

НАУЧНО - ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ
ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО - ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА

26/x-79

ISSN 0371-957X

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ
ОПТИЧЕСКИХ И СВЕТОВЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ**

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 236 (296)



1/4 of a



НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ
ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии
имени Д.И. Менделеева

а/1
м 16427

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ОПТИЧЕСКИХ И СВЕТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 236 (296)

Под редакцией Н.Р.Батарчуковой



ЛЕНИНГРАД
• ЭНЕРГИЯ •
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1979



Настоящий сборник посвящен оптическим и фотометрическим измерениям. В нем отражены основные направления метрологических исследований в области оптики: интерференционные измерения длины волны и длины, спектрофотометрия, измерения фотометрических величин и радиометрия.

Результаты исследований, выполненных в этих направлениях, нашли широкое применение в машиностроении, приборостроении, металлургии, химии, биологии, медицине, сельском хозяйстве и др. В связи с этим в настоящее время в проведении измерений оптических и фотометрических величин участвует большое число специалистов в данной области.

Основной задачей сборника является ознакомление широкого круга лиц, интересующихся вопросами оптических измерений и фотометрии.

В сборник вошли статьи, посвященные описанию интерферометров для измерений линейных перемещений. Представлены результаты исследований в области спектрофотометрии видимой инфракрасной и ультрафиолетовой области спектра. Рассмотрены вопросы, связанные с выяснением причин возникновения погрешностей радиометрических измерений.

И 30104-139 без объявл. 2103000000
051(01)-79

© Научно-производственное
объединение "ВНИИМ имени
Д.И. Менделеева", 1979

*Н.Р.Батарчукова, Л.А.Ирикова, Е.А.Птицина***ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЛАМП
С ПОЛЫМ КАТОДОМ**

Малогабаритные лампы с полым катодом без охлаждения, предназначенные для градуировки высокоразрешающих спектральных приборов, просты в обращении и несложны по конструкции. Они имеют следующие размеры: длина — 50 мм, диаметр стеклянного цилиндра — 20 мм, внутренний диаметр полого катода (диаметр светящегося пятна) — 2 мм. Лампы заполнены изотопами криптона, неона, кадмия и ксенона.

Исследование ламп проводилось на спектроинтерферометре, входящем в состав государственного специального эталона единицы длины для спектроскопии. Была выяснена воспроизводимость спектров при переходе от одной лампы к другой. Запись спектров производилась на предмонохроматоре эталонного спектроинтерферометра [1]. Регистрация спектров осуществлялась фотоумножителем ФЭУ-51 в области 0,4–0,7 мкм. Расшифровка спектров показала их полную идентичность. Для наиболее интенсивных линий выполнены интерференционные измерения длин волн. Для этой цели были выбраны четыре линии изотопа криптона, семь линий изотопа неона, четыре линии изотопа кадмия и четыре линии изотопа ксенона. Измерения производились в вакууме при трех разностях хода.

Интерференционный метод измерения длин волн сводится, в основном, к отсчету дробных частей порядков интерференции. Для сканирования был использован модуляционный метод измерения малых фазовых сдвигов [2]. Путем непосредственного отсчета по цифровому вольтметру можно определить дробные части порядка интерференции для шести линий видимой области спектра криптона-86 излучения лампы, входящей в состав государственного специального эталона единицы длины для спектроскопии и для искоемых длин волн, лежащих внутри или вблизи этого интервала. Метод совпадения дробных частей порядков интерференции дает возможность вычислить значения искоемых длин волн [3]. Окончательные значения длин волн в вакууме (в нм) с учетом поправки Мейснера на дисперсию скачка фазы представлены в табл. 1.

Как видно, самую низкую точность измерения имеют линии ксенона, так как лампа была заполнена нечетным изотопом ксенона-129, линии которого имеют структуру.

Для наиболее интенсивных спектральных линий ^{86}Kr , ^{20}Ne и ^{114}Cd измерялись полуширины при разных режимах работы лампы. Записи контуров производились на эталонном спектроинтерферометре при разности хода 32,958 мм в эталоне Фабри–Перо и зеркалах с алюминиевыми по-

крытиями. Значения полуширин спектральных линий представлены в табл. 2-4. Среднее квадратическое отклонение результатов измерений $0,0016 \text{ см}^{-1}$.

Таблица 1

^{86}Kr	^{20}Ne	^{114}Cd	^{129}Xe
406,627 ₈	540,206 ₁	467,9457 ₄	411,726 ₈
409,988 ₇	585,4106 ₇	480,1251 ₇	484,570 ₃
557,183 ₅	594,6479 ₉	508,7237 ₇	529,368 ₅
587,254 ₂	633,6180 ₀	644,0247 ₉	542,062 ₉
	671,8897 ₈		
	693,1378 ₆		
	703,4350 ₇		
Среднее квадратическое отклонение			
$1 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-7}$

Таблица 2

$\lambda_{\text{вак}}, \text{ нм}$	Значение полуширин спектральных линий ^{114}Cd (н м^{-1})			
	в лампе с полым катодом		в лампе типа ЛК-3	
	$I = 25 \text{ мА}$	$I = 20 \text{ мА}^*$	$I = 15 \text{ мА}^*$	$I = 0,35 \text{ А}$
467,9	5,9	5,6	—	3,9 - 4,9
480,1	5,6	5,5	5,0	3,8 - 4,7
508,7	5,4	5,4	4,6	3,5 - 4,5
644,0	4,5	3,9	—	2,7 - 3,6

*Из-за нестабильности свечения плазмы СКО результат измерений составляет $0,5 \text{ м}^{-1}$.

В результате исследования ламп с полым катодом как средства градуировки приборов высокого разрешения установлено, что:

- 1) интенсивность ламп недостаточна;
- 2) срок службы ламп невелик, это свидетельствует о недостаточно доработанной технологии их изготовления;

Таблица 3

$\lambda_{\text{вак}}, \text{нм}$	Значение полуширины спектральных линий ^{20}Ne (в м^{-1})		
	$I = 20 \text{ мА}$	$I = 10 \text{ мА}$	$I = 5 \text{ мА}$
540,2	9,0	8,3	
585,4	8,9	7,4	7,1
594,6	10,0	8,5	
633,6	10,0	8,4	7,7
671,9	8,0	6,7	
693,1	8,5	7,8	
703,4	9,0	8,7	

Таблица 4

$\lambda_{\text{вак}}, \text{нм}$	Значение полуширины спектральных линий ^{86}Kr (в м^{-1})		
	$I = 20 \text{ мА}$	$I = 10 \text{ мА}$	$I = 5 \text{ мА}$
557,2	6,2	5,6	5,4
587,2	7,4	7,2	6,7

3) измерение полуширин некоторых линий показало отсутствие сужения линий в этих источниках по сравнению с источниками другой конструкции (лампы типа Озира, лампы типа Гейслера); это, по-видимому, связано с высокой температурой катода, и поэтому уширение Доплера перекрывает сужение, вызванное за счет эффекта Штарка.

Таким образом, в настоящее время описываемые лампы не могут быть рекомендованы в качестве образцовых градуировочных средств приборов высокой разрешающей силы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батарчукова Н.Р., Ирикова Л.А., Карташев А.И. Спектроинтерферометрическая установка для измерения длин волн и исследования контуров спектральных линий.— Труды метрологических институтов СССР, вып. 101 (161), 1968.

2. Карташев А.И., Эцин И.Ш. Методы измерения малых изменений разности фаз в интерференционных устройствах. — УФН, 1972, вып. 4, т. 106.

3. Батарчукова Н.Р. Новое определение метра. М., Издательство стандартов, 1964.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 534.854:531.715.1

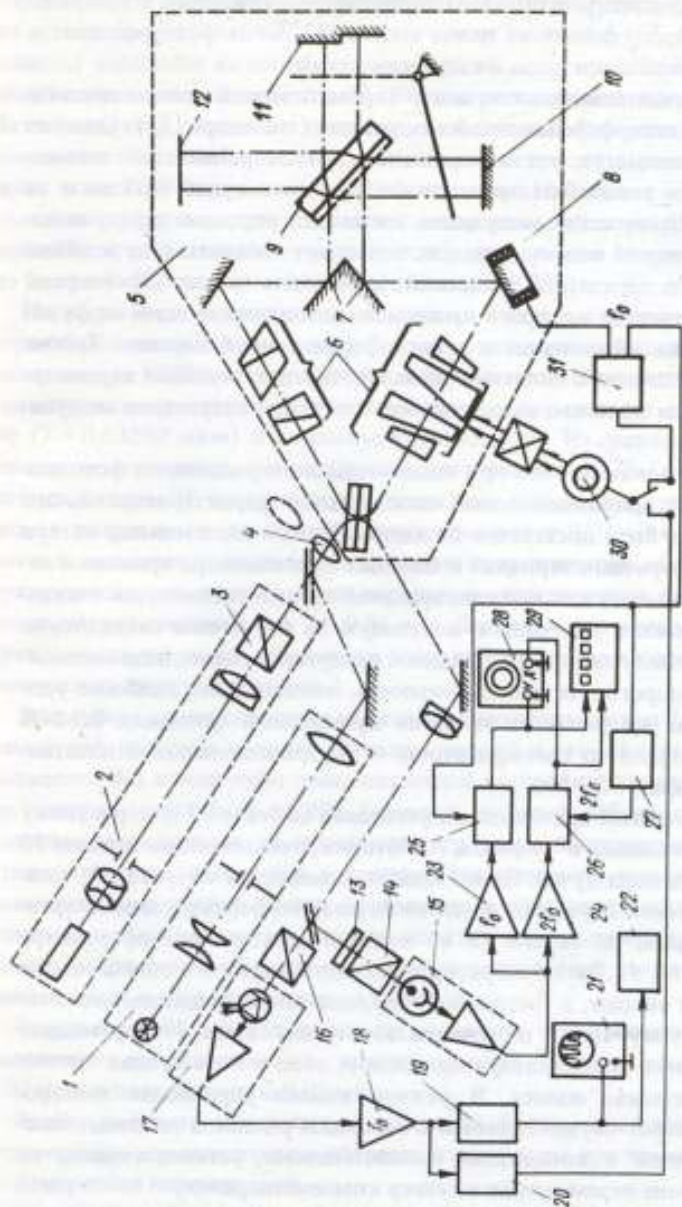
*И.Ш.Эцин, Д.П.Потехин, И.Г.Макарова,
Т.А.Несслер, А.Ф.Киселев*

ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СМЕЩЕНИЙ ДВУХ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

При измерениях толщины тонкослойных покрытий, исследованиях деформаций в точных механизмах, юстировке составных телескопов возникает проблема автоматического контроля относительного смещения двух поверхностей. Если смещение отражающих поверхностей не превышает 0,3 мкм, то для его контроля можно воспользоваться монохроматическим светом. В этом случае автоматизация измерений не представляет затруднений, достаточно применить какой-либо из известных фотоэлектрических методов [1] определения дробной части порядка интерференции. Если смещение превышает 0,3 мкм, то необходимо определение целой части порядка интерференции.

Из ряда задач, которые необходимо решать в первую очередь, следует выделить две: 1) обеспечение разделения пучков белого и монохроматического света на выходе при их полном пространственном совмещении внутри интерферометра; 2) достижение надежного выделения ахроматической полосы из системы интерференционных полос, особенно при малых потоках излучения и неидеальной ахроматизации, выражающейся в нарушении симметричности окраски полос. Этим вопросам уделялось особое внимание при создании макета автоматического интерферометра для измерения расстояний между двумя отражающими поверхностями (см. рисунок). В качестве источника 1 белого света применялась иодная лампа КИМ 12 × 40, источником 2 монохроматического света служил гелий-неоновый лазер ОКГ-16. Для разделения пучков белого и монохроматического света использовалось их различие по состоянию поляризации* и спектральному составу. Направления пропускания поляризаторов 3 и 16 взаимно перпендикулярны, вследствие чего на фотодиод 17 попадал толь-

* См. д.с. 360594/G 01 (СССР). Автоматический интерференционный рефрактометр /И.Ш.Эцин — Опубл. в Б.И., 1972, № 36.



Принципиальная схема макета автоматического интерферометра

1 — осветитель белого света; 2 — осветитель монохроматического света; 3, 14, 16 — поляризаторы; 4 — объектив; 5 — интерферометр; 6 — конденсатор; 7, 8 — зеркала; 9 — полупрозрачное зеркало; 10 — «Кулманово» зеркало; 11 — объект; 12 — экран; 13 — интерференционный фильтр; 15 — фотоумножитель ФЭУ-51 с предусилителем; 17 — фотодиод с предусилителем; 18, 23, 24 — узкополосные усилители; 19 — функциональный преобразователь амплитуды; 20 — усилитель мощности; 21, 28 — осциллографы; 22 — реле; 25, 26 — синхронные детекторы; 27 — удвоитель частоты; 29 — реверсивный счетчик полюсов; 30 — тактовый генератор; ДГ-11А; 31 — звуковой генератор.

ко белый свет. Благодаря использованию интерференционного фильтра 13 с максимумом пропускания на длине волны 633 нм на фотоумножитель 15 поступало практически только излучение лазера.

Высокая точность наведения на центр ахроматической полосы достигалась с помощью интерференционной модуляции (см. напр. [2]). Одно из зеркал 8 интерферометра, жестко связанное с пьезокерамическим элементом, приводилось в колебательное движение с амплитудой 0,05 мкм на частоте 400 Гц. Применение модуляции несколько упрощает задачу выделения ахроматической полосы, так как позволяет избавиться от влияния фона, вызванного паразитной засветкой, и получить сигнал [2] (первой гармоники), амплитуда которого пропорциональна производной от функции распределения интенсивности в интерференционной картине. Тем не менее задача повышения отношения сигналов, соответствующих ахроматической и соседним полосам, важна так же, как и при отсутствии модуляции.

В работе [3] показано, что при использовании германиевых фотодиодов, обладающих широкополосной спектральной характеристикой, это отношение может быть достаточно большим. Однако значительные потери света на полупрозрачных зеркалах и клиньях компенсатора привели к необходимости учитывать как вид спектральной характеристики, так и квантовую эффективность приемника, влияющую на отношение сигнал/шум. Сравнение различных типов фотодиодов с предусилителями, позволяющими реализовать пороговую чувствительность, показало, что наиболее удовлетворительным приемником является кремниевый фотодиод ФД-24К (ФД-7К) в сочетании со светофильтром — двухмиллиметровой пластиной из стекла марки СЗС-16.

До начала измерений производится установка объекта 11 (см. рисунок) относительно "эталонного" зеркала 10. Шторки, закрывающие зеркала 10 и 11, выводят из хода лучей. Производится ориентация объекта 11; контроль его положения осуществляется по двум интерференционным картинам, образованным на экране 12 во вспомогательном интерферометре Майкельсона 9, 10, 11. Затем оператор переводит шторки в положение, при котором объект закрыт, а "эталонное" зеркало открыто, и включает автоматическую систему. После включения электродвигатель 30 перемещает подвижные клинья компенсатора до тех пор, пока в поле зрения не появится ахроматическая полоса. В режиме поиска управление электродвигателем (реверс) осуществляется с помощью релейной системы, электрически связанной с концевыми выключателями, установленными на границах диапазона перемещения клиньев компенсатора.

При малых разностях хода на выходе усилителя 18 появляется сигнал, одержащий информацию о разности хода. Этот сигнал после преобразования в преобразователе 19 управляет релейным устройством 22. Реле работает в зоне ахроматической полосы, его контакты отключают

управляющую обмотку электродвигателя 30 от генератора 31 и подключают к выходу усилителя 20. Автоматическая система 6, 17, 18, 20, 30 производит наведение на центр ахроматической полосы, после чего автоматически включается система 15, 23–29 измерения изменений разности хода. Затем оператор переводит шторки из положения "эталонное зеркало" в положение "объект" и повторяется операция поиска ахроматической полосы и последующего наведения на ее центр. Изменение целой части порядка интерференции считывается с цифрового табло реверсивного счетчика 29, а дробная часть определяется по положению (перемещающегося по окружности) пятна на экране осциллографа 28.

На каретке с подвижными клиньями апохроматического компенсатора 6* установлена точная шкала, которую можно наблюдать с помощью микроскопа МПВ-1 с окулярным микрометром. Это дает возможность снимать одновременно отсчеты смещения полос в свете красной линии Ne ($\lambda = 0,63280$ мкм) и по шкале компенсатора. Из сравнения показаний шкалы компенсатора с показаниями счетчика полос 29 (см. рисунок) и интерполятора 28 следует, что в диапазоне ± 20 мкм средняя квадратическая погрешность по компенсатору составляет 0,01 мкм. Эта погрешность вызывается, в основном, дефектами направляющих, обеспечивающих прямолинейность перемещения каретки с отклонениями до 30 угл. с. и поперечными смещениями до 0,01 мм. Заметим, что такое качество направляющих нетрудно обеспечить даже при серийном изготовлении автоматических интерферометров.

В процессе эксперимента осуществлена проверка метода [4] измерения изменений разности хода по сигналам первой и второй гармоник. Метод позволяет без какой-либо дополнительной настройки получить два сигнала, сдвинутых по фазе на 90° (четверть полосы). Обнаружено, что при ударных воздействиях на интерферометр пятно на экране осциллографа кратковременно смещается к центру. Эти смещения вызваны уменьшением амплитуд первой и второй гармоник, когда длительность τ импульса ударной помехи — величина одного порядка с периодом $1/f_0$ модуляции. Поэтому при работе в условиях ударных воздействий частота модуляции должна быть достаточно высокой $f_0 \gg 1/\tau$.

Результаты исследования макета показали возможность построения надежного автоматического интерферометра с пределами измерения ± 20 мкм и погрешностью 0,01 мкм.

Чтобы получить показания в цифровой форме, достаточно измерить перемещение компенсатора с погрешностью 3 мкм при помощи цифрового измерителя перемещений.

* Исследован авторами совместно с А.К.Халилуллиным (см. "Опτικο-механическая промышленность", 1972, № 4).

1. Карташев А.И., Экин И.Ш. Методы измерения малых изменений разности фаз в интерференционных устройствах. — УФН, 1972, т. 106, вып. 4.
2. Коломийцова Т.С., Новикова И.В. Фотоэлектрический метод регистрации интерференционных полос в белом свете. — Оптика и спектроскопия, 1960, т. 8, вып. 3.
3. Коронкевич В.П. и др. Фотоэлектрический метод регистрации интерференционной ахроматической полосы. — Оптика и спектроскопия, 1961, т. 11, вып. 1.
4. Huntton R.D., Weiss A., Smith W. Electronic Fringe Interpolator for an Optical Interferometer. — J. Opt. Soc. Amer., 1954, v. 44, No. 4.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 535.854.531.715.1.

Т.Ф.Фрудко

ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ЭЛЕКТРОДОВ РАСЧЕТНОГО КОНДЕНСАТОРА

В конденсаторах с расчетной емкостью, создаваемых на основе теоремы Лэмпарда [1], важнейшим геометрическим параметром является действующая длина электродов, определяемая величиной смещения экранов. Точность измерения этого смещения обуславливает в основном и точность воспроизведения единицы электрической емкости.

Измерение действующей длины электродов с точностью 10^7 и выше возможно при применении интерференционного метода измерения. В первой модели интерферометра для расчетного конденсатора [2] точность измерения составляла 10^7 и определялась, в основном, точностью измерения длины кварцевого эталона Фабри–Перо и точностью наведения на нулевую ахроматическую полосу в картине полос переналожения. Для достижения более высокого уровня точности разработан модуляционный интерферометр, в котором использованы явления образования полос переналожения в белом свете и полос Физо в свете одночастотного стабилизированного лазера. В этом интерферометре точность измерения определяется точностью воспроизведения длины волны лазера и практически не зависит от точности измерения длины эталона Фабри–Перо.

Модуляционный интерферометр для расчетного конденсатора, разработанный во ВНИИМ им. Д.И.Менделеева, состоит из кварцевого трубчатого эталона Фабри–Перо и второго интерферометра Фабри–Перо, зеркала

которого установлены на торцах подвижных экранов. Одно зеркало интерферометра смещается в пределах 102 мм, занимая два фиксированных положения, при которых разность хода в интерферометре составляет соответственно 408 и 612 мм и кратна разности хода в эталоне Фабри-Перо (204 мм).

Процесс измерения состоит из двух этапов: 1) наведения на нулевую ахроматическую полосу в картине полос переналожения в белом свете и 2) наведения на ближайший максимум интерференции в картине полос Физо при освещении интерферометра Фабри-Перо излучением одночастотного стабилизированного лазера. Наведение в белом и монохроматическом свете осуществляется при двух значениях кратности оптических толщин эталона и интерферометра Фабри-Перо, при этом используется устройство для тонкого смещения одного из зеркал интерферометра.

Таким образом, полосы переналожения в модуляционном интерферометре служат только для определения целой части порядка интерференции, рассчитываемой из соотношения:

$$N_{1,2} + \epsilon_{1,2} = \frac{2m_{1,2}l(1+b)}{\lambda}$$

где $m_{1,2}$ — кратности оптических толщин эталона и интерферометра Фабри-Перо; $N_{1,2}$ — целая часть порядка интерференции, соответственно при двух значениях кратности оптических толщин интерферометров; $\epsilon_{1,2}$ — дробная часть порядка интерференции; λ — длина волны лазера; l — длина эталона Фабри-Перо; δ — поправка на температурное изменение длины эталона.

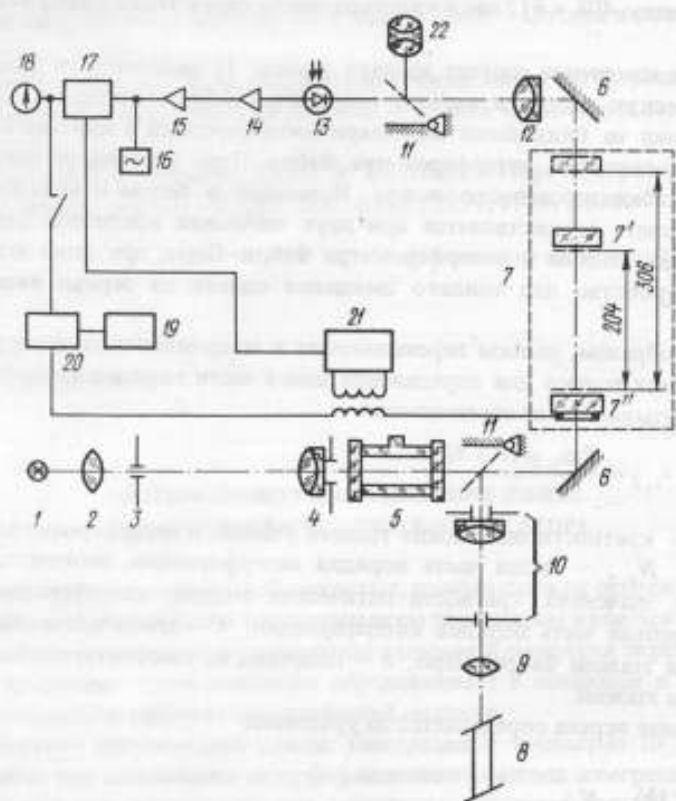
Смещение экрана определяется из уравнения

$$L = \frac{\lambda}{2} (N_2 - N_1)$$

Для исключения погрешности из-за отклонения условий измерения от нормальных эталон и интерферометр вакуумированы.

Принципиальная схема интерферометра представлена на рисунке. Зеркало 7' интерферометра установлено на перемещающемся экране; зеркало 7'' жестко связано с пьезокерамическим элементом, используемым для модуляции разности хода в интерферометре и плавного изменения его длины. Амплитуда колебаний зеркала 0,07 мкм, частота модуляции — 170 Гц. При фотоэлектрической регистрации интерференционной картины из электрического сигнала фотодиода 13, усиленного маломушьяком усилителем 14, выделяется первая гармоника частоты модуляции с помощью узкополосного усилителя 15. Сигнал с усилителя 15 поступает на осциллограф 16 и фазочувствительный выпрямитель 17, к выходу которого подключен индикатор 18.

Тонкое смещение зеркала $7'$ осуществляется подачей на пьезокерамику напряжения от источника постоянного тока 19 через усилитель постоянного тока 20 . Для модуляции разности хода в интерферометре пере-



Принципиальная схема интерферометра

1 - лампа КИМ 12-100; 2 - конденсор; 3 - диафрагма; 4 - объектив; 5 - эталон Фабри-Перо; 6 - зеркало; 7 - интерферометр Фабри-Перо; 8 - одночастотный стабилизированный лазер; 9 - конденсор; 10 - коллиматор; 11 - откидное зеркало; 12 - объектив; 13 - фотодиод; 14 - усилитель; 15 - узкополосный усилитель; 16 - осциллограф; 17 - выпрямитель; 18 - индикатор; 19 - источник постоянного тока; 20 - усилитель постоянного тока; 21 - генератор частоты модуляции; 22 - окуляр

менное напряжение поступает от генератора 21 . Расстояние между зеркалами интерферометра регулируется автоматически, в пределах $0,3$ мкм.

Погрешность измерения смещения экрана в интерферометре определяется в основном погрешностью воспроизведения длины волны лазера и может быть уменьшена по сравнению с погрешностью измерения, полученной на первой модели интерферометра. Погрешность воспроизведения

частоты He-Ne лазеров, стабилизированных по насыщенному поглощению в $^{127}J_2$ [3], составляет $4 \cdot 10^{-11}$.

Повышение точности измерения действующей длины электродов расчетного конденсатора открывает перспективы для повышения точности воспроизведения единицы электрической емкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lampard D.G. A new theorem in Electrostatics with Application to calculable standards of Capacitance. — Proc. IEE, 1957, v. 104 C.
2. Кротков И.Н., Викторов В.В., Фрудко Т.Ф. Воспроизведение единицы электрической емкости. — Измерительная техника, 1976, № 4.
3. Wallard A. J., Chartier J.M., Hamon J. Wavelength Measurements of the Iodine Stabilized Helium-Neon Laser. — Metrologia, 1975, v. 11.

Получена в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 681.45.07

И.Я.Карасева, И.А.Мицевич, А.М.Мумжу, Г.И. Стракун

УСТАНОВКА ВЫСШЕЙ ТОЧНОСТИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РЕФРАКЦИИ НЕАСТИГМАТИЧЕСКИХ ЛИНЗ

С созданием автоматических диоптриметров [1, 2] стало возможным измерение рефракции неастигматических линз в соответствии с требованиями нормативных документов. Необходимость дальнейшего повышения точности измерения вершинной рефракции потребовала уменьшения погрешностей, вносимых отдельными системами ранее разработанных приборов.

Исследованием первого автоматического диоптриметра [3] установлено, что погрешность прибора определяется, главным образом, погрешностью аттестации образцовых линз, с помощью которых настраивают и исследуют прибор. Возможность уменьшения погрешности аттестации обусловила необходимость уменьшения остаточных aberrаций оптической системы канала рефракции (основная оптическая система прибора).

В первых двух автоматических диоптриметрах основная оптическая система состояла из четырех объективов: первый и четвертый — одинаковые склеенные линзы, а второй и третий имели по две одинаковые склеенные линзы, разделенные воздушным промежутком. Анализ конструкции этой системы и остаточных aberrаций показал, что монохроматические и хроматические aberrации могут быть уменьшены при условии отказа от сим-

метрии системы, а также при расклейке первого и последнего объективов и расклейке компонентов второго и четвертого объективов.

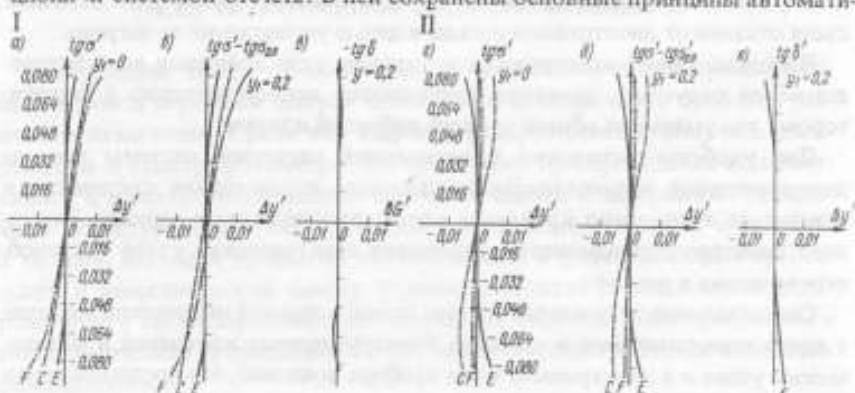
В положении "ноль диоптрий", т.е. когда измеряемая линза отсутствует, второй (подвижный) и третий (масштабный) объективы составляют телескопическую систему. При введении измеряемых линз с рефракцией от +8 дптр до -8 дптр подвижный объектив перемещается в пределах 80 мм для того, чтобы вновь образовать вместе с масштабным объективом и измеряемой линзой телескопическую систему. При этом перемещении наибольшее изменение высот падения лучей на преломляющие поверхности (в три раза) происходит в третьем объективе. Это позволяет сделать вывод о том, что в новой схеме второй объектив не должен быть симметричным по отношению к третьему даже при сохранении фокусных расстояний и апертуры объективов. Кроме того, для значительного уменьшения остаточных aberrаций необходимо располагать большим числом свободных параметров, чем в старой системе, без усложнения оптической системы. В результате удалось получить систему, имеющую такое же количество линз, как и в предыдущих, но с большим (на два) числом свободных параметров, с хорошим исправлением aberrаций для длины волны линии B ($\lambda = 546,07$ нм) и ахроматизированную в диапазоне длин волн от F ($\lambda = 486,13$ нм) до C ($\lambda = 656,28$ нм); при этом в новой системе во всех объективах использовано только два сорта оптического стекла (вместо четырех в старой системе).

Коррекция остаточных aberrаций основной оптической системы выполнена с учетом того, что объектом измерения являются плоско-выпуклые и плоско-вогнутые сферические линзы. Для объектов в виде менисковых линз выполнены контрольные расчеты. Основные результаты расчетов представлены графиками на рисунке. Как видно, aberrации хорошо исправлены для "точки на оси" и для "точки вне оси". Сравнение достигнутых при коррекции aberrаций результатов со значениями остаточных aberrаций прежней системы показало также, что данная система обеспечивает более высокое качество изображения.

Если остаточные aberrации основной оптической системы вносят систематическую погрешность в результат измерения вершинной рефракции, то основным источником случайных погрешностей является несовершенство фотоприемных узлов. Узел центрирования измеряемой линзы обладает [4] значительным запасом точности, не требует улучшения, и вносимую этим узлом погрешность можно не учитывать. Работа узла перемещения измеряемой линзы вдоль оптической оси прибора (вершина сферической поверхности, относительно которой измеряют рефракцию, должна быть установлена в переднем фокусе масштабного объектива) вызывает появление неисключенного остатка систематической погрешности при измерении вершинной рефракции 0,0006 дптр. Неисключенный остаток систематической погрешности, вызванный неточностью работы узла измерения рефракции, составляет 0,002 дптр.

Для улучшения точностных характеристик этих узлов в них использован высокочувствительный фотодиод ФД-7К; это позволяет значительно уменьшить случайную составляющую общей погрешности измерения на приборе.

Установка разработана на базе автоматического диоптриметра с проекционной системой отсчета. В ней сохранены основные принципы автомати-



Графики аббераций основной оптической системы

I — в положении "возле диоптрий" (при отсутствии измеряемой линзы):

a — в меридиональном сечении для точки на оси; б — то же, для точки вне оси; в — в сагиттальном сечении;

II — при измерении плоско-выпуклой линзы +8 дптр:

г — в меридиональном сечении для точки на оси; д — то же, для точки вне оси; е — в сагиттальном сечении;

III — при измерении плоско-выпуклой линзы -8 дптр:

ж — в меридиональном сечении для точки на оси; з — то же, для точки вне оси; и — в сагиттальном сечении

ческого измерения рефракции, центрирования и автоматической бесконтактной осевой установки линз.

В соответствии с новой схемой оптики основной оптической системы и из-за увеличения типов и размеров измеряемых линз изменена конструкция прибора. Ряд конструктивных изменений повышает технологичность и надежность установки.

Для основной оптической системы вновь сконструированы оправы всех объективов, в том числе оправы с плавно регулируемыми расстояниями между компонентами для масштабного объектива; улучшены фокусировка и центрирование входной точечной диафрагмы за счет введения двух взаимно-перпендикулярных перемещений поперек оси.

Новый универсальный патрон-держатель измеряемых линз позволяет устанавливать линзы различной формы и размеров в соответствии с ГОСТ 10991-64 и ГОСТ 6026-70 (в прежнем варианте конструкции было две сменных кассеты — для образцовых и для пробных очковых линз).

В устройстве для продольной установки измеряемых линз источник света отдален от диоптрийной шкалы с целью уменьшения ее нагрева.

Изменена также конструкция механизма узла вращения модулятора: исключен редуктор, двигатель соединяется непосредственно с модулятором; это уменьшит общий уровень вибраций и шума.

Для удобства юстировки проекционной отсчетной системы введена дополнительная направляющая продольного перемещения конденсора в осветителе и изменено крепление опоры регулируемого зеркала. На станине диоптриметра изменена компоновка электрических узлов для удобства монтажа и ремонта.

Сопоставление результатов расчета новой основной оптической системы с ранее выполненными и с учетом конструктивных изменений в механических узлах и в электронной части прибора показало, что предполагаемая точность измерения (погрешность измерения вершинной рефракции плоско-сферических линз ± 8 дптр в пределах 0,006 дптр) может быть достигнута.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стракун Г.И., Мумжиу А.М., Мицевич И.А. Автоматический диоптриметр. — Оптико-механическая промышленность, 1975, № 1.
2. Стракун Г.И., Мумжиу А.М., Мицевич И.А. Автоматический диоптриметр с проекционной системой отсчета. — Оптико-механическая промышленность, 1978, № 6.
3. Стракун Г.И., Мумжиу А.М. Исследование автоматического диоптриметра. — Измерительная техника, 1972, № 4.
4. Исследование образцового автоматического диоптриметра для исходных измерений рефракции сферических линз /Мумжиу А.М., Стракун Г.И. и др. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 193(253), 1976.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

О МЕТОДАХ И СРЕДСТВАХ ГРАДУИРОВКИ ШКАЛЫ ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ СПЕКТРОМЕТРОВ И СПЕКТРОФОТОМЕТРОВ

За последнее время отечественная оптико-механическая промышленность освоила серийный выпуск целого ряда спектральных приборов различного назначения. Среди них широкое распространение получили спектрометры и спектрофотометры. Их применяют для проведения количественного и качественного анализа состава вещества и материалов, исследований структур, измерений процессов кинетической реакции, испытаний на чистоту, изучения процессов полимеризации и в исследованиях органической и неорганической химии. Основные области использования спектрометров и спектрофотометров: медицина, биология, бактериология, а также химическая, фармацевтическая, нефтяная, пластмассовая и пищевая промышленности.

Развитие лазерной техники и космические исследования открывают новые перспективы применения спектрометров и спектрофотометров.

В настоящее время в эксплуатации находятся несколько десятков тысяч спектрометров и спектрофотометров разнообразных моделей отечественного и зарубежного производства. Отсутствие централизованного метрологического надзора за состоянием этих приборов приводило к значительному расхождению в результатах измерений состава одного и того же вещества в различных лабораториях.

Как известно, правильность показаний спектрометров и спектрофотометров зависит в значительной степени от методов градуировки шкалы волновых чисел (длин волн). Точность градуировки определяется разрешением спектрометра и спектрофотометра. Поэтому для установления единства спектроаналитических измерений необходимо в первую очередь унифицировать и стандартизировать методы и средства градуировки шкалы волновых чисел.

В настоящее время для градуировки шкалы волновых чисел инфракрасных спектрометров и спектрофотометров используют эмиссионные линии, излучаемые монохроматическими источниками в диапазоне 0,7–3 мкм. Для градуировки в диапазоне 2–50 мкм и более применяют полосы поглощения газообразных, жидких и твердых веществ, рекомендованные Комиссией международного союза чистой и прикладной химии (IUPAC) [1].

Погрешность воспроизведения эмиссионных линий в диапазоне 0,7–3 мкм составляет 10^{-6} мкм. Погрешность воспроизведения полос поглощения в диапазоне 2–50 мкм и более составляет $0,2-1 \text{ см}^{-1}$, что соответствует $2 \cdot 10^{-3} \div 10^{-2}$ мкм при 10 мкм.

Недостатками градуировки с использованием эмиссионных линий являются различие по интенсивности и неравномерное распределение эмиссионных линий по спектру, что затрудняет интерполяцию градуировки. При этом точность градуировки меняется по диапазону. Различие по интенсивности эмиссионных линий вынуждает производить регулировку входной щели для каждой эмиссионной линии, что увеличивает процесс регистрации спектра и снижает точность градуировки.

Недостатком градуировки по полосам поглощения является зависимость положения и формы полос поглощения от разрешения спектрометра или спектрофотометра.

Значения максимумов полос поглощения были получены международной Комиссией при записи спектров на приборе с высоким разрешением. При градуировке приборов, различных по разрешению, структурными полосами пользоваться нельзя, так как имеет место слияние полос, смещение максимумов, а простых полос недостаточно для градуировки широкого спектрального диапазона. Полосы, сохраняющие свое положение, отстоят далеко друг от друга. Точность градуировки при этом меняется по диапазону и от прибора к прибору. Кроме того, имеются довольно широкие спектральные области, градуировку которых трудно осуществить при помощи известных образцовых веществ ввиду сложности их получения (DCN) и опасности работы с ними (HCN), а для областей $3400\text{--}3200\text{ см}^{-1}$ и $2000\text{--}1900\text{ см}^{-1}$ таких веществ не имеется.

Выходом из этого положения является использование интерференционного интерполяционного [2] метода. В качестве реперов при градуировке этим методом используют эмиссионные линии монохроматических источников и полосы поглощения химических веществ. При градуировке интерференционным интерполяционным методом записывают интерференционную картину от эталона Фабри—Перо в промежутках между реперами. Запись интерференционной картины выполняли либо при помощи второго пера двуперьевого самописца, либо последовательно при помощи того же пера, что и реперов.

Расстояния между максимумами интерференционной картины равны $1/2tn_p$ (область дисперсии эталона Фабри—Перо), где t — толщина разделителя эталона, n_p — показатель преломления среды между зеркалами эталона. В случае, когда между зеркалами заключен плоскопараллельный слой воздуха, $n_p = 1$.

Получение высокой точности при градуировке таким методом было возможно только при установке эталона Фабри—Перо в параллельный световой пучок [2] и при учете погрешности на смещение интерференционного максимума из-за конечных размеров выходной щели, вырезающей часть интерференционной полосы при фотоэлектрической регистрации.*

* См. S. Brodersen, Interferometric Frequency Calibration of Infrared Spectrometers. — JOSA, 1956, v. 46, No. 4.

Так как во внешней оптической системе спектрометра или спектрофотометра имеет место сходящийся световой пучок от протяженного источника, то для установки эталона Фабри-Перо в параллельный световой пучок необходимо было применять не зависящую от спектрометра оптическую и приемно-регистрирующую системы, что значительно усложняло интерференционный интерполяционный метод градуировки.

При регистрации интерференционной картины в широком спектральном диапазоне имеет место уширение контура и смещение максимума интерференционной картины в сторону больших волновых чисел (более коротких длин волн). Эти эффекты объясняются различием по фазе лучей, участвующих в образовании интерференционной картины, и зависят от формы и геометрических размеров щели.

Наиболее часто в качестве вырезающей щели используется выходная щель спектрометра или спектрофотометра, имеющая прямоугольную форму. В этом случае на уширение контура интерференционной картины оказывает влияние конечная ширина щели. Смещение максимума интерференции определяется конечной высотой щели и может быть учтено путем введения поправки в расчетные значения порядков интерференции. Формула поправки для случая бесконечно узкой щели была получена Бродерсеном:

$$\Delta \delta = \frac{1}{3} \left(\frac{k\Phi^2}{2} \right), \quad (1)$$

где $k = 2t\nu$ — целый порядок интерференции в центре интерференционной картины; $\nu = 1/\lambda$ — волновое число, см^{-1} ; λ — длина волны, $\mu\text{м}$; Φ — угловая полувысота щели; $\Delta \delta$ — дробный порядок интерференции.

Оценка численного значения поправки при $t = 0,03$ см, $\nu = 5000$ см^{-1} , $\Phi = 0,015$ дает $\Delta \delta = 0,011$. Расстояние между максимумами интерференционной картины $1/2t$ при $t = 0,03$ см равно $16,6$ см^{-1} . С учетом поправки (1) расстояние между максимумами интерференционной картины увеличится на $0,2$ см^{-1} для $\nu = 5000$ см^{-1} ($\lambda = 2$ $\mu\text{м}$). Как показывает расчет, для получения высокой точности градуировки дифракционных спектрометров и спектрофотометров высокого разрешения эту поправку необходимо учитывать.

Автором предложен и исследован более простой интерференционный метод градуировки, не требующий применения отдельной оптической и приемно-регистрирующей системы. В качестве репера использовали линию генерации He-Ne-лазера с $\lambda = 3,39$ $\mu\text{м}$. Эталон Фабри-Перо устанавливали непосредственно в кюветное отделение, в сходящийся световой пучок [3].

В зависимости от оптической схемы осветителя спектрометра или спектрофотометра эталон располагали либо в плоскости промежуточного изображения источника, либо близко к входной щели монохроматора.

Положение интерференционных максимумов при записи интерференционной картины зависело в этом случае не только от конечных размеров вырезающей щели, но и от формы и геометрических размеров фокусирующего объектива.

Для определения этой зависимости рассмотрим схему расположения эталона Фабри-Перо в сходящемся световом пучке (рис. 1).

На рис. 1 область (A) соответствует фокусирующему объективу, а область (B) — щели (или диафрагме) конечных размеров. Пусть области (A) и (B) имеют произвольную форму. Вычислим суммарную интенсивность по всей области (B). Для этого рассмотрим точку $O_{\varphi\gamma}$ в области (B) с координатами φ и γ относительно точки O' . Интерференционная картина состоит из серии колец с центром в точке $O_{\varphi\gamma}$ и распространяется на область (A). Распределение интенсивности I_{ψ} в любой точке, находящейся в области (A) на расстоянии ψ от точки $O_{\varphi\gamma}$, выражается известной функцией Эйри:

$$I_{\psi} = \frac{1}{1 + F \sin^2(2\pi v \cos \psi)} = Q(\psi).$$

Полная суммарная интенсивность J по всем точкам областей (A) и (B) определяется как среднее значение функции $Q(\psi)$:

$$J = \frac{1}{AB} \iint_{(B)} dB \iint_{(A)} Q(\psi) dA.$$

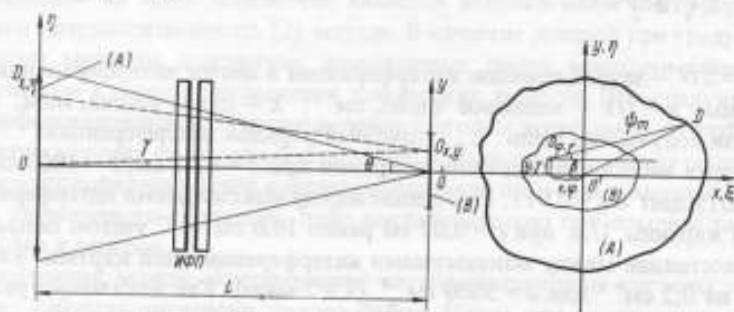


Рис. 1. Схема расположения эталона Фабри-Перо в сходящемся световом пучке

Обозначим координаты точки, находящейся в области (A) на расстоянии ψ от точки $O_{\varphi\gamma}$ через ψ, β . Тогда максимальное расстояние от точки $O_{\varphi\gamma}$ до крайней точки D области (A) обозначим через ψ_m . Введем обозначение:

$$a_n = \frac{1}{2\pi B} \iint_{(B)} dB \int_0^{2\pi} \psi_m^{2n} d\beta, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

где B — площадь области (B).

Используя формулу для вычисления площади плоской области, границы которой заданы уравнением в полярных координатах, вычислим коэффициент a_1 для областей (A) и (B) произвольной формы

$$a_1 = \frac{1}{2\pi B} \iint_{(B)} dB \int_0^{2\pi} \psi_m^2 d\beta = \frac{A}{\pi} \quad (2)$$

где A — площадь области (A).

Обозначим:

$$a = \frac{a_2}{4a_1} = \frac{\pi a_2}{4A}$$

Рассмотрим случай, когда коэффициент резкости в функции Эйри $F \leq 0,2$, что соответствует случаю использования эталона с зеркалами без отражающих покрытий. Теперь функцию $Q(\psi)$ можно записать в таком виде:

$$I_\psi \approx 1 - \frac{F}{2} + \frac{F}{2} \cos(\delta \cos \psi) \quad (3)$$

т.е. распределение интенсивности будет такое же, как в случае двухлучевой интерференции.

Здесь $\delta = 4\pi t \nu$ — разность фаз; ψ — угол падения лучей на эталон.

Распределение интенсивности в интерференционной картине по всем точкам области (A)

$$J_{\text{ит}} = \frac{1}{A} \iint_{(A)} I_\psi dA \quad (4)$$

Подставляя (3) в формулу (4) и переходя к полярным координатам ψ, β с полюсом в точке $O_{\psi\gamma}$, получаем

$$J_{\text{ит}} = \frac{1}{A} \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^{\psi_m} I_\psi \psi d\psi = 1 - \frac{F}{2} + \frac{\pi F \sin \delta}{\delta A} - \frac{F}{2\delta A} \int_0^{2\pi} \sin \left[\delta \left(1 - \frac{\psi^2}{2} \right) \right] d\beta \quad (5)$$

Будем считать: $\cos \psi = 1 - \frac{\psi^2}{2}$.

После преобразования имеем

$$J_{\text{ит}} = 1 - \frac{F}{2} + \frac{\pi F \sin \delta}{\delta A} - \frac{F}{2\delta A} \left[\sin \delta \int_0^{2\pi} \cos \frac{\delta \psi_m^2}{2} d\beta - \cos \delta \int_0^{2\pi} \sin \frac{\delta \psi_m^2}{2} d\beta \right]$$

Пусть $\frac{\delta \psi_m^2}{2} \ll 1$. Тогда $\cos \frac{\delta \psi_m^2}{2} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\delta \psi_m^2}{2} \right)^2$ и $\sin \frac{\delta \psi_m^2}{2} = \frac{\delta \psi_m^2}{2}$.

При этом формула (5) примет вид

$$J_{\text{в1}} = 1 - \frac{F}{2} + \frac{F\delta \sin \delta}{16A} \int_0^{2\pi} \psi_m^4 d\beta + \frac{F \cos \delta}{4A} \int_0^{2\pi} \psi_m^2 d\beta.$$

С учетом (2) найдем суммарную интенсивность по всей области (B)

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{B} \iint_{(B)} J_{\text{в1}} dB; \\ J &= \frac{1}{B} \iint_{(B)} \left(1 - \frac{F}{2} + \frac{F\delta \sin \delta}{16A} \int_0^{2\pi} \psi_m^4 d\beta + \frac{F \cos \delta}{4A} \int_0^{2\pi} \psi_m^2 d\beta \right) dB = \\ &= 1 - \frac{F}{2} + \frac{F \cos \delta}{2} + \frac{\pi F \delta \sin \delta}{8A} a_2. \end{aligned}$$

Используя уравнение $dJ/d\delta = 0$, определим δ , при котором имеет место максимум интенсивности интерференционной картины:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\delta u}{1 - u} \approx \delta u; \quad \delta = 2k\pi + \operatorname{arctg} \delta u.$$

Где

$$\Delta_2 = \operatorname{arctg} \delta u \approx \delta u.$$

(6)

В формуле (6)

$$u = \frac{\pi a_2}{4A} = \frac{\pi}{4A} \frac{1}{2\pi B} \iint_{(B)} dB \int_0^{2\pi} \psi_m^4 d\beta = \frac{1}{8AB} \iint_{(B)} dB \int_0^{2\pi} \psi_m^4 d\beta.$$

Найдем u для конкретных областей (A) и (B).

В инфракрасных спектрометрах и спектрофотометрах наиболее часто в качестве объектива коллиматора применяется внеосевое параболическое зеркало прямоугольной формы с угловой полувысотой a и угловой шириной b . Для компенсации кривизны спектральных линий часто применяют изогнутые щели с радиусом кривизны R .

Определим поправку на положение интерференционного максимума для данного случая (рис. 2). Уравнение границы области (A) имеет вид:

$$\begin{aligned} \psi_m &= \frac{a + \varphi}{\cos \beta}; & -\operatorname{arctg} \frac{b + \gamma}{a + \varphi} < \beta < \operatorname{arctg} \frac{b - \gamma}{a + \varphi}; \\ \psi_m &= \frac{b - \gamma}{\sin \beta}; & \operatorname{arctg} \frac{b - \gamma}{a + \varphi} < \beta < \pi - \operatorname{arctg} \frac{b - \gamma}{a - \varphi}; \\ \psi_m &= \frac{a - \varphi}{-\cos \beta}; & \pi - \operatorname{arctg} \frac{b - \gamma}{a - \varphi} < \beta < \pi + \operatorname{arctg} \frac{b + \gamma}{a - \varphi}; \\ \psi_m &= \frac{b + \gamma}{-\sin \beta}; & \pi + \operatorname{arctg} \frac{b + \gamma}{a - \varphi} < \beta < 2\pi - \operatorname{arctg} \frac{b + \gamma}{a + \varphi}. \end{aligned}$$

Вычислим

$$\int_0^{2\pi} \psi_m^2 d\beta = 16ab \left(\frac{a^2 + b^2}{3} + \varphi^2 + \gamma^2 \right).$$

Радиус кривизны щели $R \gg h$, где h — ширина щели.

Тогда

$$u = \frac{1}{4R\hbar\epsilon} \iint_{(B)} \left(\frac{a^2 + b^2}{3} + \varphi^2 + \gamma^2 \right) dB;$$

$$u = \frac{a^2 + b^2}{6} + \frac{R^2\epsilon^2 + h^2}{6}. \quad (7)$$

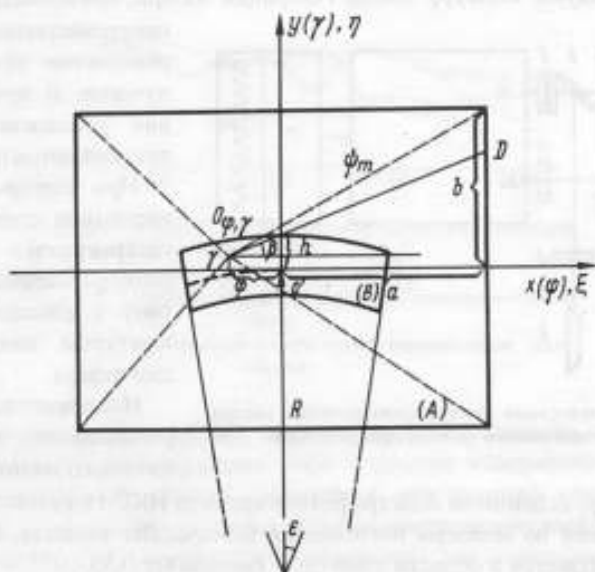


рис. 2. К выводу формулы поправки на положение интерференционного максимума для объектива прямоугольной формы (A) и изогнутой щели (B)

Если $R \rightarrow \infty$, а $\epsilon \rightarrow 0$, то $Re \rightarrow \Phi$ (Φ — угловая полувысота щели) и формула (7) примет вид:

$$u = \frac{a^2 + b^2}{6} + \frac{\Phi^2 + h^2}{6}. \quad (7')$$

Это соответствует случаю, когда щель имеет прямоугольную форму.

Вычисление по формулам (7) и (7') с учетом (6) при $t = 0,03$ см, $\nu = 5000$ см⁻¹ и относительных отверстиях объектива монохроматора по высоте 1 : 6 и ширине 1 : 8 дает значение дробного порядка интерференции $\Delta_\delta = 0,48$, т.е. максимум интерференции сместится на 8 см⁻¹.

На рис. 3 изображена схема интерференционного экстраполяционного метода градуировки. Излучение от источника спектрофотометра (глобара) 1 разделяется на два пучка и попадает в плоскость входных окон 5а и 5б. В измерительный пучок устанавливали эталон Фабри—Перо 3. Зеркало 2 для ввода излучения лазера 9 в монохроматор 6 располагали в измерительном пучке или пучке сравнения [3] и выставляли под углом примерно 45° к направлению распространения пучка. Лазерный пучок, ослабленный и расширенный при помощи рассеивателя и линзы 8, попадал в плоскость входной щели монохроматора 6. Такой способ освещения входной щели позволил исключить систематические погрешности при регистрации максимума контура линии генерации лазера, связанные с высокой

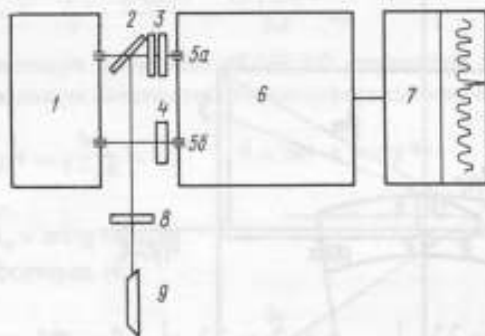


Рис. 3. Блок-схема интерференционного экстраполяционного метода градуировки

пространственной когерентностью лазерного излучения. В пучок сравнения устанавливали компенсационную пластинку 4. При непрерывном сканировании спектра на регистрирующей пленке 7 получали интерференционную картину с вписанным в нее контуром линии генерации лазера.

Исследование интерференционного экстраполяционного метода проводилось

на дифракционном спектрофотометре типа ИКС-16 путем сравнения с градуировкой по полосам поглощения химических веществ. Разрешение спектрофотометра в области 1000 см^{-1} составляет $0,55 \text{ см}^{-1}$.

При градуировке интерференционным экстраполяционным методом и по полосам поглощения запись одного и того же спектра производили не менее пяти раз. Расшифровку спектров поглощения химических веществ выполняли, пользуясь картинками спектров этих веществ [1]. Действительные значения максимумов интерференционной картины рассчитывались по формулам:

$$\left. \begin{aligned} \nu_d &= \nu_0 + \left(\frac{n}{2l} + \epsilon_1 \right) + \delta\nu & \text{для } \nu_d > \nu_0; \\ \nu_d &= \nu_0 - \left(\frac{n}{2l} + \epsilon_2 \right) - \delta\nu & \text{для } \nu_d < \nu_0. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где ν_0 — волновое число репера, см^{-1} ; n — число интерференционных максимумов; ϵ_1 и ϵ_2 — расстояние по шкале волновых чисел от репера до ближайшего в заданном направлении интерференционного миниму-

ма, см^{-1} . (Если положение репера и интерференционного максимума совпадают, то $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$); $\delta\nu = 0,16 (A^2 + B^2) \nu_{\text{max}}$ — поправка, зависящая от апертуры монохроматора; A — половина относительного отверстия монохроматора по высоте; B — половина относительного отверстия монохроматора по ширине; ν_{max} — волновое число максимума интерференции по шкале прибора, см^{-1} ; $\delta\nu$ была получена из (6) с учетом (7) и (7').

По результатам градуировки двумя методами находили систематическую погрешность градуировки шкалы волновых чисел и среднее квадратическое отклонение. Пример построения кривой поправок $\Delta\nu = f(\nu)$ к шкале волновых чисел показан на рис. 4.

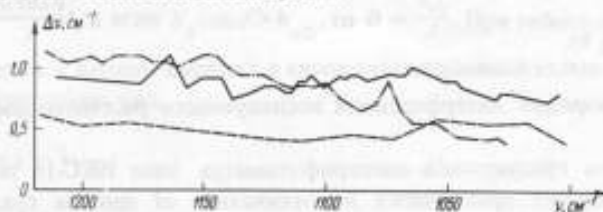


Рис. 4. Систематическая погрешность градуировки спектрофотометра типа ИКС-16

- по полосам поглощения NH_3 ;
- - - с германиевым воздушным эталоном Фабри-Перо;
- · - · с плоскопараллельной германиевой пластинкой

Сравнение кривых, полученных двумя методами, показало, что они совпадают между собой в диапазоне 2σ (σ — среднее квадратическое отклонение результата наблюдений, полученное для каждого максимума интерференции и полосы поглощения). Кривые коррелируют между собой во всем диапазоне, где проводилась градуировка. Это свидетельствует о том, что погрешность градуировки шкалы волновых чисел обусловлена одними и теми же причинами, а именно: погрешностью изготовления механизма развертки спектра по волновым числам (длинам волн).

Исследованием установлено, что погрешность градуировки интерференционным экстраполяционным методом не превосходит $0,3 \text{ см}^{-1}$. Это значение совпадает с ее расчетной оценкой.

В последнее время за рубежом появились инфракрасные спектрофотометры типа Perkin-Elmer модели 180, 325 и 580 с двойной модуляцией излучения источника до исследуемого образца и после него. Применение схемы двойной модуляции позволяет исключить собственное тепловое излучение образца и таким образом повысить точность спектрофотометрических измерений.

Для градуировки таких приборов нельзя использовать схему ввода излучения лазера в монохроматор, представленную на рис. 3. В этом случае

градуировку интерференционным методом можно выполнить по следующей методике.

Сначала регистрируют интерференционную картину от эталона Фабри-Перо. Затем записывают эмиссионную линию или полосу поглощения. Далее определяют порядок интерференции k для интерференционного максимума, совпадающего примерно по шкале волновых чисел прибора с максимумом эмиссионной линии или полосы поглощения ν по формуле: $k = 2l\nu$. Значение порядка интерференции k принимают за начало отсчета. Действительные значения максимумов интерференционной картины рассчитывают по формуле:

$$\nu_k = \frac{k_l}{2l} \pm \delta\nu,$$

где k_l — порядок интерференции последующего рассчитываемого максимума.

Результаты градуировки спектрофотометра типа ИКС-16 по предложенной методике практически не отличались от данных градуировки описанным выше методом.

Для градуировки во всех случаях использовали эталон Фабри-Перо с зеркалами из германия, которые были притерты на оптический контакт к разделителю. Разделитель эталона выполнен из кварца в виде трех одинаковых плоскопараллельных пластинок. Область дисперсии эталона составляла $18,16 \text{ см}^{-1}$.

Погрешность градуировки интерференционным экстраполяционным методом определяется, в основном, погрешностью определения положения интерференционного максимума и расстоянием между двумя интерференционными максимумами, в пределах которого осуществляется линейная интерполяция. Если уменьшать расстояние между двумя соседними интерференционными максимумами (область дисперсии эталона), то погрешность градуировки также может быть уменьшена.

Уменьшить расстояние между соседними интерференционными максимумами можно, если использовать для получения интерференционной картины эталон Фабри-Перо в виде плоскопараллельной пластинки, например, из германия. Область дисперсии такого эталона определяется по формуле, учитывающей дисперсии показателя преломления германия.

Поверхности германиевой пластинки изготовлены с отклонением от плоскопараллельности не более 0,1 интерференционной полосы. Толщина пластинки была измерена абсолютным методом на интерференционном компараторе Кестера и составляла $0,024655 \text{ см}$.

Расчет дисперсии показателя преломления германия производили на ЭВМ типа Минск-32 для всего диапазона градуировки. Результаты градуировки с помощью такого эталона представлены на рис. 4. Сравнение кри-

вых, полученных тремя методами, позволяет судить о достоверности выполненной градуировки.

Для расчета действительных значений максимумов интерференции при использовании эталона Фабри-Перо в виде плоскопараллельной германовой пластинки формула поправки $\delta\nu$ имеет вид:

$$\delta\nu = 0.16 (A^2 + B^2) \nu_{\max} \frac{n}{4f}$$

Можно добиться повышения точности градуировки, если учитывать изменение апертуры монохроматоров по ширине при сканировании спектра. Это изменение учитывается следующим образом. Если $b_0 \cos \varphi < b_{об}$, то $B = \frac{b_0 \cos \varphi}{f}$, а если $b_0 \cos \varphi > b_{об}$, то $B = \frac{b_{об}}{f}$. При работе дифракционной решетки в первом порядке в автоколлимационной схеме формула решетки будет иметь вид

$$2d\nu \sin \varphi = 1.$$

Тогда

$$\cos \varphi = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{2d\nu}\right)^2};$$

где φ — угол падения лучей на решетку; d — постоянная решетки, см; ν — волновое число, см^{-1} ; b_0 — ширина светового пучка, падающего на объектив; $b_{об}$ — ширина объектива; f — фокусное расстояние объектива монохроматора.

Изменение апертуры монохроматора по ширине учитывали при расчете действительных значений максимумов интерференционной картины на ЭВМ.

В настоящее время интерференционный экстраполяционный метод градуировки опробован также на отечественных спектрофотометрах типа ИКС-24, ИКС-29, ИКС-22, ИКС-22В и зарубежных типа Perkin-Elmer-180, Hitachi-EPI-G₂₁, UR-10, UR-20. Положительные результаты опробования разработанного метода позволили включить его в ГОСТ 8.229-77 "Спектрофотометры инфракрасные. Методы и средства поверки."

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tables of Wavenumbers for the Calibration of Infrared Spectrometers. Ed. IU PAC, Butterworth, London, 1961.
2. Rank D.H., Rix H.D. and Wiggins T.A. Some Bands of Methyl Bromide in the Near Infrared under High Resolution. — JOSA, 1953, v. 43, No. 3, 157.
3. Батарчукова Н.Р., Найденов А.С. Точная градуировка шкалы волновых чисел спектрометров. — Метрология, 1973, № 12, 34.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

О ВЫБОРЕ МЕТОДА АТТЕСТАЦИИ ОБРАЗЦОВЫХ ФИЛЬТРОВ
ДЛЯ ПОВЕРКИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛОРИМЕТРОВ
(АБСОРБЦИОМЕТРОВ)

Фотоэлектрические колориметры предназначаются для измерения коэффициентов пропускания (оптической плотности) жидкостных растворов или твердых тел и определения концентрации растворов методом построения градуировочных графиков.

Растворы, концентрация которых определяется фотоэлектрическим методом, должны подчиняться закону Бугера—Бэра. Оптическая плотность таких растворов линейно зависит от их концентрации и толщины поглощающего слоя в спектральном интервале, где определяемое вещество является неселективным.

В фотоэлектрических колориметрах для выделения спектрального интервала применяются цветные или интерференционные фильтры или специально подобранные источники и приемники.

Фотоколориметры широкого назначения снабжены набором фильтров перекрывающих, как правило, видимую область спектра. Эффективные длины волн зависят от спектральных характеристик источника и приемника излучения и от спектрального коэффициента пропускания цветных фильтров. Эффективная длина волны и допуск на ее смещение указываются в эксплуатационной документации. При разработке методики определения концентрации конкретного раствора необходимо учитывать не только выделяемый спектральный интервал и эффективную длину волны, но и возможное смещение, обусловленное допусками на ее отклонение спектральных характеристик источника, приемника и цветного фильтра фотоколориметра.

Основные метрологические характеристики фотоколориметров, такие как основная погрешность, размах или вариация показаний, нестабильность нормируются в процентах коэффициента пропускания. Средствами поверки служат стеклянные фильтры из нейтрального стекла. В настоящее время предложены различные варианты наборов таких фильтров, отличающихся габаритами, марками стекол, номинальными значениями коэффициентов пропускания. Первостепенной задачей является разработка стандарта на технические требования к наборам нейтральных стеклянных светофильтров, устанавливающего единые требования к фильтрам, применяемым в качестве средств поверки фотоколориметров.

Нейтральное стекло (марок НС6, НС7, НС8, НС9 по ГОСТ 9411-75) из которого изготовляют фильтры, не является неселективным даже в

видимой области спектра, и поэтому его коэффициент пропускания имеет различные значения для разных цветных фильтров фотоколориметров. Это вносит затруднения при метрологическом обслуживании фотоколориметров, и вызывает необходимость разработки методики аттестации фильтров для каждого типа прибора.

При разработке методики аттестации образцовых фильтров необходимо учитывать, что общий коэффициент пропускания образцового фильтра определяется как

$$\tau_{\text{обр}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) S(\lambda) \tau_{\phi}(\lambda) \tau_{\text{обр}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) S(\lambda) \tau_{\phi}(\lambda) d\lambda},$$

где $P(\lambda)$ — спектральная интенсивность источника излучения; $S(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения; $\tau_{\phi}(\lambda)$ — спектральный коэффициент пропускания цветного фильтра прибора; $\tau_{\lambda_{\text{обр}}}$ — спектральный коэффициент пропускания образцового фильтра.

Погрешность аттестации определяется отклонением $P(\lambda)$ от ее номинального значения, обусловленным изменением цветовой температуры источника (для фотоколориметров, как правило, источник излучения — лампа накаливания); отклонением спектральной чувствительности приемника излучения от ее номинального значения; отклонением спектрального коэффициента пропускания цветного фильтра от номинального значения, если в расчете принимаются значения по ГОСТ 9411-75 или погрешностью определения спектрального коэффициента пропускания конкретного экземпляра фильтра; погрешностью определения спектрального коэффициента пропускания образцового фильтра.

С целью упрощения методики аттестации и сокращения времени аттестации вместо общего коэффициента пропускания образцового фильтра определяют его спектральный коэффициент пропускания для длины волны, соответствующей максимальному спектральному коэффициенту пропускания цветного фильтра прибора; это вносит дополнительную погрешность, обусловленную селективностью спектральных характеристик источника и приемника излучения, цветного и образцового фильтров. Дополнительная погрешность уменьшается при сужении спектральной области пропускания цветного фильтра. Данный метод может быть рекомендован при применении в фотоколориметрах узкополосных интерференционных фильтров или в спектральной области, где образцовый фильтр достаточно неселективен.

Упрощенным методом аттестации является также определение среднего значения спектрального коэффициента пропускания образцового фильтра в спектральной области, соответствующей полуширине пропускания цветного фильтра фотоколориметра. Дополнительная погрешность в

этом случае меньше и определяется селективностью источника приемника излучения и цветного фильтра, а также сужением области спектра.

Метод аттестации образцовых фильтров выбирается в зависимости от основной погрешности фотоколориметра.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г

УДК 681.785.423.089.6

Е.И.Никонова, Н.И.Сперанская, Н.Н.Григоревич

СЛИЧЕНИЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ УСТАНОВОК ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ

Для решения ряда метрологических задач необходимы спектрофотометрические установки, обеспечивающие измерения спектральных коэффициентов пропускания прозрачных образцов в видимой области спектра 400–750 нм с погрешностью 0,001–0,002 по коэффициенту пропускания. Такая точность измерений требуется, например, при аттестации светофильтров из нейтральных стекол, применяемых в качестве образцовых средств поверки фотометрической шкалы спектрофотометров типа СФ-18, СФ-14, СФ-10 или при измерении цветных стеклянных светофильтров, обеспечивающих единство цветовых измерений [1, 2].

В связи с этим были созданы прецизионные спектрофотометрические установки, одна из которых построена по однолучевой схеме с двойной монохроматизацией света и фотометрическим устройством, основанным на применении метода компенсации фототоков; погрешность установки по коэффициенту пропускания составляет 0,001–0,002. Другая установка построена по двухлучевой схеме с двойной монохроматизацией света и фотометрическим устройством, основанным на применении поляризационного метода компенсации световых потоков и точном измерении угла поворота поляризационной призмы; погрешность установки составляет не более 0,001 по коэффициенту пропускания (ГОСТ 8.205–76) [2].

Представляет интерес провести сличение этих установок на основе измерений спектральных коэффициентов пропускания нейтральных светофильтров. Для сличений использовалось два набора светофильтров № 2 и 4, входящих в комплекты сличаемых установок. Светофильтры изготовлены в виде квадратных плоскопараллельных пластинок со стороной квадрата 40 мм; погрешность плоскостности не более $N = 5,0$ полос, $\Delta N = 0,5$ полосы; погрешность плоскопараллельности не более 1'. Светофильтры изготовлены из нейтральных стекол высшей категории по бесцвет-

ности, двойному лучепреломлению и пузырьности. Неоднородность светофильтров по коэффициенту пропускания, обусловленная суммарной погрешностью изготовления стекла и плоскостей светофильтров, составляет не более $3 \cdot 10^{-4}$. Для исключения влияния этой погрешности на результаты сличения измерения на обеих установках выполнялись для одних и тех же фиксированных участков светофильтров.

На каждой из сличаемых установок производилось по три группы измерений, средние арифметические результаты которых использовались для сличения. Временной интервал между отдельными группами измерений на каждой установке 1–5 дней, а весь цикл измерений на обеих установках занимал не более 1 месяца. Благодаря этому исключалось влияние возможной нестабильности светофильтров из-за поверхностной пленки на результат сличения. Чтобы исключить влияние погрешности шкалы длин волн, которая для сличаемых установок составляет 0,2–0,5 нм, измерения коэффициентов пропускания светофильтров выполнялись при таких длинах волн, для которых изменение коэффициента пропускания с длиной волны не более $2 \cdot 10^{-4}$ на 1 нм.

Результаты измерения спектральных коэффициентов пропускания светофильтров представлены в табл. 1 и 2, из которых видно, что расхождение результатов измерений на сличаемых установках не превышает $1 \cdot 10^{-3}$ за исключением двух точек для светофильтров с номинальным пропусканием 0,45: при длине волны 435 нм расхождения составляют $2 \cdot 10^{-3}$ и при длине волны 400 нм — $3 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, средние арифметические результаты трехкратных измерений спектральных коэффициентов пропускания нейтральных светофильтров, полученные на двух различных установках, каждая из которых характеризуется погрешностью измерения $1 \cdot 10^{-3}$, согласуются между собой в пределах величины этой погрешности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сперанская Н.И., Бердников Н.Д., Фуртова А.З. Измерение спектральных коэффициентов пропускания с повышенной точностью. — Оптико-механическая промышленность, 1973, № 3.
2. Государственный специальный эталон единицы спектральных коэффициентов пропускания и отражения и общесоюзная поверочная схема для средств измерений цвета. /Алексеева К.А., Григорович Н.Н., Жихарева Т.П. и др. — Измерительная техника, 1976, № 3.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

Таблица 1

Результаты измерений коэффициентов пропускания светофильтров из комплекта однолучевой установки I

Длина волны, нм	Коэффициент пропускания по измерениям на установках I и II									
	τ_I	τ_{II}	$\tau_{II} - \tau_I$	τ_I	τ_{II}	$\tau_{II} - \tau_I$	τ_I	τ_{II}	$\tau_{II} - \tau_I$	$\tau_{II} - \tau_I$
400	0,913	0,913	0	0,791	0,791	0	0,637	0,636	0,636	-0,001
450	0,915	0,915	0	0,797	0,798	0,001	0,645	0,645	0,645	0
550	0,918	0,918	0	0,812	0,812	0	0,680	0,680	0,680	0
600	0,918	0,918	0	0,802	0,802	0	0,662	0,663	0,663	0,001
650	0,918	0,918	0	0,790	0,791	0,001	0,661	0,662	0,662	0,001
700	0,919	0,919	0	0,780	0,780	0	0,690	0,691	0,691	0,001
400	0,442	0,439	-0,003	0,182	0,181	-0,001	0,0708	0,0697	0,0697	-0,0011
450	0,452	0,451	-0,001	0,202	0,202	0	0,0837	0,0827	0,0827	-0,0010
550	0,502	0,501	-0,001	0,222	0,222	0	0,0972	0,0966	0,0966	-0,0006
600	0,476	0,476	0	0,201	0,201	0	0,0827	0,0828	0,0828	0,0001
650	0,476	0,476	0	0,208	0,208	0	0,0872	0,0868	0,0868	-0,0004
700	0,517	0,518	0,001	0,265	0,266	0,001	0,1285	0,1280	0,1280	-0,0005

Таблица 2

Результаты измерений коэффициентов пропускания светофильтров из комплекта двухлучевой установки П

Длина волны, нм	Коэффициент пропускания по измерениям на установках I и II									
	τ_I	τ_{II}	$\tau_{II} - \tau_I$	τ_I	τ_{II}	$\tau_{II} - \tau_I$	τ_I	τ_{II}	$\tau_{II} - \tau_I$	$\tau_{II} - \tau_I$
410	0,914	0,914	0	0,803	0,804	0,001	0,455	0,454	-0,001	-0,001
435	0,914	0,914	0	0,806	0,807	0,001	0,467	0,465	-0,002	-0,002
465	0,916	0,916	0	0,822	0,823	0,001	0,490	0,490	0	0
550	0,918	0,918	0	0,825	0,826	0,001	0,482	0,482	0	0
600	0,918	0,918	0	0,814	0,815	0,001	0,458	0,459	0,001	0,001
710	0,919	0,919	0	0,784	0,785	0,001	0,497	0,498	0,001	0,001
410	0,152	0,151	-0,001	0,0580	0,0573	-0,0007	0,0316	0,0307	-0,0009	-0,0009
435	0,162	0,161	-0,001	0,0640	0,0630	-0,0007	0,0353	0,0346	-0,0007	-0,0007
465	0,183	0,182	-0,001	0,0773	0,0763	-0,0010	0,0446	0,0438	-0,0008	-0,0008
550	0,176	0,175	-0,001	0,0724	0,0718	-0,0006	0,0412	0,0408	-0,0004	-0,0004
600	0,155	0,154	-0,001	0,0594	0,0590	-0,0004	0,0324	0,0320	-0,0004	-0,0004
710	0,191	0,190	-0,001	0,0821	0,0815	-0,0006	0,0479	0,0476	-0,0003	-0,0003

ИСХОДНАЯ УСТАНОВКА НПС-2 ДЛЯ НОРМАТИВНОГО ПРОЯВЛЕНИЯ

Величина светочувствительности, коэффициента контрастности, вуали и прочих свойств фотографических материалов зависит в большой степени от способа проявления, состава проявителя, его температуры и времени проявления.

В качестве нормативной установки для проявления сенситограмм ГОСТ 10691.0-73 предусматривает применение устройства с сосудом Дьюара. При этом указывается размер сосуда, количество проявителя, а также условия покачивания и вращения сосуда. Сосуд Дьюара должен покачиваться так, чтобы его ось отклонялась примерно на $\pm 45^\circ$ от горизонтали с периодом около 1 с и одновременно вращаться вокруг оси с частотой вращения около 12 об/мин.

В соответствии с требованиями стандарта была создана исходная установка НПС-2 нормативного проявления, которая предназначена для сличения с ней других проявочных приборов, используемых в промышленности. ГОСТ 10691.0-73 разрешает использование таких проявочных устройств, в которых получается такая же зависимость светочувствительности от коэффициента контрастности, как при проявлении в сосуде Дьюара, при условии, что расхождение в значениях светочувствительности при одинаковой величине коэффициента контрастности будет не более 25%.

В новой установке предусмотрена специальная движущаяся платформа для установки сосуда Дьюара с проявляющим раствором. Сосуд помещен между опорной чашкой и винтовым зажимом. В центре крышки сосуда вмонтирован пластинчатый держатель, изготовленный из химически инертного материала. По обе стороны держателя укрепляются две сенситограммы для проявления.

Покачивание и вращение сосуда Дьюара осуществляется шарнирно-рычажным механизмом от двух электродвигателей. Включение платформы с сосудом Дьюара возможно только при поднятой защитной шторке. В экстренных случаях качающуюся платформу останавливают с помощью шторной кнопки.

По окончании процесса проявления две сенситограммы последовательно погружаются в сосуды Дьюара с подкисленной водой и фиксажным раствором. Контроль за временем проявления сенситограмм (1-30 мин) осуществляется с помощью реле времени ВС-10-34. На пульте управления расположены квинтунги включения реле времени и установки НПС-2 в сеть 220 В, а также кнопка аварийной остановки движущейся платформы и сигнальная лампочка.

Пульт управления позволяет вести процесс проявления сенситограмм в автоматическом или ручном режиме с использованием реле времени или секундомера. Как показали исследования, установка НПС-2 соответствует требованиям ГОСТ 10691.0-73: среднее время одного периода покачивания сосуда Дьюара составляет 0,93 с, среднее время вращения сосуда в течение одного оборота — 5,6 с, время проявления контролируется с погрешностью ± 7 с, температура проявителя в процессе проявления практически не меняется (не более $0,2^{\circ}\text{C}$). На результаты проявления не влияет расположение сенситограмм в сосуде Дьюара; погрешность не превышает 0,02.

Таким образом, установка НПС-2 может служить в качестве исходной при поверке приборов, предназначенных для проявления сенситограмм при выпуске кинофотоматериалов, а также при выполнении различных метрологических работ.

Для использования в промышленности в настоящее время осваивается выпуск прибора для проявлений НПС-12.* Экспериментальные работы по сличению прибора НПС-12 с исходной установкой выполнены на трех типах пленки: аэрофотопленка тип-17, кионегатив КН-2, микрат-300. Для каждого типа пленки проведены по несколько параллельных опытов. Экспонирование всех сенситограмм при одинаковых условиях выполнено на образцовом сенситометре.

Фотографическое сличение прибора ППС-12 с исходной установкой НПС-2 показало, что результаты проявления двух приборов одинаковы и не зависят от расположения сенситограмм в сосудах для проявления. Прибор ППС-12 дает сходимые и воспроизводимые результаты проявления.** Он может быть рекомендован для применения в метрологических лабораториях различных ведомств.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 535.61.089.6

В.Е.Карташевская, Г.Н.Кириянова, С.П.Скачкова

НОВАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЯРКОСТИ И ОБЩЕГО ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ОБРАЗЦОВЫХ ПЛАСТИНОК ВНИИМ

Образцовые пластинки коэффициента яркости и общего коэффициента отражения, изготовленные из прессованного порошка сернистого бария или молочного стекла МС-14 (МС-20), применяются для поверки рабочих

* Ю.Н.Гороховский. Сенситометрические приборы, выпускаемые отечественной промышленностью. — Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии, 1973, 18, № 2.

** В работе по фотографическому сличению прибора ППС-12 с исходной установкой НПС-2 принимала участие Е.М.Шипилова.

и контрольных пластинок такого рода, для воспроизведения единицы яркости, для определения отражающих свойств различных веществ и материалов.

В основу экспериментального определения указанных коэффициентов положены известные соотношения между яркостью исследуемой поверхности в выбранном направлении, ее освещенностью E и светностью M . Измерениям подлежат абсолютные значения коэффициента яркости в определенных условиях освещения и наблюдения и пространственное распределение относительных значений этих коэффициентов при различных углах наблюдения; на основе экспериментальных данных расчетным путем определяются коэффициенты общего отражения [1, 2]. Проверка рабочих и контрольных образцов выполняется путем сравнения с образцовыми мерами методом замещения с помощью измерительных установок соответствующего назначения. Принципиальная схема воспроизведения образцовых мер и передачи их значений действует, начиная с 1932–1933 гг.; практическое воплощение основных общих принципов и применяемая измерительная аппаратура изменяются периодически согласно уровню современной измерительной техники [1–2].

В последние годы разработаны новые устройства и установки, имеющие целью повысить точность измерений, устранить возможные систематические погрешности и осуществлять измерения в различных условиях. Ниже описываются их устройства и принцип действия.

Поворотное устройство для измерений индикатрисы коэффициента яркости в вертикальной плоскости. Недостатком установки для измерений пространственного распределения коэффициента яркости, применявшейся при создании образцовых пластинок, было определение индикатрисы коэффициента яркости только в одной горизонтальной плоскости [1, 2].

В основе расчетов коэффициента отражения лежало допущение о вполне одинаковом во всех направлениях пространственном распределении яркости у диффузных образцов. Кроме того, размеры установки обусловили наименьшие значения углов наблюдения $15\text{--}20^\circ$, в силу чего значения коэффициентов яркости в пределах $0\text{--}15^\circ$ определялись только путем экстраполяции.

Новое созданное поворотное устройство позволяет измерять индикатрису коэффициента яркости и в вертикальной плоскости в пределах $0\text{--}90^\circ$. Схема этого устройства показана на рис. 1.

Поверяемая пластинка, жестко закрепленная в особом держателе, позволяющем устанавливать образцы различных размеров и формы в пределах $40\text{--}100$ мм, освещается газополной лампой накаливания (с цветовой температурой около 2850 К) непосредственно или через дополнительную оптику. Это обеспечивает параллельный пучок света различных размеров (в зависимости от раскрытия диафрагмы d_3). Система трех зеркал Z_1, Z_2, Z_3 , жестко связанных между собой в одном Г-образном держателе и вра-

щающихся совместно вокруг горизонтальной оси, позволяет направить пучок света, отраженный от пластинки, на входное окно фотозлемента. Перед входным окном фотозлемента имеется молочное стекло, деполаризующее падающий пучок света, частично поляризованный после отражения от зеркал.

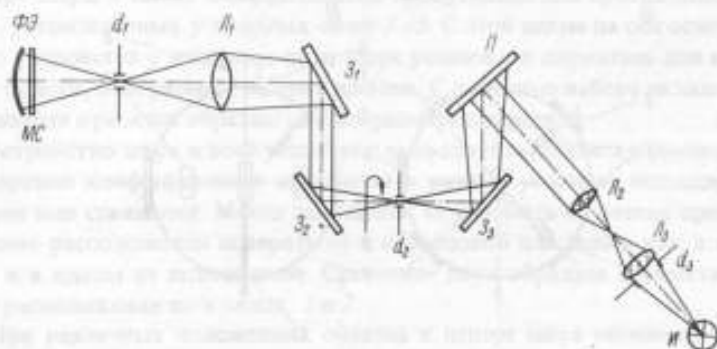


Рис. 1. Оптическая схема установки для измерения индикатрисы коэффициента яркости в вертикальной плоскости
H — источник света; *П* — измеряемая пластинка; *L*₁, *L*₂, *L*₃ — линзы; *d*₁, *d*₂, *d*₃ — диафрагмы; *Z*₁, *Z*₂, *Z*₃ — зеркала в поворотном устройстве.

Поворот системы зеркал (в пределах почти π) практически осуществляется от 0 до 87° . Кроме того, в данной установке источник света вместе с пластинкой могут поворачиваться в горизонтальной плоскости по отношению к приемному устройству. Таким образом, вся установка в целом позволяет при разных условиях освещения определять индикатрисы коэффициента яркости в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, причем в вертикальной плоскости в пределах полного квадранта.

Установка светомерного шара для измерений коэффициента отражения. Новый светомерный шар создан взамен применявшегося ранее с целью улучшить условия освещения образцов, обеспечить при измерениях разные углы освещения, создать возможность дополнительных исследований для последующего изучения систематических погрешностей метода измерений.

Установка состоит из собственно шара особой конструкции и осветительного устройства, включающего в себя источник света и сменную оптику для формирования световых пучков разного вида. Схематическое изображение устройства шара дано на рис. 2, *a* и *б*.

Шар поворотный, вращающийся вокруг вертикальной оси в пределах $\pm 45^\circ$, имеет пять отверстий 1–5 в горизонтальной диаметральной плоскости и одно сверху 6. Из этих пяти отверстий два служат для установки измеряемых образцов (или заглушек с шаровой поверхностью); три —

для входящего светового пучка или для вывода зеркально отраженного блика. Отверстия имеют также съемные заглушки. Верхнее отверстие закрыто молочным стеклом МС-13; над ним установлена камера с фотоэлементом. Отверстия 1, 3 и 2, 5 располагаются попарно на продолжении

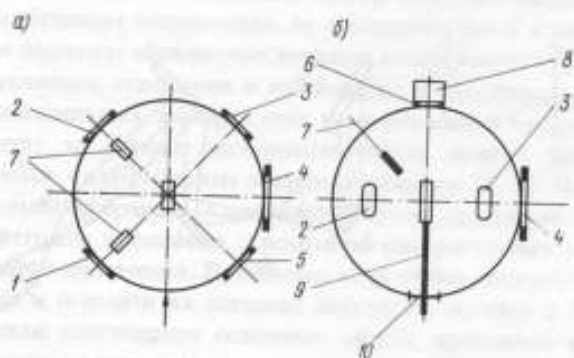


Рис. 2. Оптическая схема светомерного шара для измерений коэффициента отражения

а — вид сверху; 1, 2 — отверстия для установки измеряемых образцов; 3, 4, 5 — входные отверстия шара; 7 — защитные экраны

б — вид сбоку: 6 — приемное окно шара; 8 — фотоголовка; 9 — держатель для установки измеряемого образца в центре шара; 10 — щелевидное отверстие для образца

двух взаимно перпендикулярных диаметров. При освещении через отверстия 3, 5 образцов, установленных в отверстиях 1, 2, свет падает перпендикулярно поверхности последних. Диаметр шара 500 мм, диаметры пяти осветительных отверстий 50 мм, диаметр измерительного отверстия 30 мм.

Измеряемая пластинка, кроме того, может устанавливаться в центре шара, на подъемном держателе, который поворачивается в пределах $\pm 90^\circ$, что обеспечивает соответствующее изменение угла освещения. Центральный держатель имеет в верхней части козырек, предохраняющий измерительное окно от попадания на него света, непосредственно отраженного пластинкой. Между окнами 1 и 2 и измерительным окном 6 установлены экраны такого же назначения. Поверхность шара, так же как заглушки к отверстиям, экраны и центральный держатель пластинки окрашены эмалью ВНИСИ № 15.

Осветительное устройство включает лампу накаливания РН 12-100 и сменную оптику. Конструктивно оно выполнено в виде кожуха с лампой и трех сменных труб с оптическими деталями. При неизменном расположении лампы и входного коллектива, сменные части обеспечивают получение оптического изображения полевой диафрагмы в плоскости входного

окна шара, в его центре, в плоскости выходного окна (или на задней стенке).

Применение сменной оптики позволяет проводить измерения коэффициентов отражения образцов, установленных в отверстиях 1 и 2 или в центре шара, а также коэффициентов пропускания для прозрачных образцов, установленных у входных окон 3-5. С этой целью на оси осветительного устройства у входного окна шара установлен держатель для крепления стекол, поверяемых на пропускание. С помощью набора вкладышей в держателе крепятся образцы разных размеров и формы.

Устройство шара и всей установки позволяет выполнять относительные измерения коэффициентов отражения в разных условиях методом замещения или сравнения. Метод замещения может быть применен при поочередном расположении поверяемой и образцовой пластинки как в центре, так и в одном из задних окон. Сравнение двух образцов осуществляется при расположении их в окнах 1 и 2.

При различных положениях образца в центре шара можно исключить зеркальную составляющую отражения в разных условиях освещения (под углами 0; 11; 22,5; 45°). Это существенно при измерениях диффузного отражения у полированных поверхностей, но может быть применено и для исследований матовых поверхностей, имеющих смешанное отражение. Запасные отверстия шара позволяют, кроме того, расширить исследования влияния рассеянного света.

Измерительные части обеих установок — для измерения индикатрисы коэффициента яркости и коэффициента общего отражения — выполнены в виде фото головок с фотоэлементами, работающими в цепи усилителей постоянного тока с компенсацией изменений сеточного смещения. Непрозрачные подвижные заслонки, управляемые от электродвигателей, служат для прерывания световых пучков при измерениях темнового тока. Для исправления спектральной чувствительности фотоэлементов применены жидкие поглотители.

Индикатрисы коэффициентов яркости для ряда образцов были измерены как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости. Это позволило сравнить между собой зависимость обеих кривых от угла наблюдения и значения коэффициентов отражения, вычисленные на основании полученных данных.

Измерения были выполнены для молочных стекол МС-14 и для пресованных пластинок из сернокислого бария и окиси магния. Применялись материалы отечественные и фирмы "Мерк" (ФРГ), полученные в связи с международными сличениями коэффициентов яркости и отражения. Воспроизводимость этих измерений по данным многих опытов около $\pm (0,3-0,5)\%$.

Систематические расхождения были обнаружены для полированной поверхности молочных стекол, где значения коэффициентов отражения, рассчитанные по "горизонтальным" кривым, в рамках выполненных изме-

рений превышают значения таких коэффициентов для "вертикальных" кривых в среднем на 0,8%.

В установке светомерного шара, по сравнению с предыдущей установкой, приблизительно в три раза повышена чувствительность измерительной части посредством применения специально рассчитанной оптики. Недостатком, обнаруженным в процессе испытаний установки, оказалось близкое — по отношению к входному окну шара — расположение объективов в осветительных трубах, что в некоторых случаях может обусловить появление паразитных бликов. Для устранения их влияния при измерении коэффициентов пропускания испытываемые образцы поворачивают от положения, прямо перпендикулярного к падающему пучку света. Коэффициент пропускания стекол, установленных у входного окна, измеряется с помощью дополнительного поворотного устройства в функции угла поворота, что позволяет определить необходимую поправку и экстраполировать измеренные значения для направления, перпендикулярного падению света.

Погрешность относительных измерений коэффициентов отражения, оцененная по их воспроизводимости, составила около 0,1–0,2%. В этих же пределах согласованы результаты измерений в новой и прежней установках.

Погрешность измерений прозрачных стекол по воспроизводимости результатов измерений составляет от $\pm(0,1-0,3)\%$ для коэффициентов пропускания в пределах 0,9–0,2 и до $\pm(0,3-3,0)\%$ для значений 0,2–0,05.

Таким образом, установка светомерного шара оригинальной конструкции позволяет выполнять поверку образцов диффузного и зеркального отражения в различных условиях освещения, а также проводить экспериментальные исследования влияния этих условий и возможных погрешностей.

Применение поворотного устройства для измерений коэффициента яркости в вертикальной плоскости и в пределах $0-90^\circ$ делает более надежными определения коэффициента общего отражения и позволяет полнее изучать характеристики отдельных образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сабуренков А.М. Возобновление образцов для коэффициентов яркости и отражения. — Труды ВНИИМ. 1952, вып. 17 (77).
2. Карташевская В.Е. и Скачкова С.П. Новое определение коэффициентов яркости и общего отражения для образцовых пластинок ВНИИМ. — Светотехника, 1966, № 1.

3. Helwig H.J. and Krochmann J. A Review of Methods for Measuring the Reflectance and Transmittance of Lighting Materials. — Lighting Research and Technology, 1971, v. 3, No. 3.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 535.214.4.088.089.6.

В.В. Бабушкин

О ПОГРЕШНОСТИ РАДИОМЕТРОВ, ГРАДУИРОВАННЫХ ПО МОДЕЛИ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

Для того, чтобы интерпретировать результаты измерений, выполненных с помощью радиометрического прибора, производится его градуировка. От правильного выбора метода и средств градуировки во многом зависит точность определения характеристик излучения исследуемых объектов. Под градуировкой обычно подразумевается установление зависимости показаний регистрирующего прибора радиометра от величины лучистой энергии, падающей на его входной зрачок, т.е. определение чувствительности радиометра к некоторой величине, характеризующей энергетические свойства образцового источника излучения.

В зависимости от назначения прибора обычно различают три типа чувствительности [1]: чувствительность радиометра к потоку излучения, энергетической освещенности и энергетической яркости; иногда используется градуировка в единицах силы излучения источника [2].

Выбор того или иного способа градуировки определяется прежде всего задачей измерений; он наиболее рационален в случае, если градуировка подобна измерению. Так, градуировка по энергетической освещенности и силе излучения наиболее удобна при измерениях "малых" или "точечных" объектов, в то время как градуировка радиометра в единицах энергетической яркости целесообразна при измерении характеристик "протяженных" объектов или "фонов", характеризующихся их яркостью.

Для градуировки широкополосных или "фильтровых" радиометров в качестве образцовых источников в настоящее время чаще всего используются модели абсолютно черного тела (АЧТ); при этом выбор температуры АЧТ во многом определяет погрешности измерений [3]. Рассмотрим некоторые из них.

Как уже указывалось в работе [2], чувствительность фильтрового радиометра S_0 , отградуированного в абсолютных значениях яркости по близко расположенному протяженному источнику излучения в виде модели АЧТ,

с температурой T_0 , в интервале спектра $\lambda_1 - \lambda_2$ может быть записана следующим образом:

$$S_0 = \frac{U_0}{B_{T_0} F_3 \omega} = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T_0}^0 s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{F_3 \omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_0}^0 d\lambda} \quad (1)$$

где U_0 — выходной сигнал радиометра при градуировке; F_3 и ω — площадь входного зрачка и телесный угол поля зрения оптической системы радиометра; B_{T_0} — энергетическая яркость АЧТ при температуре T_0 в спектральном интервале $\lambda_1 - \lambda_2$; $b_{\lambda T_0}^0$ — спектральная плотность энергетической яркости абсолютно черного тела при температуре T_0 ; $s(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения; $\tau(\lambda) = \tau_{\phi} \tau_0$ — спектральное пропускание оптической системы.

При измерении объекта с произвольной температурой T_1 чувствительность радиометра к его излучению в том же спектральном интервале $\lambda_1 - \lambda_2$ будет

$$S_1 = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda T_1} b_{\lambda T_1}^0 s(\lambda) \tau(\lambda) \tau_a(\lambda) d\lambda}{F_3 \omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda T_1} b_{\lambda T_1}^0 \tau_a(\lambda) d\lambda} \quad (2)$$

где $\tau_a(\lambda)$ — спектральное пропускание атмосферы на заданной дистанции при измерениях.

Таким образом, отношение чувствительности радиометра к яркости объекта и его чувствительности к яркости образцового источника, характеризующее, в общем случае, систематическую погрешность, вызванную несоответствием условий измерений условиям градуировки, может быть записано в виде

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda T_1} b_{\lambda T_1}^0 s(\lambda) \tau(\lambda) \tau_a(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T_0}^0 s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda} \times \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_0}^0 d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda T_1} b_{\lambda T_1}^0 \tau_a(\lambda) d\lambda} \quad (3)$$

Рассматривая выражение (3), прежде всего следует иметь в виду, что при существенном сужении спектрального интервала измерений S_1/S_0 стремится к 1, т.е. погрешность измерения яркости стремится к нулю:

$$\delta_B = 1 - \frac{S_1}{S_0} \rightarrow 0.$$

Это распространяется и на тот случай, если в радиометре используется приемник с постоянной чувствительностью и П-образный фильтр, т.е. если $s(\lambda) = \text{const}$ и $\tau(\lambda) = \text{const}$ при $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ и $\tau(\lambda) = 0$ в остальной об-

ласти спектра или если в качестве радиометра используется неселективный приемник, спектральная чувствительность которого остается постоянной во всем диапазоне длин волн от 0 до ∞ . Однако в первом случае, измеряя величину "монохроматической" спектральной яркости, мы практически переходим от измерения энергии излучения к измерению яркостной температуры объекта, т.е. лишаемся информации о его суммарном энергетическом состоянии. При этом резко снижается пороговая чувствительность аппаратуры, в результате чего увеличивается погрешность измерений.

Второй случай (с П-образным фильтром) практически трудно осуществим для фильтровых радиометров. Третий случай широко используется в актинометрии, когда для градуировки так называемых "абсолютных" приемников применяется метод замещения лучистой энергии энергией электрического тока.

Рассмотрим величину погрешности, которая может возникнуть при измерениях энергетической яркости объектов с реальными интерференционными фильтрами в окнах прозрачности атмосферы: 3,2–4,2 мкм (Сп1); 4,5–5,0 мкм (Сп2); 2,0–5,0 (Сп3) и 8,0–14 мкм (Сп4). Диапазон измерения температуры объекта — от 0 до 200°C. Температура модели АЧТ равна 100°C (выбрана в середине динамического диапазона).

В первом приближении будем считать объект "серым телом", т.е. примем $\epsilon_\lambda = \text{const}$ (влияние атмосферы здесь не рассматривается). В качестве приемников излучения для диапазона 3–5 мкм используем фоторезистор на основе селенистого свинца PbSe, а для диапазона 8,0–14,0 мкм — полупроводниковый болометр БСГ-2. Результаты расчета в виде графика зависимости S_1/S_0 в функции $\lg Wt/V_{100}$ представлены на рисунке.

Как видно, при использовании реальных (отличных от П-образного) фильтров измерения энергетической яркости или силы излучения естественных источников с помощью широкополосных (фильтровых) спектро-радиометров в принципе не могут быть выполнены без систематической погрешности. Эта погрешность, достигающая на границах динамического диапазона 25–35%, вызывается тем, что температура исследуемого объекта, в общем случае, отличается от температуры АЧТ, по которому произведена градуировка аппаратуры. При этом применение так называемой "эффективной" градуировки не решает проблемы, так как предполагает известную температуру (или спектральный состав) источника излучения.

Одним из решений поставленной задачи может быть введение "расчетно-экспериментальных" поправок, учитывающих возможное отклонение измеренной величины от истинного ее значения в предположении, что это отклонение является только функцией температуры объекта. При введении таких поправок и правильном выборе температуры источника градуировки погрешность измерений энергетической яркости в окнах прозрачности атмосферы может быть снижена, как это видно из графика, до 3–5%.

Расчетные формулы для поправок в рассмотренном конкретном случае имеют следующий вид:

для первого спектрального диапазона (3,2–4,2 мкм)

$$\frac{S_1}{S_0} = 1 - 0,092 \lg (B_T/B_0);$$

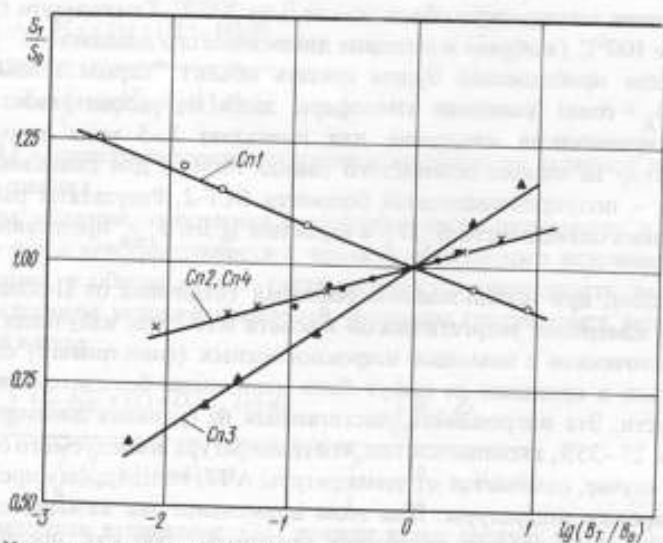
для второго и четвертого (4,5–5,0 и 8,0–14,0 мкм)

$$\frac{S_1}{S_0} = 1 + 0,072 \lg (B_T/B_0);$$

для третьего (2,0–5,0 мкм)

$$\frac{S_1}{S_0} = 1 + 0,173 \lg (B_T/B_0).$$

Здесь B_T – измеренная прибором энергетическая яркость источника в заданном спектральном интервале; B_0 – энергетическая яркость образцовой модели АЧТ в этом же участке спектра.



Изменение чувствительности радиометра в зависимости от величины измеряемой яркости при использовании интерференционных фильтров

Предположим, что радиометр выполняет функцию компарирующего прибора при сличении моделей абсолютно черного тела. Сличение осуществляется методом замещения (ГОСТ 8.106–74) (или методом равных сигналов), при котором яркости образцового и поверяемого излучателей выравниваются. При этом в выражении (3)

$$\int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda T_1} b_{\lambda T_1}^0 s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda T_2}^0 s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda. \quad (4)$$

Рассмотрим погрешности, которые могут возникнуть при измерении энергетической яркости радиометром, градуированным по модели АЧТ, аттестованной указанным методом, если спектральный диапазон измерений отличается от спектрального диапазона радиометра, использованного для сличения АЧТ.

С учетом (4) для спектрального диапазона измерений $\lambda_1 - \lambda_2$

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_2} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_{\lambda T_1} b_{\lambda T_1}^0 d\lambda}. \quad (5)$$

В предельном случае, если сличение производится в монохроматическом свете, а модель АЧТ используется для градуировки неселективного радиометра, из формулы (5) находим

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{1}{\epsilon_T} \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^4, \quad (6)$$

а из формулы (4)

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{b_{\lambda T_2}^0}{b_{\lambda T_1}^0}. \quad (7)$$

Предположив, что $\epsilon_T = \epsilon_{\lambda}$ во всем спектральном диапазоне, а T_1 близко к T_0 , можно написать

$$\frac{S_1}{S_0} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^4 e^{-\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right)}. \quad (8)$$

Из (8) находим эффективную длину волны излучения, при которой такой метод градуировки радиометра обеспечивает минимальную погрешность, т.е. $S_1/S_0 = 1$. После простых преобразований

$$\lambda_{эф}^* = C_2 \frac{T_0 - T_1}{T_0 T_1 \ln \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^4}. \quad (9)$$

Например, при $T_0 = 373$ К и $T_1 = 393$ К $\lambda_{эф}^* = 9,325$ мкм.

В другом предельном случае, когда сличение источников производится неселективным радиометром, а модель АЧТ используется для градуировки спектрорадиометра, настроенного на определенную длину волны λ ,

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{1}{\epsilon_\lambda} \frac{\delta_{\lambda T_0}^0}{\delta_{\lambda T_1}^0}, \quad (10)$$

$$\epsilon_T = \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^4, \quad (11)$$

При том же допущении, что $\epsilon_T = \epsilon_\lambda$,

$$\frac{S_1}{S_0} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^4 e^{-\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0}\right)}, \quad (12)$$

$$\lambda_{\text{эф}}^{**} = C_2 \frac{T_1 - T_0}{T_1 T_0 \ln \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^4}, \quad (13)$$

Так, для $T_0 = 373$ К и $T_1 = 393$ К $\lambda_{\text{эф}}^{**} = 9,438$ мкм.

При использовании подобного метода для измерений при длине волны, отличной от эффективной, погрешность радиометра резко возрастает. Например, для окна прозрачности атмосферы с центром 3,7 мкм и тех же температурах АЧТ, результаты измерений, как показывают расчеты во втором случае, оказываются завышенными на 25%, а в первом случае занижаются более чем на 30%.

Если же сличение модели АЧТ, предназначенной для градуировки радиометра, производится примерно в тех же спектральных диапазонах, что и последующие измерения характеристик исследуемых объектов, погрешности измерений, вызванные отличием излучательной способности этой модели от единицы, а следовательно, отличием ее температуры от температуры образцового АЧТ, существенно снижаются, даже если спектральный диапазон измерений не вполне соответствует диапазону радиометра-компаратора.

В таблице приведены результаты расчетов* величины S_1/S_0 , полученные при условии, что сличение моделей АЧТ с различными значениями излучательной способности произведено по 100-градусному образцовому АЧТ в спектральном диапазоне $\Delta\lambda_0$, равном 3,2–4,2 мкм, а измерения энергетической яркости исследуемых объектов выполняются с помощью радиометра, чувствительного в диапазоне $\Delta\lambda_1$, отличающемся по ширине от $\Delta\lambda_0$.

Отраженная от фона составляющая не учитывалась, так как при температуре излучателя 100°C, а фона — около 20°C этой величиной (даже при $\epsilon = 0,5$) можно пренебречь. (Для других спектральных диапазонов отражение от фона заметно возрастает).

Как видно, погрешности измерений, вызванные несоответствием спектрального диапазона измерительного радиометра и радиометра-компаратора, использованного при сличениях, весьма нечувствительны к измене-

* В расчетах принимали участие Э.Д.Гершман и О.И.Николаева.

ниям величин $\Delta\lambda_n/\Delta\lambda_0$ и ϵ в весьма широких пределах их изменения. Поэтому выбор фильтров для радиометра-компаратора и измерительного радиометра может производиться независимо друг от друга, без предъявления к ним совместных жестких требований к границам пропускания.

Излучательная способность поверяемой модели АЧТ	Спектральный диапазон измерительного радиометра, мкм				
	3,6-3,8	3,5-3,9	3,4-4,0	3,3-4,1	3,1-4,3
	Отношение ширины спектрального диапазона при измерениях к его ширине при сличении моделей АЧТ				
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,2
0,8	1,0078	1,0047	1,0033	1,0020	0,9977
0,7	1,0090	1,0074	1,0056	1,0030	0,9967
0,6	1,0112	1,0104	1,0078	1,0044	0,9954
0,5	1,0118	1,0141	1,0101	1,0059	0,9928

Таким образом, из сказанного следует, что измерение энергетической яркости или силы излучения тепловых источников с помощью фильтрового радиометра всегда связано с погрешностями, вызываемыми несоответствием температуры объекта и источника градуировки. Для исключения этой погрешности может быть использовано введение "логарифмических поправок", аналогичных описанным в настоящей статье, учитывающих характер реально применяемых фильтров: при этом определения температуры исследуемого объекта не требуется. Температуру образцового источника (модели АЧТ), используемого для градуировки радиометра, целесообразно выбирать в середине динамического диапазона измерений.

При аттестации (поверке) моделей АЧТ, используемых для градуировки "фильтровых" радиометров, следует учитывать спектральный диапазон измерений, даже если излучательная способность модели постоянна в широком спектральном интервале. Однако требования к ширине пропускания фильтров, используемых при сличении моделей АЧТ, не очень жесткие.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Способ градуировки радиометров. / Л.Н.Аксютюв, В.И.Тевящюв, Г.К.Холопов и др. - Оптико-механическая промышленность, 1969, № 3.
2. Метод измерения силы теплового излучения протяженных объектов / В.В.Бабушкин, Е.Ф.Демидов, Л.Ф.Караванова и др. - Труды метрологических институтов СССР, 1976, вып. 193(253).

З. Холопов Г.К., Шуба Ю.А., Ялышев Ф.Х. Анализ энергетических погрешностей при градуировке радиометрических приборов. — Опτικο-механическая промышленность, 1974, № 8.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 535.231.6.088:535.233.2

И.В.Либова

К МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ МОДЕЛИ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

Радиационные измерения, основанные на использовании источников, выполненных в виде моделей абсолютно черного тела, требуют знания излучательной способности полости с погрешностью не более 0,1%. Экспериментальное определение излучательной способности полости с такой погрешностью вызывает серьезные затруднения. Методы расчета эффективной излучательной способности трех классических форм полостей (сферы, цилиндра и конуса) обсуждались с различной степенью приближения многими авторами как за рубежом, так и в СССР. Анализ данных методов показывает, что сфера изучена подробно и поддается расчету с наименьшими расхождениями; результаты расчетов для цилиндра и конуса имеют для определенных параметров полости несколько большие расхождения, хотя для некоторых методик эти расхождения невелики [1, 2]. Однако большинство применяемых реальных моделей АЧТ не имеют таких простых форм и представляют собой сложные многоповерхностные полости, которые также требуют достоверного расчета их излучательной способности.

Настоящая работа посвящена получению аналитического выражения для расчета таких моделей АЧТ на примере модели цилиндрической формы с учетом ряда поправок, влияющих на ее излучательную способность.

В статье рассматривается цилиндр с плоским дном, влияние формы дна (в виде конуса) в котором учитывается введением различных значений излучательной способности дна и стенок полости ($\epsilon_d \neq \epsilon_{\text{ст}}$). В основу аналитического метода расчета берется формула Квина [3], в которую вводится раздельное влияние дна и стенок полости, при этом рассматривается и учитывается многократное отражение внутри полости. Поправки на многократное отражение сделаны на основе работ Холопова [4] в предположении, что в глубоком неизотермическом цилиндре усредненное

значение коэффициента отражения пропорционально внутренней поверхности полости, а площадь поверхности дна незначительна, и поэтому оно может быть заменено коэффициентом отражения стенки.

Общая формула для излучательной способности цилиндра с плоским дном, открытого с одного конца, имеет вид [3]:

$$\epsilon_0' = 1 - \frac{\rho}{L^2} - \rho^2 I_2, \quad (1)$$

где ρ — коэффициент отражения стенок полости; ρ/L^2 — первое отражение от дна цилиндра; $\rho^2 I_2$ — член, характеризующий вклад второго отражения в лучистый поток, покидающий цилиндр (от стенок).

Для расчета излучательной способности цилиндра с коническим дном использовано выражение

$$\epsilon_0'' = 1 - \frac{\rho'}{L^2}, \quad (2)$$

где ρ' — коэффициент отражения конического дна, рассчитанный по методике Псароутакиса [3]; L — относительная длина полости

$$L = \frac{l}{r},$$

l — глубина полости; r — радиус полости.

Рассмотрим случай, когда $\rho_d \neq \rho_{ст}$ (ρ_d и $\rho_{ст}$ — коэффициенты отражения дна и стенки полости соответственно). Тогда уравнение (1) можно записать в таком виде:

$$\epsilon_0 = 1 - \Delta\epsilon - \Delta\epsilon', \quad (3)$$

где

$$\Delta\epsilon = \frac{\rho_d}{L^2}, \quad (4)$$

при $\rho_{ст}(x) = \text{const}$

$$\Delta\epsilon' = \rho_d \rho_{ст} I_2. \quad (5)$$

Здесь I_2 — табличная интегральная функция Квина.

Таким образом, в общем виде

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\rho_d}{L^2} - \rho_d \rho_{ст} I_2. \quad (6)$$

Однако следует отметить, что формула (6) учитывает только однократное отражение от дна и стенок полости. Для того чтобы учесть второе и последующие отражения внутри полости, на основании [4] эту поправку в излучательную способность полости можно записать в виде выражения

$$\Delta \epsilon'' = \frac{\bar{\rho}^2}{1 - \bar{\rho}} \Omega_w^0, \quad (7)$$

где $\bar{\rho}$ — усредненное значение коэффициента отражения полости, которое с некоторым приближением принимается в виде

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_d F_d + \rho_{cr} F_{cr}}{F_d + F_{cr}} = \frac{\rho_d + 2\rho_{cr}L}{1 + 2L}, \quad (8)$$

где F_d и F_{cr} — площади поверхностей дна и стенок полости.

Как видно из (8), при заданном L первое слагаемое существенно меньше второго, поэтому можно принять $\bar{\rho} \approx \rho_{cr}$. Тогда (7) примет следующее приближенное выражение:

$$\Delta \epsilon'' = \frac{\rho_{cr}^2}{1 - \rho_{cr}} \frac{1}{L^2}. \quad (9)$$

Полости, как правило, неизотермичны, и для того, чтобы оценить влияние возможного охлаждения или перегрева стенок цилиндрической части полости относительно ее дна, можно представить неравновесную долю излучения, создаваемую первым отражением [4], в виде

$$\Delta \epsilon'_T = \int \epsilon_x \Delta \rho_T r_w^{0x} d\Omega_w^x, \quad (10)$$

где $r_w^{0x} d\Omega_w^x$ — излучение, попадающее через отверстие на дно и отраженное им в направлении стенки; ϵ_x — излучательная способность стенки.

Здесь $\Delta \rho_T$ характеризует величину неравновесной яркости визируемого элемента, вызванную неравенством температур дна и элемента стенки. При равных значениях $\rho_d = \rho_{cr}$ и $\Delta T = T_d - T_{cr} = \text{const}$ эта величина может быть представлена следующим образом:

$$B_d = \epsilon_d B_{T_d}^0;$$

$$B_{cr} = \epsilon_d B_{T_{cr}}^0 = \epsilon_{cr}' B_{T_d}^0,$$

где ϵ_d — излучательная способность дна полости; ϵ_{cr}' — приведенная излучательная способность стенок полости; T_d — температура дна полости; B_d , B_{cr} — яркость дна и стенок полости; $B_{T_d}^0$ — яркость черного тела при температуре дна полости

$$\Delta B = B_d - B_{cr} = B_{T_d}^0 (\epsilon_d - \epsilon_{cr}') = B_{T_d}^0 \Delta \epsilon'_T,$$

$\Delta\epsilon_T$ — приведенное значение контраста излучательной способности дна и стенок, вызванное разностью их температур.

Отсюда

$$\Delta\epsilon_T = \frac{\Delta B}{B_{T_2}^0} = \frac{\epsilon_\lambda (B_{T_2}^0 - B_{T_{ст}}^0)}{B_{T_2}^0} = \epsilon_\lambda \left(1 - \frac{B_{T_{ст}}^0}{B_{T_2}^0} \right).$$

При определении интегральной яркости согласно закону Стефана-Больцмана

$$\Delta\epsilon_T = \epsilon_\lambda \left(1 - \frac{T_{ст}^4}{T_2^4} \right) \approx \epsilon_\lambda \frac{4\Delta T}{T}.$$

и, следовательно,

$$\Delta T = \frac{T}{4} \frac{\Delta\epsilon_T}{\epsilon_\lambda}.$$

при этом

$$|\Delta\epsilon_T| = |\Delta\rho_T|.$$

Следовательно, для случая постоянной разности температур между дном и стенкой цилиндра после интегрирования и несложного преобразования (10) с учетом отдельных входящих в него подынтегральных функций справедливо соотношение

$$\Delta\epsilon_T' = \Delta\rho_T \epsilon_{ст} f_2. \quad (11)$$

Эта величина уменьшает излучательную способность полости, когда температура стенок ниже температуры дна, и, наоборот, увеличивает ее, когда температура стенок выше.

На основании работы [4] аналогичным образом было получено выражение для учета многократного отражения из-за неравновесного излучения в полости

$$\Delta\epsilon_T'' = 2\rho_{ст}^2 \Delta\rho_T \frac{1}{L}. \quad (12)$$

С учетом многократного отражения внутри полости при различных коэффициентах отражения дна и стенок излучательная способность цилиндра принимает вид

$$\epsilon_0 = 1 - \Delta\epsilon - \Delta\epsilon' - \Delta\epsilon'' - \Delta\epsilon_T' - \Delta\epsilon_T''. \quad (13)$$

Подставляя отдельные слагаемые в уравнение (13), согласно формулам (4), (5), (9), (11), (12), получаем излучательную способность рассматриваемой модели АЧТ в виде

$$\epsilon_0 = \frac{\rho_A}{L^2} - \rho_A \rho_{CT} l_2 - \frac{\rho_{CT}^2}{1 - \rho_{CT}} \frac{1}{L^2} - \Delta \rho_T \rho_A \epsilon_{CT} l_2 - 2 \rho_{CT}^2 \Delta \rho_T \frac{1}{L} \quad (14)$$

Это выражение позволяет оценить излучательную способность полости, не прибегая к громоздким вычислениям.

Принимая во внимание, что $\epsilon_0 = f(\rho_A, \rho_{CT}, \dots, L)$ — известная функция нескольких независимых переменных, выражение (14) для абсолютной погрешности после дифференцирования может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon_0 = & \left(\frac{1}{L^2} + \rho_{CT} l_2 + \Delta \rho_T \epsilon_{CT} l_2 \right) \Delta \rho_A + \\ & + \left[\rho_A l_2 + 4 \rho_{CT} \Delta \rho_T \frac{1}{L} + \frac{3 \rho_{CT}^2 (1 - \rho_{CT})}{(1 - \rho_{CT})^2} \frac{1}{L^2} \right] \Delta \rho_{CT} + \\ & + (\rho_A \rho_{CT} + \Delta \rho_T \rho_A \epsilon_{CT}) \Delta l_2 + \left(\rho_A \epsilon_{CT} l_2 + 2 \rho_{CT}^2 \frac{1}{L} \right) \Delta (\Delta \rho_T) + \Delta \rho_T \rho_A l_2 \Delta \epsilon_{CT} + \\ & + 2 \left(\frac{\rho_A}{L^2} + \frac{\rho_{CT}^2}{1 - \rho_{CT}} \frac{1}{L^2} + \rho_{CT}^2 \Delta \rho_T \frac{1}{L^2} \right) \Delta L, \end{aligned}$$

где $\rho_A, \rho_{CT}, \dots, L$ — определенные на опыте приближенные величины с погрешностями $\Delta \rho_A = 0,025$; $\Delta \rho_{CT} = 0,025$; $\Delta l_2 = 0,000005$; $\Delta L = 0,015$; $\Delta \epsilon_{CT} = 0,025$. При этих значениях погрешностей, определенных опытным путем, абсолютная погрешность расчета излучательной способности модели АЧТ, выполненной в виде цилиндра с конусом в основании при $L = 10$, $\epsilon_{CT} = 0,82$ и угле при вершине конуса 90° , составляет около 0,03%.

Зависимость суммарной поправки $\Sigma \Delta \epsilon$ от коэффициента отражения стенки ρ_{CT} при фиксированном значении ρ_A и $L = 6$ представлена графически на рис. 1. Как видно, характеристика имеет перегиб; это свидетельствует о том, что не всегда следует брать длинную полость; наибольшая крутизна наблюдается при $\rho_{CT} > 0,6$.

Для определения оптимальной длины полости по найденным значениям суммарной поправки в зависимости от ρ_A и ρ_{CT} были получены значения этой поправки при различной относительной длине полости и различных значениях температуры на дне и стенках полости для наиболее часто

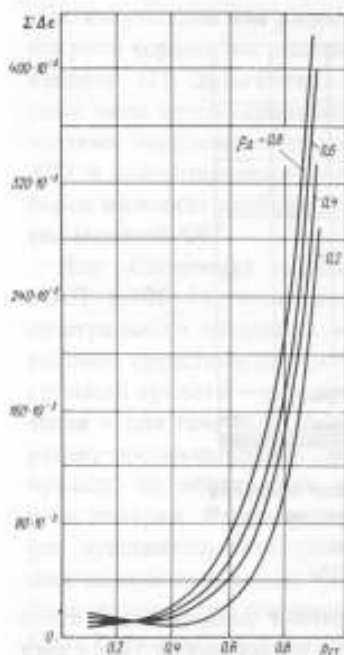


Рис. 1. Зависимость суммарной поправки от коэффициента отражения стенки при относительной длине полости $L = 6$

поправка составляет 1,8% и 0,5% при той же относительной длине полости.

На основании анализа результатов можно прийти к выводу, что формула (14), предназначенная для расчета излучательной способности модели черного тела, позволяет более полно учитывать геометрию дна при многократном отражении и при различных значениях коэффициентов отражения дна и стенок полости с оценкой погрешности расчета для реальных параметров полости. Кроме того, данная формула может быть использована для эквивалентного замещения температурных перепадов изменением излучательной способности дна и стенок для неизо термичной модели черного тела

встречающихся $\Delta\rho_T = \rho_{ст} - \rho_{д} = \pm 0,1$; 0. Для $\Delta\rho_T = \pm 0,1$ температурный перепад составляет $\pm 12,5^{\circ}$ на уровне 500 К и достигает $\pm 25^{\circ}$ на уровне 1000 К.

Зависимость суммарной поправки от относительной длины полости при изменении последней от 4 до 14 приведена на рис. 2. Влияние суммарной поправки снижается, если температура стенки выше, чем температура дна ($\Delta\rho_T = -0,1$). Наименьшая поправка при этом получается при $L = 10$ и более. При равенстве коэффициентов отражения дна и стенок полости ($\Delta\rho_T = 0$) и тех же значениях относительной длины поправки будут значительно больше (рис. 3). Заметим, что суммарная поправка при $L = 6$ составляет 1,2%, а при $L = 10$ она будет 0,4%, когда стенки перегреты ($\Delta\rho_T = -0,1$). И, наоборот, когда стенки холоднее дна ($\Delta\rho_T = 0,1$), то при $L = 6$ поправка возрастает до 3%, а при $L = 10$ до 1,2%. Если же стенки и дно имеют одинаковые коэффициенты отражения ($\Delta\rho_T = 0$), то суммарная



Рис. 2. Зависимость суммарной поправки от относительной длины полости при $\Delta\rho_T = -0,1$

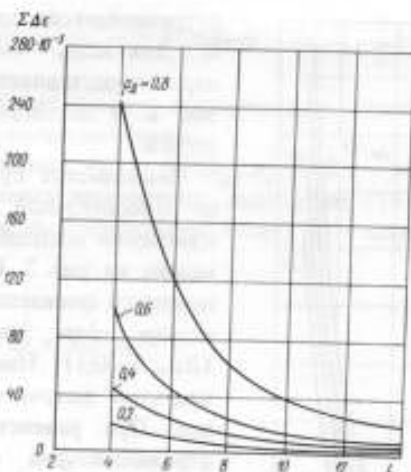


Рис. 3. Зависимость суммарной поправки от относительной длины полости при $\Delta\rho_r=0$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бедфорд Р.Е. Черные тела как абсолютные радиационные эталоны /Сборник статей. Прецизионные измерения в метеорологии. Пер. с англ. под ред. К.Я.Кондратьевой и Л.Б.Красильщикова, Л., Гидрометеиздат, 1972.
2. Бабушкин В.В., Либова И.В. Определение погрешности воспроизведения единицы энергетической яркости государственным специальным эталоном. — Измерительная техника, 1977, № 3.
3. Quin T.J. The Calculation of the Emissivity of Cylindrical Cavities Giving Near Black-body Radiation. — Brit. J. Appl. Phys., 1967, v. 18, No. 8.
4. Холопов Г.К. Расчет коэффициентов излучения макетов абсолютно черного тела. — Оптико-механическая промышленность, 1963, № 8.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 535.214.4.088.089.6:535.233.2

В.В.Бабушкин, И.И.Долгих, В.В.Фоменков

ОБРАЗЦОВЫЙ РАДИОМЕТР-КОМПАРАТОР ДЛЯ ПОВЕРКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ТЕМПЕРАТУРОЙ ОТ 100 ДО 500°С

Для градуировки радиометров в настоящее время все чаще используются модели абсолютно черного тела (АЧТ) [1]. При этом "точечные" модели АЧТ обычно выполняются в виде термостатированной полости с

небольшим выходным отверстием, "протяженные" — в виде многокамерных излучателей или плоских пластин, излучающая поверхность которых покрыта хорошо поглощающей диффузной краской или серией V-образных канавок [2]. Энергетическая яркость таких моделей до последнего времени чаще всего определялась расчетным путем. Однако в связи с трудностями определения температуры и излучательной способности моделей АЧТ и возрастающими требованиями к точности радиометрических приборов возникла необходимость экспериментальной проверки характеристик моделей АЧТ.

Для обеспечения единства таких измерений был введен в действие ГОСТ 8.106-74, в соответствии с которым передача размеров единиц интегрального излучения источников от эталона к образцовым и далее рабочим средствам измерений ведется по двум линиям: по линии энергетической яркости — для протяженных излучателей и по линии силы излучения — для точечных. Ниже описывается интегральный радиометр-компаратор, предназначенный для передачи размера единицы энергетической яркости от образцовых излучателей к рабочим средствам измерения и их поверки. Он рассчитан на спектральный диапазон 0,8—40 мкм. Порог чувствительности радиометра выбран в соответствии с требованиями поверочной схемы таким образом, чтобы обеспечить передачу размера единицы энергетической яркости в динамическом диапазоне 350—6500 Вт/(ср.м²) с погрешностью не более 0,1—0,3%. Поле зрения радиометра и передний отрезок — переменные; это дает возможность сличать модели различных конструкций; при этом поле зрения радиометра всегда должно быть значительно меньше излучающей поверхности источника.

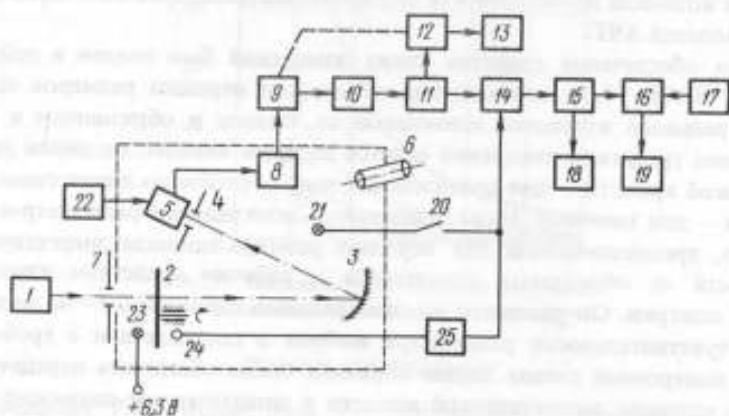
Применение радиометра для сличения моделей АЧТ в диапазоне 100—500°C при условии, что их излучательная способность не более, чем на 2—3% отличается от единицы, полностью исключает появление погрешностей, связанных с наличием отраженной составляющей.

Приемник излучения радиометра работает в режиме модуляции, что обеспечивает низкий уровень внутренних шумов прибора. Для того чтобы избежать погрешностей, вызываемых нелинейностью измерительного тракта, сличение моделей АЧТ производится методом замещения при практически равных сигналах (метод "равных сигналов").

Влияние поглощения атмосферы на результаты сличения устраняется выравниванием расстояния между сличаемыми источниками и приемником излучения.

Радиометр-компаратор РАД-3 представляет собой оптико-электронный прибор, состоящий из оптико-механического и электронного блоков с цифровым вольтметром типа В7-16. Блок-схема радиометра представлена на рисунке. Оптическая схема радиометра построена по системе Гершеля со сферическим наклонным зеркалом диаметром около 80 мм при относительном отверстии, близком к 1:2,5.

При сличении модели абсолютно черного тела располагают на равных расстояниях от радиометра в пределах 0,4–1,0 м. Радиометр с помощью зеркальной диафрагмы 4, установленной перед преобразователем излучения 5, и зеркальной трубки 6 наводится поочередно на каждый из сличаемых источников. При этом приемник, путем его перемещения вдоль



Блок-схема радиометра-компаратора РАД-3

оптической оси вместе с зеркальной диафрагмой, играющей роль диафрагмы поля зрения, устанавливается в плоскость, сопряженную с плоскостью излучающего отверстия сличаемых источников. Это положение фиксируется с помощью зрительной трубки, в фокальной плоскости окуляра которой через зеркальный объектив наблюдается одновременно резкое изображение краев полевой диафрагмы и изображения излучающего отверстия источника на поверхности этой диафрагмы. Показатель визирования радиометра по экспериментальным данным составляет $1/55 - 1/45$ в зависимости от расстояния до излучателя.

Излучение от источника 1, попадая в радиометр через ирисовую диафрагму 7, модулируется двухлопастным диском 2, собирается наклонным зеркалом 3 на преобразователь излучения 5, в качестве которого используется болометр типа БСГ-2. Сигнал, генерируемый болометром под действием падающего излучения, поступает в электрический тракт.

Электрический тракт состоит из предварительного усилителя 8, помещенного в оптико-механическом блоке, и электронного блока, в котором размещены избирательный усилитель 10, делители напряжения 9 и 12, демодулятор 14, фильтр нижних частот 15, формирователь опорных импульсов 25, компенсатор 16 и источник стабилизированного напряжения 17.

Питание болометра 5 осуществляется от стабилизированного источника постоянного тока 22 с двухступенчатой стабилизацией и регулируемым напряжением. Пульсации источника не превышают 0,2–0,3 мкВ, что достигается применением П-образного RC-фильтра.

Сигнал болометра сначала усиливается предварительным усилителем 8, собранным на интегральной микросхеме 2УС 265А, имеющей коэффициент усиления $k_{\text{ув}} = 100$. Дальнейшее усиление обеспечивает избирательный усилитель 10 и усилительный каскад 11, собранный на операционном усилителе 1УТ 401А.

Избирательный усилитель собран по схеме с двойным Т-образным мостом в цепи отрицательной обратной связи и имеет полосу пропускания 4 Гц на уровне 3 дБ. Ширина полосы пропускания выбрана с учетом стабильности вращения модулятора в пределах $\pm 1\%$; при этих условиях коэффициент передачи изменяется не более, чем на 0,07%. Избирательный усилитель позволяет уменьшить влияние шумов болометра и предварительного усилителя на измеряемый сигнал за счет уменьшения эквивалентной энергетической полосы пропускания частот.

С усилителя 11 сигнал переменного тока через делитель 12 подается на цифровой вольтметр 13 (В7-16), позволяющий измерять энергетическую яркость сличаемого источника непосредственно в единицах яркости. Для этого коэффициент передачи электронного тракта и размер ирисовой диафрагмы подбираются по образцовому источнику так, чтобы значение напряжения (в мВ) на табло, подаваемого на цифровой вольтметр, соответствовало тому же значению измеряемой яркости (в Вт/(ср·м²)).

В радиометре предусмотрен выход на самописец типа КСП-2, с помощью которого регистрируется разница яркостей двух сличаемых источников. При этом демодулированный сигнал компенсируется до нуля компенсатором 16.

В целях проверки исправности работы радиометра, при включении болометра полезный модулированный сигнал имитируется пульсирующим потоком излучения лампы накаливания 21, которая подключается переключателем 20 к формирователю импульсов 25.

Для абсолютных измерений яркости в радиометре используется стрелочный прибор 18 типа М1792, установленный на лицевой панели электронного блока. Сигнал в этом случае демодулируется однополупериодным демодулятором 14 с помощью опорного напряжения, подающегося от формирователя импульсов 25. В качестве формирователя применена схема операционного усилителя 1УТ401А с нелинейной обратной связью на полупроводниковых диодах. Длительность импульсов задается фотодиодом 24; при освещении его лампочкой 23 на выходе операционного усилителя появляется отрицательное напряжение, открывающее ключ.

Как показали исследования, использование в качестве первичного преобразователя полупроводникового болометра БСГ-2 с порогом чувст-

вительности не более $8 \cdot 10^{-10}$ Вт/Гц^{1/2}, а также достигнутая стабильность напряжения его питания позволили получить порог чувствительности радиометра не более 1 Вт/(ср·м²), т.е. 0,27°C на уровне 100°C.

Для оценки точности передачи размера единицы с помощью созданного радиометра была определена его случайная погрешность расчетным и экспериментальным путем и исследовано влияние ряда факторов на результаты сличения. Основными источниками случайной погрешности являются нестабильность частоты напряжения сети, температуры окружающей среды и ограниченный порог чувствительности приемника. Погрешность за счет нестабильности частоты напряжения сети в пределах $\pm 0,5$ Гц не превышает $\pm 0,07\%$, а погрешность за счет нестабильности температуры окружающей среды в пределах 2–3°C в течение дня не превосходит $\pm 0,1\%$. Малая величина погрешности в последнем случае объясняется кратковременностью процесса сличения, продолжительность которого составляет 10–15 мин.

Погрешность, определяемая порогом чувствительности используемого болометра, в единицах энергетической яркости не превышает 0,05% на уровне, соответствующем 100°C. При этом нелинейные искажения электронного тракта не оказывают заметного влияния на результаты сличения в силу используемого для этого метода равных сигналов. В результате суммарная случайная погрешность составляет 0,13%.

Среднее квадратическое отклонение (СКО) результата измерений при сличении определено путем обработки экспериментальных данных [3]. Как показала проверка, результаты измерений принадлежат совокупности, распределенной нормально, с вероятностью не менее 0,93. Оценка СКО при сличении составляет не более $S_{\bar{u}} = 0,1\%$ во всем динамическом диапазоне.

Как видно, результаты исследования составляющих случайной погрешности хорошо согласуются с результатами экспериментального определения этой погрешности.

Влияние селективности радиометра на результаты сличения источников носит систематический характер. По расчету, выполненному для области спектра 0,7–25 мкм, погрешность, обусловленная этим фактором, не превышает $\Theta_{\lambda} = \pm 0,3\%$ при условии, что излучательная способность сличаемых источников отличается от 1 не более, чем на 3%.

Так как $0,8 < \Theta_{\lambda}/S_{\bar{u}} < 8$, то для оценки точности сличения необходимо учитывать как систематические, так и случайные погрешности. Таким образом, оценка среднего квадратического отклонения композиции случайных и неисключенных остатков систематических погрешностей при передаче единицы энергетической яркости методом сличения составляет не более $S_{\Sigma} = 0,3\%$ в диапазоне 350–6500 Вт/(ср·м²), что соответствует требованиям поверочной схемы.

Радиометр-компаратор РАД-3 прошел метрологическую аттестацию и рекомендован к использованию в качестве образцового средства измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прецизионные радиационные измерения в метеорологии. Пер с англ. под ред. К.Я.Кондратьева и Л.Б.Красильщикова, Л., Гидрометеонздат, 1972.
2. Козырев Б.П., Бузников А.А. Многокамерное черное тело. — Известия ЛЭТИ, вып. 55, 1966.
3. Методы обработки результатов наблюдений при измерениях. Под ред. К.П.Широкова. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 134 (196), 1972.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 535.214.4.088

В.В.Бабушкин, Л.Ф.Караванова, А.А.Марусенко

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ НЕРАВНОМЕРНОЙ ЗОННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ ПО ПРИЕМНОЙ ПЛОЩАДКЕ РАДИОМЕТРА

Как показали результаты исследований [1, 2], большое значение при оценке точности радиометрических измерений имеет характер распределения чувствительности по приемной площадке, так называемая зонная чувствительность приемника. Из-за отсутствия ГОСТ на методы паспортизации приемников этот параметр вообще не оценивается изготовителями и при оценках погрешностей измерений не учитывается.

В настоящей работе произведен расчет погрешностей, вызванных неравномерной зонной чувствительностью охлаждаемых приемников PbSe, которые широко используются в измерительной аппаратуре. На рис. 1 представлены типичные характеристики распределения относительной чувствительности по приемной площадке для 10 вертикальных и горизонтальных разрезов приемника размером $2,5 \times 2,5$ мм². При характеристике неравномерности зонной чувствительности обычно пользуются средними значениями чувствительности $S_{\text{ср}}$. Однако, как видно из рис. 1, ввиду значительных флуктуаций чувствительности, подчиняющихся случайному закону, такой подход может привести к существенным погрешностям,

вызванным отсутствием априорной информации о размере и точном месте расположения измеряемого объекта на приемной площадке. Очевидно, эти погрешности будут тем больше, чем меньше изображение измеряемого объекта на приемной площадке, которое в пределе стремится к размеру кружка рассеяния оптической системы радиометра.

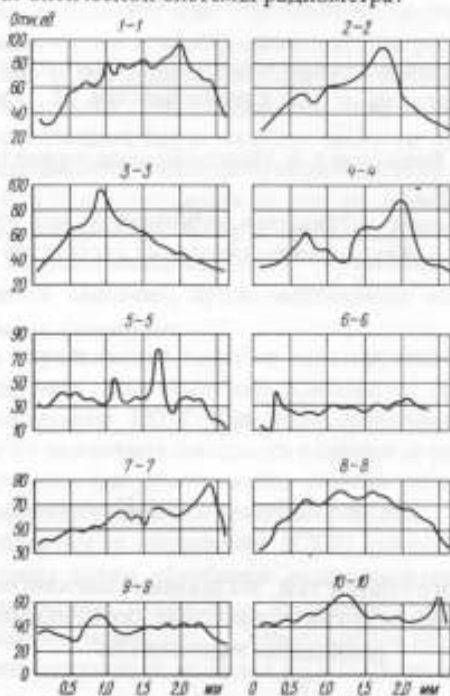


Рис. 1. Характеристика распределения относительной чувствительности по приемной площадке для 10 приемников

С целью проверки гипотезы о законе распределения случайных погрешностей, вследствие неравномерной зонной чувствительности, были определены относительные значения отклонений Δs_i результатов измерений чувствительности s_i от средней величины чувствительности s_{cp} в 340 точках разрезов от 1-1 до 10-10:

$$\Delta s_i = \frac{s_i - s_{cp}}{s_{cp}} \quad (1)$$

Зона распределения результатов Δs_i составила от $-0,225$ до $+0,225$. Весь диапазон полученных данных для 340 значений был разбит на 9 интервалов длиной $h = 0,05$; данные выборки сгруппированы по интервалам около центра рассеивания, определены середины интервалов s_{i0} и соответствующие им эмпирические частоты f_i , приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Номер интервала i	Середина интервала s_{i0}	Эмпирическое число наблюдений в интервале f_i	$s_{i0} - \bar{x}$	$z_i = \frac{(s_{i0} - \bar{x})}{\sigma_n}$	$\varphi(z_i)$	Вероятность $h_i \sigma_n \varphi(z_i)$	Теоретическое число наблюдений в интервале f_i	χ^2
1	-0,2	5	-0,2004	-2,676	0,0111	0,007	2,5	0,081
2	-0,15	11	-0,1504	-1,993	0,055	0,036	12,4	
3	-0,1	34	-0,1004	-1,3305	0,1647	0,109	37,1	0,259
4	-0,05	71	-0,0504	-0,6682	0,318	0,211	71,6	0,005
5	0	102	-0,0004	-0,0058	0,3989	0,264	89,8	1,657
6	0,05	68	-0,0496	0,6565	0,2209	0,212	72,1	0,233
7	0,1	31	0,0996	1,3188	0,1669	0,110	37,6	1,16
8	0,15	13	0,1496	1,9812	0,0562	0,037	12,6	
9	0,2	5	0,1996	2,6435	0,0122	0,008	2,75	0,457
Сумма:		340					338,45	3,85

Гистограмма распределения величины Δs_i показана на рис. 2. Вычислены среднее арифметическое значение \bar{s} и оценка среднего квадратического отклонения результата наблюдений G_{χ^2} , которая совпадает с дисперсией предполагаемого нормального закона распределения погрешностей $G_{\chi^2} = \sigma_n = 0,079$.

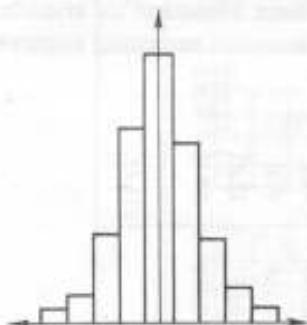


Рис. 2. Гистограмма распределения отклонения зонной чувствительности (Δs_i) приемника от среднего значения

но, выбранная гипотеза нормального распределения в соответствии с критерием Пирсона правдоподобна и не противоречит опытным данным.

Можно считать, что средняя квадратическая погрешность, обусловленная неравномерной чувствительностью по площадке приемника ИК-излучения, равна 7,9% при условии, что градуировка производилась по протяженному излучателю при полном заполнении приемной площадки.

Рассмотрим погрешности измерений реальных объектов, являющихся следствием неравномерной зонной чувствительности приемной площадки, в случае, когда измерения производятся спектро радиометром, со следующими характеристиками объектива: фокусное расстояние $f = 500$ мм, диаметр кружка рассеяния $d = 0,1$ мм, площадь приемника ИК-излучения $F_{\text{пр}} = a \times b = 2,5 \times 2,5 \text{ мм}^2$ (где a — длина приемной площадки, b — высота). Мгновенное поле зрения спектро радиометра в горизонтальной и вертикальной плоскостях

$$\omega_{\text{пр г}} = \omega_{\text{пр в}} = 5 \text{ мрад.} \quad (2)$$

Измерения проводятся для двух групп излучателей — крупноразмерных I и малоразмерных II, параметры которых даны в табл. 2.

Можно рассчитать коэффициент заполнения $k_{\text{за}}$ чувствительной площадки приемника путем изображения измеряемого излучателя на различных расстояниях D (в км) между радиометром и излучателем

$$k_{\text{за}} = \frac{\Delta F_0}{F_{\text{пр}}}, \quad (3)$$

где ΔF_0 — часть площади приемника, заполненная изображением объекта на фиксированном расстоянии; $F_{пр}$ — площадь приемника.

Результаты расчета $k_{эн} = f(D)$ приведены в табл. 3 и на рис. 3.

Размер изображения точечного объекта F_{ni} на приемной площадке равен размеру кружка рассеяния объектива спектрорадиометра $F_{ni} = F_{кр-р}$, при этом средняя квадратическая погрешность, вызванная неравномерной зонной чувствительностью при случайном расположении изображения на приемной площадке, равна 7,9%. При полном заполнении приемной пло-

Таблица 2

№ группы	Длина излучателя, м	Высота излучателя, м
I	200	10
	100	5
	50	1
II	5	1
	3	1
	1	1

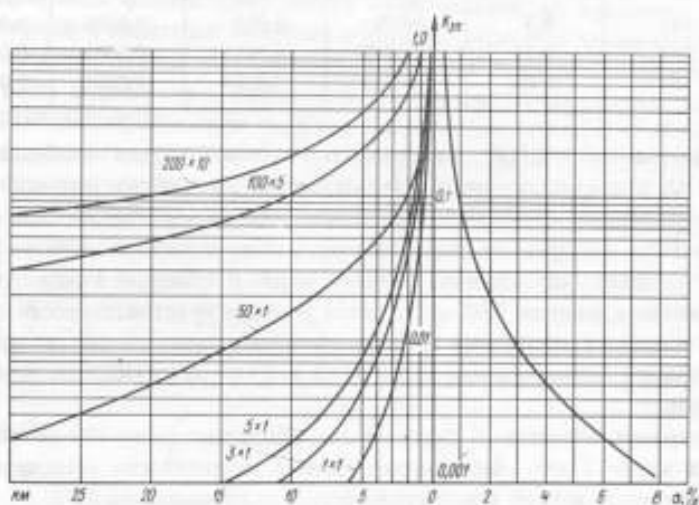


Рис. 3. Расчет погрешности в зависимости от коэффициента заполнения и дальности измерений

щадки ($k_{эн} = 1,0$) изображение измеряемого объекта можно представить состоящим из n_N точечных элементов $n_N = F_{пр} / F_{кр-р}$. Соответственно, при частичном заполнении приемной площадки число точечных элементов n , составляющих изображение ΔF_0 , равно $\Delta F_0 / F_{кр-р}$. Очевидно, для любого приемника пределом n является n_N .

Средняя квадратическая погрешность измерений протяженного объекта при частичном заполнении приемной площадки изображением, состоящим из n элементов

$$\sigma = \frac{\sigma_n}{\sqrt{n}} \quad (4)$$

Таблица 3

$A \times B, \text{ м}^2$	Расстояние, км				
	1	5	10	20	30
200x10	1,0	0,4	0,2	0,1	0,07
100x5	1,0	0,2	0,1	0,05	0,022
50x1	0,2	0,04	0,02	0,005	0,0022
5x1	0,2	0,008	0,002	0,0005	0,0002
3x1	0,12	0,0048	0,0012	0,0003	0,00013
1x1	0,04	0,0016	0,0004	0,0001	0,00004

Зависимость $\sigma = f(n)$ для рассматриваемого случая изображена на рис. 3. На основе полученных результатов можно прийти к выводу, что:

распределение случайных отклонений зонной чувствительности приемников PbSe подчиняется нормальному закону с математическим ожиданием величины отклонения, равным нулю и средним квадратическим отклонением, равным 7,9% от среднего значения чувствительности;

погрешности измерений крупноразмерных излучателей в пределах практически используемых дальностей в 3–10 раз ниже, чем для мало-размерных;

измерения источников с размерами, превышающими $1 \times 1 \text{ м}^2$ на дальностях менее 1 км, обеспечивают уровень погрешности (вследствие неравномерности зонной чувствительности), не превышающей 1%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reed P.A. Methods of Determining the Spatial Response Nonlinearities of Radiometers. – Applied Optics, 1970, v. 9, No. 9.
2. Бабушкин В.В. Снижение погрешности радиометров, вызванной неоднородной чувствительностью приемника. – Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976.

3. Кудряшова Ж.Ф., Рабинович С.Г., Резник К.А. Методы обработки результатов наблюдений при измерениях. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 134(194), 1972.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

УДК 681.375.4.089.6:681.3

Т.Е.Вылегжанина, Г.А.Маляков, А.С.Торопова

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ГРАДУИРОВКИ ФОТОМЕТРОВ НА ЭВМ М-222

Методика автоматизированной обработки результатов градуировки фотометров необходима для определения коэффициентов пропорциональности градуировочных характеристик и погрешности измерений.

Градуировка фотометра-яркомера производится по источнику света равномерной и известной яркости, в качестве которого применяется молочное стекло, освещенное светоизмерительной лампой с определенной силой света и цветовой температурой [1]. Фотометр-люксметр градуируется по светоизмерительным лампам с известной силой света, устанавливаемым на разных расстояниях от фотометра. Выходной сигнал измеряется выходным вольтметром, входящим в комплект фотометра.

Для проведения градуировки последовательно задается ряд значений входной величины яркости ($B_j, j = 1, \dots, m$) или освещенности ($E_j, j = 1, \dots, m$), для каждого из которых n раз* измеряется выходное напряжение на цифровом вольтметре $U_{E_{ij}}$ ($i = 1, \dots, n; j = 1, \dots, m$) или $U_{B_{ij}}$ ($i = 1, \dots, n; j = 1, \dots, m$).

В качестве приемника излучения в фотометрах применяется фотоумножитель. Градуировочная характеристика фотометров в заданных пределах измерений принимается линейной

$$U_{E_{ij}} = K_{jE} E_j \quad (1)$$

$$U_{B_{ij}} = K_{jB} B_j \quad (2)$$

где K_{jE} — чувствительность фотометра к освещенности на входном окне прибора; K_{jB} — чувствительность фотометра к яркости молочного стекла.

По результатам проведенных измерений рассчитываются случайная и систематическая составляющие инструментальной погрешности, а также чувствительности фотометров. При расчете случайной составляющей определяется [2, 3]:

* В проведенных измерениях $n = 20$.

1) среднее арифметическое значение выходной величины \bar{U}_{Ej} или \bar{U}_{Bj} для j значений входной величины:

$$\bar{U}_j = \frac{\sum_{i=1}^n U_{ij}}{n},$$

где U_{ij} — текущее значение измеряемой яркости или освещенности; n — число серий измерений;

2) среднее квадратическое отклонение результатов измерений выходной величины

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{U}_j - U_{ij})^2}{n-1}};$$

3) относительная случайная составляющая инструментальной погрешности

$$\delta_j = \frac{\sigma_j t_x}{\bar{U}_j} 100\%,$$

где t_x — коэффициент, определяющий границы доверительного интервала при заданных доверительной вероятности и числе измерений ($t_x = 1,325$ при $n = 20$ и $p = 0,8$).

Фотометры для измерения оптических характеристик гидросферы работают в сложных и ответственных условиях на автономном объекте. Напряженность режима работы, а также невозможность проверок в процессе некоторых особо ответственных режимов приводит к необходимости обеспечить высокую достоверность предварительных оценок точности измерений. Метод оценки систематической составляющей при этом должен опираться не на параметры распределения, стабильность формы которого не может быть гарантирована, т.е. не на "параметрические" методы статистики.

При анализе точности фотометров применен непараметрический метод минимаксной стратегии, который ближе к методу минимума модулей, чем к методу наименьших квадратов.

Систематическая составляющая определяется отклонением фактически нелинейной характеристики фотометра, определяемой средними арифметическими значениями выходной величины, от выбранной линейной градуировочной характеристики. Расчет коэффициентов пропорциональности производится с помощью условия минимаксной стратегии следующим образом:

— определяется коэффициент пропорциональности K_j для j -х значений входной величины $K_j = \bar{U}_j / E_j$ или $K_j = \bar{U}_j / B_j$ — для каждого K_j рассчитывается систематическая составляющая

$$\delta_{ij} = \frac{\bar{U}_j - K_j E_j}{\bar{U}_j} 100\%.$$

где $i = 1, \dots, n$ и $j = 1, \dots, m$.

— рассчитывается сумма случайной и систематической составляющих инструментальной погрешности для j значений входной величины при каждом $K_j = \delta_j + \Theta_{ij}$;

— для каждого K_j определяется максимальное значение найденных погрешностей $\delta_j + \Theta_{ij}$. Тот коэффициент пропорциональности, которому соответствует минимальная погрешность среди найденных максимумов и является искомым K .

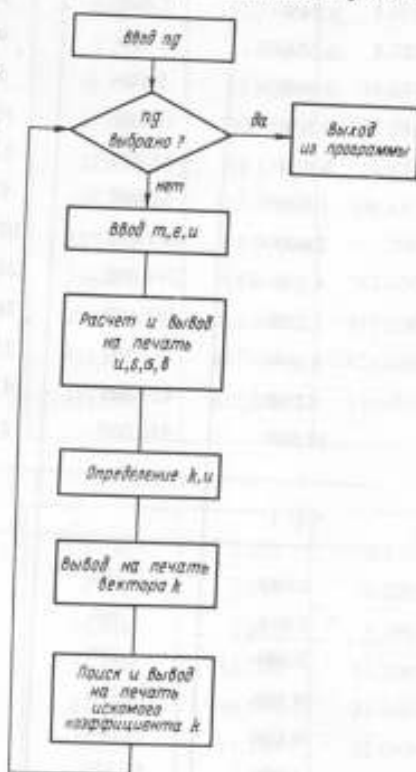
Расчет искомого коэффициента пропорциональности и определение погрешностей производится на ЭВМ М-222 по программе, составленной на алгоритмическом языке АЛГОЛ-60. В программе предусмотрена обработка нескольких групп результатов измерений, количество которых обозначено ng . После ввода этого числа вводятся данные по каждой из ng групп с последующей обработкой результатов введенной группы (см. рисунок).

В каждой группе данных задается количество результатов измерений, обозначенное m , и значения этих результатов, которые описываются в программе в виде одномерного массива $e[1:m]$ для входных значений яркости (или освещенности) и двумерного массива $u[1:m, 1:20]$ для 20 значений выходного напряжения, получаемых для каждой из m входных величин.

После ввода исходных данных по каждой группе рассчитываются средние арифметические значения выходной величины $us[1:m]$, средние квадратические отклонения $\sigma[1:m]$ и относительные случайные составляющие инструментальной погрешности $\delta[1:m]$.

Полученные результаты счета используются при нахождении коэффициентов пропорциональности $k[1:m]$ и систематических составляющих погрешности $u[1:m, 1:m]$. Следуя минимаксной стратегии, по программе определяется искомым коэффициент пропорциональности $k[im]$.

Результаты счета и исходные данные по каждой группе измерений выдаются на печать в следующем порядке (см. контрольный пример):



Блок-схема алгоритма

Контрольный

Исходные данные: $ng = 1$; $n = 20$; $m = 12$

$e [i]$				Массив $u [i, j]$
0.049	2.460	2.740	2.510	2.720
0.074	3.760	4.020	3.880	4.060
0.099	5.100	5.330	5.240	5.390
0.300	15.990	16.690	15.820	16.640
0.600	31.200	32.220	31.290	31.740
1.000	51.600	52.300	51.160	52.050
2.000	105.000	107.500	106.000	107.400
4.000	214.000	217.000	214.000	215.000
5.000	265.000	268.000	264.000	267.000
6.000	317.000	319.000	316.000	319.000
8.000	421.000	424.000	420.000	424.000
10.000	516.000	519.000	517.000	518.000

$e [i]$				Массив $u [i, j]$
0.049	2.530	2.710	2.530	2.730
0.074	3.960	4.050	3.880	4.130
0.099	5.080	5.290	5.100	5.260
0.300	15.700	16.100	15.500	16.300
0.600	30.900	31.900	30.500	31.500
1.000	51.130	51.930	50.980	51.680
2.000	105.200	106.600	104.700	105.300
4.000	214.000	217.000	215.000	217.000
5.000	266.000	268.000	265.000	268.000
6.000	315.000	319.000	314.000	316.000
8.000	421.000	424.000	421.000	424.000
10.000	519.000	521.000	519.000	520.000

пример

 $(i = 1, \dots, m; j = 1, \dots, 10)$

2.540	2.710	2.560	2.760	2.500	2.780
3.800	4.030	3.780	4.090	3.770	4.000
5.140	5.260	5.080	5.250	5.050	5.350
15.660	16.440	15.700	16.460	15.860	16.690
31.020	31.520	30.940	31.820	30.950	31.960
51.420	52.450	51.110	52.020	51.150	52.030
105.300	107.200	105.399	107.500	105.200	106.600
214.000	216.000	214.000	215.000	214.000	216.000
264.000	267.000	264.000	266.000	265.000	267.000
318.000	321.000	317.000	319.000	316.000	318.000
420.000	423.000	418.000	421.000	417.000	421.000
517.000	519.000	516.000	519.000	517.000	519.000

 $(i = 1, \dots, m; j = 11, \dots, 20)$

2.710	2.720	2.630	2.780	2.580	2.710
3.820	3.870	3.900	4.070	3.880	4.020
4.970	5.220	5.090	5.310	5.060	5.200
16.100	16.300	15.199	16.100	15.700	16.300
31.600	31.900	30.399	31.140	30.700	31.300
50.950	51.820	50.910	51.630	51.130	52.040
104.500	105.500	105.500	105.900	105.399	105.800
215.000	217.000	216.000	217.000	215.000	217.000
265.000	266.000	266.000	267.000	264.000	267.000
314.000	317.000	312.000	315.000	313.000	316.000
421.000	424.000	421.000	423.000	420.000	422.000
518.000	522.000	518.000	521.000	518.000	520.000

- таблица из 11 столбцов и m строк (столбец исходного массива $e [1:m]$ и первые 10 столбцов исходного массива $u [1:m, 1:20]$);
- таблица из 13 столбцов и m строк (последующие 10 столбцов исходного массива $e [1:m, 1:20]$, столбец средних арифметических значений $us [1:m]$, столбец средних квадратических отклонений $\sigma [1:m]$ и столбец отнительных случайных составляющих $\delta [1:m]$);
- вектор значений коэффициентов пропорциональности $k [1:m]$;
- значение минимальной инструментальной погрешности среди максимальных значений;
- искомый коэффициент пропорциональности;
- индекс искомого коэффициента.

Результаты счета

us	σ	δ
2.645	0.106	4.117
3.938	0.118	3.058
5.188	0.117	2.318
16.062	0.417	2.653
31.325	0.511	1.665
51.574	0.487	0.964
105.874	0.939	0.905
215.450	1.234	0.584
265.950	1.394	0.534
316.950	2.305	0.742
421.500	2.013	0.487
518.650	1.631	0.320

$k [1:m]$:

52.910	52.513	51.885	52.208	51.574
52.937	53.862	53.190	52.687	51.865

Min max 4.293. Искомый коэффициент 52.910. Его индекс 1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вылегжанина Т.Е., Масляков Г.А. Исследования в области оптических и световых измерений. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 193 (253), 1976.
2. Бурдун Г.Д., Марков Б.Н. Основы метрологии. Изд. стандартов, 1972.
3. Рабинович С.Г. К расчету погрешности измерительных приборов. — Измерительная техника, 1968, № 2.

Поступила в редакцию 17.07.1978 г.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Н.Р.Батарчукова, Л.А.Ирикова, Е.А.Птицына. Исследование излучения малогабаритных ламп с полым катодом</i>	3
<i>И.Ш.Эцин, Д.П.Потехин, И.Г.Макарова, Т.А.Несслер, А.Ф.Киселев. Интерферометр для измерения смещений двух отражающих поверхностей</i>	6
<i>Т.Ф.Фрудко. Интерферометр для измерения длины электродов расчетного конденсатора</i>	10
<i>И.Я.Карасева, И.А.Мицевич, А.М.Мумжиу, Г.И.Стракун. Установка высшей точности для измерения рефракции неастигматических линз</i>	13
<i>А.С.Найденев. О методах и средствах градуировки шкалы волновых чисел спектрометров и спектрофотометров</i>	17
<i>В.И.Галкина. О выборе метода аттестации образцовых фильтров для проверки фотоэлектрических колориметров (абсорбциометров)</i>	28
<i>Е.И.Никонова, Н.И.Сперанская, Н.Н.Григорович. Сличение спектрофотометрических установок повышенной точности</i>	30
<i>В.А.Коридорф, Е.В.Студенкова. Исходная установка НПС-2 для нормативного проявления</i>	34
<i>В.Е.Карташевская, Т.Н.Кириянова, С.П.Скачкова. Новая аппаратура для определения коэффициентов яркости и общего отражения для образцовых пластинок ВНИИМ</i>	35
<i>В.В.Бабушкин. О погрешности радиометров, градуированных по модели абсолютно черного тела</i>	41
<i>И.В.Либова. К методике расчета излучательной способности модели абсолютно черного тела</i>	48
<i>В.В.Бабушкин, И.И.Долгих, В.В.Фоменков. Образцовый радиометр-компаратор для проверки излучателей с температурой от 100 до 500°С</i>	54
<i>В.В.Бабушкин, Л.Ф.Караванова, А.А.Марусенко. Оценка погрешностей, вызванных неравномерной зонной чувствительностью по приемной площадке радиометра</i>	59
<i>Т.Е.Вылегжанина, Г.А.Масляков, А.С.Торопова. Обработка результатов градуировки фотометров на ЭВМ-222</i>	65
<i>Рефераты публикуемых статей</i>	72

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 621.327.43:681.785.57.089.6

Исследование излучения малогабаритных ламп с полым катодом. Б а т а р ч у к о в а И.Р., И р и к о в а Л.А., П т и ц ы н а Е.А. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 3–6.

Проведено исследование излучения ламп с полым катодом, заполненных изотопами ^{86}Kr , ^{20}Ne , ^{114}Cd , ^{129}Xe . Лампы предназначены для градуировки высоко разрешающих спектральных приборов. Табл. 4. Библ. 3.

УДК 534.854:531.715.1

Интерферометр для измерения смещений двух отражающих поверхностей. Э ц и н И.Ш., П о т е х и н Д.П., М а к а р о в а И.Г., Н е с с л е р Т.А., К и с е л е в А.Ф. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 6–10.

Описывается разработанный во ВНИИМ автоматический интерферометр для измерения расстояний между двумя отражающими поверхностями. Погрешность измерения составляет 0,01 мкм в пределах ± 20 мкм.

Особое внимание уделено вопросам наведения на ахроматическую полосу и разделения пучков белого и монохроматического света на выходе интерферометра. Ил. 1. Библ. 4.

УДК 535.854.531.715.1

Интерферометр для измерения длины электродов расчетного конденсатора. Ф р у д к о Т.Ф. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 10–13.

Описан модуляционный интерферометр для расчетного конденсатора. Измерение смещения экранирующего электрода осуществляется с помощью модуляционного интерферометра, в котором использованы явления образования полос переналожения в белом свете и полос Физо в свете одночастотного стабилизированного лазера. Погрешность измерения определяется погрешностью воспроизведения длины волны лазера. Ил. 1. Библ. 3.

УДК 681.45.07.

Установка высшей точности для измерения рефракции неастигматических линз. К а р я с е в а Н.Я., М и с е н и ч И.А., М у м ж и у А.М., С т р а к у н Г.И. — "Иссле-

дования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 13-16.

Изложены результаты работ по созданию новой оптической системы установки высшей точности для измерения вершинной рефракции линз в пределах рефракций $0 \div \pm 8$ диоптрий и усовершенствованию конструкции механической и электронной частей прибора. Цель работы - создание конструкции, обеспечивающей уменьшение примерно в три раза погрешности измерения рефракции по сравнению с первым в мировой практике автоматическим диоптриметром, разработанным во ВНИИМ. Ил. 1. Библ. 4.

УДК 681.572.089.6

О методах и средствах градуировки шкалы волновых чисел спектрометров и спектрофотометров. Найденев А.С. - "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 17-27.

Рассматриваются вопросы градуировки спектрометров и спектрофотометров по волновым числам. Особое внимание уделяется разработанному автором интерференционному экстриполяционному методу градуировки. Приведен вывод формул поправки на положение интерференционного максимума при освещении эталона Фабри-Перо сходящимся световым пучком. Разработанный метод градуировки был опробован при помощи эталонов Фабри-Перо с зеркалами из германия и воздушным зазором между зеркалами и в виде плоскопараллельной германевой пластинки. Погрешность градуировки, выполненной этим методом, не превосходит $0,3 \text{ см}^{-1}$. Даны практические результаты градуировки шкалы волновых чисел спектрофотометра типа ИКС-16. Ил. 4. Библ. 4.

УДК 681.7.064.42.088

О выборе метода аттестации образцовых фильтров для проверки фотозлектрических колориметров (абсорбциометров). Галкина В.Н. - "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 28-30.

Рассматриваются источники погрешности аттестации образцовых фильтров для проверки фотозлектрических колориметров и рекомендуются методы их аттестации в зависимости от основной погрешности фотоколориметров.

УДК 681.785.423.089.6

Сличение спектрофотометрических установок повышенной точности. Никонова Е.И., Сперанская Н.И., Григорович Н.Н. - "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 30-33.

Сличения спектрофотометрических установок выполнены на основании измерений спектральных коэффициентов пропускания 12 нейтральных стеклянных светофильтров с номинальными значениями коэффициентов пропускания 0,92; 0,80; 0,65; 0,45; 0,18-0,15; 0,07-0,03. Погрешность измерения коэффициентов пропускания составляет $5 \cdot 10^{-4} \div 1 \cdot 10^{-3}$ на одной установке и $1 \cdot 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-3}$ на другой установке. Результаты измерений коэффициентов пропускания светофильтров на сличаемых установках согласуются между собой в пределах величины погрешности установок. Табл. 2. Библ. 2.

Исходная установка НПС-2 для нормативного проявления. Коридорф В.А., Студенкова Е.В. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 34–35.

Описывается нормативная установка НПС-2 для проявления сенситограмм согласно ГОСТ 10691.0–73. Исследования показали, что установка может служить исходной при поверке других приборов.

Фотографическое сличение ППС-12 с исходной установкой НПС-2 позволило рекомендовать прибор ППС-12 для широкого использования в метрологических лабораториях.

УДК 535.61.089.6

Новая аппаратура для определения коэффициентов яркости и общего отражения для образцовых пластинок ВНИИМ. Карташевская В.Е., Кирьянова Г.Н., Скачкова С.П. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 35–41.

Приводится описание поворотного устройства для измерений индикатрисы коэффициента яркости в вертикальной плоскости в пределах полного квадранта и светомерного шара, применяемого для измерений коэффициента общего отражения и пропускания. Описываются приемные части обеих установок и принципы измерений. Ил. 2. Библ. 3.

УДК 535.214.4.088.089.6

О погрешности радиометров, градуированных по модели абсолютно черного тела. Бабушкин В.В. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 41–48.

Приводятся отдельные результаты анализа погрешностей, возникающих при измерении энергетической яркости или силы излучения тепловых источников с помощью "фильтрового" радиометра, отградуированного по модели АЧТ. Рассматривается вопрос об аттестации (поверке) таких моделей путем сличения их с образцовым источником. Даются практические рекомендации по снижению погрешностей. Ил. 1. Табл. 1. Библ. 3.

УДК 535.231.6.088.535.233.2

К методике расчета излучательной способности модели абсолютно черного тела. Либова И.В. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 48–54.

Рассматривается методика расчета излучательной способности цилиндрической модели абсолютно черного тела, влияние формы дна в которой учитывается введением различных значений излучательной способности дна и стенок полости. В методике учитывается ряд поправок, влияющих на ее излучательную способность, и производится оценка погрешности расчета для реальных параметров полости. Ил. 3. Библ. 4.

УДК 535.214.4.088.089.6:535.233.2

Образцовый радиометр-компаратор для поверки излучателей с температурой от 100 до 500°C. Бабушкин В.В., Долгих И.И., Фоменков В.В. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 54–59.

Описывается созданный во ВНИИМ образцовый радиометр-компаратор для поверки излучателей типа абсолютно черного тела (АЧТ) с температурой от 100 до 500°C и результаты его исследования. Радиометр-компаратор обеспечивает поверку излучателей с погрешностью 0,3%. Ил. 1. Библи. 3.

УДК 535.214.4.088

Оценка погрешностей, вызванных неравномерной зонной чувствительностью по приемной площадке радиометра. Бабушкин В.В., Караванова Л.Ф., Марусенко А.А. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 59–65.

Произведен расчет погрешностей, вызванных неравномерным характером распределения чувствительности по площадке охлаждаемого приемника. Приведены результаты расчетов погрешностей для объектов различных размеров применительно к радиометрическим измерениям. Ил. 3. Табл. 3. Библи. 3.

УДК 681.375.4.089.6:681.3

Обработка результатов градуировки фотометров на ЭВМ М-222. Выегжанина Т.Е., Масляков Г.А., Торопова А.С. — "Исследования в области оптических и световых измерений". Труды метрологических институтов СССР, вып. 236 (296), 1979, с. 65–70.

Излагается методика и вычислительная программа автоматизированной обработки результатов градуировки фотометров. Вычислительная программа написана на алгоритмическом языке АЛГОЛ-60 для ЭВМ М-222. Ил. 1. Табл. 2. Библи. 3.

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ОПТИЧЕСКИХ И СВЕТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 236 (296)

Редактор И.А.Шайкевич
Художественный редактор Д.Р.Степанович
Технический редактор С.П.Левкович
Корректор С.С.Полигнотова

Подписано в печать 19.06.79 (набор выполнен в издательстве).
М-31130. Формат 60x90 $1/16$. Бумага офсетная. Усл.печ. л. 4,75.
Уч.-изд. л. 4,75. Тираж 1000 экз. Заказ 384. Цена 50 к.

Ленинградское отделение издательства „Энергия“
191041, Ленинград, Д-41, Марсово поле, 1.

