалось увеличение их резкости благодаря интерференции между обыкновенными и необыкновенными лучами. Показано, что интерферометр может быть использован в установке повышенной точности для измерения малых линейных перемещений.

Библиографий 5, иллюстраций 3.

УДК 535.515.08

Об измерении двойного лучепреломления методом канализированного спектра

В. Е. Буславва, А. Н. Корнева

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 72—75.

В статье показана возможность определения разности фаз дву-пределомляющих объектов и градуирования тонких слюдяных пластинок  $\lambda/4$  методом канализированного спектра.

Средняя квадратическая погрешность ряда измерений разности фаз дву-пределомляющего объекта методом канализированного спектра составляет  $2\lambda \cdot 10^{-3}$  рад.

Библиографий 4, иллюстраций 4.

УДК 535.515.08

Объективный метод измерения разности фаз дву-пределомляющих объектов

В. Е. Буславва, Л. В. Налбандов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области световых и оптических измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 76—80.

Исследован абсолютный фотоэлектрический метод измерения разности фаз, основанный на модуляции светового потока по колебаниям его плоскости поляризации. Вычисленные предложенным методом значения пороговой чувствительности  $2 \cdot 10^{-5} \cdot 2\lambda$  рад, а абсолютная погрешность, полученная для ряда измерений слюдяных пластинок, составляет  $6 \cdot 10^{-5} \cdot 2\lambda$  рад.

Таблиц 1, иллюстраций 1, библиографий 11.

**Использование метода оптической фильтрации  
пространственных частот для обработки геофизических данных**

*А. Н. Королев*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 81—85.

В статье показана целесообразность использования метода оптической фильтрации пространственных частот для обработки геофизических данных, представленных на карте местности в виде векторных величин. Описаны схема и конструкция оптического измерительного прибора, который может быть применен для выделения из совокупности хаотически расположенных линий (векторов) тех линий, которые ориентированы в заданном направлении, для определения их суммарной длины. Линии определенной ориентации выделяют методом оптической фильтрации пространственных частот. Суммарная длина линий в относительных единицах определяется путем измерения светового потока с помощью фотоумножителя.

Иллюстраций 4, библиографий 5.

**Анализ метода автоматической фокусировки**

*И. Е. Родионова, Г. И. Стражун*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 86—95.

В статье проанализирован метод автоматической фокусировки измерительных оптических систем, основанный на применении так называемой «глубинной миры» в виде диска-модулятора с косыми зубцами.

На основе геометрических представлений получены общие выражения для чувствительности метода и его рабочей характеристики. Найдены оптимальные параметры схемы и исследовано влияние отступлений параметров от номинала на погрешности фокусировки.

Иллюстраций 6, библиографий 2.

**Новый стандарт на метод резольвометрического  
испытания и современные проекционные резольвометры**

*Н. А. Балабух, В. А. Корндорф, Р. А. Павлюк*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 96—103.

В статье рассмотрен новый ГОСТ 2819—68 на метод резольвометрического испытания черно-белых и цветных фотографических материалов на прозрачной подложке с разрешающей способностью до  $1200 \text{ мм}^{-1}$ .

Для резольвометрических испытаний фотографических материалов с разрешающей способностью до  $600 \text{ мм}^{-1}$  следует применять микрообъектив типа ОС-16 с числовой апертурой 0,3 и рекомендованы проекционные резольвометры типов СР-17, РР-2.

Для испытания высоко разрешающих материалов следует применять микрообъектив типа ОС-8 с числовой апертурой 0,65 и рекомендован резольвометр типа РР-2М.

Описаны применяемые в настоящее время типы резольвометров и резольвометр РР-2М, дана характеристика мир типа Ацеулова, используемых в резольвометрах.

Библиографий 20, иллюстраций 7.

Применение растрового метода при исследовании  
шероховатости поверхностей

А. А. Кучин

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области  
оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 104—112.

За последние годы растровые методы находят широкое применение в технике точных измерений, а также во многих отраслях науки и техники. В статье дан краткий обзор основных направлений использования растров, приведены основные характеристики метода и рассматривается вопрос о применении муаровых полос для исследования неровностей поверхности. Результаты сравнительных измерений глубины образцовых штрихов 8-го и 9-го классов чистоты по ГОСТ 2789—59 на микроинтерферометре и растровом микроскопе хорошо согласуются с паспортными данными: относительная погрешность их не превышает 5—10%.

Таблиц 1, библиографий 16, иллюстраций 7.

Фотоэлектрическая установка для измерения силы света  
ламп накаливания

Т. Н. Андреева, В. Е. Карташевская

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области  
оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 113—115.

Описана фотоэлектрическая установка, предназначенная для измерения силы света ламп накаливания и коэффициентов пропускания серых поглотителей. Погрешность измерений силы света около  $\pm 0,3\%$ . Преимуществом установки перед зрительной является сокращение числа наблюдателей, занятых в измерениях, и большая точность измерений.

Иллюстраций 3, библиографий 3.

Новые термостолбики с большой приемной площадью

В. Е. Карташевская, Л. Ф. Литвинова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области  
оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 116—123.

Дано описание новых неизбирательных приемников с повышенной чувствительностью к энергетической освещенности (до  $170 \text{ (ккал/см} \cdot \text{м}^2)$ ).

Новые приемники осуществлены нескольких размеров с различными покрытиями, в разборных корпусах и с различными «углами зрения». В сочетании с исправляющим поглотителем, который воспроизводит значения относительной видности, эти приемники предназначены для световых измерений в поле больших размеров и с равномерным распределением освещенности.

Таблиц 2, иллюстраций 5, библиографий 5.

## Установка для старения фотоэлементов

Т. Н. Андреева, В. Е. Карташевская

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 124—127.

Установка, состоящая из светомерного шара особого устройства с 12 тубусами и четырьмя контрольными светоизмерительными лампами, позволяет следить за изменениями чувствительности (общей и спектральной) 12 фотоэлементов одновременно.

Равномерное освещение катодов всех фотоэлементов обеспечено установкой молочных стекол в окнах шара перед тубусами и лампами внутри кольца, защищающего окна шара от прямого света. Поворотный диск с несколькими цветными стеклами и одним свободным отверстием обеспечивает освещение фотоэлементов белым светом или в пределах отдельных участков спектра.

Одна из ламп служит для постоянного освещения катодов при их старении; три остальные — для периодического освещения при измерениях фототоков.

Иллюстраций 3, библиографий 3.

## Расчет интерференционного светофильтра, воспроизводящего кривую видности глаза

Э. Н. Эльнер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области световых и оптических измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 128—133.

С помощью электронноцифровых вычислительных машин рассмотрена принципиальная возможность создания исправляющего интерференционного светофильтра, предназначенного для работы с термоэлектрическими неизбирательными приемниками излучений.

Получены значения оптической толщины отдельных слоев трех интерференционных систем с числом слоев  $N = 7, 9, 11$  на стекле (СЭС14 и СЭС10) толщиной 2 и 0,5 мм, общее пропускание которых воспроизводит кривую видности глаза.

Иллюстраций 6, библиографий 4.

## К вопросу о погрешности радиометров, вызванной неоднородной чувствительностью приемной площадки приемника излучения

Н. М. Артемьев, В. В. Бабришкин, Н. И. Бондаренко

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г., стр. 134—140.

В статье приведены результаты исследования зональной чувствительности полупроводниковых приемников инфракрасного излучения типа БСГ-2 и дана оценка погрешности измерения силы излучения изотермической поверхности при неполном перекрытии ее изображением приемной площадки болометра.

Даны рекомендации по уменьшению погрешности измерения.

Таблиц 1, иллюстраций 7, библиографий 4.

**Исследование энергетической и спектральной чувствительности приемников в ближней инфракрасной области спектра**

*В. В. Бабушкин, А. К. Вишневикий, И. И. Долгих, Н. В. Либова*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений. вып. 114 (174), 1970 г., стр. 141—146.

В статье приведены результаты исследования энергетической и спектральной чувствительности в области спектра от 1 до 8 мкм полупроводниковых болометров типов БСГ-2, БКМ-5 и металлических болометров БМК-3. Описаны методика исследования и аппаратура. Иллюстраций 4, библиографий 1.

**К вопросу стандартизации цветов**

*Е. Н. Юстова*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г. стр. 147—152.

Статья посвящена вопросу стандартизации цветовых измерений. Как известно, различия в установлении цветовых равенств наблюдателей с нормальным цветовым зрением существенно превышают порог чувствительности отдельного наблюдателя. Это создает трудность при стандартизации цветовой системы, которая не устраняется введением понятия «средний стандартный наблюдатель». Для устранения этой трудности необходимо исключить резко метамерные равенства из колориметрических измерений и ввести допуск на функции сложения цветов.

Получена формула, связывающая минимальный допуск на функции сложения цветов в компараторе с заданной точностью измерений и широтой шкал компараторов (или числом эталонов).

Иллюстраций 1, библиографий 7.

**О стабильности цветовых равенств**

*Н. М. Никитина*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений. вып. 114 (174), 1970, стр. 153—158.

Рассматривается принцип стабильности цветовых равенств и его отношение к стандарту на функции сложения цветов.

На основе колориметрических экспериментов, описанных в статье, и анализа литературных данных делается вывод о том, что из всех факторов, влияющих на цветовые равенства (цвета фона, угловых размеров полей зрения, состояния адаптации глаза и т. п.), наибольшее значение имеют индивидуальные особенности цветового зрения наблюдателей, они и представляют естественный допуск при стандартизации функций сложения цветов.

Таблиц 2, иллюстраций 3, библиографий 9.

К вопросу о влиянии погрешностей воспроизведения функций сложения цветов на показания фотоэлектрических компараторов

*И. Н. Панова, Е. Н. Юстова*

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области оптических и световых измерений, вып. 114 (174), 1970 г. стр. 159—166.

В статье рассматривается вопрос о допусках на спектральные кривые чувствительности приемников излучения и спектральные кривые корректирующих светофильтров в объективных компараторах цвета.

В результате эксперимента выяснено: при диапазоне шкал компараторов ЭКЦ-1 и ФКЦ-Ш различия систем функций сложения М. М. Гуревича и Д. А. Шкловера не отражаются на результатах измерения. Точно так же результаты измерения на компараторах не зависят от выбора источника освещения. Система зональных светофильтров (красный, зеленый, синий), применяемая для приближенной оценки близки, несет в себе систематические погрешности, на порядок превышающие погрешности измерений на компараторах.

Таблиц 4, иллюстраций 3, библиографий 3.

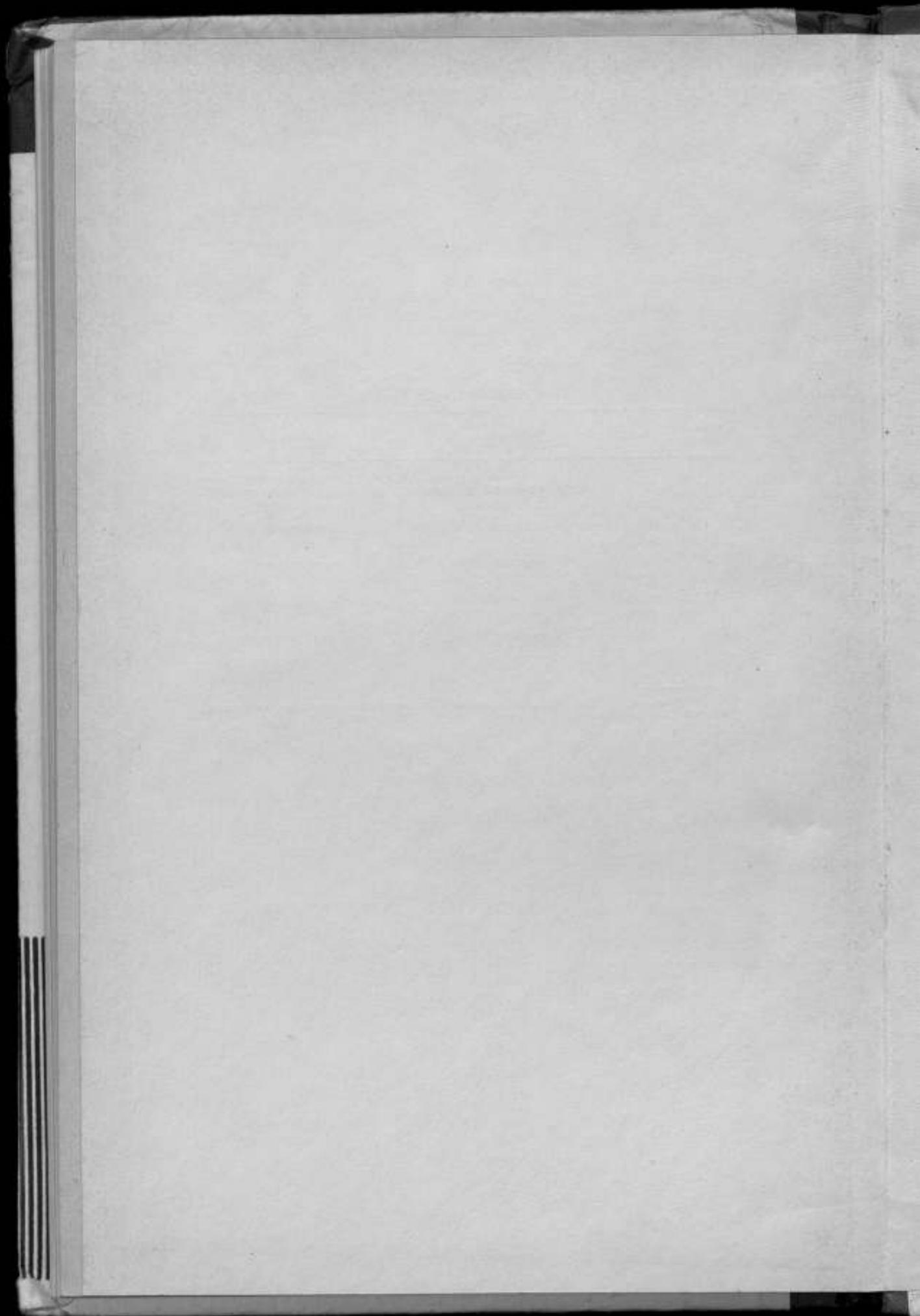
## СОДЕРЖАНИЕ

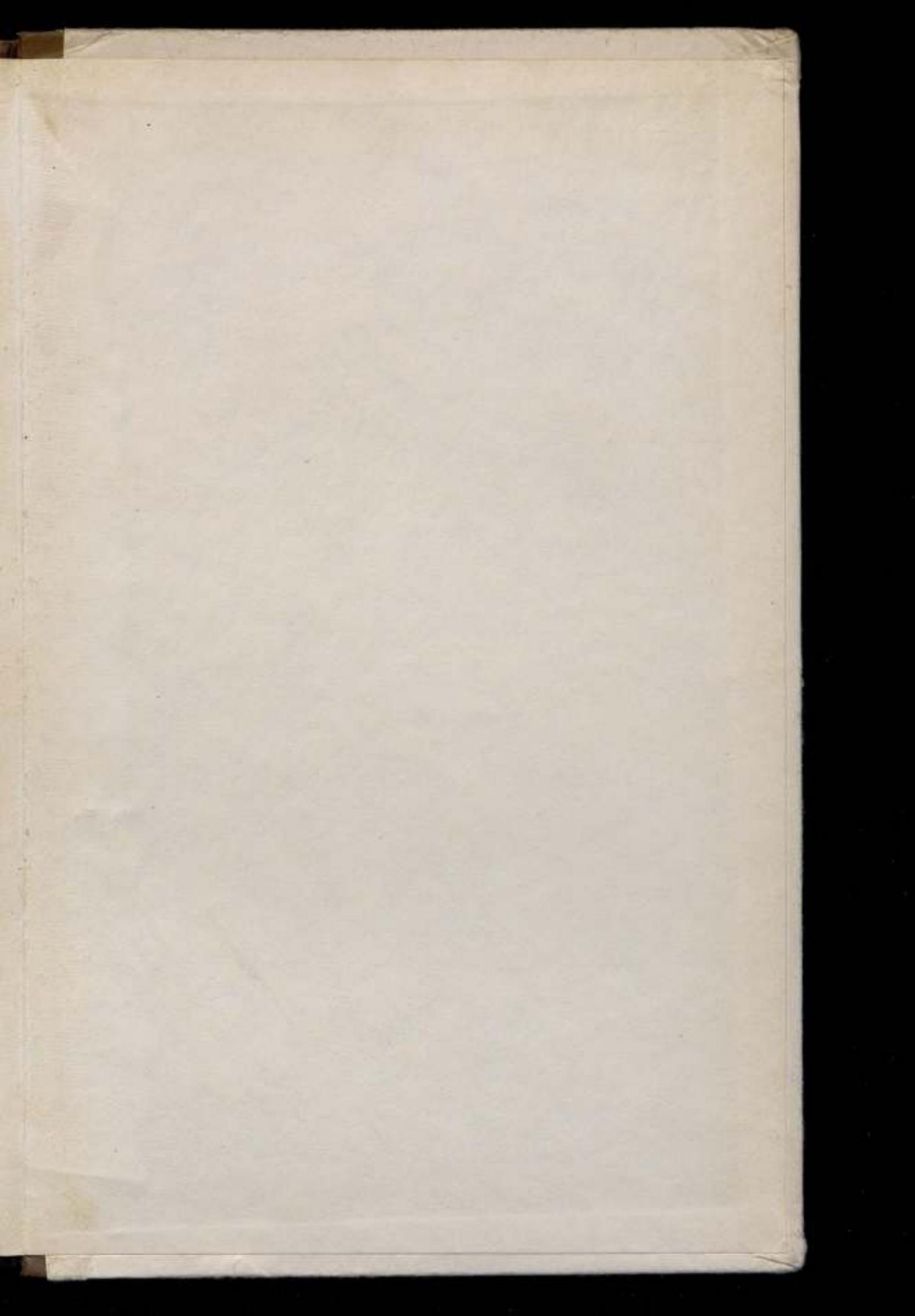
Предисловие	3
Н. Р. Батарчукова, А. И. Карташев, Е. А. Птицина. Исследование излучения, определяемого переходом $2p_{10} - 5d_5$ атома ксенона-86	5
Н. Р. Батарчукова, Л. А. Ирикова. Источники света с направленным движением атомов кадмия-114	15
Ц. И. Глоzman, Д. И. Зорин, Ю. Н. Шестопалов. Стабилизированный генератор для возбуждения безэлектродных ламп, предназначенных для воспроизведения вторичных эталонных длин волн	19
Г. Г. Гудина. Спектральная аппаратура и специфика работы в длинноволновой инфракрасной области спектра	22
А. И. Карташев, Г. Н. Харламова. Результаты измерения скорости распространения света методом интерференционного модулятора с фотоэлектрической регистрацией	32
В. А. Зямков, Л. В. Налбандов. Теоретическое обоснование абсолютного метода измерения постоянной Керра	38
А. И. Карташев, И. Ш. Эцин. Возможности применения эффекта Доплера для измерения малых скоростей и амплитуд механических колебаний	45
Е. А. Волкова, И. С. Сорокина. Об измерении угла вращения плоскости поляризации объективным методом	64
Е. А. Волкова, И. С. Сорокина. Определение положений главных направлений в кварцевых пластинках	63
В. Е. Буслаева, И. Ш. Эцин. Многолучевой интерферометр с кристаллической пластинкой	66
В. Е. Буслаева, А. Н. Корнева. Об измерении двойного лучепреломления методом канализированного спектра	72
В. Е. Буслаева, Л. В. Налбандов. Объективный метод измерения разности фаз дупреломляющих объектов	76
А. Н. Королев. Использование метода оптической фильтрации пространственных частот для обработки геофизических данных	81
И. Е. Родионова, Г. И. Страхун. Анализ метода автоматической фокусировки	86
Н. А. Балабуха, В. А. Коридорф, Р. А. Павлова. Новый стандарт на метод резольвометрического испытания и современные проекционные резольвометры	96
А. А. Кучин. Применение растрового метода при исследовании шероховатости поверхностей	104
Г. Н. Андреева, В. Е. Карташевская. Фотоэлектрическая установка для измерения силы света ламп накаливания	113
В. Е. Карташевская, Л. Ф. Литвинова. Новые термостолбики с большой приемной площадью	116
Г. Н. Андреева, В. Е. Карташевская. Установка для старения фотоэлементов	124
Э. Н. Эльснер. Расчет интерференционного светофильтра, воспроизводящего кривую видности глаза	128
И. М. Артемьев, В. В. Бабушкин, Н. И. Бондаренко. К вопросу о погрешности радиометров, вызванной неоднородной чувствительностью приемной площадки приемника излучения	134
В. В. Бабушкин, А. К. Вишневский, И. И. Долгих, И. В. Либова. Исследование энергетической и спектральной чувствительности приемников в ближней инфракрасной области спектра	141
Е. Н. Юстова. К вопросу стандартизации цветов	147
Н. М. Никитина. О стабильности цветовых равенств	153
И. Н. Панова, Е. Н. Юстова. К вопросу о влиянии погрешностей воспроизведения функций сложения цветов на показания фотоэлектрических компараторов	159
Рефераты статей, помещенных в сборнике	167

### ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
11	12-я сверху	условиях соответствующих спецификаций	условиях, соответствующих спецификации
45	16-я сверху	номинальным	номинальным
107	4-я снизу	проецировать	проецировать
128	13-я снизу	интерференной	интерференционной
141	10-я сверху	фотоэлектрических	фотоэлектрических

Сборник. Исследования в области оптических и световых измерений.  
Выпуск 114 (174). Заказ 2.





Г р. 34 к.