

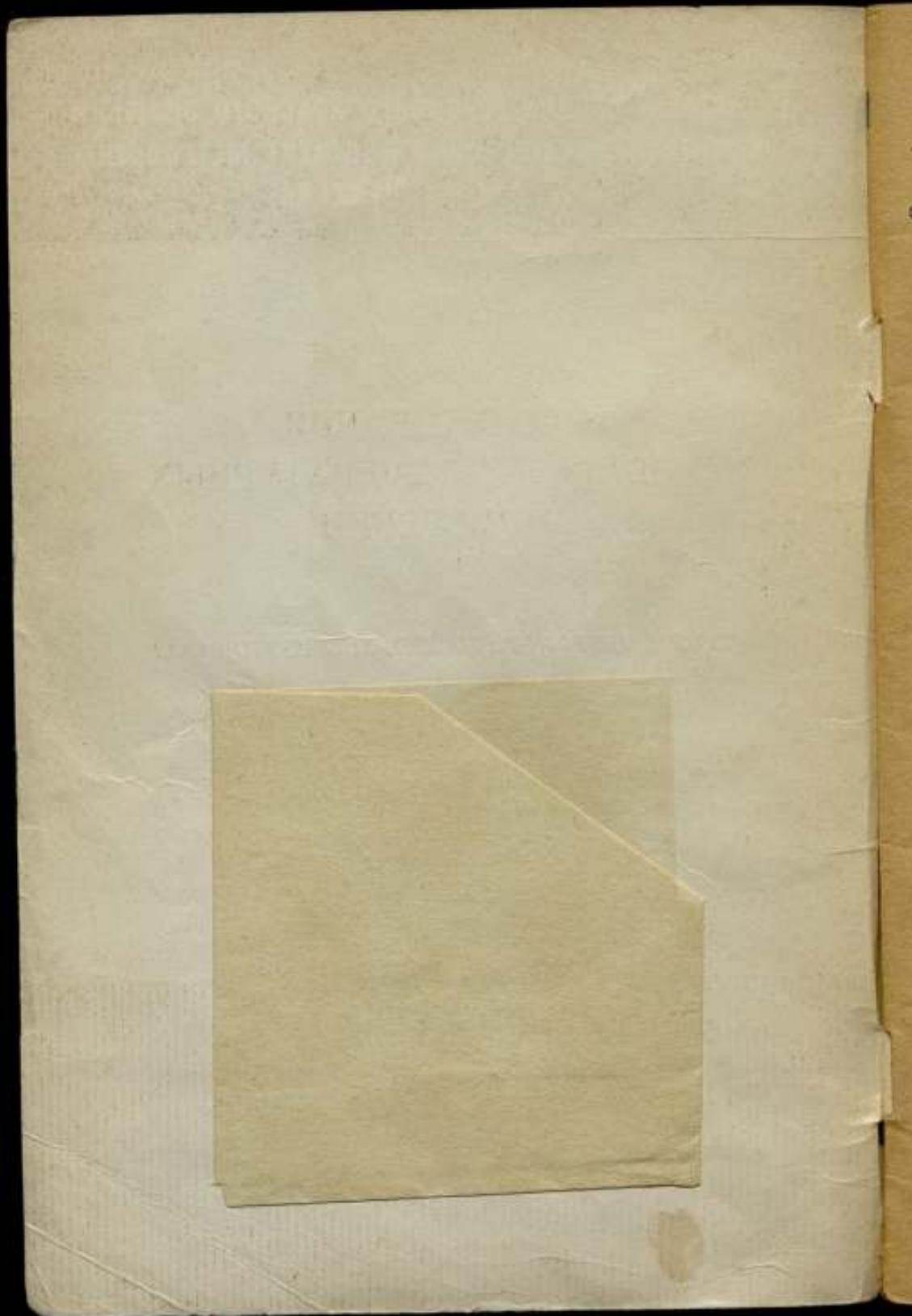
**ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА**

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ**

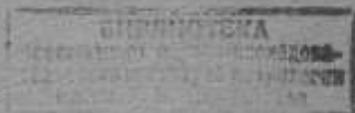
ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 207 (267)





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



ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 207 (267)

Под редакцией *Н. И. Киренкова*



«ЭНЕРГИЯ»
ЛЕНИНГРАД 1977

Развитие метрологии температурных измерений и совершенствование метрологической службы имеет большое значение для развития термометрического и пирометрического приборостроения, для совершенствования техники температурных измерений во всех областях народного хозяйства. Существенное повышение точности измерения температуры при любом технологическом процессе связано с непосредственным использованием эталонов международной практической температурной шкалы или градуированных по ним образцовых приборов. Совершенствование приемов температурных измерений в научном эксперименте требует соответствия градуировки метрологической аппаратуры термодинамической температурной шкале, так как физические законы связаны только с термодинамической температурой.

В четырех статьях первого раздела сборника описаны некоторые эксперименты и пути усовершенствования эталонов кельвина, воспроизводящих температурную шкалу.

Второй раздел сборника посвящен прикладной метрологии. В статье И. И. Киренкова и Г. А. Крахмальникова описаны фотоэлектрические пирометры, применяемые для эталонных работ в разных странах, и кратко рассмотрены источники погрешностей разных конструкций. В статье А. Х. Файнса и И. С. Гавриловой с позиций максимально жестких требований рассматриваются погрешности точных термометров, возникающие при их градуировке по реперным точкам. Некоторые из этих погрешностей (физически наиболее сложные) рассмотрены также в статье А. Х. Файнса и А. А. Раскина. Статья Г. С. Амброза посвящена возможностям оптической пирометрии, отрывающимся при новом подходе к спектральным характеристикам.

Статьи третьего раздела сборника посвящены технике температурных измерений — расширению их возможностей и обеспечению высокой точности в различных частных случаях измерений, осложненных специфическими условиями и высокими требованиями.

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭТАЛОНОВ

*И. И. КИРЕНКОВ, Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА, А. Х. ФЛЯНС, А. И. ЮРИНОВА,
А. А. ХАНСУВАРОВ, А. А. СЕБЬЧЕНКОВА, Н. С. ВАСИЛЬЕВА*

УДК 536.45

ВИНИМ

СЛИЧЕНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭТАЛОНОВ С ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ

При градуировке рабочих эталонов их сравнение с первичным эталоном является необходимой операцией. При создании рабочих эталонов кельвина для диапазона 1000—1800°С на базе термодпар ПР 30/6 необходимо разработать методику и аппаратуру для их сравнения с первичным эталоном, осуществляемым в этом диапазоне фотоэлектрическим методом.

Как известно, сравнения приборов высокой точности с эталонами в термометрии осуществляют различными методами. Распространенным является сравнение с помощью реперных точек. Этот метод благодаря высокой стабильности реперной точки позволяет снизить нагрузку на эталон и распределить работу каждого из сравниваемых приборов с соответствующей очередностью. При этом достигается высокая точность, поскольку используется международный метрологический опыт по исследованию реперной точки чистого вещества. Эти общепризнанные преимущества реперной точки были использованы при градуировке термоэлектрических термометров в точках затвердевания золота, палладия и платины [1].

Наряду с этим было решено обеспечить возможность экспериментального определения интерполяционных значений градуировочной характеристики между реперными точками золота, палладия и платины ввиду больших температурных интервалов между ними. Исходя из этого, были выбраны следующие принципы передачи значений температурной шкалы от первичного эталона к новым рабочим эталонам:

1) градуировка термоэлектрических термометров в реперных точках золота, палладия и платины (сравнение с помощью реперных точек);

2) непосредственное сравнение с первичным эталоном для установления и исследования методики интерполяции между реперными точками.

В соответствии со структурой первичного эталона [2] рабочие эталоны сравниваются с эталоном-копией, представляющим собой набор из трех температурных ламп, градуированных при построении температурной шкалы на фотоэлектрической аппаратуре первичного эталона. Сравнения проводятся с помощью фотоэлектрического пирометра первичного эталона. Методика непосредственного сравнения термоэлектрических термометров с фотоэлектрическим эталоном с целью интерполяции потребовала усовершенствования аппаратуры.

Аппаратура для сравнений термоэлектрических термометров с первичным фотоэлектрическим эталоном кельвина представляет собой высокотемпературную горизонтальную печь с основным и двумя дополнительными нагревателями из платинородиевой ленты, установленную на оптическую скамью фотоэлектрического спектропирометра (рис. 1).

В центральной части жаровой трубы печи установлена модель черного тела. Возможность применения модели черного тела из окиси алюминия при температуре плавления платины была отражена в работах [3, 4]. В термометрической практике для подобных целей широко применяются высокотемпературные печи сопротивления различных конструкций [3, 5, 6]. Создание равномерного температурного поля в области модели черного тела, применение материалов, стойких и не загрязняющих термоэлектроды при высоких температурах — основные задачи при разработке конструкций таких печей. Разработка конструкции потребовала рассмотрения возможности применения двух вариантов компоновки печи. Вертикальная печь, позволяющая использовать узкую длинную трубу, облегчает получение требуемого температурного поля, но при этом возникают трудности, связанные с креплением

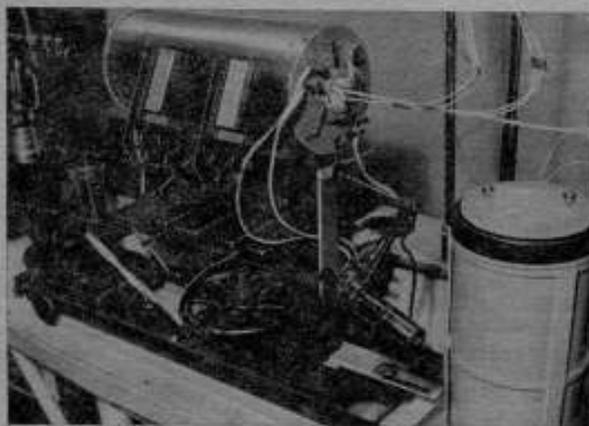


Рис. 1. Печь «черное тело» на скамье фотоэлектрического спектропрометра.

нагревателей на трубе при высоких температурах. Кроме того, в этом случае необходимо изменить направление хода луча на 90° с помощью зеркала (прямая полного внутреннего отражения). При этом возникают дополнительные потери излучения, загрязнение зеркала и неизбежное увеличение расстояния от объектива оптического пирометра до полости черного тела.

Горизонтальный вариант печи [3] свободен от этих недостатков, но склонность горизонтальной трубы основного нагревателя к прогибу при высоких температурах резко осложняет постановку оптических измерений.

При повышении жесткости трубы за счет увеличения ее диаметра и уменьшения длины становится возможным применение горизонтального варианта печи (рис. 2). Характерной особенностью конструкции этой печи является наличие торцевых нагревателей, вводимых внутрь полости трубы основного нагревателя и позволяющих путем регулирования выделяемой ими мощности получить равномерное температурное поле в центральной части печи, где размещается модель черного тела. Ближкое конструктивное решение было описано в работе [4].

Все детали, образующие рабочее пространство печи, выполнены из чистой (не менее 99,5% по массе) окиси алюминия. В процессе изготовления производится непрерывный контроль и регулирование температурного поля. Для нагревателей использована платинородневая лента с содержанием родия 40%.

Каркас нагревателя, вставляемый в печь со стороны ввода термометров, имеет четыре сквозных отверстия, три из которых предвзначены для трех термометров (двух дифференциальных и одного градуируемого) в одно —

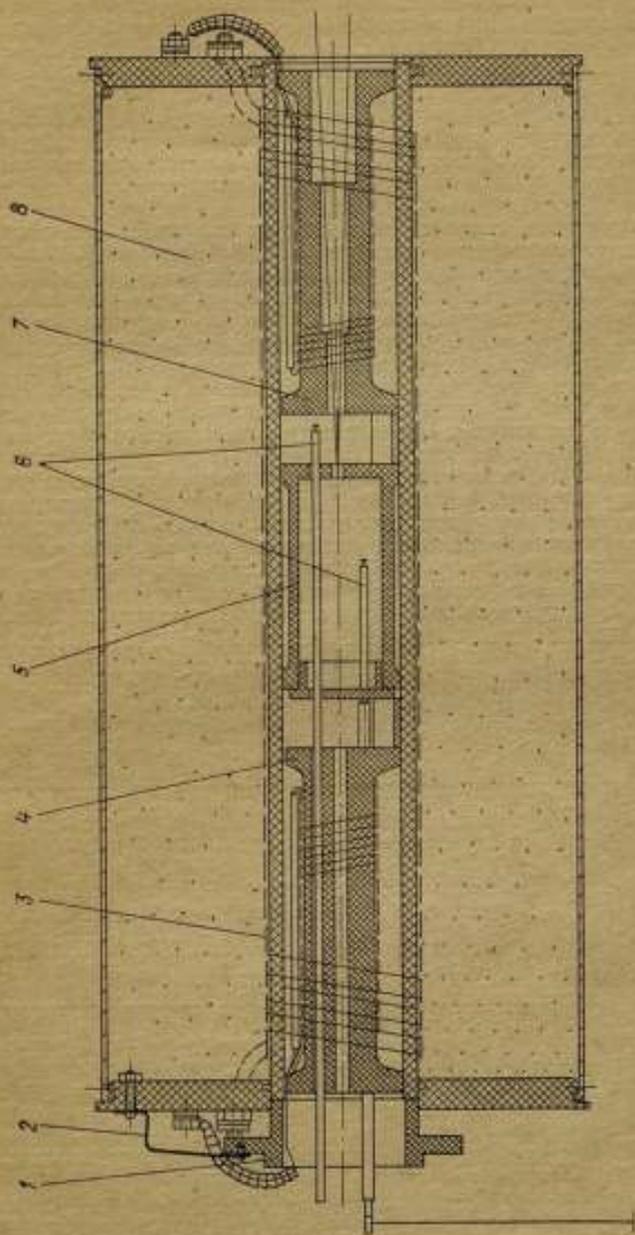


Рис. 2. Общий вид печи сечения.

1 — компенсатор удлинения, 2 — пружинный компенсатор, 3 — осевой нагреватель, 4, 7 — торцевые нагреватели, 5 — модель ферритного тела, 6 — дифференциальные термометры, 8 — заслонка

центральное — для создания симметрии отвода тепла излучением. Второй каркас имеет ступенчатое осевое отверстие, внутренние размеры которого определены с учетом требований апертуры фотоэлектрического пирометра.

В разработанной конструкции печи применен компенсатор линейного теплового расширения трубы, представляющий собой скользящую втулку с тремя пружинными пластинчатыми упорами. Величина линейного удлинения трубы при температуре 1500—1800°С составляет 4—6 мм. Применение компенсатора значительно удлиняет срок службы печи. Особенность данной печи — наличие вводимых внутрь полости черного тела двух дифференциальных термоэлектрических термометров типа ПР 30/6, по которым в процессе эксперимента ведется непрерывный контроль температурного поля центрального участка печи.

Термоэлектрический термометр вводится в излучающую полость, которая одновременно визируется фотоэлектрическим спектропирометром СП-4К [7]. Принцип действия этого прибора основан на нулевом модуляционном методе. В модернизированной установке спектропирометра излучение от температурных ламп фокусируется объективами на промежуточную диафрагму, позволяющую при сличениях источников в самом начале внешней оптической системы почти полностью исключить излучение их нерабочих участков и тем самым избавиться от рассеянного света от нерабочих частей, что важно при сличении излучателей разных конструкций — лампы и модели черного тела [8, 9]. При сличении в качестве лампы сравнения применялась газонаполненная лампа СИ-10-300 № 89.

Разработка и методика измерения при сличении потребовали широкого использования опыта ВНИИМ и Свердловского филиала в части точных пирометрических измерений с моделями черного тела [10—13].

Путем регулирования мощности дополнительных торцовых нагревателей было получено равномерное температурное поле печи в области модели черного тела. Контроль «сглаженного» температурного поля осуществлялся по показаниям дифференциальных термометров (см. таблицу). Температура

Номинальное значение температуры	Число серий измерений	$\Delta T_{\text{ср}}$	$\sigma \Delta T_{\text{ср}}$	$\Delta t_{\text{опт. ср}}$	$\sigma \Delta t_{\text{опт. ср}}$	$\Delta t_{\text{т ср}}$	$\sigma \Delta t_{\text{т ср}}$	$\Delta T_{\text{нит}}$
1064	9	-0,3	±0,45	-0,05	±0,31	-0,02	±0,47	0
1200	8	+0,2	±0,35	-0,06	±0,61	+0,06	±0,38	+0,2
1550	11	+1,2	±0,39	-0,09	±0,28	+0,07	±0,44	0
1650	7	+2,2	±0,44	-0,33	±0,14	+0,04	±0,21	+0,6
1700	6	+2,9	±0,05	+0,77	±0,34	-0,76	±0,39	+0,1
1770	9	+2,2	±0,23	-0,93	±0,61	+0,01	±0,95	0

Примечание. Числовые значения температуры даны в °С.

печи внутри модели черного тела измерялась контрольным термоэлектрическим термометром ПР 30/6, который при определенном температурном режиме печи заменяли градуируемым и выдерживали его перед отсчетом по 10—20 мин. Когда изменение температуры достигает не более 1 К/мин, печь считается стабилизированной и готовой к отсчетам. Параллельно с измерением термо-э. д. с. градуируемого термометра проводились измерения тока в температурной лампе — при нулевой разности яркостей лампы и модели черного тела. Выполнено 3—4 отсчета по лампе и столько же по термометру; отсчеты снимались через 20—30 с. Серия измерений производилась в течение 1—1,5 мин; измерения проводили за 2—3 серии.

По окончании измерений вместо печи устанавливали температурную лампу, входящую в состав эталона-копии, градуированную при построении

МПТШ-68 по первичному эталону. По этой лампе определялась температура, соответствующая накалу лампы сравнения при эксперименте с моделью черного тела. Температура по показаниям термоэлектрических термометров определялась путем сравнения их э. д. с. с результатами предварительной градуировки в реперных точках, а при промежуточных температурах — с результатами интерполяции э. д. с. в реперных точках по методике, составленной ВНИИМ для образцовых термопар и основанной на приближенных экспериментальных данных о термоэлектрических свойствах платинородия. Значение точки палладия принималось равным 1554°C , а платины — 1968°C [13].

В таблице представлены средние значения полученных результатов. В показаниях термометров введены поправки на электрическую «наводку», возникающую при высоких температурах вследствие электропроводности окиси алюминия. Величина наводки определялась по мгновенному скачку термо-э. д. с. при выключении тока нагревателей. Напряжение наводки составило от -2 до -6 мкВ при температурах 1550 и 1770°C соответственно. При более низких температурах наводки не обнаружены.

В результате измерений следовало ввести поправки, учитывающие степень черноты модели черного тела, зависящую от геометрических размеров полости; градиент температуры излучающей полости, вносящий неопределенность в номинальное значение ее температуры; потери энергии излучением из полости, в результате которых термоэлектрический термометр и пирометр воспринимают различную температуру и др. Эти поправки в известной мере поддаются определению расчетным или экспериментальным путем [12, 14].

Как указывалось ранее, в этих сличениях ставилась задача изучения методики интерполяции между реперными точками, но не контроля, замены или уточнения градуировки по реперным точкам, являющимся более надежными. Поэтому был выбран экспериментальный путь учета суммарной поправки, основанный на предшествующих измерениях в реперных точках, выполненных и с термопарами, как указано выше, и с первичным эталоном [1, 13].

В таблице приведены средние арифметические расхождения для нескольких серий между показаниями температурной лампы и термоэлектрического термометра $\Delta T_{\text{ер}}$; величины перепада температур в центральной части рабочего пространства печи, в пределах которого расположена модель черного тела, со стороны оптического пирометра ($\Delta T_{\text{опт. ср}}$) и со стороны ввода термометра $\Delta T_{\text{вот}}$; $\Delta T_{\text{инт}}$ — выделенное отдельно расхождение результатов интерполяции градуировки термометров между реперными точками, если эту интерполяцию проводить двумя способами (первый — по проекту методики ВНИИМ, второй — по результатам сличения с первичным эталоном, т. е. по закону Планка), а значение термо-э. д. с. в реперных точках приписывать общее. Таким образом, для выделения в значениях $\Delta T_{\text{инт}}$ только результатов интерполяции данные сличений были нормированы до совпадения в реперных точках.

Данные таблицы показывают, что воспроизводимость аппаратуры для сличений (это относится как к термостату, так и к показаниям сличаемых приборов) составляет доли градуса.

Число интерполяционных точек (три точки) можно считать достаточным только для проверки методики. Применение метода реперных точек повышает надежность сличения и выявляет близкую сходимость градуировок, что видно из результатов $\Delta T_{\text{инт}}$. Систематические расхождения $\Delta T_{\text{ер}}$, достигающие трех градусов, объясняются, как указано выше, нечернотой модели [12] черного тела (до $1,3$ К) и ее теплообменом (до $0,5$ К), градиентами температуры полости, влияющими по-разному на термометры и на пирометр (до $1-1,5$ К), неисключенными погрешностями электронизмерительной аппаратуры, и систематическими погрешностями исходных градуировок — фотоэлектрической аппаратуры — по золотой точке и по закону Планка (до $1,5-2$ К) и термометров — по реперным точкам (до 1 К).

Отклонение интерполяционных значений э. д. с. термоэлектрического термометра от значений, приведенных в таблице, для образцовых термоэлектрических термометров в проверенных точках не превышает 1 К.

Сличения термоэлектрических термометров с первичным эталоном кельвина показали, что разработанная аппаратура и методика сличений обеспечивают интерполяцию градуировки термоэлектрических термометров между реперными точками с точностью до нескольких десятых долей кельвина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брагин Б. К., Максимова В. Л. О градуировке термометра типа ПР 30/6 до 1800°С.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 105(165), 1969, с. 167—170.
2. Киренков И. И., Фаянс А. Х., Крахмальникова Г. А. Первичный эталон кельвина.— «Измерительная техника», 1973, № 4, с. 8—11.
3. Крахмальникова Г. А., Ошарина Л. И. Аппаратура для осуществления температуры затвердевания платины.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 181(241), 1975, с. 5—6.
4. Quinn T. J. and Chandler T. R. D. A New Determination of the Freezing Point of Platinum.— «Metrologia», 1971, 3, pp. 132—133.
5. Брагин Б. К. Простой способ выравнивания температурного поля трубчатых печей сопротивления.— «Измерительная техника», 1961, № 6, с. 30—31.
6. Фаянс А. Х., Черкасова К. Г. Двухобмоточная печь для градуировки высокотемпературных термометров.— «Труды ВНИИМ», вып. 84(144), 1966, с. 77—79.
7. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка ВНИИМ.— «Измерительная техника», 1962, № 5, с. 18—19 с ил.
8. Киренков И. И. Влияние рассеянного света в оптических устройствах точной пирометрии.— «Труды ВНИИМ», вып. 71(131), 1963, с. 85—90.
9. Крахмальникова Г. А. Исследование рассеянного света в фотоэлектрических спектропирометрах.— «Труды ВНИИМ», вып. 171(231), 1975, с. 32—35.
10. Гордов А. Н., Лапина Э. А., Дюмидова Т. Г. Воспроизведение международной шкалы температур на участке от 1063°С и выше.— «Труды ВНИИМ», вып. 5(65), 1949, с. 42—66.
11. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота.— «Труды ВНИИМ», вып. 5(111), 1961, с. 98—109.
12. Бражниченко Г. И. Яркие температуры горизонтальных моделей черных тел при температурах фазового перехода.— «Труды ВНИИМ», вып. 131(191), 1972, с. 59—71.
13. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А., Ошарина Л. И. Определение температуры плавления платины.— «Труды ВНИИМ», вып. 181(241), 1975, с. 5—6.
14. Киренков И. И. Определение коэффициента излучения модели черного тела.— «Труды ВНИИМ», вып. 105(165), 1969, с. 5—9.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

К. С. ИЗРАИЛОВ
ВНИИМ

УДК 536.5.081.3 : 536.511

О ПОСТРОЕНИИ ШКАЛЫ КЕЛЬВИНА ГАЗОТЕРМОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Для построения с помощью газового термометра абсолютной термодинамической шкалы температур с одной практически реализуемой опорной точкой (шкалы Кельвина) обычно принимается ряд положений, исторически возникших как обобщение опытных фактов (эмпирических законов). К ним относятся, например, законы Бойля—Мариотта, Шарля, Авогадро, которые, в результате их объединения, приводят к основному уравнению состояния иде-

ального газа (уравнению Менделеева—Клапейрона) и которые вместе с законом Джоуля кладутся в основу построения указанной шкалы температур.

Однако для решения вопроса нет необходимости использовать все эти законы в качестве аксиом. Они не создают уверенности в том, что количественное определение температуры окажется «правильным», т. е. будет находиться в соответствии с ее физической сущностью.

Для вывода уравнения, лежащего в основе построения шкалы Кельвина, а также для обоснования эталонных свойств газового термометра, обеспечивающих «правильность» определения температуры и имеющих большое метрологическое значение, достаточно рационально выбрать небольшое число исходных допущений и эмпирических законов, хорошо согласующихся с данными эксперимента. В результате образуется довольно стройная система логически обоснованных понятий и выводов, из которых упомянутые, но не включенные в число аксиом выводы получаются как следствие. При этом открывается возможность не только решить искомую задачу оптимальным путем, но и более четко выяснить с метрологических позиций ряд вопросов, связанных с определением значимости этих выводов и с установлением степени фундаментальности важных теплофизических понятий и констант, необходимых для обеспечения единства измерений.

В статье рассмотрены вопросы без детализации (где это возможно) приведенных расчетов.

Информация, получаемая из теоремы вириала

Вопрос о том, что такое температура по своей физической природе, не может быть решен чисто феноменологическим путем на основе рассмотрения только макросвойств материи. Для этого следует обратиться к модели ее строения и выяснить, каким фундаментальным микросвойствам и их характеристикам (параметрам), принятым для описания исходных элементов (например, для микрочастиц — атомов, молекул и т. д.) данной модели, будут тождественны или адекватны «свойства температуры».

Под «фундаментальностью» следует понимать те свойства материи, которые инвариантны относительно рода вещества и потому являются в этом смысле универсальными. Отсюда следует, что феноменологическая термодинамика, позволившая Кельвину открыть термодинамическую шкалу температур и доказать универсальность количественного определения температуры по этой шкале (термодинамической температуры), не может (поскольку она опирается на рассмотрение только макросвойств) позволить установить вид функции, выражающей связь между термодинамической температурой и термометрическим параметром, характеризующим фундаментальное свойство материи (вещества). Таким образом, термодинамика в принципе не позволяет вскрыть физическую сущность самой температуры.

Это может быть установлено с помощью статистической термодинамики, в которой законы для макросвойств макросистем феноменологической термодинамики рассматриваются в связи с микросвойствами этих систем с позиций статистической механики.

Известная теорема вириала [1], свободная от ограничений, вносимых при специальных предположениях относительно строения молекул, позволяет достаточно строго установить связь макроскопических PV -свойств реального газа с его фундаментальным микросвойством — со средней кинетической энергией $w_{ср}$ поступательного хаотического (теплового) движения центра масс его молекул. Так, в рамках классической механики для газа в состоянии теплового равновесия находим:

$$PV = \frac{2}{3} N w_{ср} = \frac{2}{3} V_{кл}^{дп} = \frac{2}{3} U = \frac{2}{3} V_{кл}^{дп} \quad (1)$$

где P — среднее давление на стенки сосуда; V — его объем; N — число молекул; U — внутренняя энергия газа (одноатомного), находящегося в сосуде.

Потенциальная энергия газа, обусловленная взаимодействием его молекул, связана здесь с членом $V_{кл}^{ин}$, который характеризует так называемый (по Клаузиусу) вириал внутренних сил.

При достаточно малой плотности газа или малой плотности числа его частиц (концентрации) N/V указанная потенциальная энергия газа должна быть пренебрежимо малой (вместе с тем достаточной для существования необходимого, хотя и слабого энергетического обмена между молекулами) по сравнению с его кинетической энергией. В этом предельном случае можно без ощутимой погрешности отбросить вириальный член $V_{кл}^{ин}$. Газ, для которого это допустимо, может быть назван «идеальным». Для него справедливо выражение

$$\lim_{N/V \rightarrow 0} (PV) = \lim_{P \rightarrow 0} (PV) = (PV)_{ид} = \frac{2}{3} Nw_{ср} = \frac{2}{3} U. \quad (2)$$

Равенства (1) и (2) выражают собой уравнение термодинамического (равновесного) состояния газа (реального и идеального соответственно) и содержат важную физическую величину $w_{ср}$. Подобно температуре, эта величина является подходящей мерой интенсивности хаотического движения молекул и в силу своей инвариантности относительно рода газа характеризует фундаментальное свойство вещества, по крайней мере, в таком агрегатном состоянии.

Информация, получаемая из статистической механики

Известно, что описание макросистем, состоящих из огромного числа частиц, на основе классической физики не является точным, хотя во многих случаях дает достаточно хорошее приближение к действительности. Строго говоря, любая система атомных частиц (в том числе и газ) подчиняется законам квантовой механики. Однако и в этом случае теорема вириала остается не только верной, но и позволяет $P-V$ -макросвойства реального газа связать с таким фундаментальным его микросвойством, которое применимо для любой системы, независимо от степени сложности.

Из квантово-механического, т. е. наиболее полного микроскопического описания такой системы следует, что ее можно обнаружить в одном из возможных для нее дискретных квантовых (микроскопических) состояний. При этом, если система практически изолирована, т. е. слабо взаимодействует со своим окружением, то поскольку такая система удовлетворяет заданным условиям своего существования, число возможных состояний оказывается ограниченным до строго определенного, но достаточно большого числа $\Omega(E)$ «доступных состояний». К ним относят такие состояния, между которыми система может самопроизвольно совершать переходы и которые совместимы с заданными условиями существования и ограничениями, вытекающими из законов физики.

Условия «изоляции» макросистемы задаются значениями некоторых микроскопических параметров y_i , характеризующих ее макросостояние. Например, заданием таких внешних параметров, как объем V системы, напряженности окружающих электрического или магнитного полей и т. д., а также указанием на то, что полная энергия системы имеет, например, значение, заданное в узком интервале от E до $E + \delta E$, где $\delta E \ll E$, но охватывает достаточно большое число квантовых состояний.

Повтому число $\Omega(E)$ доступных состояний будет функцией некоторых, влияющих на движение частиц системы, макропараметров (например, $P-V$) и полной энергии E системы. Отсюда следует, что $P-V$ -свойства вещества должны зависеть каким-то образом от $\Omega(E)$

$$PV = f[\Omega(E)]. \quad (3)$$

Вероятность пребывания системы в одном из доступных состояний имеет соответствующее значение. Однако при определенных условиях для изолированной системы эта вероятность перестает зависеть от времени.

Из законов статистической механики следует, что:

а) изолированная система с течением времени переходит в такое макросостояние (называемое «равновесным»), при котором ее можно с одинаковой вероятностью ($1/\Omega(E)$) обнаружить в любом из доступных микросостояний;

б) если из множества подобных систем составить ансамбль, то по достижении этого равновесия системы ансамбля окажутся равномерно (т. е. наиболее беспорядочным, случайным образом) распределенными по всем доступным состояниям и в этом положении будут пребывать всегда (за исключением маловероятных, редких флуктуаций). Это означает, что в конечной ситуации вероятность нахождения системы в каждом доступном состоянии и средние значения параметров, характеризующих макроскопическое состояние системы, не будут зависеть от времени;

в) если изолированную систему с энергией E_c ($E_c = \text{const}$) рассматривать как сложную, состоящую из двух макросистем A и B с фиксированными внешними параметрами (следовательно, уровни энергии у систем не меняются), и если между системами A и B происходит теплообмен, то среди всех значений, которые может принять энергия E_A системы A (или $E_B = E_c - E_A$ системы B), существует такое значение $E_{A \text{ max}}$ ($E_{B \text{ max}} = E_c - E_{A \text{ max}}$ для B), которое осуществляется с максимальной вероятностью P_{max} . Следовательно, ему отвечает наибольшее число состояний, доступных для сложной системы C в данных условиях. Такие значения энергии устанавливаются у систем A и B в равновесии.

Можно показать, что максимум вероятности отвечает условию

$$\left(\frac{\partial \ln \Omega_A}{\partial E_A} \right)_{E=E_{A \text{ max}}} = \left(\frac{\partial \ln \Omega_B}{\partial E_B} \right)_{E=E_{B \text{ max}}}, \quad (4)$$

которое справедливо для любого вида систем и поэтому является фундаментальным. Здесь $\Omega_A = \Omega(E_A)$ и $\Omega_B = \Omega(E_B)$ — число состояний, доступных для систем A и B , а символ частной производной подчеркивает, что равенство (4) получено при условии фиксации всех внешних параметров и, следовательно, при отсутствии других взаимодействий между системами, кроме теплового.

Таким образом, для систем, изолированных от окружающей среды, при тепловом контакте друг с другом существует одно особое тепловое состояние (состояние равновесия, в которое они неизбежно приходят), отвечающее указанной максимальной вероятности. Как видно, при тепловом равновесии особо важными характеристиками свойств всех макросистем, подобных рассмотренным, являются параметры $\Omega(E)$ (или $\ln \Omega(E)$) и

$$F(E) = \frac{\partial \ln \Omega(E)}{\partial E} = \frac{1}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial E}. \quad (5)$$

Теперь можно иначе записать выражение (3) с тем существенным уточнением, что величина PV в условиях теплового равновесия непосредственно связана не с параметром $\Omega(E)$, а с $F(E)$, не зависящим от рода системы. Поэтому параметр $F(E)$, как и число доступных состояний $\Omega(E)$, является в указанных условиях фундаментальной микрохарактеристикой свойств любой макросистемы.

Важно подчеркнуть, что обратная величина параметра $F(E)$ и фундаментальный параметр $w_{\text{ср}}$ (средняя кинетическая энергия, приходящаяся на одну молекулу) имеют один и тот же физический смысл и при определенных условиях идентичны. Это можно продемонстрировать, если воспользоваться даже грубой оценкой, которую применяют обычно в статистической механике при качественном анализе зависимости числа состояний $\Omega(E)$, доступных любой обычной макросистеме, от ее полной энергии E . Действительно, число $\Omega(E)$ является быстрорастущей функцией от E . Так что, если E_0 есть энергия основного состояния (состояния с наименьшим из возможных значений энергии) системы, обладающей f степенями свободы (т. е.

числом квантовых чисел, определяющих каждое возможное квантовое состояние), то приближенно

$$\Omega(E) \approx (E - E_0)^f.$$

Следовательно,

$$F(E) = \frac{\partial \ln \Omega(E)}{\partial E} \approx \frac{f}{E - E_0}.$$

Полагая энергию E равной средней энергии $E_{\text{ср}}$ системы, получим

$$\frac{E_{\text{ср}} - E_0}{f} \approx \frac{1}{F(E_{\text{ср}})} = \Phi(E_{\text{ср}}). \quad (6)$$

Таким образом, величина Φ , обратная параметру F , характеризует среднюю энергию, отсчитанную от основного состояния и приходящуюся на одну степень свободы системы. Аналогичное можно сказать и о величине $\omega_{\text{ср}}$, когда речь идет о газе из N молекул. Если молекула имеет i степеней свободы, то $f = Ni$, и средняя энергия, приходящаяся на одну степень свободы, будет равна

$$\frac{\omega_{\text{ср}}}{i} = \frac{U}{Ni} = \frac{U}{f},$$

где U [см. выражение (1)] — есть внутренняя энергия, обозначенная здесь через E и равная практически $E_{\text{ср}}$ (с учетом начала отсчета). Поэтому при тепловом равновесии системы

$$\Phi(E) = \frac{1}{F(E)} = \frac{\omega_{\text{ср}}}{i},$$

а вместе с ней и число доступных состояний $\Omega(E)$ могут, как и $\omega_{\text{ср}}$, служить мерой интенсивности хаотического (теплового) движения молекул подобных систем.

Условие (4), которое можно переписать в виде

$$\Phi_A = \Phi(E_{A \text{ max}}) = \Phi_B = \Phi(E_{B \text{ max}}), \quad (7)$$

выражает фундаментальное свойство любых двух макросистем в условиях теплового равновесия, а именно: при равновесии двух систем, находящихся в тепловом контакте, фундаментальные параметры в равенстве (7) должны быть равны. Согласно приведенной выше грубой оценке, это равносильно утверждению, что полная энергия E_0 при тепловом взаимодействии систем распределяется между ними так, что при равновесии средняя энергия, приходящаяся на одну степень свободы, будет одинаковой в обеих системах. В частности, должно быть

$$(\omega_{\text{ср}})_A = (\omega_{\text{ср}})_B. \quad (8)$$

Из (5) вытекает и другое важное свойство фундаментального параметра $\Phi(E)$, а следовательно, и $\omega_{\text{ср}}$, касающееся характера его поведения с изменением энергии системы. Если продифференцировать функцию (5) по E (или по $E_{\text{ср}}$), то

$$\frac{\partial \Phi}{\partial E} = \frac{1}{f} > 0 \quad \left(\text{а также } \frac{\partial \omega_{\text{ср}}}{\partial E} > 0 \right). \quad (9)$$

Следовательно, Φ и $\omega_{\text{ср}}$ обладают свойством увеличиваться с ростом энергии систем E . Отметим, что речь идет об изменении ΔE энергии в процессе теплообмена. Поэтому $\Delta E = Q$ есть количество полученной (или отданной) теплоты.

Наряду с выявлением этих свойств можно показать, что если две системы A и B вначале находились порознь в состоянии теплового равновесия при значениях параметра $\Phi_A \neq \Phi_B$, то после установления между ними теплового контакта равновесие не сохранится. Кроме того, система, у которой параметр Φ имеет более высокое значение (пусть $\Phi_A > \Phi_B$), будет отдавать энергию (в форме тепла) другой системе до тех пор, пока опять не наступит состояние теплового равновесия, характеризуемое новым значением параметра Φ_C . При этом

$$\Phi_B < \Phi_C < \Phi_A \quad (10)$$

и, в частности, при $(w_{cp})_A > (w_{cp})_B$ будет

$$(w_{cp})_B < (w_{cp})_C < (w_{cp})_A. \quad (11)$$

Это свидетельствует о том, что параметру Φ (или w_{cp}) присуще еще и такое свойство: «перепад» между этими параметрами для двух систем обуславливает тепловой поток в сторону системы с меньшим значением параметра (в сторону «менее горячей» системы).

На основании изложенного выше приходим к выводу, что величина Φ (и w_{cp}) является фундаментальной в силу физической природы самой материи и выступает как статистический параметр состояния, который вместе с такими макропараметрами состояния, как P , V и N , обеспечивает, подобно температуре, полноту и однозначность описания равновесного состояния термодинамической системы и, в частности, газа.

Информация, получаемая из эксперимента

Многочисленные экспериментальные факты и статистический анализ поведения макросистем свидетельствуют:

а) о стремлении приходиться в динамическое равновесное состояние (тепловое равновесие или, что то же, в термодинамическое состояние) при определенных условиях взаимодействия с окружающей средой;

б) о существовании особой физической величины — температуры θ (назовем ее пока «эмпирическая температура»), являющейся одной из основных макроскопических характеристик (параметров) термодинамического состояния системы;

в) о справедливости сформулированного в общей форме закона Бойля, согласно которому произведение PV для газа зависит от его природы (род газа обозначим через x), массы M (или от числа N молекул; если их масса m , то для чистого (однородного) газа $M = Nm$) и является в пределах определенной области состояний однозначной и монотонной функцией температуры, т. е.

$$PV = Mf(x, \theta) = Nm f(x, \theta). \quad (12)$$

Из сравнения выражений (2) и (12) следует, что для идеального газа

$$w_{cp} = \frac{U}{N} = \frac{3}{2} mf(x, \theta). \quad (13)$$

Это указывает на то, что фундаментальный параметр w_{cp} и, следовательно, Φ , физически тесно связаны с понятием температуры, возникающим из эксперимента.

Более того, если сравнить свойства, известные из опыта для температуры, со свойствами (7) — (11), характеризующими параметры Φ и w_{cp} , то приходим к выводу о полной идентичности в поведении параметров θ и w_{cp} , Φ . Так, если тело A находится в тепловом равновесии с телом B , то $\theta_A = \theta_B$; если увеличивать энергию у этих тел путем подвода тепла, то θ_A и θ_B будут расти; если $\theta_A > \theta_B$, то при тепловом контакте между этими телами возникает поток тепла от тела A к B и т. д. Поэтому физическую связь между этими параметрами следует рассматривать как логическое

доказательство адекватности (и даже тождественности) их физической сущности и универсальности (инвариантности относительно рода вещества или системы) этой связи. Следовательно,

$$\Phi, w_{cp} \text{ idem } \theta. \quad (14)$$

Таким образом, механическая интерпретация (концепция) физической сущности температуры, а именно: мера интенсивности теплового движения микрочастиц или в более общей статистической форме — мера фундаментального свойства системы, связанного с числом доступных для нее состояний, не только целесообразна, но и законна.

С метрологической точки зрения этот вывод важен тем, что он устанавливает фундаментальный термометрический параметр Φ или w_{cp} , пригодный для универсального (инвариантного по отношению к роду вещества) количественного определения температуры. Тем самым выявляется оптимальный путь решения основной задачи термометрии, связанной с обеспечением однозначности и единства измерения температуры.

Информация, получаемая из феноменологической термодинамики

Из анализа цикла Карно идеальной тепловой машины и применения первого и второго законов термодинамики следует, что тепловой коэффициент машины

$$\psi = \frac{Q_{nc}}{Q_{пр}} = \psi(\theta_{nc}, \theta_{пр})$$

не зависит от рода рабочего тела. Он определяется только температурами θ_{nc} нагревателя (источника, отдающего количество теплоты Q_{nc}) и $\theta_{пр}$ холодильника (приемника тепла $Q_{пр}$).

Таким образом, параметр ψ характеризует фундаментальное свойство процесса и является универсальной функцией двух температур: $\psi_{inv}(\theta_{nc}, \theta_{пр})$. Кроме того, аргументы этой функции могут быть разделены, так что

$$\psi_{inv}(\theta_{nc}, \theta_{пр}) = \frac{Q_{nc}}{Q_{пр}} = \frac{\Psi(\theta_{nc})}{\Psi(\theta_{пр})}. \quad (15)$$

Заметим, что на этой стадии рассуждений температуру θ достаточно определять количественно по любой эмпирической шкале «условных» температур. Пусть, например, это будет «газовая шкала», т. е. шкала температур, построенная с помощью газового термометра на основе предположения о линейности связи между изменением Δy термометрического параметра y и изменением $\Delta \theta$ эмпирической температуры θ . В соответствии с выражениями (1), (13) и (14) величина $y = PV$ может служить для любого газа наиболее подходящим термометрическим параметром.

Из сказанного выше следует, что термодинамика позволяет установить только существование фундаментального термометрического макроскопического параметра ψ_{inv} или ψ , но большей информации о виде функции $\psi(\theta)$ дать не может из-за рассмотренных ранее причин.

Для целей термометрии этот недостаток является кажущимся, так как в силу инвариантности вид функции $\psi(\theta)$ может быть выбран произвольно, но без искажения физического смысла и нарушения законов термодинамики, а также с учетом удобства. На этом основании принята следующая форма функции

$$\psi_{inv} = \frac{Q_{nc}}{Q_{пр}} = \frac{T_{nc}}{T_{пр}}, \quad (16)$$

где для величин

$$T_{nc} = \Psi(\theta_{nc}) \text{ и } T_{пр} = \Psi(\theta_{пр}) \quad (17)$$

выражение (16) следует рассматривать как определение понятия «абсолютная термодинамическая температура» нагревателя T_{nc} и холодильника $T_{пр}$.

Сравнение приведенных информационных данных

Если использовать понятие «идеального газа» и соотношения (2), (13), (14), (16) и рассчитать к. п. д. цикла Карно, то применительно к двум идеальным газам рода α и β , взятым соответственно в качестве рабочего тела тепловой машины, найдем:

$$\eta_{\text{inv}}(T_{\text{ис}}, T_{\text{пр}}) = \frac{T_{\text{ис}}}{T_{\text{пр}}} = \left[\frac{(PV)_{\text{ис}}}{(PV)_{\text{пр}}} \right]_{\alpha} = \left[\frac{(PV)_{\text{ис}}}{(PV)_{\text{пр}}} \right]_{\beta} = \left[\frac{(w_{\text{ср}})_{\text{ис}}}{(w_{\text{ср}})_{\text{пр}}} \right]_{\alpha} = \left[\frac{(w_{\text{ср}})_{\text{ис}}}{(w_{\text{ср}})_{\text{пр}}} \right]_{\beta} \quad (18)$$

Заметим, что в отличие от общепринятого способа расчета к. п. д. в данном случае вследствие достаточной полноты указанных выше сведений при выводе равенств (18) не потребовалось эмпирическое уравнение состояния

$$PV = nRT_{\alpha}$$

Таким образом, исключается ситуация «заколдованного круга», а подобная форма уравнения состояния становится теоретически обоснованным следствием сформулированных положений.

Из соотношений (18) следует, что

$$\left[\frac{(w_{\text{ср}})_{\text{ис}}}{T_{\text{ис}}} \right]_{\alpha} = \left[\frac{(w_{\text{ср}})_{\text{пр}}}{T_{\text{пр}}} \right]_{\alpha} = A_{\alpha}(\alpha)$$

и

$$\left[\frac{(w_{\text{ср}})_{\text{ис}}}{T_{\text{ис}}} \right]_{\beta} = \left[\frac{(w_{\text{ср}})_{\text{пр}}}{T_{\text{пр}}} \right]_{\beta} = A_{\beta}(\beta) \quad (19)$$

Это означает, что величины A_{α} и A_{β} не зависят от температуры T и должны быть постоянными по крайней мере для данного газа. Однако, если принять во внимание условия (8), (14) и равенства (17), то окажется, что A_{α} и A_{β} не могут зависеть от рода газа. Другими словами, A_{α} и A_{β} будут одинаковы для всех веществ, т. е. являются универсальным числом.

Действительно, поскольку α и β не зависят от температуры, то для их определения можно воспользоваться любыми удобными температурными условиями. Например, пусть газы α и β находятся между собой в тепловом равновесии. Тогда, согласно данному определению, из условий (8), (14) и (17) находим

$$(T_{\text{ис}})_{\alpha} = (T_{\text{ис}})_{\beta}; \quad [(w_{\text{ср}})_{\text{ис}}]_{\alpha} = [(w_{\text{ср}})_{\text{ис}}]_{\beta}; \quad (T_{\text{пр}})_{\alpha} = (T_{\text{пр}})_{\beta} \\ \text{и} \quad [(w_{\text{ср}})_{\text{пр}}]_{\alpha} = [(w_{\text{ср}})_{\text{пр}}]_{\beta} \quad (20)$$

Поэтому для всех термодинамических систем (напомним, что

$$\Phi(E) \sim \frac{w_{\text{ср}}}{T}$$

$$A_{\alpha} = A_{\beta} = A_{\text{inv}} = \frac{w_{\text{ср}}}{T} \quad (21)$$

— будет универсальной постоянной. Если это число для удобства представить в исторически сложившейся форме

$$A_{\text{inv}} = \frac{w_{\text{ср}}}{T} = \frac{3}{2} K_{\text{inv}} \quad (22)$$

то приходим к известному соотношению

$$w_{\text{ср}} = \frac{3}{2} K_{\text{inv}} T, \quad (23)$$

увязывающему фундаментальную микроскопическую характеристику состояния вещества $w_{\text{ср}}$ (или $\Phi(E)$) с фундаментальным макроскопическим параметром его состояния — абсолютной термодинамической температурой T . Эта связь (23) подтверждает сформулированный ранее физический смысл температуры и показывает, что определение абсолютной термодинамической температуры находится с ним в полном соответствии. Наряду с этим, соотношение (23) позволяет более четко выяснить степень «произвольности», допущенной при выборе вида функции $\psi(\theta) \equiv T$.

Таким образом, произвольный выбор, о котором шла речь при переходе от выражения (15) к равенству (16), относится к категории допущений, неизбежно вводимых при выборе аксиом в науке.

Если подставить значение $w_{\text{ср}}$ из равенства (23) в уравнение (2), то получим искомую связь PV -макросвойства идеального газа в равновесном состоянии с абсолютной термодинамической температурой T и с универсальной константой K_{inv} , являющейся также фундаментальной характеристикой микросвойств вещества:

$$(PV)_{\text{ид}} = NK_{\text{inv}} T. \quad (24)$$

Принимая число Авогадро в качестве «стандартной меры» большого количества объектов, преобразуем в соответствии с этой «условностью» уравнение (24) к виду

$$(PV)_{\text{ид}} = \frac{N}{N_{\text{Av}}} (N_{\text{Av}} K_{\text{inv}}) T = n R_{\text{inv}} T, \quad (25)$$

где наряду с новой мерой количества объектов (вещества)

$n = \frac{N}{N_{\text{Av}}}$, называемой «числом молей», возникает другое универсальное число — «универсальная газовая постоянная»

$$R_{\text{inv}} = N_{\text{Av}} \times K_{\text{inv}}. \quad (26)$$

Уравнение (25) в сочетании с предельным условием (2) выражает связь абсолютной термодинамической температуры T с PV -свойством не только идеального, но и реального газа:

$$\lim_{P \rightarrow 0} (PV) = (PV)_{\text{ид}} = NK_{\text{inv}} T = n R_{\text{inv}} T. \quad (27)$$

Если применить уравнение (27) к двум термодинамическим состояниям газа с искомой температурой T_x и опорной температурой $T_{\text{ср}} = 273,16$ К, то получим уравнение шкалы Кельвина:

$$T_x = T_{\text{ср}} \lim_{P \rightarrow 0} \frac{(PV)_x}{(PV)_{\text{ср}}}. \quad (28)$$

О фундаментальности констант газовой термометрии

Условность, связанная с введением меры N_{Av} , несколько снижает степень фундаментальности постоянной R_{inv} по сравнению с K_{inv} . Однако в смысле «универсальности», т. е. инвариантности относительно рода газа, а также по глубине связи с физической природой вещества, постоянные R_{inv} и K_{inv} идентичны. По сравнению с этим число Авогадро N_{Av} целиком принадлежит к разряду условно принятых величин. Оно приобретает «универсальность» не по своей особой физической природе, а как всякая удобная принятая мера (единица измерения). При этом наимыгоднейшей с метрологи-

ческой точки зрения ситуацией была бы стандартизация этой меры путем назначения для N_{Av} наперед заданного и, следовательно, абсолютно точного числа. Тогда отпали бы вопросы об уточнении и о погрешности значения числа Авогадро. Но пока это невозможно, поскольку для воспроизведения меры N_{Av} нужен практически реализуемый критерий. В качестве него берется, как известно, свойство массы грамм-молекулы (моля) любого вещества содержать в себе одинаковое число молекул. Но при этом возникает необходимость ввести новые единицы массы: атомную единицу массы (а. е. м.) и массу моля. Определение значения этих единиц и сравнение масс молей различных веществ сопряжено с погрешностью выполнения этих метрологических операций, обуславливающих тем самым приближенность значения числа N_{Av} .

Напомним, что а. е. м. равна

$$\frac{1}{S} \{m_{ст}^{ат}\}_г, \quad (29)$$

а молекулярная масса вещества x

$$\mu_x^{мол} = \frac{\{m_x^{мол}\}_г}{\frac{1}{S} \{m_{ст}^{ат}\}_г} \text{ а. е. м.}, \quad (30)$$

где фигурной скобкой обозначено численное значение величины, стоящей внутри скобки, при выражении ее в определенных единицах (здесь индекс «г»). В выражении (30) $m_{ст}^{ат}$ — масса атома элемента (выбранного в качестве стандартного), S — доля которой при выражении в граммах, составляет а. е. м. и $m_x^{мол}$ — масса молекулы вещества x , выраженная в тех же единицах.

Если взять массу моля вещества, равную по определению

$$(1 \text{ моль})_x = \{\mu_x^{мол}\}_г \cdot \frac{1}{S} \{m_{ст}^{ат}\}_г,$$

то поскольку «моль» есть количество вещества, состоящего из N_{Av} молекул, будем иметь

$$\{\mu_x^{мол}\}_г = N_{Av} \times \{m_x^{мол}\}_г = \frac{\{m_x^{мол}\}_г}{\frac{1}{S} \{m_{ст}^{ат}\}_г}.$$

Отсюда находим

$$N_{Av} = \frac{S}{\{m_{ст}^{ат}\}_г} = \frac{1}{\{\text{а. е. м.}\}_г}. \quad (31)$$

Из сопоставления (26), (29) и (31) следует, что переход от фундаментальной константы K_{Av} к универсальной газовой постоянной R_{inv} осуществляется фактически не с помощью числа Авогадро, а через а. е. м. Этим метрологическая значимость и степень фундаментальности постоянной R_{inv} еще больше повысится.

На современном уровне знаний и техники измерений определение атомных масс в а. е. м. осуществляется средствами масс-спектрографии со значительно меньшей погрешностью (менее $10^{-4}\%$), чем нахождение абсолютного значения масс атомов в граммах.

Для определения абсолютного значения а. е. м. необходимо, как это следует из (31), знать возможно точнее число Авогадро. Наиболее подходящими для этой цели являются специальные физические методы, среди кото-

рых выделим косвенный путь, связанный с измерением абсолютной величины заряда электрона и числа Фарадея, а также особенно точный метод, основанный на сравнении длин волн, полученный при дифракции рентгеновых лучей на кристаллах (как на «естественных дифракционных решетках») и на искусственно изготовленных дифракционных решетках.

Высокоточное определение значения универсальной газовой постоянной R_{inv} газотермометрическим методом связано с измерением $P-V-T$ параметров и расчетом по строго обоснованному уравнению (28). Если определим термодинамическую температуру T какого-либо хорошо воспроизводимого температурного состояния газа, близкого по своим свойствам к идеальному газу, измерим давление P , объем V и число молей n (или объем моля $V_{\mu} = V/n$), а также коэффициент сжимаемости $Z(T, P)$ этого газа, то найдем значение R_{inv} .

Результирующую погрешность определения R_{inv} можно оценить по формуле

$$\frac{\Delta R}{R_{inv}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V}{V}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2}.$$

При условии получить $\frac{\Delta R}{R_{inv}} = 4 \cdot 10^{-3} \%$ необходимо каждый из входящих сюда параметров определять в среднем с относительной погрешностью порядка $1,8 \cdot 10^{-3} \%$.

Анализ показывает, что наибольшая частная погрешность связана с неточностью измерения числа молей (или массы) газа и в меньшей степени — с определением объема, температуры и давления.

В настоящее время во ВНИИМ можно определять: давление $P \approx 101325$ Па с погрешностью $\Delta P = 0,26$ Па; объем сосуда газового термометра $V = 2 \cdot 10^{-4}$ м³ с погрешностью $\Delta V = 2 \cdot 10^{-3}$ м³; температуру тройной точки воды $T = 273,16$ К с погрешностью воспроизведения $\Delta T = 2 \cdot 10^{-4}$ К, коэффициент сжимаемости Z , например чистого азота, при указанных значениях P и T , с относительной погрешностью $\frac{\Delta Z}{Z} \approx 2 \cdot 10^{-4} \%$. Поскольку при

этих данных масса газа имеет величину порядка $M \approx 1 \cdot 10^{-4}$ кг и для азота $\mu = 28,0134$ при $\frac{\Delta \mu}{\mu} = 7 \cdot 10^{-4} \%$, то при возможном измерении такой массы

с относительной погрешностью $\frac{\Delta M}{M} = 4 \cdot 10^{-3} \%$, можно ожидать определение

значения R_{inv} с погрешностью $\frac{\Delta R}{R_{inv}} < 5 \cdot 10^{-3} \%$. Это находится на уровне точности значения R_{inv} , принятого в 1955 г. в Турине:

$$R_{inv} = (8,31696 \pm 0,00034) \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кмоль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (32)$$

Следует обратить внимание на то, что это значение R_{inv} фактически относится не к Кельвину, а к другой единице измерения температуры — к «градусу Кельвина», несколько отличающемуся по своему размеру от Кельвина. Переход на способ измерения температуры по шкале Кельвина (по шкале с одной опорной точкой) позволяет повысить точность определения R_{inv} за счет исключения необходимости измерять при этом температуру, если экспериментальное определение R_{inv} связать с измерением $P-V-T$ данных при температуре тройной точки воды. Здесь может иметь значение лишь воспроизводимость состояния тройной точки воды, которая достаточно высока — $2 \cdot 10^{-4}$ К.

В связи с применением шкалы Кельвина необходимо учитывать, что переход от градуса Кельвина ($^{\circ}\text{K}$) — единицы температуры по 100-градусной

шкале — к Кельвину путем простой замены их обозначений в ряде случаев может привести к существенной погрешности. Например, значения температуры в точке кипения воды из-за этого может измениться примерно на 0,03°K.

Выводы

При изложении теоретических основ высокоточного построения шкалы Кельвина методом газовой термометрии было показано, что для решения данного вопроса достаточно использовать:

а) опытные факты, выраженные законом Бойля (12) и признанием существования температуры, как основного параметра термодинамического состояния макросистемы;

б) информацию, доставляемую статистической механикой и термодинамикой в виде уравнения (1), соотношений (14) и (18), найденных при весьма ограниченном числе правдоподобных и согласующихся с экспериментом допущений.

В результате созданы возможности для того, чтобы четко сформулировать представление о физической сущности таких важных понятий, как «температура», «идеальный газ», «тепловое равновесие» и дать достаточно строгое обоснование того, что газотермометрический метод обеспечивает правильное и универсальное количественное определение температуры.

Показано, что такое определение, инвариантное относительно рода вещества, находится в полном соответствии с физической природой термодинамической температуры и существованием глубокой физической связи между температурой и фундаментальными свойствами макросистемы w_{ep} , $\Omega(E)$, $\Phi(E)$, Φ_{int} ; оценена степень фундаментальности констант газовой термометрии (постоянной Больцмана, газовой постоянной) в сравнении с числом Авогадро и получено уравнение шкалы Кельвина.

Таким образом, в основе газотермометрического метода построения абсолютной термодинамической шкалы температур лежит достаточно строгая теория. В сочетании с разработанной аппаратурой и методикой [2] это позволяет наилучшим образом решить основную задачу температурной метрологии: воспроизведение и передача единицы термодинамической температуры (Кельвина) по ступеням поверочной схемы с обеспечением единства измерения температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961, 120 с. с ил.

2. Киренков И. И., Израйлов К. С., Дийков У. В. Метрологические особенности газового термометра, работающего по методу двух резервуаров. Труды метрологических институтов СССР, 1975, вып. 181(241), с. 6—14.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

УДК 536.521.082

И. И. КИРЕНКОВ, О. М. ЖАГУЛЛО

ВНИИМ

ПЕРСПЕКТИВЫ МЕТОДА ДЕПОЛЯРИЗУЮЩЕЙ ПОДСВЕТКИ ДЛЯ ЭТАЛОННЫХ РАБОТ

Метод деполаризующей подсветки [1] основан на явлении частичной поларизации излучения нагретых металлических поверхностей в направлении, отличном от нормального. Неполаризованное излучение от вспомогательного источника («облучателя») падает на исследуемый объект и частично отра-

жается от него, причем его интенсивность подбирается так, чтобы суммарное излучение в направлении отражения было не поляризовано, тогда интенсивность этого суммарного излучения равна интенсивности излучения абсолютно черного тела при температуре, равной температуре объекта.

Перспективность метода деполаризующей подсветки обусловлена возможностью создания черного излучения с температурой, произвольно изменяемой в широких пределах и легко стабилизируемой и воспроизводимой.

В работе [2] и статье О. М. Жагуло (см. настоящий сборник, стр. 68.) произведен анализ ряда погрешностей метода, из которого следует, что случайная погрешность из-за неполной деполаризации и нестабильности облучателя могут быть незначительны (0,1—0,3 К в диапазоне 1337,5—2500 К). Погрешности от поляризующей способности оптической системы прибора и поляризации облучающего потока также в принципе могут быть малы. Для оценки возможностей метода следует рассмотреть погрешность от диффузного отражения и возможность использования в данном методе фотоэлектрических компараторов.

При наличии диффузного отражения, не попадающего в объектив прибора, уравнение метода подсветки запишется в таком виде

$$\epsilon_n E^0 + \rho_{nz} E_{об} = \epsilon_p E^0 + \rho_{pz} E_{об}, \quad (1)$$

где E^0 — интенсивность излучения линейно-поляризованной компоненты черного тела; $E_{об}$ — интенсивность излучения облучателя; ϵ_n , ϵ_p — степень черноты исследуемого материала для нормальной и параллельной компонент излучения материала соответственно; ρ_{nz} , ρ_{pz} — зеркальная составляющая коэффициента отражения для нормальной и параллельной компонент отраженного излучения соответственно.

При произвольной индикатрисе отражения, по-видимому, следует считать зеркально отраженными все лучи, идущие от облучателя и отражаемые исследуемой поверхностью в направлениях, охватываемых действующей апертурой измерительного прибора, диффузно отраженными — лучи, не попадающие в действующую апертуру прибора.

Из (1) следует, что

$$E_{об} = E^0 \frac{\epsilon_n - \epsilon_p}{\rho_{pz} - \rho_{nz}}. \quad (2)$$

Погрешность ΔE от диффузного отражения исследуемого металлического образца, т. е. отличие какой-либо компоненты, например, параллельной суммарного излучения от линейно-поляризованной компоненты черного излучения составит

$$\Delta E = \epsilon_p + \rho_{pz} E_{об} - E^0 = E^0 \left(\frac{\epsilon_n - \epsilon_p}{\rho_{pz} - \rho_{nz}} \rho_{pz} + \epsilon_p - 1 \right). \quad (3)$$

С учетом закона Кирхгофа для непрозрачных тел будем иметь

$$\epsilon + \rho_z + \rho_d = 1, \quad (4)$$

где ρ_d — диффузная составляющая коэффициента отражения. С учетом (4) равенство (3) примет вид

$$\Delta E = E^0 \frac{\rho_{nz} \rho_{pd} - \rho_{nz} \rho_{pz}}{\rho_{pz} - \rho_{nz}}. \quad (5)$$

Как следует из (5), погрешность от диффузного отражения будет отсутствовать при условии

$$\frac{\rho_{nz}}{\rho_{pz}} = \frac{\rho_{pd}}{\rho_{pd}}. \quad (6)$$

В других случаях $\Delta E \neq 0$.

Уравнение (5) может быть записано с помощью ϵ_n , ϵ_p и компонент ρ диффузного отражения следующим образом:

$$\Delta E = E_0 \frac{\rho_{nd}(1 - \epsilon_p) - \rho_{pd}(1 - \epsilon_n)}{\epsilon_n - \epsilon_p + \rho_{nd} - \rho_{pd}} \quad (7)$$

Представляет интерес выяснить, в какой степени отражение металлической ленты (в частности вольфрамовой) подчиняется (6). Для этого можно рекомендовать следующую методику. Истинная температура лампы устанавливается равной золотой точке, фиксируется накал лампы при этой температуре, затем создается излучение черного тела при этой температуре (при неизменном накале) в других длинах волны и проверяется по эталону. Достижимая точность такого контроля по эталону 0,2–0,3 К. Если результаты разойдутся, то это будет свидетельствовать, что не выполняется соотношение (6); если остальные погрешности окажутся малыми, то это позволит определить погрешность, вызванную диффузным отражением. Найденная погрешность может быть пересчитана на другие температуры.

Подполяризующая способность оптической системы в том варианте метода деполаризующей подсветки, который осуществляется в работе [1, 2], приводит к заметной погрешности. В этом случае исключается использование монохроматоров, весьма удобных при спектральных измерениях. Однако если использовать метод сравнения, при котором источник сравнения устанавливается в оптическом канале, симметричном измерительному каналу, как это имеет место в спектропирометрах, работающих по нулевому модуляционному методу, то погрешность от поляризации оптической системой прибора может быть исключена.

Таким образом, метод деполаризующей подсветки может быть осуществлен с помощью фотоэлектрических спектропирометров следующим образом. Необходимо убедиться в отсутствии поляризации у лампы сравнения, которая устанавливается в одной ветви пирометра и отсутствии асимметрии поляризации в двух ветвях внешней оптической системы пирометра. Основной излучатель, подсвечиваемый облучателем, устанавливается в другой ветви пирометра. Полярноид, попеременно выделяющий ту и другую компоненту излучения при настройке облучателя, устанавливается в пирометре в общем пучке между модулятором и фоточувствительной ячейкой. Регулируя, как обычно, накал лампы сравнения до получения равенства яркости при двух положениях полярноида, следует добиться путем регулировки накала облучателя того, чтобы яркости были уравнены в указанных положениях полярноида при одном накале лампы сравнения, что обеспечивает требуемую интенсивность подсветки. Поляризация во внешней оптической системе не очень велика и, по-видимому, ее симметрия может быть достигнута деполаризаторами или учтена другими средствами.

Таким образом, для проведения экспериментов со спектропирометром предварительно необходимо проверить чувствительность, достаточную для измерений с требуемой точностью, при установке полярноида в общем пучке в любом положении; убедиться в отсутствии асимметрии поляризации в системе внешней оптики, а при наличии ее — исключить деполаризацией или введением поправки.

Использование спектропирометров связано с более трудоемким методом последовательных приближений при уравнивании яркостей лампы сравнения и подсвечиваемой лампы при двух положениях полярноида. Погрешность этого уравнивания зависит от порога чувствительности спектропирометра, нестабильности ламп и нестабильности юстировки оптической системы.

Порог чувствительности, определяемый шумами фотозлектронной аппаратуры, зависит от светового потока, температуры, участка спектра, поля зрения и апертуры. Обычно он составляет величину порядка 0,1 К.

Погрешность от нестабильности ламп для СИ-10-300 составляет 0,4 К; для вакуумных ламп она несколько меньше. При не очень высоких температурах ее удается несколько снизить в результате большого числа измерений.

При высоких температурах (порядка 2000°С) погрешность больше. Для случая деполаризующей подсветки эта погрешность будет такая же.

В погрешности от нестабильности юстировки, зависящую от техники эксперимента, входит так называемая невоспроизводимость установки ламп, обусловленная главным образом неоднородностью излучения ламп по полю зрения и по индикатрисе (по апертурному углу), конструкцией оптической скамьи, возможностью настройки и проверки соосности, а также прямой нестабильностью юстировки — нестабильностью апертуры, поля зрения, потерями и поляризацией в оптической системе. Обычно нестабильность юстировки трудно отделяется от нестабильности ламп. Общий эффект обеих нестабильностей определяется обычно по воспроизводимости результатов эксперимента, чаще всего — по воспроизводимости сличения ламп.

При подсветке стабильность юстировки будет затруднена в связи с требованием стабильности индикатрисы (точнее углового распределения) отраженного луча. Устойчивость индикатрисы отражения снижается из-за неплоскостности (волнистости) отражающей поверхности излучателя. Апертура падающего на излучатель луча от облучателя должна быть больше апертуры пирометра на величину, равную (в угловой мере) удвоенной величине волнистости, с запасом — для облегчения юстировки. Во всех случаях необходима экспериментальная проверка и количественная оценка воспроизводимости результатов.

Фотоэлектрические измерения можно проводить на спектропирометрах или по схеме прямого усиления фототока. В обоих случаях необходима количественная проверка устойчивости юстировки оптико-электронной системы, например по воспроизводимости сличения ламп. Такая проверка необходима для любой работы как со спектропирометрами, так и с установкой прямого усиления.

Пирометр прямого усиления должен иметь оптическую систему с фиксированными параметрами и изученные погрешности. При затруднениях в получении устойчивых результатов по схеме прямого усиления (а возможно и без них по соображениям надежности и простоты эксперимента) измерения целесообразно проводить на спектропирометрах. Для этой цели предпочтительна конструкция пирометра СПКУ, хотя применение любого другого фотоэлектрического спектропирометра также вполне допустимо.

Температурные пределы метода деполаризующей подсветки обусловлены температурами, допускающими работу с лампами, спектральные ограничения — наличием поляризирующих устройств для различных участков спектра. В настоящее время этот метод легко реализуется в видимой области спектра и ближней ИК-области.

Техника эксперимента по методу деполаризующей подсветки, хотя несколько сложнее техники эксперимента с ленточной лампой без подсветки, но все же значительно проще экспериментов с моделями черного тела. Однако перспективность любого метода в метрологии определяется достижимой точностью. Если возможная точность метода деполаризующей подсветки окажется существенно ниже точности метода моделей черного тела, то он не будет иметь метрологических перспектив; если же эти точности сравнимы, то метод подсветки бесспорно перспективен.

Оценка точности метода может быть дана на примере точки платины. Применение метода подсветки в этой точке представляет интерес для уточнения градуировки эталонов, сличения пирометров, использующих разные области спектра, и для экстраполяции шкалы по спектру. Основные погрешности точки платины характеризуются такими данными:

1) погрешности черного тела от несовершенства степени черноты составляют около 0,5—1 К [3]. Эта погрешность зависит от свойств материала излучающей полости и пропорциональна длине волны;

2) погрешность от лучистого теплообмена полости с окружающими телами составляет 0,1—0,4 К [3]; она зависит от материала и конструкции полости и от теплового режима и не зависит от спектра;

3) погрешности градуировки излучателей сравнения, выполненной по МПТШ от точки золота, при температуре платины для первичного эталона

составляют величину порядка 1 К, т. е. 0,5% по яркости. Эти погрешности меняют величину и знак по спектру случайным образом в результате независимых построений шкал для разных областей спектра.

Как указывалось выше, точность измерения методом деполаризующей подсветки [2], если ее рассматривать без учета погрешностей градуировки и уравнения яркостей с излучателем сравнения, может быть значительно меньше 0,5% по яркости. Поэтому в точке платины данный метод может быть использован для эталонных работ, тем более, что трудоемкость осуществления точки платины резко ограничивает ее применение. То же, но еще в большей степени относится к любым другим температурам пирометрического диапазона, где вообще нет такого воспроизводимого черного тела, как платиновое.

Таким образом, на основании анализа погрешностей приходим к положительному выводу о целесообразности применения метода деполаризующей подсветки для эталонных работ.

Выводы

1. Метод деполаризующей подсветки имеет широкие перспективы в метрологии для эталонных работ. Возможность непосредственного сличения пирометров разных конструкций, принципов действия и назначения позволяет повысить надежность эталонных работ и точность оценки погрешностей.

Возможность экстраполяции шкалы по спектру определяет конкретные перспективы расширения области применения эталонной аппаратуры.

2. Уточнение величины погрешностей метода следует провести в точке золота с применением спектропирометра. Это позволит составить программу всесторонней проверки эталонной аппаратуры и ее совершенствования на основе метода деполаризующей подсветки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tingwaldt C. Ein einfaches optischpyrometrisches Verfahren zur direkten Ermittlung wahrer Temperaturen glühender Metalle.— "Zts. für Metallkunde", 1960, v. 51, pp. 116—119.

2. Жагуло О. М. Измерение истинной температуры плоских металлических поверхностей.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 131(191), 1972, с. 80—91.

3. Бражниченко Г. Н. Яркостные температуры горизонтальных моделей черных тел при температурах фазового перехода.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 131(191), 1972, с. 59—71.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

УДК 535.241.3.088

Э. А. ЛАПИНА

ВНИИМ

ТРЕБОВАНИЯ К ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Исходной операцией при воспроизведении МПТШ по тепловому излучению является непосредственное сличение яркости модели черного тела с известной температурой S с яркостью нечерного излучателя — температурной лампы с вольфрамовой лентой. Такая методика широко применяется в мировой практике. В результате этого сличения определяется ток I в лампе, соответствующий ее истинной температуре T , при котором яркости абсолютно

черного тела и рабочего участка ленты в спектральном интервале от λ_1 до λ_2 , определяемом аппаратной функцией компарирующего прибора, равны. Селективность излучения вольфрама и сравнительно низкий спектральный коэффициент черноты его излучения требуют тщательного определения длины волны $\lambda_{\text{эф}}$, к которой следует отнести значение S при токе I .

При измерении яркостной температуры нечерного тела погрешность определения $\lambda_{\text{эф}}$ также является существенной. Влияние погрешности определения $\lambda_{\text{эф}}$ при работе с вольфрамовым излучателем возрастает с переходом в инфракрасную область из-за резкого уменьшения коэффициента излучения ϵ . На значение эффективной длины волны оказывает существенное влияние ширина спектрального интервала, изменение спектральной чувствительности приемника, коэффициент пропускания интерференционного светофильтра на участках спектра, удаленных от области наибольшего пропускания.

Как показали расчеты, выполненные на ЭВМ, изменение коэффициента пропускания светофильтра от 0 до 0,005 на участках 5—5,3 мкм и 5,7—6,0 мкм при спектральном интервале 5—6 мкм, приводит к изменению эффективной длины волны на 0,0075 мкм; изменение спектральной чувствительности в области максимального значения на 1% и на концах интервала примерно на 20% приводит к изменению на $\lambda_{\text{эф}}$ на 0,002—0,004 мкм. По-видимому, даже тщательный учет влияния различных факторов не позволяет определить $\lambda_{\text{эф}}$ с погрешностью, меньшей $\pm 0,002$ —0,003 мкм в инфракрасной области спектра. В связи с этим при создании государственного специального эталона кельвина по излучению в диапазоне 0,8—5 мкм возникла необходимость в более полном исследовании влияния погрешности определения эффективной длины волны на результаты градуировки вольфрамовых ленточных ламп по яркостной температуре в инфракрасной области методом сличения с абсолютно черным телом.

При равенстве спектральных яркостей черного и нечерного излучателей справедливо выражение

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{S, \lambda}^0 \psi(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_{\lambda} B_{T, \lambda}^0 \psi(\lambda) d\lambda. \quad (1)$$

Левая часть этого равенства — яркость в спектральном интервале λ_1 — λ_2 , падающая в пирометр от черного тела температуры S , правая часть — от нечерного тела с истинной температурой T и спектральным коэффициентом черноты ϵ_{λ} .

Зададим, как обычно, чтобы одновременно с (1) при тех же температурах S и T выполнялось условие

$$B_{S, \lambda_{\text{эф}}}^0 = \epsilon_{\lambda_{\text{эф}}} B_{T, \lambda_{\text{эф}}}^0. \quad (2)$$

В этом случае яркостная температура тела (лампы) S , соответствующая силе тока I , должна быть отнесена к этой длине волны, называемой обычно эффективной. Эффективная длина волны может быть вычислена из уравнения, если известны температуры S , T и ϵ_{λ} .

$$\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{S, \lambda}^0 \psi(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_{\lambda} B_{T, \lambda}^0 \psi(\lambda) d\lambda} = \frac{B_{S, \lambda_{\text{эф}}}^0}{\epsilon_{\lambda_{\text{эф}}} B_{T, \lambda_{\text{эф}}}^0}. \quad (3)$$

При монотонном характере зависимости ϵ от λ , как это имеет место для вольфрама в видимой и инфракрасной областях спектра, может быть только одно значение $\lambda_{\text{эф}}$, удовлетворяющее уравнению (3).

Истинная температура T при этом может быть вычислена с помощью

ЭВМ при известных значениях $\psi(\lambda)$, $\varepsilon(\lambda)$ и S . Из уравнения (2) можно написать

$$d(B_{S, \lambda_{\psi}}^0) = d(\varepsilon_{\lambda_{\psi}} B_{T, \lambda_{\psi}}^0) \quad (4)$$

или

$$\frac{\partial B_{S, \lambda_{\psi}}^0}{\partial S} dS + \frac{\partial B_{S, \lambda_{\psi}}^0}{\partial \lambda} d\lambda_{\psi} = \frac{\partial (\varepsilon_{\lambda_{\psi}} B_{T, \lambda_{\psi}}^0)}{\partial \lambda} d\lambda_{\psi} + \frac{\partial \varepsilon_{\lambda_{\psi}} B_{T, \lambda_{\psi}}^0}{\partial T} dT. \quad (5)$$

При градуировке излучателя по черному телу (если не рассматривать погрешностей модели черного тела), температура черного тела S поддерживается постоянной, как при эксперименте, так и при расчетах, и поэтому уравнение (5) преобразуется к виду

$$\left[\frac{\partial B_{S, \lambda_{\psi}}^0}{\partial \lambda_{\psi}} \frac{\partial (\varepsilon_{\lambda_{\psi}} B_{T, \lambda_{\psi}}^0)}{\partial \lambda_{\psi}} \right] d\lambda_{\psi} = \frac{\partial (\varepsilon_{\lambda_{\psi}} B_{T, \lambda_{\psi}}^0)}{\partial T} dT. \quad (6)$$

При измерении температуры вольфрамовой лампы (или другого излучателя) истинная температура T остается постоянной и уравнение (5) будет иметь вид

$$\frac{\partial B_{S, \lambda_{\psi}}^0}{\partial S} dS = \left(\frac{\partial \varepsilon_{\lambda_{\psi}} B_{T, \lambda_{\psi}}^0}{\partial \lambda_{\psi}} - \frac{\partial B_{S, \lambda}^0}{\partial \lambda_{\psi}} \right) d\lambda_{\psi}. \quad (7)$$

При использовании формулы Вина выражения (6) и (7) приобретают вид при $T = \text{const}$

$$d\lambda = \frac{dS}{S^2} \frac{c_2}{\left(\ln \varepsilon + \frac{\lambda}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right)}; \quad (8)$$

при $S = \text{const}$

$$d\lambda = \frac{-dT \left(\frac{c_2 \varepsilon}{\lambda T^2} + \frac{d\varepsilon}{dT} \right)}{\frac{\varepsilon \ln \varepsilon}{\lambda} + \frac{d\varepsilon}{d\lambda}}. \quad (9)$$

Если для нечерного тела в спектральном интервале $\lambda_1 - \lambda_2$ справедливо

$$B_{\lambda, S}^0 = \varepsilon_c B_{\lambda, T_c}^0, \quad (10)$$

(где T_c — цветовая температура, а ε_c — постоянно при изменении длины волны и температуры), то можно написать, что

$$d\lambda = \frac{dS}{S^2} \frac{c_2}{\ln \varepsilon_c} \quad \text{и} \quad d\lambda = \frac{dT c_2}{T^2 \ln \varepsilon_c}. \quad (11)$$

Этими формулами пользовались ранее*. Уравнения (11) также могут быть легко получены из известного соотношения

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T} = - \frac{\lambda_{\psi} \ln \varepsilon_{\lambda_{\psi}}}{c_2}. \quad (12)$$

* И. И. Кириков, Г. А. Крахмальникова. Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота. — «Труды ВНИИМ», вып. 51(111), Стандартгиз, 1961, с. 98.

В инфракрасной области спектра для вольфрама нельзя пользоваться уравнением (10), и поэтому следует вести расчеты по уравнениям (8) и (9) в области, где можно пользоваться уравнением Вина. В общем случае при использовании формулы Планка уравнения (6) и (7) преобразуются к виду

$$d\lambda_{\text{эф}} = \frac{-dT \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} + \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \frac{c_2}{\lambda T^2} \right]}{\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} + \frac{\varepsilon c_2}{\lambda^2} \left[\frac{\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \frac{c_2}{\lambda T}}{T} - \frac{\left(e^{\frac{c_2}{\lambda S}} - 1 \right)^{-1} \frac{c_2}{\lambda S}}{S} \right]}; \quad (13)$$

$$d\lambda = \frac{dS \left(e^{\frac{c_2}{\lambda S}} - 1 \right)^{-1} e^{-\frac{c_2}{\lambda S}} \frac{c_2}{\lambda S^2}}{\frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \frac{\lambda}{\varepsilon} + \frac{c_2}{\lambda} \left[\frac{\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \frac{c_2}{\lambda T}}{T} - \frac{\left(e^{\frac{c_2}{\lambda S}} - 1 \right)^{-1} \frac{c_2}{\lambda S}}{S} \right]}. \quad (14)$$

В таблице приведены погрешности определения температуры T вольфрамовой лампы, возникающие из-за погрешности определения эффективной длины волны спектропирометра, равной $\pm 0,0025$ мкм. Указанная величина погрешности $\Delta\lambda_{\text{эф}}$ выбрана с учетом высказанных выше соображений. Значение погрешности ΔT свидетельствует об актуальности повышения точности определения эффективной длины волны при эталонных и поверочных работах в инфракрасной пирометрии.

λ , мкм	S , К	T , К	$\Delta\lambda$, мкм	ε	$d\varepsilon/d\lambda$, 1/мкм	$d\varepsilon/dT$, 1/К	k ($\Delta\lambda = k\Delta T$)	ΔT , К
2,2	1300	2000	0,0025	0,203	-0,085	0,00005	0,00178	1,5
4,0	900	2100	0,0025	0,135	-0,025	0,00005	0,00196	1,2
5,5	900	2400	0,0025	0,110	-0,025	0,00005	0,00148	1,7

Поступила в редакцию 18/III 1975 г.

ПРИКЛАДНАЯ МЕТРОЛОГИЯ. ПОВЫШЕНИЕ И КОНТРОЛЬ ТОЧНОСТИ

УДК 536.521.082.52

И. И. КИРЕНКОВ, Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА

ВНИИМ

ТОЧНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПИРОМЕТРЫ

В настоящее время во многих странах, развитых в метрологическом отношении, эталоны, реализующие шкалу высоких температур в соответствии с уравнением Планка, строятся на основе фотоэлектрического метода измерений, который имеет неоспоримые преимущества перед визуальным. При этом каждая страна, как правило, строит пирометр собственной конструкции, по самостоятельным оптическим и электрическим схемам. Это дает основание сделать вывод об отсутствии единой точки зрения на выбор принципа действия эталонного фотоэлектрического пирометра, об особенностях различных принципов и конструкций. Поэтому настоящий обзор существующих конструкций и некоторых их особенностей может оказаться полезным в дальнейшем.

Первые работы по применению фотоэлектрического метода измерений высоких температур в метрологической практике производились на компараторе СПК-1 [1, 2], изготовленном в 1956 г. в Харьковском научно-исследовательском институте метрологии для ВНИИМ.

Принцип действия СПК-1 (см. рис. 1) основан на использовании фотоумножителей, работающих в нулевом модуляционном режиме. Излучение сравниваемых источников, пройдя через призмный монохроматор, попадает на фотоумножитель. Специальный модулятор направляет световые пучки от сравниваемых источников поочередно в щель монохроматора с заданной частотой. При замещении одного потока другим при равных яркостях источников суммарной световой поток остается постоянным по времени и в пространстве и фототок не содержит переменных составляющих. В случае неравных яркостей фототок имеет переменную составляющую с частотой, равной частоте модуляции. Эта составляющая после усиления и детектирования вызывает отклонение стрелки прибора, указывающее на неравенство яркостей. В плоскости фотокатода проецируется апертурная диафрагма прибора.

Изложенный метод позволяет полностью использовать положительные качества фотоумножителей (малый порог чувствительности) и существенно уменьшить трудности, связанные с нестойкостью чувствительности фотоумножителей, их нелинейностью и нестабильностью усиления фототока.

По данным исследованной пирометра СПК-1 во ВНИИМ разработаны фотоэлектрические компараторы СП-4К и СПКУ, предназначенные для основных метрологических работ в области пирометрии [5—7]. В этих приборах, как и в пирометре СПК-1, используется нулевой модуляционный метод. Для радикального решения вопроса о точности определения эффективной длины волны применены двойные призмные монохроматоры. Установки оснащены устройством для удвоения яркостей, предназначенным для экспериментальной экстраполяции температурной шкалы [4]. При высоких температурах вводятся поглощающие стекла (при построении температурной шкалы — с 1600° С, при других работах — с 2000° С).

Для построения шкалы высоких температур фотоэлектрическим методом был применен компаратор СП-4К [5, 6, 8], оптическая схема которого представлена на рис. 2. В СП-4К излучение от температурных ламп фокусируется на промежуточную диафрагму, позволяющую при сличении источников в самом начале внешней оптической системы почти полностью исключить излучение их нерабочих участков и тем самым избавиться от рассеянного света от

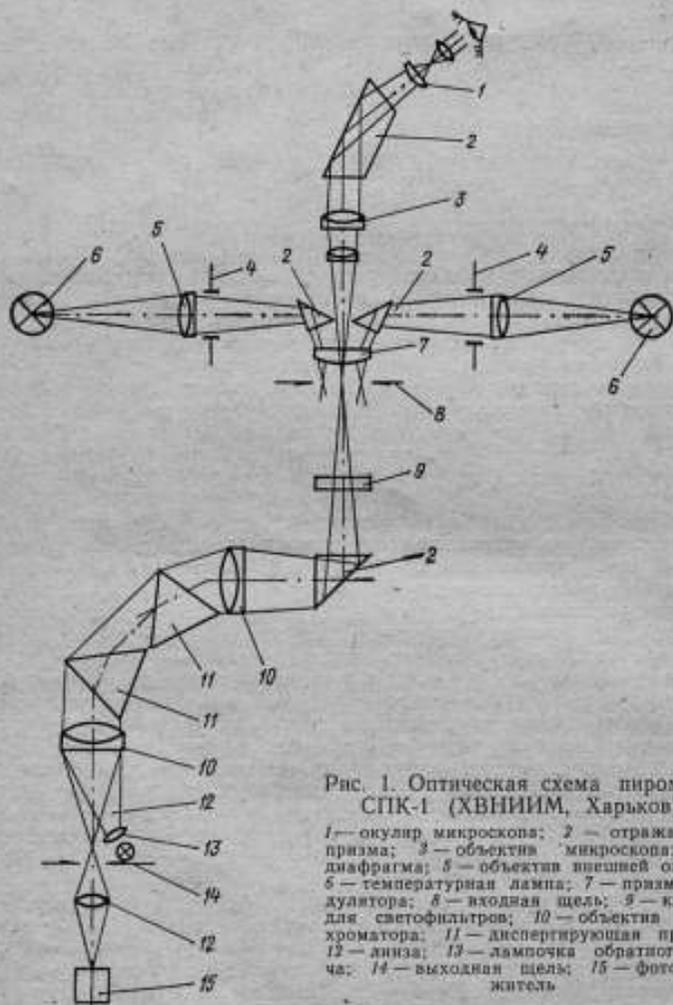


Рис. 1. Оптическая схема пирометра СПК-1 (ХВНИИМ, Харьков).

1 — окуляр микроскопа; 2 — отражающая призма; 3 — объектив микроскопа; 4 — диафрагма; 5 — объектив внешней оптики; 6 — температурная лампа; 7 — призма модулятора; 8 — входная щель; 9 — кассета для светофильтров; 10 — объектив монохроматора; 11 — диспергирующая призма; 12 — линза; 13 — лампочка обратного луча; 14 — выходная щель; 15 — фотоумножитель.

нерабочих частей. Система объективов направляет изображение излучателя через разделительную призму на зеркало модулятора, колеблющееся вокруг своей оси по принципу шлейфного осциллографа. Между объективами имеется параллельный ход лучей, куда помещается кассета с поглощающими светофильтрами.

Разделительная призма в СП-4К состоит из двух половинок. Между ними вклеена зачерненная стальная пластинка толщиной 0,1 мм — между призмами и 0,3 мм — в выступающей части. Расширенная ее часть задержи-

вает рассеянный свет от переднего ребра разделительной призмы и препятствует попаданию света от одной лампы к другой.

Апертурная диафрагма монохроматора совмещена с первым внеосевым параболическим зеркалом монохроматора и при работе модулятора перекрывается излучением от двух источников поочередно. На выходе монохроматора расположена фотоячейка.

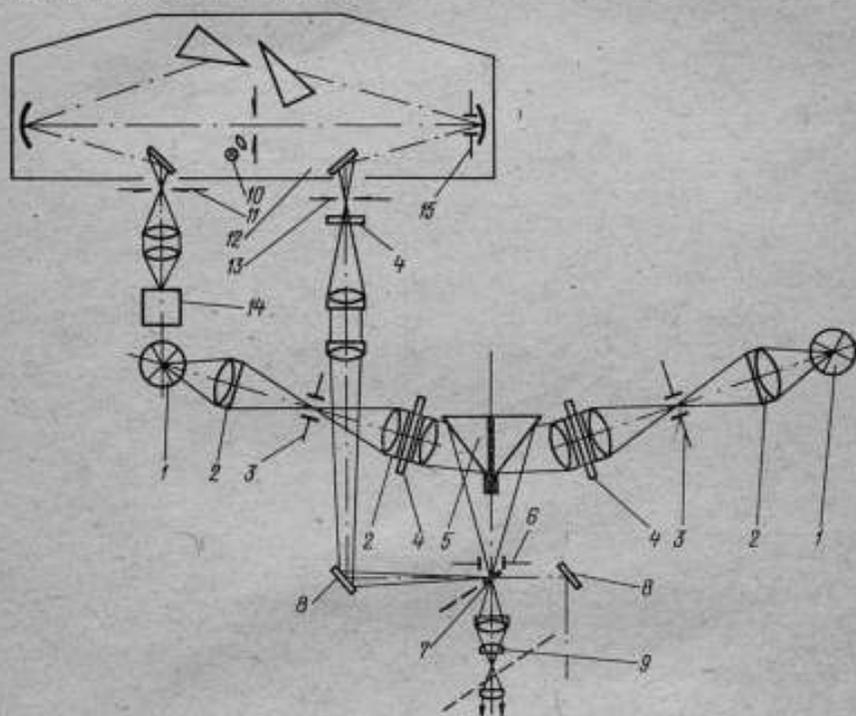


Рис. 2. Оптическая схема пирометра СП-4К (ВНИИМ, Ленинград).

1 — температурные лампы; 2 — объектив; 3 — промежуточная диафрагма; 4 — кассета для светофильтров; 5 — разделительная призма; 6 — диафрагма; 7 — зеркало модулятора; 8 — зеркало; 9 — микроскоп; 10 — лампочка обратного луча; 11 — выходная щель; 12 — двойной монохроматор; 13 — входная щель; 14 — фотоумножитель; 15 — апертурная диафрагма

Оптическая схема спектропирометрического компаратора СПКУ [7] (рис. 3) имеет два канала с углом 14° между ними. Подобная схема исключает применение в оптической системе поворотных призм или зеркал. Излучение от температурных ламп направляется через отверстие диаметром 0,9 мм зеркальной диафрагмы на бипризму модулятора. Эта бипризма, так же как и в СПК-1, разделяет два световых пучка от ламп на четыре. При этом крайние пучки от каждой лампы диафрагмируются, а остальные два дают изображение ламп в плоскости выходной щели монохроматора. При колебаниях бипризмы один из пучков, попадающих в объектив, уменьшается, а другой — увеличивается. При равных яркостях источников результирующий поток остается постоянным во времени и в пространстве. Бипризма модулятора расположена непосредственно за зеркальной диафрагмой с зазором между ее ребром и плоскостью диафрагмы 0,9 мм. Струна модулятора изготовлена из фосфористой бронзы в виде ленты и опирается на рубиновые призмы.

Особенностью нулевого модуляционного метода является неизбежное появление границы раздела излучений от двух сравниваемых источников, изображение которой перемещается в пространстве внутри оптической системы. Эту систему всегда можно построить так, что если граница раздела фокусируется в плоскости диафрагмы поля зрения, то на фотокатод проектируется диафрагма, и наоборот. Тогда перемещения изображения границы раздела не проектируются на фотоумножитель, однако это изображение при работе

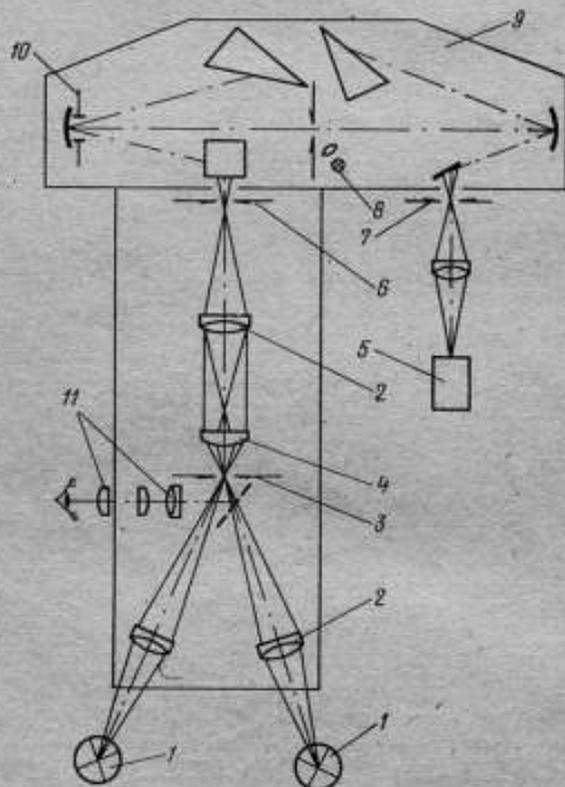


Рис. 3. Оптическая схема пирометра СПКУ (ВНИИМ, Ленинград).

1 — температурная лампа; 2 — объективы; 3 — зеркальная диафрагма; 4 — призма модулятора; 5 — фотоумножитель; 6 — входная щель; 7 — выходная щель; 8 — лампочка обратного луча; 9 — двойной монохроматор; 10 — апертурная диафрагма; 11 — микроскоп.

модулятора перемещается в пространстве внутри оптической системы, скользая по оптическим поверхностям. Пересекаемые изображением границы раздела неоднородности оптических деталей — пузыри, царапины, загрязнения, неоднородность отражающего слоя — вносят в световой поток переменную составляющую, способную вызвать ложный сигнал фотоприемника. Некоторые осложнения возникают в связи с трудностью фокусировки заданной плоскости на фотокатод. Между тем, при сильной нерезкости фокусировки на фотокатод возникает нерезкое изображение перемещающейся границы раздела, что при неравномерной чувствительности катода вызывает ложный сигнал и

служит источником погрешности при любой оптической нестабильности этой границы. Эти особенности нулевого модуляционного метода требуют тщательной юстировки оптической системы.

После того, как результаты работ по фотоэлектрической пирометрии, выполненных в СССР, были доложены Международному бюро мер и весов, за рубежом (и прежде всего в США) были начаты работы в этой области.

Оптическая схема фотоэлектрического пирометра Национального бюро стандартов (NBS, США) изображена на рис. 4 [9, 10]. Изображения источника и пирометрической лампы могут поочередно проектироваться на щель

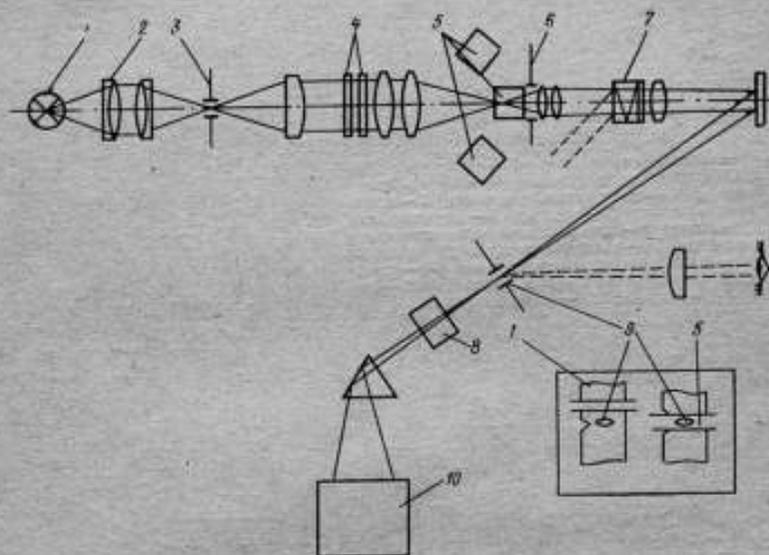


Рис. 4. Оптическая схема пирометра NBS (Вашингтон, США).

1 — ленточная температурная лампа; 2 — объектив; 3 — промежуточная диафрагма; 4 — поглощающие серые фильтры; 5 — лампочки сравнения пирометра; 5 — апертурная диафрагма; 7 — полосовой фильтр; 8 — деполаризатор; 9 — щель; 10 — фотоумножитель.

диафрагмы поля зрения при небольшом (0,2 мм) смещении пирометрической лампы в вертикальном направлении. Эту операцию можно выполнить вручную или автоматически за 30 с. Сущность процесса уравнивания яркостей заключается в достижении одинаковых сигналов постоянного тока на выходе фотоумножителя при попадании на него поочередно изображений от каждого из двух источников излучения.

Построение шкалы в пирометре NBS в диапазоне 1064 до 1250°С осуществляется методом удвоения яркостей, а выше — методом поглощающих фильтров, подчиняющихся условию Фуэа. Значения пирометрического ослабления таких поглощающих стекол с большой степенью точности могут суммироваться, однако учет возникающих при этом многократных отражений требует проведения отдельных экспериментов.

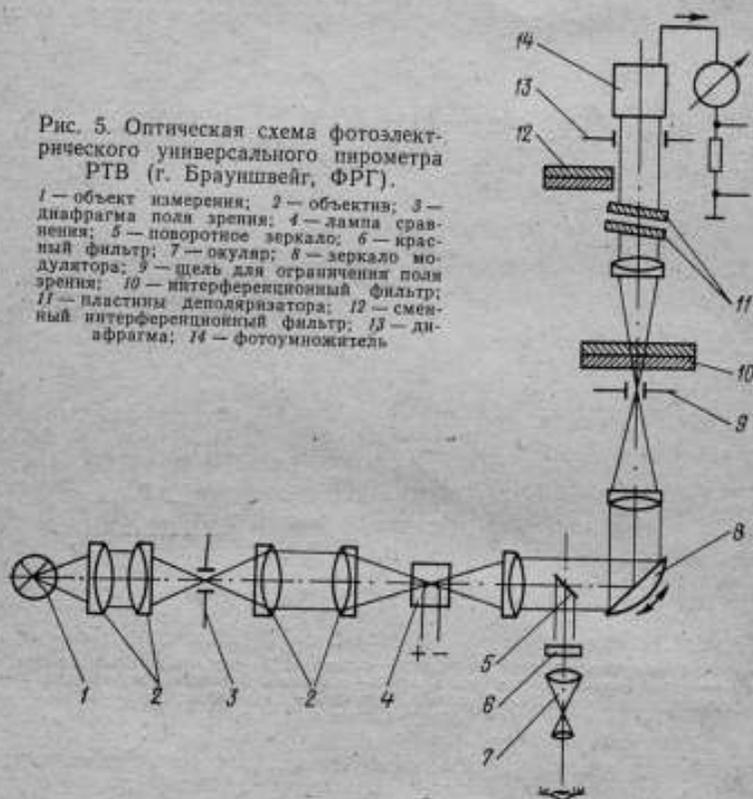
Многоэлементный полосовой фильтр обеспечивает полосу пропускания с полушириной 12,5 нм и с максимумом при 653,0 нм. Этот фильтр состоит из многослойного диэлектрического интерференционного фильтра, двух интерференционных фильтров, подавляющих боковые полосы, и красного стекла. Многоэлементный фильтр поляризует проходящее через него излучение на 5%. Для уменьшения этой поляризации служит деполаризатор. Выходным

сигналом пирометра является кривая записи самопишущего прибора, отражающая различие яркостей пирометрической лампы и источника.

Известно, что одним из главных источников погрешностей фотоэлектрической пирометрии является нестабильность излучателей. При применении пирометра со встроенной пирометрической лампочкой, к погрешности от нестабильности самих градуируемых или сравниваемых излучателей добавляется нестабильность пирометрической лампы. Однако нестабильность вакуумной пирометрической лампы с узкой (0,1—0,2 мм) лентой и малой мощностью,

Рис. 5. Оптическая схема фотоэлектрического универсального пирометра РТВ (г. Брауншвейг, ФРГ).

1 — объект измерения; 2 — объектив; 3 — диафрагма поля зрения; 4 — лампа сравнения; 5 — поворотное зеркало; 6 — красный фильтр; 7 — окуляр; 8 — зеркало модулятора; 9 — щель для ограничения поля зрения; 10 — интерференционный фильтр; 11 — пластины деполаризатора; 12 — сменный интерференционный фильтр; 13 — диафрагма; 14 — фотоумножитель.



по-видимому, меньше нестабильности температурных ламп. Применение пирометрической лампы с круглой нитью затруднительно из-за неравномерности яркости вследствие дифракции, отражений и отступлений от закона Ламберта. Это приводит к погрешностям из-за ничтожных смещений нити в поле зрения при ее нагреве.

Интерференционные фильтры позволяют избежать поляризации излучения в пирометре. При измерениях температур частично (но ощутимо) поляризованных излучателей, применение пирометров с призмными монохроматорами неизбежно приводит к расхождению показаний разных пирометров между собой. Однако полное устранение боковых полос у интерференционных фильтров, необходимое для точного определения эффективной длины волны, затруднительно. Это обстоятельство не существенно при всех измерениях, кроме построения температурной шкалы. Кроме того, действие интерференционного фильтра зависит от угла падения, т. е. от вида луча света.

В пирометре РТВ (Physikalisch — Technische Bundesanstalt, ФРГ) также

применена встроенная пирометрическая лампочка, рядом с нитью которой проектируется рабочий участок внешнего излучателя (рис. 5) [11—13]. С помощью промежуточного объектива излучение обоих источников преобразуется в параллельный пучок света, поступающий на зеркало модулятора диаметром 28 мм. При колебаниях зеркала диафрагма поля зрения заполняется попеременно излучением от обоих источников. Монохроматизация света осуществляется интерференционным светофильтром. При питании модулятора синусоидальным током с частотой около 25 Гц пирометр работает по нулевому модуляционному методу, а при питании прямоугольными импульсами с частотой в долях герца — в режиме постоянного тока. Прибор используется в основном на инфранизкой частоте в режиме постоянного тока.

Встроенная пирометрическая лампа пирометра РТВ работает всегда при постоянной силе тока, полученной градуировкой в точке золота. Построение температурной шкалы осуществляется в диапазоне температур до 1400°С или 1600°С на основе линейности ФЭУ, достигаемой при малых фототоках и тщательно проверяемой. Для более высоких температур применяются секторные диски с ослаблением 1:100, а выше 2500°С или 3000°С — дополнительно поглощающий родневый фильтр с ослаблением 1:10.

Проверка линейности ФЭУ вместе со всей схемой измерения фототоков и определение условий, обеспечивающих требуемую линейность, осуществляются отдельными экспериментами методом удвоения яркости. При измерении яркостной температуры пирометром РТВ измеряется отношение постоянных составляющих фототока при освещении катода испытуемым источником и лампой сравнения.

К преимуществам секторных дисков перед другими методами экстраполяции температурной шкалы (в частности, перед поглощающими стеклами) следует отнести неселективность, независимость от времени и температуры, отсутствие многократных отражений. К недостаткам секторных дисков — высокие требования к линейности фототока (при кратности изменения фототоков, равной кратности ослабления излучения секторным диском); глубокая модуляция излучения, исключая (или резко затрудняющая) одновременное применение в оптической или электрической системе пирометра других систем модуляции; необходимость точного измерения постоянной составляющей сильно модулированного фототока, погрешности от диффузного отражения излучения от диска к лучеприемнику, от неточности эстировки секторных вырезов по отношению к оси и плоскости вращения и от крутильных колебаний.

С применением встроенной лампы сравнения связано возникновение погрешности от рассеиваемого баллоном лампы света. Эта погрешность может быть различна для двух источников из-за разного пути лучей и может изменяться при перестановке лампы.

Оптическая схема фотоэлектрического пирометра Национальной физической лаборатории (NPL, Англия) [14] изображена на рис. 6. При измерениях или градуировке излучателей работа пирометра осуществляется по принципу замещения с применением лампы «черное тело» [15, 16] в качестве внешнего источника сравнения, т. е. по полностью одноканальной схеме. Эффективная длина волны определяется интерференционным фильтром с максимальным пропусканием 660 нм и шириной полосы 12,5 нм. Апертурная диафрагма является сменной для получения апертурных отношений 1/11, 1/16, 1/22. Уменьшенное изображение диафрагмы поля зрения образуется в плоскости секторного диска. Коллимированный пучок поступает на ФЭУ через интерференционный фильтр и, если необходимо, — через металлический нейтральный фильтр.

Для правильного расположения лампы «черное тело» на оси пирометра устанавливается зеркало под углом к оптической оси, позволяющее спроектировать изображение лампы на юстировочный экран. Умножение яркостей осуществляется методом секторных дисков.

Пропускание секторного диска измеряют по методу временных отношений с помощью дополнительной оптической системы; изображение прямоугольной щели фокусируется в плоскости опорных призм, которые опреде-

ляют апертуру секторного диска. Это изображение щели можно устанавливать параллельно и перпендикулярно к опорным призмам путем ее поворота на 90° . Затем изображение щели проектируется на фотокатоде второго фотоумножителя. Выход ФЭУ модулируется с высокой частотой; количество световых импульсов, подсчитанных за определенный период, позволяет определить пропускание секторного диска [14].

Работа с одноканальными пирометрами (по постоянной составляющей) требует тщательной проверки стабильности и линейности электронных устройств, особенно при работе с секторными дисками. Отклонения от линейности должны быть известны количественно. Интерференционный фильтр может иметь неравномерность толщины слоев, т. е. неравномерность эффективной длины волны по поверхности, при этом он неизбежно имеет боковые полосы, как указывалось выше.

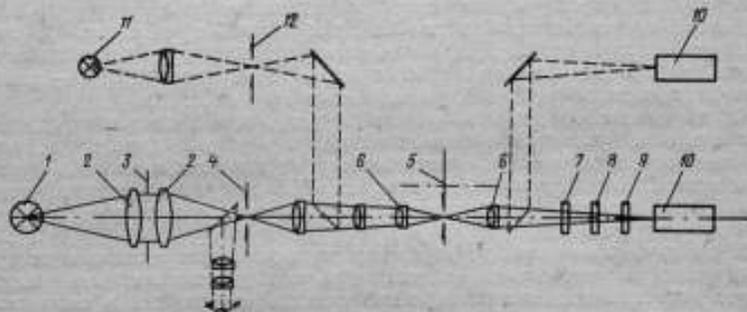


Рис. 6. Оптическая схема пирометра NPL (Лондон, Англия).

1 — источник; 2 — объектив; 3 — апертурная диафрагма; 4 — диафрагма поля зрения; 5 — секторный диск; 6 — объективы микроскопа; 7 — нейтральный фильтр; 8 — инфракрасный поглощающий фильтр; 9 — интерференционный фильтр; 10 — фотоумножитель; 11 — дополнительная лампочка; 12 — поворотная щель

Подход Квинна [14] и Кунца [11] к линейности различен. Так, по их расчетам требования и допустимые отклонения от линейности, а также требования к отдельным параметрам электронных устройств различны, причем это не объясняется только небольшой разницей в технике эксперимента. Применение точки золота показало, что при ее осуществлении через термомпары были обнаружены ошибки $0,2$ К из-за нестабильности термомпар или температурных ламп.

Оптическая схема пирометра института метрологии «G. Colonnetti» (IM, Италия) представлена на рис. 7 [17—19]. Источник сравнения представляет собой небольшую вольфрамовую ленточную лампу. Внешний источник и источник сравнения фокусируются на щели, которые находятся в конце каждого ответвления раздвоенного стеклянного волоконного светопровода. Затвор с ручным управлением позволяет чередовать изображения обоих источников на детекторе.

Светопровод является хорошим деполаризатором входящего излучения. Диаметр стеклянных волокон светопровода мал ($0,05$ мм) по сравнению с их длиной (50 мм). Поэтому при работе получается большое число отражений и, следовательно, эффективная деполаризация. Линза обеспечивает вход параллельного пучка света в оптический ослабитель, служащий для построения шкалы температур и состоящий из двух линейных поляризаторов, расположенных в параллельных плоскостях. При вращении первого поляризатора в его собственной плоскости получаем непрерывный ряд значений пропускания, зависящий от углов между осями обоих поляризаторов.

Углы поворота отсчитываются при помощи диска с микрометрической регулировкой через $0,1$ мин. Центр спектральной полосы пропускания находится в точке $656,3$ нм, а полоса пропускания шириной 15 нм определяется

интерференционным фильтром, устанавливаемым перед фотоумножителем. Последний работает при температуре -30°C в камере с термоэлектрическим охлаждением.

Лампа сравнения пирометра работает при более низкой яркостной температуре, чем температура внешнего источника, из-за различия в светосиле систем, проектирующих их на щели световода. Отсюда следует, что оптическая система от излучателей до световода является полностью двухканальной: две части этой системы имеют самостоятельные диафрагмы апертуры и поля зрения, которыми не управляют диафрагмы, расположенные за световодом.

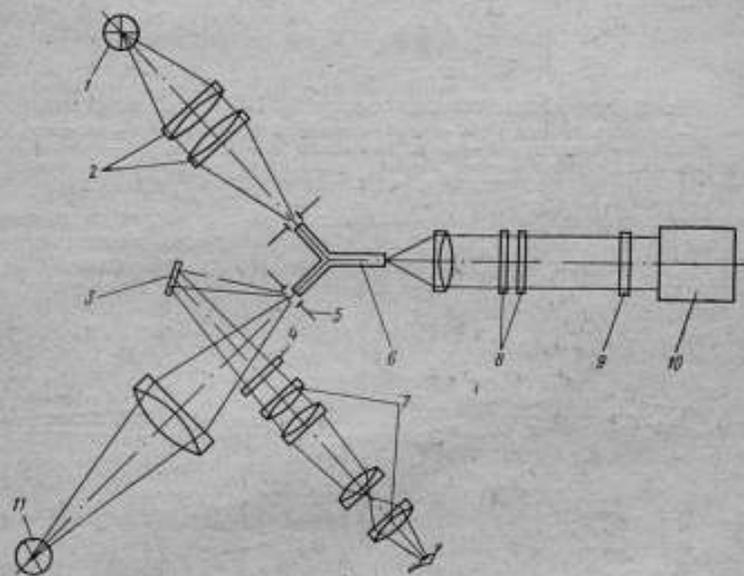


Рис. 7. Оптическая схема пирометра IMGС (Турин, Италия).

1 — источник сравнения; 2 — объектив; 3 — зеркало; 4 — красное стекло; 5 — щель; 6 — стеклянный волоконный световод; 7 — телескопическая система; 8 — поляризаторы; 9 — интерференционный фильтр; 10 — фотоумножитель.

Поэтому градуировочные значения тока лампы сравнения могут изменяться при малейших нарушениях юстировки оптической системы.

Световод пирометра используется также для реализации метода удвоения яркости с целью проверки поляриоида — ослабителя и определения его поправок. В световоде и поляриоиде возникают большие потери света, и поэтому ФЭУ работает с охлаждением. Показания лампы сравнения зависят от внешней температуры из-за работы при низкой температуре накала, в связи с чем она работает в водоохлаждаемой камере, где температура воды стабилизирована с точностью до $\pm 0,1\text{ K}$.

Оптическая схема пирометра NSL (National Standards Laboratory, Австралия) [20] такая же, как и в визуальном оптическом пирометре с исчезающей нитью, но с проекционным окуляром (рис. 8). Изображение внешнего источника образуется в плоскости круглой нити лампы сравнения, а увеличенное в пять раз изображение обоих излучателей — в плоскости перемещающейся щели. Изображение апертурной диафрагмы создается на фотокатоде, и поэтому оно не зависит от перемещения щели.

Диапазон длин волн ограничивается интерференционным фильтром с максимальным пропусканием 40% при 650 нм и полушириной полосы

12,5 нм. Для устранения взаимных отражений фильтр наклонен на небольшой угол к оптической оси. Положение всех линз фиксированное. Для фокусировки и юстировки лампу с нитью накала и ленточную лампу — источник —

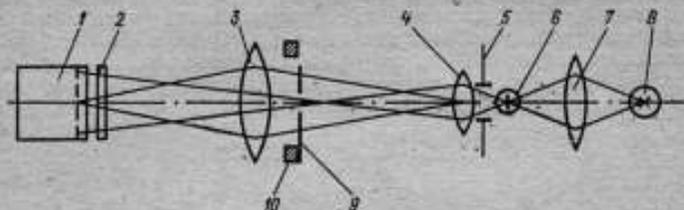


Рис. 8. Оптическая схема пирометра NSL (Сидней, Австралия).

1 — фотоумножитель; 2 — интерференционный фильтр; 3 — полевая линза; 4 — объектив; 5 — лампа сравнения; 6 — объектив; 7 — дефокусирующая температурная лампа; 8 — апертурная диафрагма; 9 — колеблющаяся щель; 10 — камертон

перемещают поперечно, продольно и вертикально с помощью микрометрических винтов. Щель, изготовленная путем напыления слоя алюминия толщиной 1,3 мкм на участок 1 см², крепится к одному плечу камертона (426,6 Гц), при этом отражения вдоль оптического пути исключаются наклоном щели

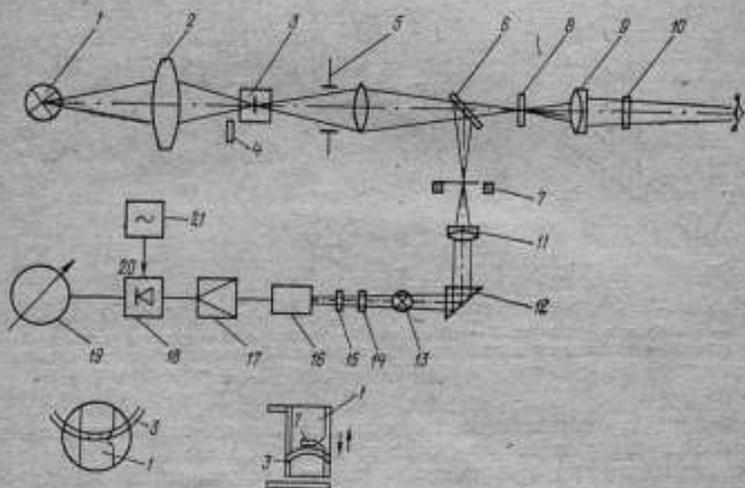


Рис. 9. Схема фотоэлектрического пирометра NRLM (Токио, Япония).

1 — температурная лампа; 2 — объектив; 3 — лампочка пирометра; 4 — серый фильтр; 5 — диафрагма; 6 — разделитель луча; 7 — щель; 8 — стеклянная пластинка с крестообразной линией; 9 — окуляр; 10 — красный фильтр; 11 — рассеивающая линза; 12 — прямоугольная призма; 13 — преобразователь; 14 — интерференционный фильтр; 15 — деполаризатор; 16 — фотоумножитель; 17 — усилитель; 18 — синхронный детектор; 19 — указатель равенства яркостей; 20 — синхронный сигнал; 21 — звуковой генератор

Стабильность прибора, выраженная через среднюю квадратическую погрешность, составляет при температуре затвердения золота для десяти серий измерений $\pm 0,07^\circ\text{C}$ [21]. Воспроизводимость результатов измерений приновой юстировке оптических деталей достигает $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Наибольшая составляющая нестабильности обусловлена трудностью фиксации рабочего участка

нити лампы по высоте. Эта погрешность составляет $0,1^{\circ}\text{C}$ при смещении участка на $0,025\text{ мм}$.

Эти погрешности, связанные с установкой нити пирометрической лампочки, вызваны неравномерной яркостью круглой нити (отступления от закона Ламберта), дифракцией и отражениями на краях нити, являющихся границей раздела полей сравнения, излучение которой участвует в освещении фотокатода, а при нерезкой фокусировке апертурной диафрагмы на фотокатоде — перемещением по фотокатоду сильно размытого изображения краев колеблющейся щели.

Фотоэлектрический пирометр NRLM (National Research Laboratory of Metrology, Япония) создан по типу фотоэлектрического пирометра NSL [22] с целью повышения точности и рационализации градуировки эталонных ламп. Исследовалась возможность использования его в качестве эталонного, вместо

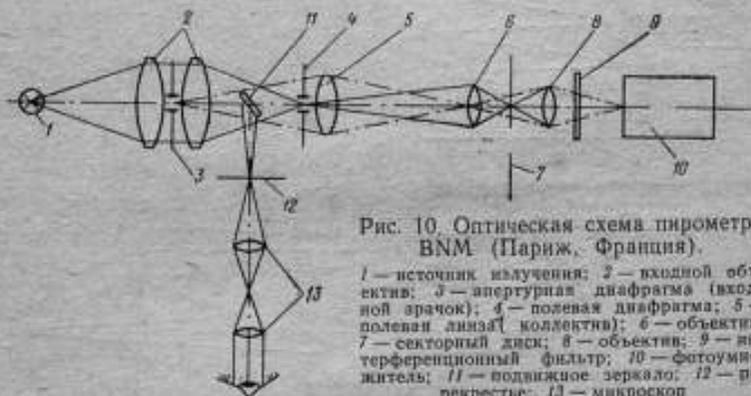


Рис. 10. Оптическая схема пирометра BNM (Париж, Франция).

1 — источник излучения; 2 — входной объектив; 3 — апертурная диафрагма (входной лучок); 4 — полевая диафрагма; 5 — полевая линза (коллектив); 6 — объектив; 7 — секторный диск; 8 — объектив; 9 — интерференционный фильтр; 10 — фотоумножитель; 11 — подложное зеркало; 12 — рекрестье; 13 — микроскоп

визуального эталонного пирометра; исследовался также метод фотоэлектрического определения влияния положения изображения объекта и лампы пирометра относительно щели. Результаты измерений яркостной температуры подтверждают вывод о том, что данный пирометр в диапазоне $1000\text{--}2000^{\circ}\text{C}$ имеет среднюю квадратическую погрешность $0,2\text{--}0,3^{\circ}\text{C}$.

Оптическая схема пирометра NRLM дана на рис. 9. Изображение измеряемого предмета проектируется в плоскости нити пирометрической лампочки. Это изображение с помощью проекционной линзы увеличивается в пять раз и пропускается через полупрозрачное зеркало, обеспечивающее возможность проведения одновременно визуальных и фотоэлектрических измерений без нарушения юстировки.

Апертурная диафрагма позволяет ограничивать эффективную площадь изображения на фотокатоде ФЭУ. Рассеивающая линза за щелью предназначена для увеличения эффективной площади. При высокотемпературных измерениях перед лампой устанавливают серый фильтр с коэффициентом пропускания $10\text{ и }1\%$. Многослойный интерференционный фильтр имеет максимум пропускания 70% при длине волны 651 нм и полупрозрачные полосы пропускания 7 нм . Он устанавливается наклонно для уменьшения рассеянного света на оптическом пути. По-видимому, пирометры NSL и NRLM близки по своим свойствам.

Пирометр национального метрологического бюро (BNM) Франции [23] построен по схеме, аналогичной пирометру NPL. Его оптическая схема изображена на рис. 10. Пропускание секторного диска этого пирометра определяется по его геометрическим размерам, при тщательной юстировке. Пирометр не имеет встроенной лампы, внешние излучатели устанавливаются перед пирометром по строго одноканальной схеме, показания отсчитываются по постоянной составляющей стабилизированного фототока; среднее квадратическое отклонение показаний, отсчитываемых подряд, составляет $0,02\text{ K}$; откло-

нение показаний в течение часа, связанное с дрейфом электронных устройств, составляет около 0,2 К.

Для построения температурной шкалы применяются трубчатые лампы Квина — Барбера. Расхождения со шкалой NPL составляют вблизи точки золота от 0,4 до 0,9 К с разбросом около 0,1 К.

Для метрологических работ в ближней инфракрасной области спектра существуют спектропирометры ИКП [24] и ПСК [25]. Этим приборам, и особенно пирометру ПСК, присущи преимущества и недостатки, свойственные приборам, использующим нулевой модуляционный метод и двойной призмный монохроматор. Внешняя оптическая система этих приборов (рис. 11),

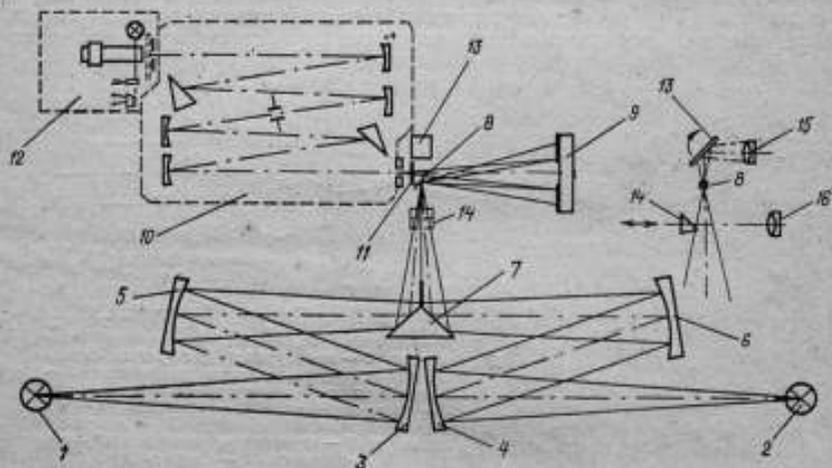


Рис. 11. Оптическая схема пирометра ПСК (ХВНИИМ, Харьков).

1, 2 — температурные лампы; 3, 4, 5, 6 — сферические зеркала осветительной системы; 7 — призма с цилиндрическими гранями; 8 — зеркало модулятора; 9 — сферическое зеркало с апертурной диафрагмой; 10 — монохроматор; 11 — поляризатор; 12 — фотоэлектрод с приемниками излучения и лампой обратного луча; 13 — зеркало наблюдения; 14 — выдвигающаяся призма; 15, 16 — объективы

состоящая из нескольких зеркал с внешним алюминированием, расположенных до входной диафрагмы поля зрения, обеспечивает работу в широкой спектральной области, но определяет широкие возможности возникновения рассеянного света.

В лабораторных пирометрах не метрологического назначения, как и в технических пирометрах, работающих по нулевому модуляционному методу со встроенной лампой сравнения, нашли применение модуляторы в виде колеблющихся или вращающихся заслонок, поочередно перекрывающих оба сравниваемых пучка. Такой модулятор практически не обеспечивает постоянства структуры пучка во времени и пространстве; при равенстве яркостей световой поток и фототок содержат переменные составляющие, величина которых, включая первую гармонику, сильно зависит от юстировки модулятора и сопряженных с ним оптических деталей. Поэтому такие модуляторы не применяются в пирометрах метрологического назначения.

Многообразие принципов действия и применяемые оптические и электрические схемы точных фотоэлектрических пирометров показывает, что в настоящее время отсутствует единая точка зрения на оптимальный выбор принципиальной схемы и устройства прибора. Поэтому можно ожидать появления новых конструкций, основанных на опыте применения существующих и на их сравнительном анализе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кандыба В. В., Ковалевский В. А. Фотоэлектрический спектропирометр высокой точности.— «Доклады АН СССР», М., 1956, № 4, с. 633—635.
2. Ковалевский В. А., Иосельсон Г. Л., Кандыба В. В. Объективная спектропирометрическая установка СПК-1.— «Измерительная техника», 1956, № 2, с. 16—20.
3. Гордов А. Н., Киренков И. И., Лапина Э. А. Сличение ламп по цветовым температурам фотоэлектрическим методом.— «Труды ВНИИМ», вып. 35 (95), 1958, М.—Л., Стандартгиз, с. 27—36.
4. Киренков И. И., Ковалевский В. А., Крахмальникова Г. А. Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом.— «Измерительная техника», 1960, № 2, с. 70—73.
5. Крахмальникова Г. А., Киренков И. И. Спектропирометрическая установка ВНИИМ.— «Измерительная техника», 1962, № 5, с. 18—19.
6. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения шкалы фотоэлектрическим методом.— «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), 1963, с. 30—46.
7. Киренков И. И., Королева Е. А., Крахмальникова Г. А., Ошарина Л. И., Угольников В. И. Новый эталонный спектропирометр. Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), 1969, с. 24—33.
8. Крахмальникова Г. А. Построение шкалы температур фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. Труды институтов Комитета, вып. 71 (131), 1963, М.—Л., Стандартгиз, с. 46—62.
9. Lee R. D. Some results and problems in calibrating the NBS photoelectric pyrometer of 1961. Comité International des Poids et Mesures, Comité Consultatif of Thermometrie, 1962, Session 6, pp. 79—89.
10. Lee R. D. The NBS photoelectric pyrometer and its use in realizing the International practical temperature scale above 1063°C.— «Metrologia», 1966, N 4, pp. 150—162.
11. Kunz H. Über ein photoelektrisches Normal pyrometer mit quasikonstanter Empfängerempfindlichkeit und Sektorschwächung. Diss. «Technische Hochschule», 1967, Hannover, 220 p.
12. Kunz H. Zur Darstellung der Temperaturskala mit photoelektrischen Gleichlichtpyrometer.— «Metrologia», 1969, N 3, pp. 88—102.
13. Kunz H. Die Internationale Praktische Temperaturskala und ihre Darstellung durch sekundäre Strahlungsnormale im Bereich von 1337,58 K bis 4000 K. Vortrag 1/1 bei der Europäischen Konferenz über thermophysikalische Eigenschaften von festen Stoffen bei hohen Temperaturen, 1968, Baden-Baden, pp. 175—205.
14. Quinn T. J., Ford M. C. On the use of the NPL photoelectric pyrometer to establish the temperature scale above the gold point (1063°C).— «Proc. roy. Soc. A.», 1969, 312, N 1508, pp. 31—50.
15. Quinn T. J. The use of blackbody lamps of the vacuum type for the comparison of radiation scales of temperature NPL. Comité International des Poids et Mesures, Comité Consultatif of Thermometrie, 1966, Session 7, pp. 79—83.
16. Quinn T. J., Barber C. R. A lamp as reproducible source of near black-body radiation for precise pyrometry up to 2700°C.— «Metrologia», 1967, v. 3, N 1, pp. 19—22.
17. Ruffino G. Il pirometro fotoelettrico campione dell'Istituto Termometrico Italiano.— «Ricerche di Termotecnica», Roma, 1967, N 17, pp. 44—47.
18. Perissi R., Ricolfi T., Lanza F. Realisation of the international practical temperature scale above the gold point. Temperature, its measurement and control in science and industry, 1972, v. 4, part 1, Pittsburgh: Instrument Soc. of Amer., pp. 570—615.
19. Ruffino G. Precision Temperature Measurement above 1063°C through optical Pyrometry. «Ricerche di Termotecnica», Roma, 1967, n. 17, pp. 34—38.
20. Middlehurst J., Jones T. P. Photoelectric optical pyrometer. Australia.— «J. Sci. Inst.», 1961, v. 38, N 3, pp. 202—204.

21. Jones T. P. On the accuracy of realization of the international temperature scale above 1063° C. Australia — "J. Appl. Sci.", 1961, 12, N 2, pp. 141—155.

22. Minory Mizato. Photoelectric pyrometer as working standard of calibration. Report of the National Research Laboratory of Metrology, Japan, 1969, v. 18, N 1 (n. 50), pp. 1—10.

23. Négro G. Matérialisation de l'Echelle Internationale Ratique de Température au delà de 1337,58 K. Bulletin d'information du Bureau National de Métrologie, Paris, Juillet, 1974, n. 17, pp. 23—28.

24. Финкельштейн В. Е., Старунов И. Г. Образцовый инфракрасный пирометр. — «Измерительная техника», 1960, 1, с. 28—30.

25. Кисель А. Н., Финкельштейн В. Е. Новый спектрокомпаратор для передачи температурной шкалы. — «Измерительная техника», 1971, 9, с. 47—48.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

УДК 536.531.088

А. Х. ФАЙНС, И. С. ГАБРИЛОВА
ВНИИМ

ПОГРЕШНОСТИ ГРАДУИРОВКИ ТЕРМОМЕТРОВ В РЕПЕРНЫХ ТОЧКАХ

Платиновые термометры сопротивления являются наиболее точными из всех существующих термометров. Они применяются в качестве эталонных термометров и рабочих эталонов.

Погрешности эталонных термометров можно разделить на две группы: 1) погрешности, зависящие от самих термометров, прежде всего от их стабильности в условиях эксплуатации эталона, от характера нестабильностей и возможностей их учета, от индивидуальных отклонений от стандартной интерполяционной кривой; 2) погрешности градуировки, зависящие от градуировочной аппаратуры и режима (методики) градуировки.

Рассмотрим погрешности градуировки эталонных термометров сопротивления в диапазоне от 0 до 1064,43° C.

Погрешности, связанные со свойствами термометра и измерительной цепи

С эталонными термометрами применяются потенциометры типа Р348 класса 0,002 и образцовые катушки сопротивления первого разряда. При градуировке термометров относительная погрешность не должна превышать $4 \cdot 10^{-7}$, что соответствует в температурном эквиваленте 0,0001 К (при $t = -0^\circ$ C). Потенциометр Р348 имеет относительную погрешность 0,002% (в температурном эквиваленте 0,005—0,012 К). При тщательной подстройке, которая проводится не реже двух раз в год, этот потенциометр позволяет значительно уменьшить погрешность измерения сопротивления, которая определяется, в основном, погрешностью от старения сопротивлений и влиянием изменения температуры окружающей среды при эксплуатации; поправки сводятся к минимуму тщательной подстройкой установочных сопротивлений.

Как видно из табл. 1, абсолютные значения поправок для потенциометра после подстройки оказались меньше допустимых.

Удвоенное среднее квадратическое значение отношения наблюдаемых поправок и допустимых (для вероятности 0,95) составляет 0,077. С учетом этого коэффициента будем иметь следующие погрешности (в К).

для термометров		
в тройной точке воды	0,0004
в точке затвердевания олова	0,0008
» » » цинка	0,0010
» » » сурьмы	0,0012

для ВТС (0,6 Ом)

в точке затвердевания цинка	0,0008
» » » сурьмы	0,0010
» » » серебра	0,0012
» » » золота	0,0013

Эти погрешности носят случайный характер. Изменение погрешности декад потенциометра в промежутках между подстройками требует проведения отдельного эксперимента. Для конкретного потенциометра эта погрешность является систематической с неизвестным знаком, ее следует считать неисключенным остатком систематической погрешности.

Таблица 1

№ ступени декады	Поправки 1-й декады потенциометра № 1521, мкВ				Допустимые поправки Р348
	градуировка 5/VI—1974		градуировка 20/II—1975		
	поправки, полученные при самоповерке	отношение наблюдаемой поправки к допустимой	поправки, полученные при самоповерке	отношение наблюдаемой поправки к допустимой	
1	-0,003	0,0125	-0,008	0,0333	+0,24
2	-0,006	0,0137	-0,016	0,0370	0,44
3	0,041	0,0625	-0,064	0,1000	0,64
4	0,018	0,0213	-0,052	0,0625	0,84
5	0,005	0,0048	-0,050	0,0476	1,04
6	0,052	0,0417	0,002	0,0016	1,24
7	0,019	0,0132	0,024	0,0167	1,44
8	0,066	0,0400	-0,004	0,0024	1,64
9	0,103	0,0588	-0,032	0,0172	1,84
10	0,080	0,0385	-0,010	0,0049	2,04
11	0,057	0,0250	0,022	0,0088	2,24
12	0,074	0,0363	0,004	0,0016	2,44

Стабильность рабочего тока, проходящего через термометр и образцовую катушку, определяется, в основном, стабильностью катушки и источников питания.

Образцовые катушки номинальным сопротивлением 10 Ом аттестуются с погрешностью 0,00002%. Результаты ежегодной поверки, например, катушки № 001809 приведены в табл. 2.

Таблица 2

Дата градуировки	Сопротивление образцовой катушки, Ом	Разность сопротивлений по годам, Δб. Ом	Дата градуировки	Сопротивление образцовой катушки, Ом	Разность сопротивлений по годам, Δб. Ом
1965	9,99927	0,00001	1970	9,99925	0,00003
1966	9,99928		1971	9,99928	
1967	9,99928	0,00000	1973	9,99925	-0,00003
1968	9,99928		1974	9,99926	0,00013
1969	9,99927	-0,00001	1975	9,99925	-0,00012
		-0,00002			

Как видно из табл. 2, средняя разность отклонений градуировки катушки по годам при 2σ не превышает $\pm 0,001$ К. При работе с высокотемпературными термометрами сопротивления (ВТС) с катушкой № 000676 номинальным сопротивлением 1 Ом при 2σ получим погрешность, не превышающую $\pm 0,0003$ К, которая также носит характер систематических с неизвестным знаком.

Питание электрических цепей потенциометра Р348 осуществляется от батарей типа «Бакен», стабильность которых, определенная экспериментально, составляет 0,001% в течение 40 мин. Этого времени достаточно для измерения температуры затвердевания эталонным термометром. За две минуты (время, достаточное для установки рабочих токов в цепях потенциометра и снятия одного отсчета), погрешность в температурном эквиваленте уменьшается до 0,0001 К.

Таким образом, при обязательном условии установки рабочего тока при каждом отсчете при применении батарей типа «Бакен» случайная погрешность от стабильности источника питания сводится к минимуму и не превышает $\pm 0,0001$ К. Однако установка рабочего тока перед каждым отсчетом увеличивает длительность измерения. Поэтому в дальнейшем необходимо применять источники напряжения с большей стабильностью, например, источник питания П-36 со стабильностью около 0,0004% за 7 ч.

Стабилизация температуры потенциометра и образцовой катушки во время измерений в термостатном помещении обеспечивается в пределах $\pm 0,5^\circ\text{C}$ от температуры, при которой производилась калибровка и самопроверка потенциометра. Температура катушки при измерениях определяется с погрешностью $\pm 0,01^\circ\text{C}$.

Определить температурную погрешность потенциометра расчетным путем чрезвычайно затруднительно, так как изменения сопротивления отдельных катушек и их взаимное влияние достаточно точному расчету не поддается. При экспериментальном определении погрешности необходимо тщательное поддержание температуры установки.

Влияние изменения сопротивления катушки от температуры 20°C на величину $0,01^\circ\text{C}$ при вычислениях по соответствующим формулам ее свидетельства дает в температурном эквиваленте для 10-омной катушки — $0,00002^\circ\text{C}$, для катушки 1 Ом № 000676, $0,00005^\circ\text{C}$; эта погрешность носит случайный характер.

В связи с незначительным расстоянием термометра до потенциометра (не более 3—6 м) благодаря близости термостатных устройств к электронизмерительным установкам, хорошей изоляции и экранировке проводов, с учетом реверсирования при каждом отсчете, по-видимому, можно не учитывать погрешность, вызываемую электромагнитными наводками от линии. В статье делаются попытки экспериментально исследовать остаточные значения этих погрешностей.

Погрешность, вызванная шунтирующим влиянием изоляции каркаса термометра, может быть приближенно вычислена по формуле [1]

$$\Delta R_t = \frac{R_t^2}{R_{\text{ш}}}$$

где R_t — сопротивление термометра; $R_{\text{ш}}$ — электрическое сопротивление изоляции каркаса.

Вычисленные погрешности для разных термометров и реперных точек, полученные на основании одного эксперимента, приведены в табл. 3.

При определении сопротивления каркаса в специально изготовленном образце термометра была разрезана (в нижней части) проволока чувствительного элемента. Сопротивление каркаса измерялось с помощью тераомметра при различных температурах. Результаты измерений (см. табл. 3) достаточно хорошо согласуются с литературными данными [1].

Как видно, погрешности, обусловленные утечками через электронизоляцию каркаса термометра, пренебрежимо малы (по крайней мере на порядок меньше других составляющих погрешности).

Погрешности, обусловленные утечками через изоляцию термометра

Реперная точка	Сопротивление каркаса термометра, Ом	Погрешность, Δt , °С		
		10 Ом	25 Ом	0,6 Ом
Тройная точка воды	$1 \cdot 10^{10}$	—	—	—
Точка затвердевания олова	$6 \cdot 10^9$	—	—	—
» » цинка	$1 \cdot 10^9$	—	—	—
» » сурьмы	$1 \cdot 10^8$	0,00002	0,00035	0,00001
» » серебра	$1 \cdot 10^7$	—	—	0,0002
» » золота	$5 \cdot 10^6$	—	—	0,0004

Погрешность, обусловленная паразитными э. д. с., возникающими в контактах рабочей цепи потенциометра, выявляется путем измерения при прямом и обратном направлениях измерительного тока. Суммарное значение паразитной э. д. с. определяется конструкцией термометра (в первую очередь его головок), качеством переключателя направления тока и другими контактами рабочей цепи.

Конструкция головок термометров предусматривает применение алюминиевых колпачков, которые выравнивают температуры внутри головок термометров. Под колпачками находятся четыре контакта, близко расположенные друг к другу на одной высоте, вследствие чего дополнительная э. д. с., возникающая в контактах головки (пара медь—платина), незначительна.

Градуировка 25-омного термометра № 02 в тройной точке воды показала, что стабильность разности сопротивлений при прямом и обратном токе, при $2\sigma = 2 \cdot 10^{-3}$ Ом в температурном эквиваленте составляет 0,0002 К. Эта погрешность носит случайный характер. Для других реперных точек термометров номинальных сопротивлений, а именно: для 25-омных термометров — 0,0002 К, для ВТС (0,6 Ом) при измерительном токе 12 мА — 0,0015 К.

Измерительный ток, проходящий через чувствительный элемент термометра, перегревает его относительно температуры реперной точки. Величина этого перегрева зависит от теплоотвода от чувствительного элемента и от теплового потока по стержню термометра. Из-за неопределенности и непостоянства теплоотвода от чувствительного элемента в разных реперных точках, вызываемого, в первую очередь, различием в величине тепловых сопротивлений между чувствительным элементом термометра и зоной затвердевания металла в реперной точке затруднительно теоретически определить величину поправки на перегрев термометра.

По-видимому, наиболее приемлема градуировка термометров с пересчетом результата на «нулевой» ток при использовании двух значений измерительного тока.

Потенциометр Р348 позволяет использовать токи 2 и 1 мА при достаточной чувствительности. Это требует измерений в процессе затвердевания при двух токах. Рассмотрение разности сопротивлений термометров, полученных при двух измерительных токах в реперных точках, дает стабильность этой разности при 2σ в пределах $\pm 0,0002$ К, эта величина является случайной погрешностью.

Используя данные градуировки термометров, пересчитанные на «нулевой» ток, можно сравнивать результаты, полученные при работе в относительно разных условиях (например, на разных установках для воспроизведения одной и той же реперной точки).

Платиновые термометры сопротивления, применяемые для эталонных работ, имеют оболочки из прозрачного кварца. Как показано в работе [2], большая часть потерь тепла при температуре выше 400°С вдоль оболочки происходит за счет излучения в стенках оболочки, играющей роль светопро-

вода. Погрешность от этого в точке олова ничтожна, а в точке цинка может дойти до 0,001 К. Однако для термометров новых конструкций [3], имеющих матированные поверхности оболочки, отвод тепла от зоны чувствительного элемента практически исключается*.

Погрешности, обусловленные свойствами реперной точки

Наличие градиента температур по высоте и диаметру рабочего пространства термостата, а также непостоянство этого градиента во времени приводит к переменной скорости движения фронта затвердевания в различных зонах металла в тигле. Количественные оценки требований к значениям температуры на наружной поверхности тигля во время квазистационарного процесса затвердевания металла чрезвычайно затруднительны.

Температурный градиент может быть приближенно вычислен следующим образом. Обозначим через Δt перепад температур между температурой затвердевания металла $t_{\text{зат}}$ и температурой в рабочем пространстве термостата $t_{\text{раб}}$, т. е.

$$\Delta t = t_{\text{зат}} - t_{\text{раб}}.$$

Установлено, что наиболее благоприятные Δt для олова — 4°С, цинка — 5°С, сурьмы — 8°С, серебра — 10°С, золота — 10°С.

Скорость движения фронта затвердевания пропорциональна потоку тепла с единицы площади боковой поверхности образца металла, следовательно, и Δt . Таким образом, искривление формы фронта затвердевания будет определяться постоянством Δt в каждый момент времени во всех зонах поверхности образца. Затвердевание закончится в некоторых частях тигля на 3—10 мин. раньше, чем в других, если допустить изменения скорости движения фронта затвердевания на 10%. Так как общая продолжительность затвердевания составит от 30 до 100 мин, то и Δt , по-видимому, может быть постоянным в пределах также 10%, т. е. будем иметь для: олова $\pm 0,4^\circ\text{C}$, цинка $\pm 0,5^\circ\text{C}$, сурьмы $\pm 0,8^\circ\text{C}$, серебра $\pm 1^\circ\text{C}$, золота $\pm 1^\circ\text{C}$. Следовательно, применяемые во ВНИИМ тигли высотой 220 мм допускают градиенты температур в рабочем пространстве для олова — 1,6 К·м⁻¹, цинка — 2,0 К·м⁻¹, сурьмы — 3,2 К·м⁻¹, серебра — 4,0 К·м⁻¹, золота — 4,0 К·м⁻¹.

Термостатные установки для воспроизведения реперных точек первичного эталона кельвина обеспечивают практически для олова градиент менее 0,15 К·м⁻¹, для цинка — 1,0 К·м⁻¹, для сурьмы, серебра и золота — 2,5 К·м⁻¹. Эти градиенты периодически контролируются (для сурьмы, серебра и золота перед каждым экспериментом) и сохраняются в указанных пределах.

Характер кривых затвердевания при осуществлении реперных точек и длительность «площадок» затвердевания подтверждает воспроизводимость этих параметров при осуществлении экспериментов на каждой термостатной установке в течение длительного времени. Учитывая приведенные выше свойства термостатов, можно предполагать, что погрешности, обусловленные градиентами температур в реперных точках, применяемых в настоящее время во ВНИИМ, могут считаться пренебрежимо малыми.

Глубина погружения средней части чувствительного элемента термометра сопротивления в жидкий металл тиглей, применяемых при воспроизведении реперных точек эталона температуры равна, приблизительно, 140 мм. В этом случае отклонение температуры затвердевания от ее значения, соответствующего нормальному атмосферному давлению, составит величины, приведенные в табл. 4. При градуировке термометров имеется возможность внесения соответствующих поправок.

* В статье А. А. Раскина и А. Х. Фаиса (см. настоящий сборник, стр. 54) приведены результаты вычислений отвода тепла по оболочке термометра, выполненные с учетом матирования оболочки термометра. Полученные по этой методике погрешности не превышают 0,0001°С и тем самым подтверждается их малое влияние на суммарную погрешность.

Таблица 4

Металл	Температура застывания при нормальном атмосферном давлении, °С	Коэффициент давления *, К/Ом	Повышение температуры застывания на глубине 140 мм, К
Олово	231,9681	+0,000022	$3 \cdot 10^{-4}$
Цинк	419,5800	+0,000027	$4 \cdot 10^{-4}$
Сурьма	630,7400	+0,000005	$1 \cdot 10^{-4}$

* По данным Положения о МПТШ-68.

К посторонним примесям в металле реперной точки следует отнести остатки, неудаленные при очистке, и примеси, попадающие в образец металла при эксплуатации реперной точки.

Значительные трудности представляют определение влияния большой группы различных загрязнений, суммарное количество которых может находиться в пределах 0,003—0,0001% по весу. Поэтому единственным способом исключить влияние примесей на воспроизведение температур реперных точек является применение образцов металлов такой чистоты, которые заводом обеспечивают необходимую для каждой реперной точки точность (надежных данных о количестве, видах и соотношении примесей, допускаемых в металле

Таблица 5

Реферные точки	Температура застывания, °С	Максимальное допустимое отклонение, К
Олово	231,9681	0,00005
Цинк	419,5800	0,00010
Сурьма	630,7400	0,00050
Серебро	961,9300	0,00100
Золото	1064,4300	0,00100

Таблица 6

Металл	Температура застывания при нормальном атмосферном давлении, °С	Коэффициент давления *, К/атм	Отклонение температуры застывания, °С
Олово	231,9681	+0,00330	$\pm 0,00017$
Цинк	419,5800	+0,00430	$\pm 0,00022$
Сурьма	630,7400	+0,00085	$\pm 0,00004$

* По данным Положения об МПТШ-68.

реперной точки, не имеется). В табл. 5 приведены данные максимального допустимого отклонения температуры реперной точки от действительной.

Данные соответствуют требованиям положения об МПТШ-68 и практике воспроизведения реперных точек во ВНИИМ.

Контроль за сохранением необходимой чистоты металла реперной точки в течение всего периода эксплуатации производится с помощью группы эталонных термометров по методике, предусмотренной правилами хранения эталона. Эта методика позволяет обнаруживать отклонения от температуры затвердевания, превышающие указанные в табл. 5. При этом рассматривается колебание значения при измерениях в продолжении «площадки» затвердевания и общий наклон участка кривой затвердевания. Появление участков за-

Таблица 7

Суммарные погрешности градуировки эталонных термометров в реперных точках

Составляющие погрешности		Погрешности в реперных точках, мК																		
		тройная точка воды	точка затвердевания олова	точка затвердевания цинка	точка затвердевания сурьмы	точка затвердевания серебра	точка затвердевания золота													
		Номинальное сопротивление термометров, Ом																		
		10	25	10	25	10	25	0,6	10	25	0,6	0,6	0,6							
Систематические погрешности с известным знаком	погрешности подстройки потенциометра	0,4	0,8	1,0	0,8	1,2	1,0	1,2	1,0	1,2	1,3									
	погрешности стабильности рабочего тока	1	1	1	0,3	1	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3									
Случайные погрешности	температурные погрешности образцовой катушки	—	—	—	0,1	—	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1									
	погрешности, обусловленные паразитными э. д. с. и вариациями контактных сопротивлений в рабочей цепи потенциометра	0,2	0,2	0,2	1,5	0,2	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5									
	погрешности от перегрева термометра измерительным током	0,2	0,2	0,2	—	0,2	—	—	—	—	—									
Суммарная систематическая погрешность с известным знаком		1,1	1,3	1,4	0,9	1,5	1,0	1,2	1,0	1,2	1,3									
Суммарная случайная погрешность при вероятности 0,95 (2σ)			0,3		1,5	0,3				1,5										

твердевания, имеющих четкий наклон в сторону понижения температуры на величину, превышающую 0,001 К и продолжающихся более 30% от общего времени затвердевания, является основным критерием, позволяющим предполагать наличие загрязняющих примесей в металле реперной точки [4]. Однако надежной мерой исключения погрешности от загрязнений может служить только периодический анализ металла на малые примеси. Рассмотрим влияние изменения атмосферного давления на температуру фазового перехода. В условиях Ленинграда его изменение не превышает ± 5000 Па (менее 5% от номинального давления). В табл. 6 приведены отклонения (погрешность) температуры затвердевания от ее значения, соответствующего нормальному атмосферному давлению.

При градуировке термометров в случаях весьма сильных отклонений давления необходимо вводить соответствующие поправки.

На основании изложенного выше, приходим к выводу о том, что все рассмотренные погрешности могут быть разбиты на три группы: систематические с известным знаком (они могут быть компенсированы введенным соответствующих поправок); систематические с неизвестным знаком и случайные. К первой группе относятся погрешности, обусловленные гидростатическим давлением столба жидкого металла, и погрешности, обусловленные изменением атмосферного давления; ко второй — погрешности потенциометра и погрешности от нестабильности рабочего тока. К случайным погрешностям — температурные погрешности потенциометра и образцовой катушки, погрешности, обусловленные паразитным э. д. с. и вариацией контактных сопротивлений в рабочей цепи потенциометра, а также погрешности, обусловленные перегревом термометра измерительным током.

В табл. 7 приведены результаты суммирования рассмотренных выше погрешностей с учетом свойств каждой реперной точки и конструкции термометров.

Погрешности, не перечисленные, но рассмотренные в данной работе, а также погрешности, исследование которых не производилось в связи с их малой величиной или неопределенностью, в общем суммирование не включены. К ним следует отнести погрешности потенциометра, нарастающие в межповерочный период, температурные погрешности потенциометра, работающего в термостатном помещении, и погрешности от загрязнения металлов реперных точек в процессе их эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Curtis D. J., Thomas G. J. Long Terms stability and Performance of platinum Resistance Thermometers for use to 1063°C.— "Metrologia", 1968, v. 4, No. 4, Oktober, pp. 184—186.
2. Фаис А. X. К расчету процесса теплообмена при осуществлении постоянных точек МПТШ.— Труды ВНИИМ, вып. 105(165), 1969, с. 14—17.
3. Гаврилова И. С., Чекулаев В. П., Цырлина И. Г. Разработка, изготовление и аттестация платиновых термометров сопротивления новой конструкции.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 171(231), 1975, с. 51—54.
4. Furukawa G. T. Investigation of Freezing Temperatures of National Bureau of Standards Aluminum Standards.— "Journal of research of the National Bureau of Standards", 1974, v. 28-A, No. 4, pp. 477—495.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

НЕКОТОРЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ В ПИРОМЕТРИИ

В оптической пирометрии расчеты температурных шкал базируются на законе Планка для монохроматического излучения. Так как создать строго монохроматический пирометр и пирометр, регистрирующий весь интегральный поток невозможно, то все пирометры используют определенный спектральный интервал теплового излучения, т. е. они являются приборами частичного излучения. Для простоты расчетов температурных шкал отношение интегральных потоков в таких пирометрах обычно заменяется отношением монохроматических излучений с определенной эффективной длиной волны.

Эффективная длина волны пирометра вычисляется по известной аппаратной функции прибора. У приборов, использующих узкий спектральный интервал, эффективная длина волны незначительно меняется с изменением пределов экстраполяции температуры. Но для приборов, использующих широкий спектральный интервал, необходим расчет эффективной длины волны для каждого нового пределов экстраполяции.

Вместо таких расчетов для этих пирометров можно непосредственно вычислить температурную шкалу из интегральных соотношений. При расчетах удобнее всего использовать ЭВМ. Ниже приводятся некоторые интегральные соотношения и намечены пути их решения.

Одной из задач пирометрии является подбор поглощающих светофильтров, позволяющих распространять температурную шкалу пирометра на область высоких температур. Такая шкала может быть рассчитана из равенства потоков излучения черного тела, прошедшего через поглощающий фильтр и без фильтра:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_1) \tau(\lambda) \omega(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_2) \omega(\lambda) d\lambda. \quad (1)$$

Здесь $I(\lambda, T)$ — функция Планка; $\omega(\lambda)$ — аппаратная функция пирометра, зависящая от спектральной чувствительности приемника излучения и пропускания оптической системы пирометра; $\tau(\lambda)$ — спектральный коэффициент пропускания поглощающего фильтра; T_2 — известная низкая температура; T_1 — искомая высокая температура.

Для удобства анализа и решения перепишем уравнение (1) следующим образом, раскрыв функцию Планка

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \omega(\lambda) \left[\frac{\tau(\lambda)}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_1}\right) - 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_2}\right) - 1} \right] d\lambda = F(T) = 0. \quad (2)$$

Расчет температурной шкалы пирометра сводится к нахождению такого значения T_1 , при котором интеграл $F(T)$ в уравнении (2) обращается в нуль при заданном значении T_2 .

В общем случае при любом характере спектральной зависимости $\tau(\lambda)$ для любого рабочего спектрального интервала пирометра и при условиях, требующих применения формулы Планка, т. е. при больших значениях λT , искомая температура T_1 может быть определена из уравнения (2) численным методом. Численное решение уравнения удобно выполнять комбинированным методом (метод хорд и метод касательных) [1]. За границы интервала возможных значений T_1 можно принять $T_0 = T_2$ и $T_3 = nT_2$ (где n — некоторое число, большее единицы). Метод хорд и касательных проиллюстри-

рован на рис. 1. Вначале при $T_1 = T_2$ из уравнения (2) находится значение интеграла F , соответствующее точке a . При этом F всегда отрицателен, так как $\tau < 1$. Функция $\omega(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$ задаются таблицами. Затем определяется точка b , соответствующая $T_1 = 2T_2$. Точка a и b соединяются хордой, после чего путем подстановки значения T_1' в интеграл F определяется точка c . Практически процесс вычисления осуществляют без геометрических построений, а значение T_1' находят численно из подобия треугольников $\Delta T_2 a T_1'$ и $\Delta T_2 b T_1'$. Из точки b проводится касательная, с помощью которой и определяется точка f . Температура T_1'' определяется также по методу Ньютона из выражения

$$T_b - T_1'' = -F(T_b) / \frac{dF(T_b)}{dT}$$

Разность температур T_1' и T_1'' соответствует первому приближению, а корень уравнения $F(T) = 0$ находится в этом промежутке. Далее расчет продолжается аналогичным образом до заданного значения погрешности

$$\frac{T_n'' - T_n'}{T_n'} = \delta.$$

Отработку программы для машинного счета на ЭВМ производили для кремниевоего фотодиода и для поглощающего фильтра, удовлетворяющего критерию Фуга

$$\tau = \exp\left(-\frac{a}{\lambda}\right)$$

или

$$\lambda \ln \tau(\lambda) = \text{const} = A,$$

где A — пиromетрическое ослабление; $a = A c_2$; c_2 — постоянная закона Планка.

В области приближения Вина

$$\frac{A}{c_2} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \tau = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}. \quad (3)$$

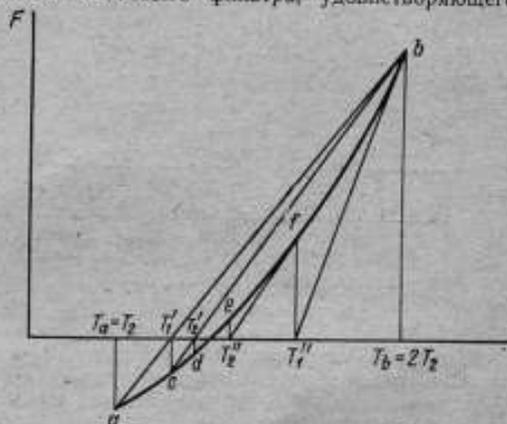


Рис. 1. Комбинированный метод численного решения уравнения (2).

При $T_2 = 1173$ К и при кремниевом приемнике выполняется приближение Вина. При этом контрольное значение температуры T_1 может быть точно вычислено по выражению (3). Для погрешности счета $\delta = 0,01\%$ достаточно спектральную область интеграла (2) разбить на 30 частей. Машинное время для вычисления одного значения T_1 составляет 4 мин для машины М-222.

Рассмотренная методика расчета может быть применена не только для определения температурной шкалы пиromетра с произвольным фильтром, но и для вычисления истинной температуры объекта при измерении его яркостной температуры пиromетром, использующим широкий спектральный интервал. В этом случае $\tau(\lambda)$ в уравнении (2) следует заменить на $\epsilon(\lambda)$ — коэффициент черноты измеряемого объекта. Рассмотрим два примера расчета истинной температуры объектов при известной яркостной температуре для двух спектральных характеристик аппаратной функции пиromетра.

Как известно, пиromетры, использующие широкие спектральные интервалы и имеющие некоторый спектральный разброс аппаратных функций,

будут давать различные показания яркостной температуры при измерении температуры нечерных тел, т. е. реальных объектов. Ниже приводится расчет показаний пирометров с двумя различными спектральными характеристиками (рис. 2) приемников излучения (кремниевые фотодиоды). Излучающим объектом был принят вольфрам, закрытый стеклом (температурная лампа). Результаты расчета для одной и той же яркостной температуры $T_1 = 1173$ К показывают, что для приемников с длиной волны в максимуме $\lambda_m = 0,947$ мкм необходимо иметь истинную температуру вольфрама $T_1 = 1512,5$ К, а для $\lambda_m = 0,8$ мкм $T_1 = 1498,0$ К.

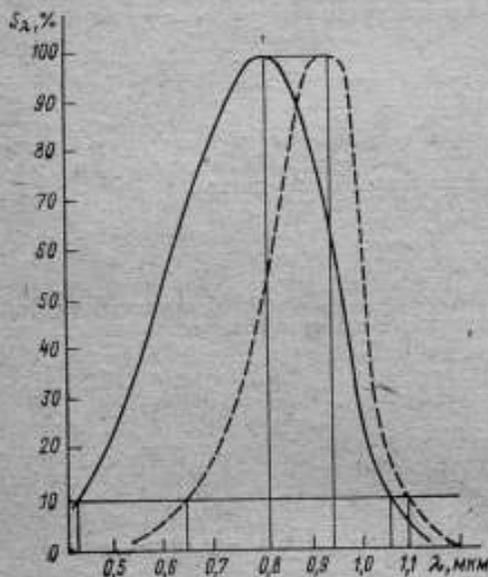


Рис. 2. Спектральные характеристики приемника излучения.

спектральных характеристик приемников (рис. 2) могут быть проградуированы по ламповой модели «черного тела».

При расчете температурной шкалы пирометра по уравнению (2) возникает вопрос о точности экспериментального определения аппаратной функции пирометра $\psi(\lambda)$. При этом достаточно знать относительное распределение аппаратной функции, так как постоянное фиксированное значение аппаратной функции, к которой относятся измерения, может быть вынесено за знак интеграла (2). Требования к точности определения $\psi(\lambda)$ возрастают с уменьшением пропускания фильтра $\tau(\lambda)$ или уменьшением коэффициента черноты

Таким образом, истинная температура вольфрама в рассматриваемом примере отличается примерно на 1% для различных аппаратных функций пирометров.

Для указанных фотодиодов была вычислена истинная температура «серых» объектов, имеющих различные коэффициенты черноты $\epsilon = 0,6; 0,8; 0,9$. При этом яркостная температура пирометра была принята постоянной ($T_2 = 1373$ К). Результаты расчета представлены в таблице.

В пирометрии излучения начинают применяться ламповые модели «черных тел», которые по своим излучательным характеристикам близки к «серому телу» с коэффициентом черноты $\epsilon = 0,8-0,9$. Числовые значения ΔT (см. таблицу) показывают, что технические пирометры частичного излучения с широким разбросом

Значения истинной температуры T_1 «серого тела» при яркостной температуре пирометра, равной 1373 К

ϵ	$(\lambda_m = 0,8 \text{ мкм})$	$(\lambda_m = 0,947 \text{ мкм})$	$\Delta T, \text{ К}$
0,6	1435,0	1439,6	4,6
0,8	1399,5	1401,4	1,9
0,9	1385,4	1386,2	0,8

измеряемого объекта. Величины погрешностей (в градусах) для рассмотренных характеристик приемников (см. рис. 2) указаны в приведенных примерах расчета. Таким образом, предлагаемая методика расчета температурной шкалы пирометра с использованием ЭВМ может быть с успехом применена для тех случаев, когда целесообразен расчет с применением эффективной длины волны, т. е. для пирометров, работающих в широком спектральном интервале.

При градуировке оптических пирометров часто в качестве образцового источника используются температурные лампы с вольфрамовой лентой накала. Если эффективная длина волны рабочего пирометра отличается от эффективной длины волны образцового или эталонного пирометра, по которому производилась аттестация температурной лампы, то в показаниях пирометра необходимо вводить поправку, обусловленную различием эффективных длин волн.

Для пирометров, работающих в широком спектральном интервале, яркостная температура может быть непосредственно вычислена в том случае, когда спектральные интервалы и аппаратные функции рабочего и образцового пирометров значительно отличаются. При этом имеем два интегральных соотношения, подобных (1),

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_1) \varepsilon(\lambda, T_1) \omega_1(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_2') \omega_1(\lambda) d\lambda; \quad (4)$$

$$\int_{\lambda_0}^{\lambda_4} I(\lambda, T_1) \varepsilon(\lambda, T_1) \omega_2(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_0}^{\lambda_4} I(\lambda, T_2'') \omega_2(\lambda) d\lambda. \quad (5)$$

Здесь T_1 — истинная температура вольфрамовой ленты; ε — коэффициент черноты вольфрама; ω_1 и ω_2 — аппаратные функции соответственно образцового и рабочего пирометров; T_2' — яркостная температура лампы, соответствующая свидетельству (при градуировании по черному телу на образцовом пирометре); T_2'' — яркостная температура, приписываемая градуируемому пирометру.

Уравнение (4) решается аналогично уравнению (1), при этом определяется истинная температура вольфрамовой ленты T_1 . Затем по уравнению (5) и известной температуре T_1 определяется яркостная температура рабочего пирометра T_2 . При решении уравнения (5) за границы интервала возможных значений T_2'' можно принять $T_2 = T_1$ и $T_2 = \frac{1}{n} T_1$ (где n — целое число, большее единицы). Далее расчет производится по аналогии с предыдущим.

В рассмотренных уравнениях аппаратные функции, входящие в левый и правый интеграл, были одинаковы, обычно это имеет место в оптической пирометрии. Но при измерении яркостной температуры спектральных линий по источнику сплошного спектра эти функции различаются. Кроме спектральной чувствительности приемника излучения и пропускания оптической системы прибора, аппаратная функция для источника сплошного спектра определяется пропусканием монохроматора, а для спектральной линии — формой ее контура. Для монохроматора с различающимися входной и выходной щелями аппаратная функция имеет форму трапеции. Как указывалось ранее, для расчетов достаточно знать относительное распределение аппаратной функции. На рис. 3 графически изображены примерные функции контура линии и монохроматора, которые определяются экспериментально.

Равенство потоков излучения для линии и для сплошного спектра, выраженное через функцию Планка, можно записать следующим образом:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_1) \omega_2(\lambda) \omega_1(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_2) \omega_1(\lambda) d\lambda. \quad (6)$$

Здесь w_1 — аппаратная функция для сплошного спектра (например, от температурной лампы); w_2 — функция контура линии; T_1 — яркостная температура спектральной линии; T_2 — яркостная температура источника сравнения.

Для спектральной линии аппаратная функция монохроматора постоянна по длинам волн и равна единице, поэтому, раскрывая функцию Планка, уравнение (6) можно привести к виду (2). В этом случае $\tau = w_2/w_1$ — отношение функции контура линии к аппаратной функции пирометра. Таким образом, яркостная температура линии может быть рассчитана на ЭВМ по рассмотренной выше методике. Если входная и выходная щели монохроматора имеют существенно различные ширины, то аппаратную функцию монохроматора можно приближенно считать прямоугольной. Тогда из уравнения (2) можно получить приближенную формулу. Так, приравняв нулю выражение в квадратной скобке и заменяя формулу Планка на формулу Вина, будем иметь

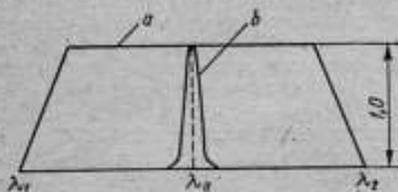


Рис. 3. Функция монохроматора (а) и спектральной линии (б).

$$\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} = \frac{\lambda_0}{c_2} \ln \left[\frac{1}{\tau} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda_0 T_2}} \right)^{-1} \right], \quad (7)$$

где τ — отношение площади контура линии к площади аппаратной функции монохроматора; λ_0 — длина волны центра спектральной линии.

В соответствии с положением о МПТШ температура выше точки затвердевания золота определяется по формуле

$$\frac{I(\lambda, T_1)}{I(\lambda, T_2)} = \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot 1337,58}\right) - 1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_1}\right) - 1}, \quad (8)$$

вытекающей из формулы Планка для равновесного излучения абсолютно черного тела. В этом выражении $I(\lambda, T_1)$ и $I(\lambda, T_2)$ — монохроматические интенсивности излучения (яркости) абсолютно черного тела для длины волны λ , температуры T_1 и температуры затвердевания золота — 1337,58 К.

Легко показать, что погрешность определения экстраполируемой температуры T_1 , связанная с отклонением ΔT_2 принятого значения температуры затвердевания золота от термодинамического значения, возрастает, т. е.

$$\Delta T_1 = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T_1}}\right) \Delta T_2. \quad (9)$$

Формула Планка позволяет измерить температуру, а следовательно, осуществить температурную шкалу и без опоры на температуру затвердевания золота. Таких способов осуществления температурной шкалы описано несколько. Так, в 1951 г. К. С. Вульфсон [2] показал, что измерение отношений спектральных интенсивностей при двух различных температурах черного тела в достаточно удаленных участках спектра позволяет однозначно определить температуру. В случае, когда одна длина волны лежит в области применимости приближенной формулы Вина, а вторая — в области приближения Рэлея—Джинса, получают простые расчетные формулы.

Область Рэлея—Джинса при умеренных температурах относится к радиоизлучению, поэтому практическое использование этого метода затрудни-

тельно. Значительно проще использовать области применимости формул Вина и Планка. При этом расчетные формулы также будут иметь простое аналитическое выражение. Исследование возможностей данного метода проведено в работе [3] с целью уточнения температуры затвердевания золота. Как видно из этой работы, основной частью суммарной погрешности определения температуры является погрешность измерения отношения спектральных интенсивностей в длинноволновой области спектра.

Для повышения точности определения температуры модели черного тела в работе [4] предлагается использовать информацию о температурной зависимости отношения спектральных интенсивностей в коротковолновой области и отношения интегральных потоков излучения во всей области спектра.

Возможен еще один способ измерения температуры черного тела и построения температурной шкалы. Если измерить отношение монохроматических потоков при длине волны λ_0 для двух значений температуры в области закона Вина и отношение потоков частичного излучения в области спектра от λ_1 до λ_2 для тех же температур, то можно получить два независимых уравнения для определения T_1 и T_2 .

$$x = \frac{\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_0 T_2}\right)}{\exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_0 T_1}\right)}; \quad y = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_2) \omega(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda, T_1) \omega(\lambda) d\lambda}. \quad (10)$$

Решая совместно эти уравнения, получим

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \omega(\lambda) \left[\frac{y}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_1}\right) - 1} - \frac{x \frac{\lambda_0}{\lambda}}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T_1}\right) - x \frac{\lambda_0}{\lambda}} \right] d\lambda = 0. \quad (11)$$

Для определения высокой температуры черного тела T_1 решение уравнения (11) можно произвести на ЭВМ; низкая температура T_2 находится из первого выражения (10). При этом способе построения температурной шкалы к качеству модели черного тела и спектральному диапазону приемника излучения предъявляются менее жесткие требования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демидов Б. П., Марон И. Д., Шувалов Э. З. Численные методы анализа. «Наука», М., 1967, 220 с. с ил.
2. Вульфсон К. С. Абсолютный метод измерения температуры черного тела. — ЖЭТФ, т. 21, вып. 4, 1951, с. 507—509.
3. Финкельштейн В. Е. О возможности построения температурной шкалы абсолютным оптическим методом. — «Измерительная техника», 1969, № 7, с. 44—46.
4. Катюк А. Ф., Ловинский Л. С., Самойлов Л. Н., Саприцкий В. И. Прецизионное измерение термодинамической температуры абсолютно черного тела. — «Измерительная техника», 1975, № 1, с. 46—47.

Поступила в редакцию 18/III — 1976 г.

ПОГРЕШНОСТИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ОТВОДОМ ТЕПЛА
ПРИ ГРАДУИРОВКЕ ЭТАЛОННЫХ ТЕРМОМЕТРОВ

При градуировке эталонных и образцовых термометров в реперных точках необходимо учитывать различные эффекты, снижающие точность измерений. Определенную роль при этом играет отвод тепла по стержню термометра, который ведет к несовпадению значения температуры чувствительного элемента термометра и температуры в зоне фазового перехода реперной точки. Изучению этой погрешности посвящен ряд исследований [1, 2]. В настоящей работе уточнены процессы теплообмена чувствительного элемента и вычислены значения погрешности при разных условиях. Применение ЭВМ при вычислениях позволило уменьшить количество упрощений, в частности, учесть влияние на величину искомой погрешности процессов теплообмена во всех зонах по длине термометра.

Была рассмотрена следующая модель, учитывающая особенности конструкции аппаратуры, используемой во ВНИИМ [3]:

1) термометр моделировался в виде тонкого стержня (одномерная задача), имеющего радиус r и длину $l_4 - l_1$ (рис. 1); l_4 равна длине термометра вместе с толщиной слоя затвердевшего металла на нижнем конце охранной пробирки; нижний конец термометра соответствует точке $x = l_1$;

2) стержень термометра разбивается на четыре участка I, II, III и IV, причем на II, III и IV участках происходит теплообмен, описываемый законом Ньютона, с коэффициентами $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ со средами, имеющими температуры $T_{ср2}, T_{ср3}, T_{ср4}$; на участке I теплообменом с окружающей средой пренебрегаем. (Здесь $T_{ср2}$ — температура расплавленного металла в тигле; $T_{ср3}$ — температура в рабочем пространстве печи; $T_{ср4}$ — комнатная температура). Участок I длиной l_1 соответствует слою затвердевшего металла на нижнем конце охранной пробирки, в которую заключен термометр; участок II длиной $l_2 - l_1$ соответствует тиглю; участок III длиной $l_3 - l_2$ соответствует части термометра от тигля до крышки печи; участок IV длиной $l_4 - l_3$ соответствует выступающей из печи части термометра.

Обозначим через $T_i(x)$ (где $i = 1, 2, 3, 4$) температуру в точке x на участках I, II, III и IV. Тогда стационарное распределение температуры на каждом из участков будет описываться уравнениями

$$\frac{\partial^2 T_i(x)}{\partial x^2} = \frac{2\alpha_i}{r\lambda_m} (T_i - T_{срi}) \quad i = 2, 3, 4 \quad (1)$$

и

$$\frac{\partial T_1(x)}{\partial x^2} = 0, \quad (2)$$

где λ_m — теплопроводность платиновой проволоки чувствительного элемента термометра.

Граничные условия будут иметь следующий вид:

$$T_4|_{x=l_4} = T_{вн}; \quad (3)$$

$$T_1|_{x=0} = T_{кр}; \quad (4)$$

$$T_4 = T_3|_{x=l_3}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_4}{\partial x} = \frac{\partial T_3}{\partial x} \Big|_{x=l_3}; \quad (6)$$

$$T_2 = T_B|_{x=l_2}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial x} = \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=l_2}; \quad (8)$$

$$-\lambda_B \frac{\partial T_1}{\partial x} = -\lambda_M \frac{\partial T_2}{\partial x} + Q\lambda|_{x=l_1}; \quad (9)$$

$$T_1|_{x=l_1} = T_2 + R_T \lambda_M \frac{\partial T_2}{\partial x}. \quad (10)$$

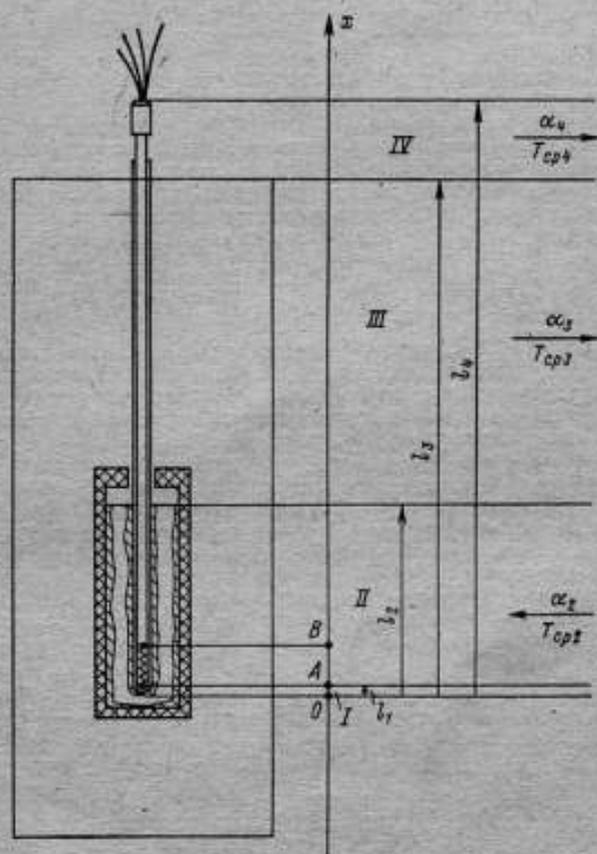


Рис. 1. Модель термометра

Смысл граничных условий (3) и (4) состоит в том, что температуры верхней и нижней точек равны соответственно температуре комнаты $T_{\text{к}}^{\text{н}}$ и температуре фазового перехода (кристаллизация) $T_{\text{кр}}$. Граничные условия (5), (6), (7), (8), есть естественные условия равенства температур и тепловых потоков на границах раздела участков III и II, II и I. Условие (9) получено путем упрощения соотношения, представляющего условие равенства

количества тепла, подведенного к границе раздела участков I и II в единицу времени, при пренебрежении влиянием воздушного зазора между кварцевой оболочкой и платиновой проволокой на продольные потоки тепла, т. е.

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_1}{\partial x} S_2 = -\lambda_m \frac{\partial T_2}{\partial x} S_1 - \lambda_{\text{кв}} \frac{\partial T_{\text{кв}}}{\partial x} (S_2 - S_1) + Q_{\lambda} (S_2 - S_1) |_{x=l_1}, \quad (11)$$

где S_1 — площадь поперечного сечения платиновой проволоки; S_2 — площадь поперечного сечения защитной пробирки.

Пренебрегая теплоотводом по пробирке из-за малости теплопроводности кварца и учитывая, что $S_2 \gg S_1$, получаем

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_1}{\partial x} = -\lambda_m \frac{\partial T_2}{\partial x} \left(\frac{S_1}{S_2} \right) + Q_{\lambda} |_{x=l_1}. \quad (12)$$

При использовании условия (9) вместо (12) могут получаться несколько заниженные значения погрешности Δt .

Условие (10) отражает наличие термического сопротивления R_T между нижней точкой чувствительного элемента и верхней границей слоя затвердевшего металла, обусловленного наличием слоев кварца и воздуха. Термическое сопротивление R_T вычисляется по формулам термического сопротивления многослойной стенки. Из-за этого термического сопротивления на границе участков I и II будет наблюдаться скачок температуры

$$R_T \lambda_m \frac{\partial T}{\partial x} |_{x=l_1}.$$

Таким образом, предлагаемая модель учитывает конкретную конструкцию и размеры печи, а также такие факторы, существенно влияющие на погрешность градуировки, как особенности теплообмена на каждом из участков термометрика; отвод тепла излучением по кварцевой пробирке; наличие воздушного зазора между охранной пробиркой и чувствительным элементом; наличие слоя затвердевшего металла на нижнем конце охранной пробирки и на ее боковой поверхности.

Более совершенной была бы двумерная модель, учитывающая радиальное распределение температуры в стержне термометра. В этом случае коэффициенты теплообмена α_2 , α_3 и α_4 вошли бы в граничные условия. Однако в силу малости радиуса чувствительного элемента (меньше 3 мм) градиентами температуры по его радиусу можно пренебречь и рассматривать одномерную модель, при этом коэффициенты теплообмена α_2 , α_3 и α_4 войдут в дифференциальные уравнения.

Решение уравнений (1) и (2) имеет вид

$$T_i = T_{\text{сп}i} + C_{1i} e^{-\sqrt{\beta_i}(l_4-x)} + C_{2i} e^{-\sqrt{\beta_i}x}; \quad i = 2, 3, 4 \quad (13)$$

$$T_1 = C_{11} + C_{21}x, \quad (14)$$

где

$$\beta_i = \frac{2\alpha_i}{r\lambda_m}.$$

После подстановки решений (13), (14) в граничные условия (3)–(10) получим систему линейных алгебраических уравнений для нахождения восьми неизвестных коэффициентов C_{1i} и C_{2i} ($i=1, 2, 3, 4$). Подставив найденные значения коэффициентов в (13), будем иметь распределение температуры вдоль стержня термометра на всех четырех участках.

Решение системы уравнений для нахождения коэффициентов C_{1i} и C_{2i} ($i=1, 2, 3, 4$) осуществлялось на ЭВМ М-222 при следующих значениях параметров (для точки затвердевания золота): 1) $l_1=10^{-2}$ м, $l_2=0,14$ м, $l_3=-0,4$ м, $l_4=0,5$ м — конкретные размеры конструкции для самого неблаго-

приятного случая установки термометра; 2) $T_{22} = T_{ср4} = 300$ К — комнатная температура; $T_{кр} = 1337$ К, $T_{ср2} = 1332$ К — температура в печи; $T_{ср2} = 1337$ К; 3) $r = 10^{-4}$ м — диаметр и $\lambda_M = 67$ Вт/(м·К) — теплопроводность платины, $\lambda_3 = 310$ Вт/(м·К) — теплопроводность золота; 4) коэффициенты теплообмена α_2 , α_3 и α_4 рассчитывались по общеизвестным из теории теплопередачи формулам с учетом того, что имеет место передача тепла теплопроводностью через кварцевую оболочку термометра, охранную пробирку и воздушные промежутки между ними, а также теплообмен излучением между окружающей средой и стержнем термометра. Составляющие коэффициентов α_2 , α_3 и α_4 , обусловленные теплопроводностью, вычислялись с помощью формул для сложной цилиндрической стенки, а составляющие, обусловленные излучением, — с учетом степени черноты платины и тел, с которыми платиновая проволока обменивается теплом посредством излучения, а также с учетом коэффициентов пропускания кварцевой оболочки и охранной пробирки из кварца. Так, например, коэффициент α_2 рассчитывался по формуле

$$\alpha_2 = \frac{2\pi}{\frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{r_1}{r_4} + \frac{1}{\lambda_{кв}} \cdot \frac{r_2}{r_3} + \frac{1}{\lambda_{в}} \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{1}{\lambda_{кв}} \ln \frac{r_4}{r_3} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{r_5}{r_4}} + \frac{4\sigma T_{ср}^3 \tau^2}{\frac{1}{\epsilon} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)},$$

где τ — пропускание кварца; F_1 , F_2 и ϵ_1 , ϵ_2 — площадь поверхности и степени черноты чувствительного элемента и излучающей поверхности границы раздела фаз; λ_2 , $\lambda_{кв}$ и λ_3 — коэффициенты теплопроводности воздуха, кварца и металла. Наличие слоя затвердевшего на стенках охранной пробирки металла учитывается членом $\frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{r_5}{r_4}$.

Для конкретного расчета были выбраны такие значения коэффициентов: $\alpha_2 = \alpha_3 = 28$ Вт/(м²·К); $\alpha_4 = 15$ Вт/(м²·К); эти коэффициенты теплообмена соответствуют самому неблагоприятному случаю установки термометра. Тепло-

вой поток вверх по кварцевой оболочке термометра $Q_{\lambda} = \frac{\epsilon_2 \sigma T_{кр}^4}{\pi} \psi$, где

$\frac{\epsilon_2 \sigma T_{кр}^4}{\pi}$ — тепловой поток, распространяющийся от площадки затвердевшего

металла единичной площадк в единице телесного угла в нормальном направлении. Только часть этого потока распространяется в телесном угле, под которым излучающая площадка «видит» сечение кварцевой оболочки горизонтальной плоскостью, проведенной там, где кончается матрировка оболочки, будет распространяться вверх по оболочке как по светопроводу. На рис. 2 заштрихована наибольшая возможная часть кольцевого сечения кварцевой оболочки, которую «видит» излучающая площадка затвердевшего металла.

Заштрихованную площадь можно вычислить по формуле

$$S' = \left\{ \arccos \frac{R_2}{R_1} [2R_2^2 - R_1^2] - R_1 \sqrt{R_2^2 - R_1^2} \right\}.$$

И, следовательно, телесный угол

$$\psi = \frac{S'}{\sqrt{R^2 + \frac{(R_2 - R_1)^2}{4}}}$$

где R_2 и R_1 — внешний и внутренний радиусы кварцевой оболочки; l — расстояние от нижнего конца оболочки до конца ее матированной части.

Таким образом, величина Q_{λ} при расчете получилась равной $13,4 \text{ Вт/м}^2$.

Для указанных выше конкретных значений параметров коэффициенты имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} c_{11} &= 1337 \text{ К}; & c_{21} &= -0,183 \text{ К/м}; \\ c_{12} &= -0,295 \cdot 10^{10} \text{ К}; & c_{22} &= -0,367 \cdot 10^{13} \text{ К}; \\ c_{13} &= -0,200 \cdot 10^{-3} \text{ К}; & c_{23} &= +0,905 \cdot 10^8 \text{ К}; \\ c_{14} &= -0,323 \cdot 10^{-4} \text{ К}; & c_{24} &= +0,109 \cdot 10^{11} \text{ К}. \end{aligned}$$

Чувствительный элемент в рассматриваемой модели — это участок AB длиной 4 см (см. рис. 1). Распределение температуры по длине чувствительного элемента имеет вид:

$$T_{AB}(x) = T_{\text{кр}} + c_{12} e^{-\sqrt{\beta_2}(l_1-x)} + c_{22} e^{-\sqrt{\beta_2}x} \quad (10^{-3} \text{ м} \leq x \leq 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}).$$

Это распределение температуры для I и II участков графически изображено на рис. 3.

Максимальное отклонение Δt_B температуры чувствительного элемента от температуры фазового перехода в точке B составляет $275 \cdot 10^{-6} \text{ К}$, минимальное отклонение в точке C при $x=1,88 \text{ см}$ составляет $\Delta t_C = 748 \cdot 10^{-7} \text{ К}$.

Среднее значение температуры чувствительного элемента

$$t = \frac{1}{l_B - l_1} \left[c_{12} \frac{e^{-\sqrt{\beta_2}(l_1-x)}}{\sqrt{\beta_2}} - \frac{c_{22}}{\sqrt{\beta_2}} e^{-\sqrt{\beta_2}x} \right]_{l_1}^{l_B}$$

где l_B — координата точки B конца чувствительного элемента. Отклонение средней температуры чувствительного элемента от температуры фазового перехода оказалось равным $0,000127 \text{ К}$.

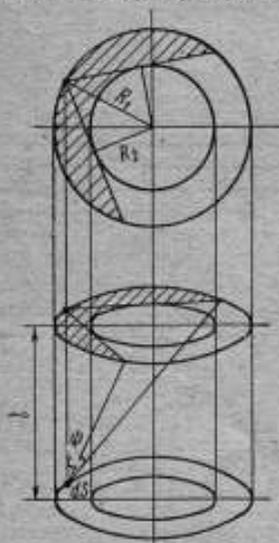


Рис. 2. К вычислению телесного угла

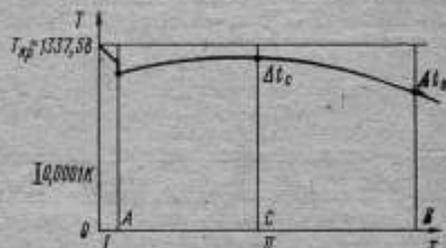


Рис. 3. Распределение температуры по длине термометра (участки I и II)

В процессе расчета значения параметров, влияющих на величину погрешности градуировки Δt , варьировались и было установлено, что абсолютная погрешность определения величины Δt не превышает $0,00008 \text{ К}$ (в точке золота). Параметры α_2 и α_3 варьировались в пределах от 5 до $50 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$; α_4 — от 5 до $40 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$; $T_{\text{ср}A}$ — от 15 до 26°С ; l_2 — глубина погружения термометра — от $0,1$ до $0,25 \text{ м}$; l_1 — толщина слоя затвердевшего металла — от $0,5 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$. Кроме того, измерение Q_{λ} от нуля (соответствует случаю «идеального матирования», когда полностью отсутствует теплоотвод излучением вверх по кварцевой оболочке термометра) до 30 Вт/м^2 , т. е. до

величины более, чем в два раза большей, чем рассчитанное значение Q_x при одинаковых значениях остальных параметров, приводит к изменению величины Δt от 0,000074 до 0,000277 К. Это дает основание прийти к выводу о том, что матирование действительно уменьшает погрешность градуировки, поскольку оно действует подобно экрану, имеющему температуру, близкую к температуре излучающей зоны кварцевой оболочки термометра в районе расположения чувствительного элемента.

В процессе расчета температура печи варьировалась в пределах 1327—1337 К, чтобы выяснить, насколько существенно влияние этого параметра при разработке системы автоматического управления. Оказалось, что изменение этого параметра на 1 К приводит к изменению Δt не более, чем на 0,0000015 К.

Предложенная модель не учитывает того, что на самом деле чувствительный элемент имеет вид спирали, а не стержня. Реальный чувствительный элемент в виде спирали будет иметь большую поверхность, чем стержень такой же длины и такого же радиуса. Поэтому теплообмен со средой, имеющей температуру фазового перехода, будет интенсивнее для реального чувствительного элемента. Следовательно, отклонение средней температуры реального чувствительного элемента от температуры фазового перехода будет меньше величины Δt , рассчитанного в соответствии с предлагаемой моделью. Кроме того, модель пренебрегает конвективным переносом тепла, что вполне оправдано, так как по длине оболочки термометра установлены поперечные диски на расстоянии 50–80 мм друг от друга. Это практически сводит конвекцию к нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордов А. Н. Применение теории теплообмена к исследованию условий осуществления постоянных точек.— «Измерительная техника», 1965, № 7, с. 18–20.
2. Фаянс А. Х. К расчету процесса теплообмена при осуществлении постоянных точек МПТШ. Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), М.—Л., Изд-во стандартов, 1969, с. 146–157.
3. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А., Фаянс А. Х. Государственный первичный эталон единицы температуры кельвина в диапазоне 273,15—2800 К.— «Измерительная техника», 1973, № 4, с. 3–5.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

УДК 535.241.3 : 536.5.081.3

М. А. КАРТАШЕВА, Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА

ВНИИМ

**ПРИМЕНЕНИЕ ЛЕНТОЧНЫХ ЛАМП ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ
АБСОЛЮТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ**

Распределение энергии в спектрах звезд, т. е. создаваемые ими спектральные освещенности, отнесенные к внешней границе земной атмосферы, содержит большую астрофизическую информацию, которая широко используется при решении многих задач физики звезд и межзвездной среды.

Создание обширного каталога данных о распределении энергии в спектрах относительно большого числа звезд (несколько тысяч) является весьма актуальной задачей. Массовыми спектrophотометрическими наблюдениями звезд, которые имеют целью создание каталога распределения энергии, занимаются многие обсерватории как в Советском Союзе [1], так и за рубежом.

В 1968 г. американцами Оке и Шилдом [2], Хейсом [3] при измерении абсолютного спектрального распределения энергии перичного звездного стандарта звезды α Луг (Веги) в качестве источников сравнения с известным распределением энергии по спектру были применены ленточные вольфрамовые лампы, калиброванные в NBS на яркостные температуры.

В 1975 г. в результате этих измерений Хейсом были внесены полученные расчетным путем дополнительные поправки, связанные с поглощением излучения атмосферой, и произведено также приведение калибровки ламп к МПТШ-68. При современных методах калибровки ленточных вольфрамовых ламп на яркостные температуры по МПТШ-68 погрешность абсолютного распределения энергии по спектру этих ламп составляет около 2% при длине волны 300 нм и около 1% при длине волны 800 нм [2, 3].

Представляет интерес осуществить привязку спектра звезды Веги в области 320—800 нм к спектру отечественного эталона-хранителя температурной шкалы МПТШ-68. Привязка абсолютного распределения энергии по спектру источников излучения к излучению при температуре затвердевания золота по МПТШ-68 дает возможность получать в настоящее время наиболее достоверные значения энергии монохроматических потоков звезд.

Особый интерес и актуальность приобретают измерения распределения энергии в спектре Веги, как основной стандартной звезды. Наблюдения Веги с привязкой ее спектра в области 320—800 нм к спектру отечественного эталона-хранителя температурной шкалы МПТШ-68 были проведены в августе 1975 г. на Тянь-Шаньской станции Государственного астрономического института им. Штернберга (ГАИШ) и Корональной станции Астрофизического института (АФИ)*.

В качестве эталонных источников были применены ленточные вольфрамовые лампы типа СИ-10-300 [5] с увиолевым смотровым стеклом, откалибро-

* В работе принимали участие сотрудники АФИ — А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, П. Н. Бойко и ВНИИМ — Г. А. Крахмальникова, М. А. Карташева.

ванные на яркостные температуры в области спектра 300—800 нм. Излучение от звезды сравнивали с излучением от ленточной вольфрамовой лампы при помощи астрономического звездного телескопа АЗТ-14 и фотоэлектрического спектрометра с вогнутой дифракционной решеткой, собранного по схеме Сейя-Намиока с последующей регистрацией на диаграммной ленте самопишущего потенциометра ЭПП-09.

Эталонную ленточную лампу помещали на расстоянии 245 м от телескопа. При измерениях наблюдалась некоторая перефокусировка телескопа для земного источника излучения (лампы) и звезды. Однако расстояния между лампой и телескопом выбирали такими, чтобы изображение рабочего участка ленты лампы в плоскости входной щели спектрометра было подобно изображению звезды; при этом свет от источника сравнения заполнял оптику телескопа и спектрометра по тому же пути, что и свет от звезды. Лучи от лампы к телескопу образовывали угол с горизонтальной плоскостью в $8^{\circ}30'$. Лампу при измерениях наклоняли на такой же угол к вертикали так, чтобы линия визирования была перпендикулярна плоскости ленты лампы. Расстояние между телескопом и эталонной лампой измеряли с помощью теодолита ТТ-4 и дальномерной рейки.

Поскольку яркостная температура ленты лампы, определяемая при калибровке, относится лишь к центральному ее участку размером 1×1 мм², для измерения использовали специальную диафрагму, чтобы выделить излучение лишь от калиброванного участка. Ориентировка лампы тщательно соблюдалась в соответствии с индексом и меткой на задней стенке баллона лампы. Для этого применяли головку теодолита, установленного на оптической оси телескопа АЗТ-14.

Питание лампы осуществляли от стабилизированного источника СИП-30. Ток в лампе поддерживали равным $25,000 \pm 0,005$ А и контролировали потенциометрической схемой, включающей образцовую катушку сопротивления 0,001 Ом, потенциометр Р-348 и нормальный элемент.

Диафрагму круглой формы диаметром $1,021 \pm 0,004$ мм применяли в двух вариантах. В первом ее помещали непосредственно перед лампой на расстоянии 155 ± 2 мм от плоскости ленты; в этом случае, кроме участка, лучи от которого не виньетируются, в телескоп попадало излучение от кольцевой зоны, виньетируемой системой диафрагма—телескоп. Эффект виньетирования чисто геометрический и его можно учесть.

В другом случае лампу и диафрагму размещали рядом так, что плоскости диафрагмы и ленты совпадали. Вогнутое зеркало диаметром 150 мм и фокусным расстоянием 1 м, расположенное от лампы и диафрагмы на двойном фокусном расстоянии, отражает в плоскости диафрагмы изображение ленты в натуральную величину. Никаких эффектов виньетирования в этом случае не наблюдалось, но необходимо было учесть отражательную способность зеркала.

В обоих случаях расположения лампы и диафрагмы проводилась наблюдения в течение нескольких ночей. Кроме основной звезды (Веги), наблюдали восходящую звезду β Аг1 и заходящую α Ор1 для определения коэффициента прозрачности. До начала и по окончании записи спектра от лампы либо от звезды для каждого соответствующего диапазона усиления записывали сигнал от люминофора для контроля воспроизводимости чувствительности регистрирующей схемы.

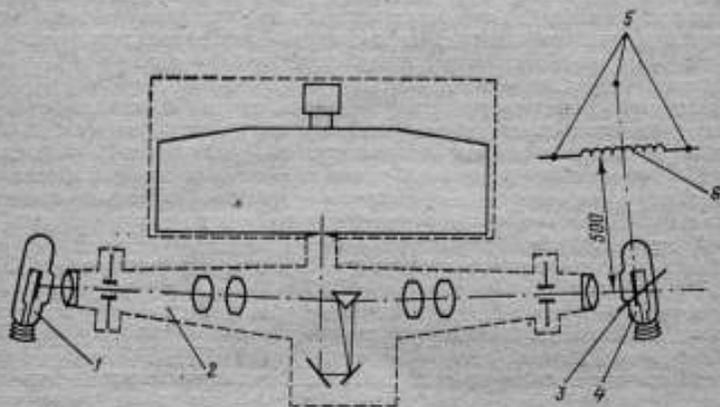
Спектральная освещенность, создаваемая звездой и отнесенная к внешней границе атмосферы, может быть определена по формуле:

$$E_*(\lambda) = B(\lambda) \frac{\sigma}{R^2} \left[\frac{I_*(\lambda)}{L_*} ; \frac{I_{\lambda}(\lambda)}{L_{\lambda}} \right] \frac{D_{\lambda}}{D_*} \frac{S_{\lambda}}{S_*} \rho_{\text{зер}}(\lambda)^{-M_*(\lambda)} [\rho_{\text{гор}}(\lambda)],$$

где $E_*(\lambda)$ — спектральная освещенность, создаваемая звездой; $B(\lambda)$ — яркость ленточной вольфрамовой лампы; σ — площадь рабочего участка ленты лампы; R — расстояние от ленты лампы до входной диафрагмы телескопа; $I_*(\lambda)$ — величина фотоэлектрического сигнала при регистрации излучения от звезды; $I_{\lambda}(\lambda)$ — величина фотоэлектрического сигнала при регистрации

излучения от лампы; L_s — величина фотоэлектрических сигналов от люминофора; $\frac{D_s}{D_*}$ — отношение чувствительностей на двух диапазонах усиления при регистрации лампы и звезды; $\frac{S_s}{S_*}$ — отношение спектральных ширины щелей; $p_{\text{верт}}(\lambda^{-M_s(z)} [p_{\text{гор}}(\lambda)])$ — учет ослабления излучения атмосферой.

Как показала предварительная оценка погрешности калибровки звезды Вега, погрешности фотоэлектрических измерений, определения расстояния между лампой и телескопом, размеров рабочего участка ленты лампы каждая в отдельности не превышает 0,3–0,4%. Погрешность определения яркости лампы, связанная с погрешностью воспроизведения температурной шкалы, составляет максимальную величину 2,3% при длине волны 300 нм



Измерение спектральной освещенности лампы SS-118 на СП-4К

1 — лампа сравнения; 2 — спектрограф СП-4К; 3 — экран из сернистого бария; 4 — эталонная температурная лампа; 5 — отвесы; 6 — галогенная лампа SS-118

и температуре 2300 К. Для более длинноволновых участков спектра она значительно меньше. Изложенное позволяет ожидать, что погрешность, вносимая всеми перечисленными выше факторами и связанная с калибровкой температурной лампы, не будет превышать 2,0–2,5%.

До полной обработки полученных результатов оценить ошибку, вносимую при учете атмосферной экстинкции, не удалось. Можно предположить, что ее величина не более 2%, тогда суммарная ошибка калибровки спектра будет не более 2,5–3% в абсолютных значениях освещенности.

В результате выполненной работы апробирована методика наблюдений и измерений, выявлено влияние на результаты измерений различных факторов, проверена (и признана хорошей) воспроизводимость фотоэлектрических измерений потока от лампы в течение одной ночи и от зажигания к зажиганию, проверена надежность юстировки систем лампа — диафрагма — телескоп и лампа — зеркало — диафрагма — телескоп.

В астрофизических экспериментах широко применяются галогенные лампы, чаще других — иодно-кварцевые. Иодно-кварцевые лампы калибруют обычно в абсолютной спектральной освещенности, создаваемой ими на диффузно рассеивающем экране. При этом экран располагают под углом 45° к оси измерительного прибора и к световому пучку, излучаемому лампой.

Спектральная освещенность от галогенной лампы определялась путем сравнения с излучением ленточной вольфрамовой температурной лампы СИ-10-300 № 114, входящей в состав эталона-копии единицы температуры —

кельвина, на спектропирометрической установке СП-4К № 2 Государственного первичного эталона кельвина*. Схема измерений приведена на рисунке. Яркость диффузно отражающего экрана, освещенного галогенной лампой, сравнивали с яркостью эталонной температурной лампы методом замещения. Сравнение яркостей производили при пяти длинах волн: 550, 600, 650, 700, 750 нм. Коэффициент отражения для диффузного экрана (сернокислый барий) для этих длин волн в соответствии с данными измерений лаборатории фотометрии ВНИИМ был принят равным 96%.

Энергетическая спектральная освещенность экрана может быть определена по формуле [6]:

$$E_{\lambda} = \frac{\pi B_{\lambda}}{\rho \cos 45^{\circ}} = \frac{c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda S}}}{\rho \cos 45^{\circ}},$$

где B_{λ} — яркость экрана; c_1 , c_2 — постоянные из формулы Планка; S — яркостная температура; ρ — коэффициент отражения экрана.

В таблице приведены значения абсолютной спектральной освещенности, полученные в результате измерений на спектропирометре СП-4К и калибровки этой же лампы в NBS [7].

Погрешность этих результатов может быть оценена в 2%, исходя из погрешностей пирометрических измерений без учета погрешности, обусловленной экраном, коэффициент отражения которого не был повторно измерен непосредственно до калибровки галогенной лампы на СП-4К. Эти данные можно считать лишь предварительными, так как сравнение яркости экрана, освещенного галогенной лампой, с яркостью температурной лампы было проведено лишь один раз.

λ , нм	E , Вт/(см ² нм)	
	ВНИИМ	NBS
550	12,7	12,4
600	16,3	16,2
650	—	19,9
656,3	19,4	—
700	22,2	22,6
750	25,0	24,5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Терещенко В. М., Харитонов А. В. Измерение распределения энергии в спектрах восьми звезд.— Труды Астрофизического института АН Каз. ССР, 21, 1972, т. 21, с. 125—135.
2. Hayes D. S. An absolute spectrophotometric calibration of the energy distribution of twelve standard stars.— "The Astrophysical Journal", 1970, v. 159, N 1, pp. 165—177.
3. Schild R., Peterson D. M., Oke J. B. Effective temperatures of B- and A-Type stars.— "The Astrophysical Journal", May, 1971, v. 166, 1, pp. 95—98.
4. Hayes D. S., Latham D. W. A Rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral energy distribution of Vega.— "The Astrophysical Journal", May, 1975, 1, pp. 593—603.
5. Крахмальникова Г. А. Эталоны высоких температур.— Труды институтов Комитета, 1966, вып. 87(147), с. 48—58.
6. Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике (фотометрия). Госэнергоиздат, 1962, 420 с.
7. Thekkarakara M. P., Winkles A. R., Riley T. A. Spectral irradiance of total and spectral energy standards. Preprint Coddard space flight center. Greenbelt, Maryland, January, 1970, pp. 70—93.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

* В эксперименте принимали участие Е. А. Макарова (ГАИШ), В. Е. Карташевская, М. С. Матвеев, Г. А. Крахмальникова и М. А. Карташева (ВНИИМ).

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ

Методы и приборы, основанные на контактной термометрии, получили широкое распространение в практике температурных измерений, в частности, при измерении температур поверхностей твердых тел. Наряду с очевидными преимуществами приборов — измерителей температуры поверхности — им присущи и определенные недостатки. Возникновение погрешностей измерения и, следовательно, связанное с этим снижение точности обусловлено тем, что выпускаемым термометрам приписывается либо градуировка, совпадающая с градуировкой чувствительного элемента, произведенной методом погружения в жидкостный термостат до сборки термометра, либо градуировка, произведенная на поверхностях паровых термостатов*. Как правило, условия эксплуатации указанных термометров отличаются от условий их градуировки по одному из указанных способов, что приводит к значительным систематическим погрешностям при измерении температуры поверхности контролируемого объекта. Это объясняется сложными условиями теплообмена, в которых находится измеритель температуры поверхности: с одной стороны — это кондуктивный теплообмен с контролируемой поверхностью; с другой — лучисто-конвективный теплообмен с окружающей средой.

Во ВНИИМ разработаны методика и аппаратура для градуировки контактных термометров, предназначенных для измерения температур поверхностей твердых тел. Применение этой методики позволяет определить поправки к градуировочной характеристике термометра, учитывающие реальные условия теплообмена в эксплуатации.

Основной характеристикой любого термометра, в том числе и измерителя температуры поверхности, является градуировочная характеристика его чувствительного элемента. В связи с этим градуировка таких приборов проводится в два этапа [1]: вначале определяется градуировочная характеристика чувствительного элемента термометра полным погружением в термостат, затем поправка к этой характеристике, учитывающей условия эксплуатации термометра.

Температура поверхности контролируемого объекта, измеренная с помощью термометра, отградуированного по разработанной методике

$$t_n = t_r + \Delta t, \quad (1)$$

где t_r — температура чувствительного элемента термометра; Δt — поправка на теплообмен термометра с контролируемой поверхностью и окружающей средой.

Поправка Δt зависит от многих факторов, определяющих условия теплообмена рассматриваемой тепловой системы, а именно: от материала и чистоты обработки исследуемой поверхности, формы и размеров контролируемого объекта, условий теплообмена с окружающей средой. Поэтому градуировка измерителей температуры поверхности производится при известных лабораторных условиях с дальнейшим пересчетом полученных поправок к заданным реальным условиям теплообмена термометра как с поверхностью объекта, так и с окружающей средой.

Для возможности пересчета поправок применительно к новым, отличным от градуировочных, условиям эксплуатации термометра предусмотрен метод разделения поправки на две составляющие [1]: Δt_1 — характеризующая искажение температурного поля объекта, вызванное установлением на его поверхности контактного термометра, и Δt_2 — характеризующая состояние теплового контакта термометра с контролируемой поверхностью и равная

* См. «Методические указания № 179 по проверке поверхностных термометров», Изд. Стандартов, 1963 г.

температурному перепаду на сопротивлении контактного слоя между чувствительным элементом и поверхностью объекта.

Значения составляющих поправки Δt экспериментально определяются в процессе градуировки термометра [1] на поверхности массивной металлической плиты:

$$\Delta t_{1r}^* = t_n - t_n', \quad (2)$$

где t_n — температура поверхности плиты, не искаженная установкой термометра; t_n' — искаженная температура поверхности плиты.

Температуры t_n и t_n' определяются экстраполяцией температурного распределения по высоте плиты, охлаждающейся по закону регулярного режима 1-го рода, по методу, описанному в работе [2]

$$\Delta t_{2r} = t_n' - t_r = \Delta t_r - \Delta t_{1r}. \quad (3)$$

Ввиду того, что поправка Δt зависит от условий теплообмена системы объект — термометр — окружающая среда, необходимо определить параметры, характеризующие эту систему, в условиях градуировки. К таким параметрам относятся: тепловая проводимость контролируемого объекта Λ_0 ; тепловая проводимость между чувствительным элементом термометра и окружающей средой Λ_r (характеристика конструкции термометра и условий его теплообмена с окружающей средой) и тепловая проводимость между чувствительным элементом термометра и контролируемой поверхностью Λ_n (характеристика условий теплообмена термометра с поверхностью исследуемого объекта).

В работах [3, 4] описаны методы расчета тепловой проводимости градуировочного объекта Λ_0 и экспериментального определения тепловых проводимостей Λ_r , Λ_n в градуировочных условиях.

На основе теоретического анализа теплового баланса рассматриваемой системы, упрощенная схема которой до и после установления термометра представлена на рисунке, получены соотношения для расчета значений составляющих поправки

$$\Delta t_1 = \frac{\Lambda_0 - \alpha\sigma}{\Lambda_0 + \Lambda_0} (t_n - t_{cp}); \quad (4)$$

$$\Delta t_2 = \frac{\Lambda_r}{\Lambda_r + \Lambda_n} (t_n - \Delta t_1 - t_{cp}), \quad (5)$$

где α — коэффициент теплообмена поверхности объекта с окружающей средой; σ — площадь теплового контакта термометра с контролируемой поверхностью; t_{cp} — температура окружающей среды; Λ_0 — эквивалентная тепловая проводимость

$$\Lambda_0 = \frac{\Lambda_r \Lambda_n}{\Lambda_r + \Lambda_n}.$$

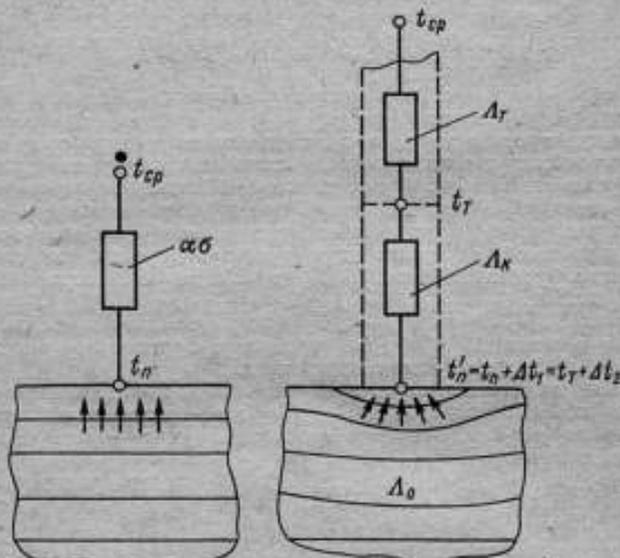
Решая совместно уравнения (1), (4) и (5) и учитывая результаты градуировки термометра в лабораторных условиях, можно получить выражение для определения температуры поверхности контролируемого объекта в реальных условиях эксплуатации термометра:

$$t_n = t_r + \Delta t_{1r} \frac{\Lambda_0 - \alpha\sigma}{(\Lambda_0 - \alpha\sigma)_r} \cdot \frac{\Lambda_r + \Lambda_n}{(\Lambda_r + \Lambda_n)_r} \cdot \frac{(\Lambda_0 + \alpha\sigma)_r}{\Lambda_0 + \alpha\sigma} \cdot \frac{\Lambda_{kr}}{\Lambda_n} + \Delta t_{2r} \frac{\Lambda_{kr}}{\Lambda_n} \cdot \frac{\Lambda_r}{\Lambda_{rr}}. \quad (6)$$

*-Индексом «г» отмечены значения параметров, определяемых при градуировке термометра.

Необходимо отметить, что второе и третье слагаемые в этом выражении — поправки, характеризующие, соответственно, искажение температурного поля объекта, вызванное установлением термометра, и перепад температуры на сопротивлении контактного слоя между чувствительным элементом термометра и контролируемой поверхностью, а множители при поправках Δt_{1r} и Δt_{2r} — это влияние отклонений условий теплообмена при эксплуатации термометра от условий градуировки.

Погрешность определения температуры поверхности в реальных условиях эксплуатации термометра зависит от погрешности оценки параметров, входящих в расчетную формулу (6). В частности, от погрешности градуировки применяемого термометра, от погрешности определения тепловых про-



Тепловая модель системы объект — термометр — окружающая среда

водимостей контролируемого объекта Λ_0 , контактного слоя Λ_k , термометра Λ_r и погрешности определения коэффициента теплообмена объекта с окружающей средой α . Тепловую проводимость контактной прослойки Λ_k в реальных условиях работы применяемого термометра следует определять экспериментально по методике, описанной в [3]; погрешность ее определения не зависит от погрешностей определения остальных величин, входящих в формулу (6).

Тепловая проводимость термометра Λ_r зависит от коэффициента теплообмена его с поверхностью (Bi_r) и окружающей средой (Bi) и определяется как $\Lambda_r = \Lambda_r f(Bi_r, Bi)$. Обоснование и вывод такой зависимости даны в работе [5]. Погрешность определения Λ_r функционально связана с погрешностью определения коэффициента теплообмена α .

Погрешность определения тепловой проводимости контролируемого объекта Λ_0 можно считать независимой, если контролируемый объект является «массивным» телом [4] $\left(\Lambda_0 = \frac{3}{8} \lambda_0 \pi r^2\right)$ и связанной с α , если контролируемый объект — «тонкая пластина» [6] $\left(\Lambda_0 = 2\pi r \delta \lambda_0 \mu \frac{K_1(\mu r)}{K_0(\mu r)}\right)$.

В приведенных выражениях приняты следующие обозначения: r — радиус теплового контакта термометра с контролируемой поверхностью; λ_0 — теплопроводность материала контролируемого объекта; δ — толщина пластины;

$$\mu = \sqrt{\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\lambda_0 \delta}}$$

K_0, K_k — модифицированные функции Бесселя; α_1, α_2 — коэффициенты теплообмена с обеих сторон пластины.

В общем случае погрешность определения избыточной температуры поверхности ($\theta_n = t_n - t_{cp}$) может быть рассчитана по формуле

$$\Delta \theta_n = \sqrt{\Delta \theta_T^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial \alpha} \Delta \alpha\right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_0} \Delta \Lambda_0\right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_k} \Delta \Lambda_k\right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_T} \Delta \Lambda_T\right)^2 + 2r_{\alpha \Lambda_0} \frac{\partial \theta}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_0} \Delta \alpha \Delta \Lambda_0 + 2r_{\alpha \Lambda_T} \frac{\partial \theta}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_T} \Delta \alpha \Delta \Lambda_T} \quad (7)$$

где $r_{\alpha \Lambda_0}, r_{\alpha \Lambda_T}$ — коэффициенты корреляции между погрешностями соответствующих величин; $\frac{\partial \theta}{\partial \alpha}, \frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_0}, \frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_T}, \frac{\partial \theta}{\partial \Lambda_k}$ — коэффициенты влияния погрешностей определения соответствующих параметров на суммарную погрешность.

Ввиду того, что тепловая проводимость термометра Λ_T функционально связана с коэффициентом теплообмена α , коэффициент корреляции $r_{\alpha \Lambda_T}$ можно принять равным единице (кроме условий теплообмена, при которых $Bi \geq 100$, когда $r_{\alpha \Lambda_T} = 0$). Что же касается коэффициента корреляции $r_{\alpha \Lambda_0}$, то в зависимости от размеров, теплопроводности тела и условий теплообмена его значение может находиться в пределах от нуля (массивное тело, малые значения α) до единицы (тонкая пластина, большие значения α).

Формулу определения относительной погрешности измерения избыточной температуры поверхности в реальных условиях эксплуатации термометра удобно представить в виде:

$$\frac{\Delta \theta_n}{\theta_n} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \theta_T}{\theta_n}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{\theta_n}\right)^2 \left[\left(M_\alpha \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + M_{\Lambda_T} \frac{\Delta \Lambda_T}{\Lambda_T}\right)^2 + \left(M_{\Lambda_k} \frac{\Delta \Lambda_k}{\Lambda_k}\right)^2 + \left(M_{\Lambda_0} \frac{\Delta \Lambda_0}{\Lambda_0} + M_\alpha \frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right)^2 \right]}$$

где Δt — суммарная поправка на показания термометра; M_i — коэффициенты влияния соответствующего параметра на частную погрешность, равные:

$$M_\alpha = \alpha \sigma \frac{\Lambda_T \Lambda_k + \Lambda_0 (\Lambda_T + \Lambda_k)}{[\Lambda_k (\Lambda_T - \alpha \sigma) + \Lambda_T \Lambda_0] (\Lambda_0 + \alpha \sigma)}$$

$$M_{\Lambda_T} = \Lambda_T \frac{\Lambda_0 + \Lambda_k}{\Lambda_k (\Lambda_T - \alpha \sigma) + \Lambda_T \Lambda_0}$$

$$M_{\Lambda_0} = \Lambda_0 \frac{\alpha \sigma (\Lambda_T + \Lambda_0) - \Lambda_T \Lambda_k}{(\Lambda_0 + \alpha \sigma) [\Lambda_k (\Lambda_T - \alpha \sigma) + \Lambda_T \Lambda_0]}$$

$$M_{\Lambda_k} = - \frac{\Lambda_T \Lambda_0}{\Lambda_k (\Lambda_T - \alpha \sigma) + \Lambda_T \Lambda_0}$$

Погрешность определения избыточной температуры поверхности контролируемого объекта с помощью термометра, отградуированного по разработанной методике, не превышает 1,5% при отсутствии скачкообразных изменений условий теплообмена. При этом случайная составляющая не превышает 0,2%, а неисключенные остатки систематической погрешности лежат в пределах 1,4%.

Таким образом, применение разработанного метода градуировки позволяет значительно повысить точность измерения температуры поверхности твердых тел контактным способом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черкасова К. Г. Градуировка термоприемников температуры поверхности массивного тела по двум точкам.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 131(191), 1972, с. 32—38.

2. Киренков И. И., Черкасова К. Г. О градуировке поверхностных термоприемников.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 131(191), 1972, с. 24—32.

3. Черкасова К. Г., Хованская Е. В., Анучина Ф. Т. Учет влияния теплофизических свойств контролируемого объекта на показания поверхностного термоприемника.— Труды метрологических институтов СССР, вып. 171(231), 1975, с. 76—79 с ил.

4. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. М., «Энергия», 1967, 300 с с ил.

5. Черкасова К. Г., Хованская Е. В. Показания поверхностного термометра при интенсивном теплообмене с окружающей средой.— «Труды метрологических институтов СССР», вып. 181(241), 1975, с. 82—88.

6. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности. Изд. иностр. лит., 1960, 350 с с ил.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

УДК 536.521.082.52

О. М. ЖАГУЛЛО

ВНИИМ

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ НАСЫЩЕНИЯ

Измерение действительной температуры тел по их тепловому излучению является одной из наиболее важных и актуальных задач пирометрии. Условные температуры по своей природе являются функцией двух величин — действительной температуры и излучательной способности. Это не дает возможности однозначно связать изменение измеряемой условной температуры с изменением действительной температуры объекта. Одним из способов бесконтактного измерения действительной температуры является насыщение теплового излучения объекта до уровня «черного» с помощью вспомогательного излучателя [1—3]. Метод заключается в том, что собственное тепловое излучение объекта дополняется отраженным им излучением от вспомогательного источника (облучателя) до уровня «черного» излучения при температуре объекта. В работе [4] был рассмотрен визуальный вариант этого метода достаточно подробно.

В статье приводятся результаты измерения истинной температуры и нормальной спектральной излучательной способности вольфрама, тантала и молибдена, выполненные с помощью специальной фотоэлектрической установки. Она состоит из оптической скамьи и двух измерительных стоек, содержащих аппаратуру для измерения тока, нагревающего образец, ре-

гистрации фототоков и блоки питания. Оптическая скамья с поворотным кронштейном для облучателя и с поворотным держателем исследуемого образца (лампы) обеспечивает подсветку образца и его визирувание под любыми углами к поверхности. Оптическая система (см. рис. 1) включает объективы, поляриод и интерференционный светофильтр, а также фоточайку с приемником излучения и предварительным усилителем.

Для экспериментов по измерению температуры и излучательной способности исследуемых металлов под руководством А. Б. Золотушкина были изготовлены специальные излучатели*, представляющие собой лампы накаливания со сферическим баллоном, тело накала которых выполнено из этих металлов.

Чтобы в измерениях действительной температуры металлов сохранить принцип сравнения, как и в работе [4], был применен следующий прием. Лампы предварительно градуировались по образцовой аппаратуре на чр-



костную температуру в длине волны 0,656 мкм. После того как с помощью облучателя создавалось «судное излучение» лампы и сигнал ФЭУ, пропорциональный этому излучению, фиксировался цифровым вольтметром Ш1412, поток от облучателя перекрывался и исследуемая лампа, используемая теперь как лампа сравнения, поворачивалась нормально к оптической оси прибора. Накал лампы менялся до тех пор, пока показание цифрового вольтметра не совпадало с предыдущим отсчетом. Измеряемый при этом ток через лампу позволяет по данным градуировки лампы определить температуру, соответствующую «черному» суммарному излучению. Таким образом, использование исследуемой лампы как источника сравнения позволило провести измерения с достаточно высокой точностью. В настоящей работе использовался ФЭУ-27 с интерференционным фильтром, имеющим максимум пропускания в 0,656 мкм.

В таблице приведены результаты измерения действительной температуры T исследованных металлов в зависимости от их яркостной температуры T_j в длине волны 0,656 мкм.

Рассмотрим погрешность измерения температуры исследованных металлов.

Источниками систематической погрешности измерения являются собственная поляризация прибора, поляризация потока облучения и погрешность градуировки прибора. Поляризация оптической системы прибора проверялась визируванием вольфрамовой лампы по нормали к ее поверхности. При наличии поляризующего действия оптической системы пропускание ее для обеих компонент будет разное ($\tau_p \neq \tau_n$). Такой эксперимент позволяет оценить поляризующие свойства оптической системы, т. е. $m = \tau_p / \tau_n$. В нашем случае не удалось обнаружить сколько-нибудь надежное отличие m от единицы с точностью $\pm 0,2\%$, следовательно, собственная поляризация прибора находится за пределами его чувствительности. Неис-

* См. статью А. Б. Золотушкина и О. М. Жагулло в настоящем сборнике, стр. 73.

T_n, K	T, K		
	вольфрам	молибден	тантал
1337,5	1407,0	1418,5	1410,5
1400	1476,0	1488,0	1480,0
1500	1588,0	1600,5	1592,5
1600	1701,0	1715,5	1705,5
1700	1815,5	1881,5	1819,5
1800	1931,0	1949,0	1935,5
1900	2048,5	2066,5	2058,0
2000	2167,0	2185,0	2172,0
2100	2287,5		2293,0
2200	2409,5		

ключенная систематическая погрешность в этом случае не превысит $\pm 0,003-0,006\%$ в диапазоне 1337,5—2500 K.

В качестве облучателя использовалась ленточная температурная лампа типа СИ-10-300. Невключенная систематическая погрешность от поляризации облучающего потока не превышала $\pm 0,1\%$ [4].

В качестве систематической погрешности измерения в данном случае будет проявляться случайная погрешность градуировки исследуемых излучателей. Излучатели градуировались на фотоэлектрическом спектрокомпараторе СПУ-1 по образцовым лампам (лампа № 922 — рабочий эталон, № 122 — образцовая лампа 1-го разряда) в длине волны 0,656 мкм. В диапазоне 1337,5—1700 K погрешность градуировки составила 2—4 K, а в диапазоне 1800—2400 K 4—6 K.

Случайные погрешности измерения складываются из погрешности от неполной «деполяризации» излучения исследуемой поверхности, нестабильности облучателей и погрешности сравнения интенсивности неполяризованного суммарного излучения исследуемой металлической поверхности с излучением лампы сравнения.

Погрешность от неполной «деполяризации» суммарного излучения поверхности обусловлена чувствительностью аппаратуры, т. е. способностью различать разность (неоднаковость) двух компонент суммарного излучения L_p и L_n . Поскольку для измерения температуры в настоящей работе, как и в работе [4], использовалась параллельная компонента L_p , рассматриваемую погрешность можно записать следующим образом:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{c_2} \frac{\Delta E_p}{E^0} \quad (1)$$

где

$$\Delta E_p = L_p - E^0 \quad (2)$$

При отсутствии деполяризации суммарного излучения величину L_p можно представить в таком виде

$$\begin{aligned} L_p &= E_p + \rho_p E_{об} = E_p + \rho_p (E^0 + \Delta E_{об}) = \\ &= \epsilon_p E^0 + \rho_p E^0 + \rho_p \Delta E_{об} = E^0 + \rho_p \Delta E_{об}. \end{aligned} \quad (3)$$

Подставив (3) в (2), получим

$$\Delta E_p = \rho_p \Delta E_{об}. \quad (4)$$

Запишем $\Delta E_{об}$ через разность обеих компонент

$$\begin{aligned} \Delta L &= L_n - L_p = E_n + \rho_n (E^0 + \Delta E_{об}) - E_p - \rho_p (E^0 + \Delta E_{об}) = \\ &= (\rho_n - \rho_p) \Delta E_{об}. \end{aligned} \quad (5)$$

Тогда, учитывая (5), выражение (4) примет вид

$$\Delta E_p = \frac{\rho_p}{\rho_n - \rho_p} \Delta L. \quad (6)$$

Следовательно,

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T\lambda}{c_2} \frac{\rho_p}{\rho_n - \rho_p} \frac{\Delta L}{E^2}. \quad (7)$$

Как указывалось ранее, ΔL фиксировалась с помощью фотоумножителя и цифрового вольтметра, и поэтому $\Delta L/E^2$ не превышало $\pm 0,3\%$. Учитывая соотношение ρ_p/ρ_n для угла 70° , под которым визируется поверхность, получим $\Delta T/T = \pm 0,005 \pm 0,01\%$ ($0,07-0,25$ К) в диапазоне $1337,5-2500$ К при $\lambda = 0,656$ мкм.

Погрешность от нестабильности облучателя будет проявляться в том, что результирующее излучение во время измерения может измениться по сравнению с его значением в момент полной «деполяризации» излучения.

В наших измерениях лампа СИ-10-300 питалась постоянным током от стабилизатора МТКС-35. Нестабильность тока стабилизатора составляет $\pm 0,005$ А, что приводит к погрешности измерения температуры $\pm 0,1-0,2$ К в диапазоне $1337,5-2500$ К.

Погрешность измерения, т. е. погрешность сравнения (уравнивания) интенсивностей деполяризованного результирующего излучения исследуемой поверхности и излучения градуированной лампы сравнения, связана с погрешностью фиксации электрического сигнала с ФЭУ цифровым вольтметром и составляет $0,2-0,5$ К. Но с учетом того, что сравнение происходит одновременно, т. е. не по разности электрических сигналов, а последовательно — по абсолютной величине сигнала фиксируемого цифровым вольтметром — эту погрешность следует полагать большей, ориентировочно $0,5-1$ К, вследствие возможной нестабильности приемника излучения, источника его питания и измерительных приборов за это время.

Таким образом, если оценивать неисключенные остатки систематических погрешностей как случайные ошибки, общая предельная погрешность измерения действительной температуры указанных металлов составит $\pm 0,2-0,3\%$ в диапазоне $1337,5-2500$ К.

Измерение действительной температуры металлических лент из вольфрама, молибдена и тантала позволило рассчитать спектральный коэффициент излучения этих металлов, используя спектральное распределение их ярких температур, полученное с помощью фотоэлектрического спектрокомпаратора СПУ-1 в диапазоне $0,47-1$ мкм.

Излучательная способность рассчитывалась по формуле

$$\ln \varepsilon_\lambda = \frac{c_2}{\lambda} (T^{-1} - T_n^{-1}). \quad (8)$$

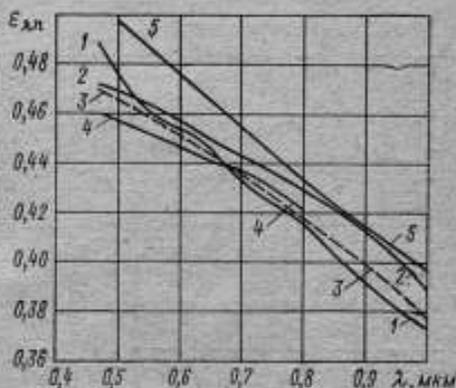


Рис. 2. Зависимость $\varepsilon_{\lambda n}$ вольфрама от длины волны при $T = 1600$ К.

1 — по данным автора; 2 — по данным [8]; 3 — по данным [11]; 4 — по данным [9]; 5 — по данным [10].

Погрешность определения ϵ_λ связана с погрешностями измерения действительной и яркостной температур (полагаем их независимыми) соотношением

$$\frac{\Delta \epsilon_\lambda}{\epsilon_\lambda} = \frac{c_2}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_n}{T_n}\right)^2} \quad (9)$$

Погрешность измерения яркостной температуры с помощью фотоэлектрических спектрокомпараторов подробно рассматривалась в работах [5—7]. На основании этих работ предельную погрешность измерений в диапазоне 1337,5—2300 К и интервале 0,47—1 мкм можно оценить в 1,5—6 К. Как указывалось выше, погрешность измерения действительной температуры

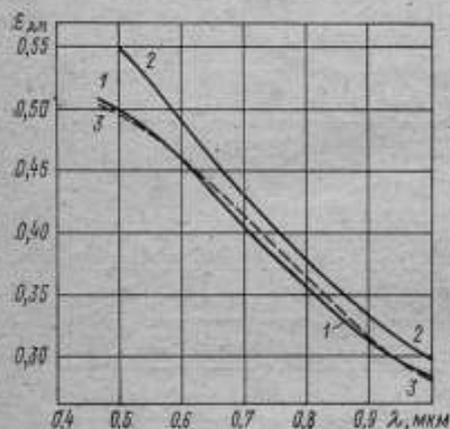


Рис. 3. Зависимость $\epsilon_{\lambda n}$ тантала от длины волны при $T=1600$ К.

1 — по данным автора; 2 — по данным [10]; 3 — по данным [11]

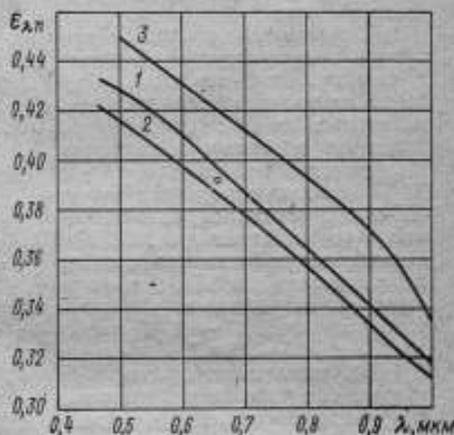


Рис. 4. Зависимость $\epsilon_{\lambda n}$ молибдена от длины волны при $T=1600$ К.

1 — по данным автора; 2 — по данным [13]; 3 — по данным [10]; ○ — по данным [14]

в наших измерениях составляет 0,2—0,3%. Таким образом, погрешность определения ϵ_λ в соответствии с (9) в интервале 0,47—1 мкм составит 5—2% в температурном диапазоне 1400—2500 К.

На рис. 2—4 представлены результаты измерения спектральной нормальной излучательной способности исследованных металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fastie W. Radiation pyrometer with readings independent upon E . — "JOSA", 1951, v. 41, N 11, p. 872.
2. Tingwaldt C. Über die Messung von Reflexion, Durchlässigkeit und Absorption an Prüfkörpern beliebiger Form in der Ulbricht'schen Kugel. — "Optik", 1952, Bd. 9, H. 7, S. 323—332, II.
3. Tingwaldt C. Ein einfaches optisch pyrometrisches Verfahren zur direkten Ermittlung wahrer Temperaturen glühender Metalle. — "Zis. für Metallkunde", 1960, v. 51, pp. 116—120.
4. Жагулло О. М. Измерение истинной температуры плоских металлических поверхностей. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 131 (191), 1972, с. 80—91.

5. Крахмальникова Г. А., Лапина Э. А. Состояние эталонов и образцовых приборов для построения и передачи температурной шкалы по тепловому излучению.— «Измерительная техника», 1970, № 1, с. 44—48.
6. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале.— «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 71(131), 1963, с. 46—61.
7. Лапина Э. А. Метод и аппаратура для осуществления международной практической температурной шкалы с помощью инфракрасного излучения.— «Труды института Комитета стандартов», вып. 71(131), 1963, с. 62—70.
8. De Vos J. A new determination the emissivity of tungsten ribbon.— «Physica», XX, 1954, N 10, pp. 690—714.
9. Larrabee R. D. Spectral emissivity of tungsten.— «JOSA», 1959, v. 49, N 6, pp. 619—625.
10. Riethof T. R., De Santis V. J. Techniques of measuring normal spectral emissivity of conductive refractory compounds at high temperatures. Measurement of thermal radiation properties of solids. Symp. 1963, pp. 565—584, il.
11. Излучательные свойства твердых материалов. Под редакцией А. Е. Шейдлина. М., «Энергия», 1974, 472 с. с ил.
12. Worthing A. G. Spectral emissivities of tantalum, platinum, nickel and gold as a function of temperature and the melting point of tantalum.— «Physical Review», 1926, v. 28, pp. 174—189.
13. Дмитриев В. Д., Холопов Г. К. Спектральная и интегральная излучательная способность молибдена.— «Теплофизика высоких температур», 1969, т. 7, № 3, с. 438—443.
14. Петров В. А. Излучательная способность высокотемпературных материалов. Л., «Наука», 1969, 79 с.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

УДК 536.521.3

А. Б. ЗОЛОТУШКИН, О. М. ЖАГУЛЛО

ВНИИМ

ИЗЛУЧАТЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТЕПЕНИ ЧЕРНОТЫ МЕТАЛЛОВ

В экспериментальных работах по исследованию излучательной способности металлов обычно образцы изготавливают либо в виде трубок с отверстием в боковой стенке [1—3], либо в виде блока (диска) с высверленным отверстием в торце [4]. При этом геометрия образца рассчитывается таким образом, чтобы излучение отверстия можно было с достаточной точностью считать излучением черного тела. В этом случае для определения излучательной способности материала сравнивают излучение поверхности исследуемого материала с излучением отверстия. Трубочные образцы представляют известную сложность в изготовлении и требуют больших токов питания. При этом они имеют значительные размеры для того, чтобы обеспечить «черное излучение» отверстия. Поскольку нагрев образцов производится в вакууме или среде инертного газа, то их помещают в камеру, и поэтому такое устройство будет иметь значительные габариты.

Образец в виде блока чаще всего нагревается индукционным методом, что значительно усложняет экспериментальную установку.

Метод насыщения [5, 6] предполагает использование более простых образцов, ибо необходима только гладкая металлическая поверхность. При этом становится возможным применение тонких металлических лент; в данном случае образцы могут быть выполнены в виде ламп. Они имеют большие преимущества, например, необходимо лишь небольшое количество исследуемого материала, что особенно важно для редких и драгоценных металлов. Нагрев такой ленты до высоких температур требует относительно

маломощных источников тока или стабилизаторов тока, таких как МТКС-35 или СИП-30. Лента может быть размещена в стеклянной небольшого размера колбе, вакуумированной или заполненной инертным газом. Такой излучатель хорошо сочетается с обычной пирометрической аппаратурой, что позволяет проводить на нем точные спектральные температурные измерения. В принципе при достижении хорошей воспроизводимости эта лампа может быть использована в качестве стандартного образца излучательной способности.

Созданные образцы (см. табл. 1) представляют собой лампы накаливания со сферическим баллоном и стандартным цоколем типа Е 40/45, выполненные в двух вариантах: вакуумные (разрежение около 10^{-4} Па) и газополные (давление газа около 10^2 Па при 20°C). Тело накала в обоих вариантах имеет ту же конструкцию и геометрические размеры, что и тело накала стандартных температурных ламп СИ-10-300. Чтобы исключить влияние отраженного от баллона света, тело накала несколько смещено от центра баллона. Место низирования ленты устанавливается «индексом», приваренным к токоподводу. Конец «индекса» расположен на расстоянии $1,5 \pm 0,5$ мм от края ленты.

Таблица 1

Материал тела накала	Наполнение	Размеры тела накала, мм			Высота лампы, мм	Диаметр баллона, мм
		ширина	толщина	длина		
Вольфрам	Криптон	2,8	0,04	20	206	130 ± 2
Молибден	»	2,8	0,05	20	206	
Тантал	Ксенон	2,8	0,05	20	205	

В качестве исследуемых материалов использовались вольфрам марки ВА чистотой 99,95%, молибден марки МЧ чистотой 99,96% и тантал марки Т чистотой ~ 99,9%.

После изготовления лампы отжигались в течение 5 ч при различных температурах (см. табл. 2).

Таблица 2

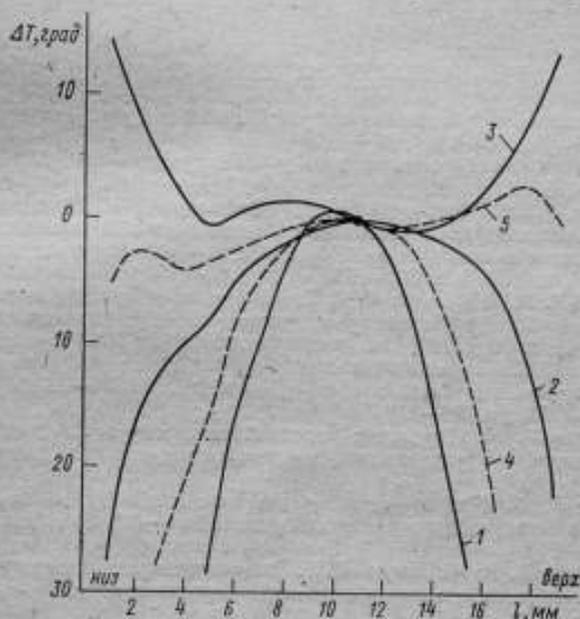
Тип лампы	Материал тела накала		
	вольфрам	тантал	молибден
	температура отжига *, °C		
Газополная	2300	2000	1800
[Вакуумная	1600	1400	1200

* Яркостная температура в $\lambda = 0,65$ мкм

По три образца каждой модели ламп проходили испытание на долговременную стабильность на Московском заводе электровакуумных приборов. Питание ламп осуществлялось постоянным током, яркостная температура ленты измерялась оптическим микропрометром ОМН-054. Изменение яркостной температуры при неизменном токе после 50 ч работы при тем-

температурах, указанных в табл. 2, не превышает для вольфрама — 2° С, тантала — 3° С, молибдена — 4° С.

Во ВНИИМ выполнено исследование температурных полей ленты для тех образцов, которые в дальнейшем были использованы для изучения спектральных характеристик излучения. В данной работе получено распределение не яркостной, как в [7, 8], а действительной температуры, причем по всей длине ленты (20 мм). Исследование проведено в большом температурном диапазоне 1100—2000° С. Это позволило обнаружить и количественно оценить эффект перегрева концов ленты, на что раньше не обращали внима-



Распределение температуры вдоль вольфрамовой ленты

1 — при 1100° С; 2 — при 1500° С; 3 — при 2000° С; 4 — при 1300° С; 5 — при 1700° С

ние. На рисунке показано распределение температуры вдоль вольфрамовой ленты при температурах ленты в зоне «индекса» 1100° С, 1300° С, 1500° С, 1700° С, 2000° С.

Максимальный перепад температур по ленте при 1100° С составил для тантала — 70° С, для вольфрама — 100° С, молибдена — 130° С; при 1500° С для тантала — 20° С; для вольфрама — 27° С; для молибдена — 40° С. Как видно, с повышением температуры область равномерного распределения температуры увеличивается; характерно, что при 2000° С у вольфрамовой и танталовой ленты наблюдается увеличение температуры у краев ленты порядка 10—14° С. По-видимому, сказывается подогрев излучением согнутых под углом 90° участков ленты, которые крепятся непосредственно к токоподводам. С увеличением температуры этот эффект будет усиливаться, что является одной из причин обрыва ленты в этих местах. Отметим, что при низких температурах распределение практически симметрично относительно середины ленты: у вольфрама участок максимальной температуры совпадает с серединой ленты; у молибдена и тантала на 1 мм и 1,5 мм выше середины при температуре 1100° С. С повышением температуры максимум

сдвигается и при 1500°С находится: у вольфрама на 1 мм выше середины ленты и у молибдена на 2,5 мм; при этой температуре у тантала отсутствует ярко выраженный спад к верхнему краю ленты. В данном случае, как у всех газополных ламп с вертикальной лентой, с увеличением температуры наблюдается асимметрия температурного распределения, при этом верхняя часть ленты оказывается нагретой несколько выше конвекционным потоком газа.

Таким образом, применение ламп с лентами из различных материалов позволяет не только изучать излучательную способность металлов, но и дает возможность исследовать важные для точной пирометрии свойства ламп.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. De Vos J. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon.— "Physica", 1954, XX, N 10, pp. 690—714.
2. Larrabee R. D. Spectral emissivity of tungsten.— "JOSA", 1959, v. 49, N 6, pp. 619—625.
3. Латыев А. Н., Чеховской В. Я., Шестаков Б. Н. Экспериментальное определение излучательной способности вольфрама в видимой области спектра в диапазоне температур 1200—2600 К.— «Теплофизика высоких температур», 1969, т. 7, № 4, с. 666—673.
4. Riethof T. R., De Santis V. I. Techniques of measuring normal spectral emissivity of conductive refractory compounds at high temperatures Sympos. Measurement of thermal radiation properties of solids, 1963, pp. 565—584.
5. Tingwaldt C. Ein einfaches optisch-pyrometrisches Verfahren zur direkten Ermittlung wahrer Temperaturen glühender Metalle.— "Zts. für Metallkunde", 1960, v. 51, pp. 116—119.
6. Жагулло О. М. Измерение истинной температуры плоских металлических поверхностей.— Труды метрологических институтов СССР, вып. 131 (191), 1972, с. 80—91.
7. Barber C. R. Factors affecting the reproducibility of brightness of tungsten strip lamps of pyrometer standartization.— "J. Sci. Instrum.", 1946, N 10, pp. 238—242.
8. Боярский Л. А., Стрелков П. Г. О воспроизводимости положения температурной лампы на оси пирометра.— «Измерительная техника», 1965, № 8, с. 15—17.

Поступила в редакцию 18/III 1976 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Усовершенствование температурных эталонов

<i>И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова, А. Х. Файнс, А. И. Юринова, А. А. Хансуваров, А. А. Сеньченкова, Н. С. Васильева.</i> Сличение термоэлектрических эталонов с фотоэлектрическими	3
<i>К. С. Израилов.</i> О построении шкалы Кельвина газотермометрическим методом	8
<i>И. И. Киренков, О. М. Жагулло.</i> Перспективы метода деполаризующей подсветки для эталонных работ	19
<i>Э. А. Лапина.</i> Требования к точности определения эффективной длины волны	23

Прикладная метрология. Повышение и контроль точности

<i>И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова.</i> Точные фотоэлектрические пирометры	27
<i>А. Х. Файнс, И. С. Гаврилова.</i> Погрешности градуировки термометров в реперных точках	40
<i>Г. С. Амброк.</i> Некоторые интегральные соотношения в пирометрии	48
<i>А. Х. Файнс, А. А. Раскин.</i> Погрешности, вызываемые отводом тепла при градуировке эталонных термометров	54

Техника температурных измерений

<i>М. А. Карташева, Г. А. Крахмальникова.</i> Применение ленточных ламп при определении абсолютного распределения энергии	60
<i>К. Г. Черкасова.</i> Измерение температуры поверхности	64
<i>О. М. Жагулло.</i> Измерение температуры и излучательной способности металлов методом насыщения	68
<i>А. Б. Золотушкин, О. М. Жагулло.</i> Излучатели для исследования степени черноты металлов	73
Рефераты публикуемых статей	78

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 536.45

Сличение термоэлектрических эталонов с фотоэлектрическими. Киренко И. И., Крахмальникова Г. А., Файнс А. Х., Юринова А. И., Хансуларов А. А., Сеньченкова А. А., Васильева Н. С. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 3—8.

Описана методика сличения термоэлектрических эталонов с фотоэлектрическими, приведена конструкция высокотемпературной печи сличения с моделью абсолютно черного тела и системой регулирования температурного поля. Показано, что расхождение результатов интерполяции градуировки термометров между реперными точками составляет несколько десятых долей градуса. Табл. 1. Ил. 2. Библи. 14.

УДК 536.5.081.3 : 538.511

О высокоточном построении шкалы Кельвина газотермометрическим методом. Израиллов К. С. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 8—19.

Показано, что для высокоточного построения шкалы Кельвина с помощью газового термометра достаточно в качестве исходных позиций использовать информацию, которая вытекает из теоремы прилада, эмпирического закона Бойля и свойств цикла Карно, а также минимальное число допущений, правдоподобность которых хорошо обоснована в статистической термодинамике. В результате создается четкое представление о физической сущности температуры, о степени фундаментальности основных физических понятий и констант газовой термометрии. Наряду с выводом уравнения шкалы Кельвина устанавливается соотношение между единицами температуры — кельвином и градусом Кельвина и дается обоснование применения газового термометра в качестве первичного эталона единицы температуры. Библи. 2.

УДК 536.621.082

Перспективы метода деполаризующей подсветки для эталонных работ. Киренко И. И., Жагулло О. М. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 19—23.

Обсуждаются перспективы метода деполаризующей подсветки для метрологических работ в области оптической пирометрии. Рассматривается погрешность метода от наличия диффузного отражения и возможность использования фотоэлектрических компараторов для реализации метода. Библи. 3.

УДК 535.241.3.088

Требования к точности определения эффективной длины волны. Лавина Э. А. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 23—26.

Исследовано влияние погрешности определения эффективной длины волны на точность градуировки вольфрамовых ламп методом сличения с моделью абсолютно черного тела в инфракрасной области спектра. Табл. 1.

УДК 536.521.082.62

Точные фотоэлектрические пирометры. Киренко И. И., Крахмальникова Г. А. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 27—40.

Дан обзор существующих тонких фотоэлектрических пирометров, применяемых в различных метрологических институтах мира для реализации международной температурной шкалы в соответствии с уравнением Планка. Приведены оптические схемы фотоэлектрических пирометров и обсуждены их особенности. Ил. 11. Библ. 25.

УДК 536.531.088

Погрешности градуировки в реперных точках. Фаилт А. Х., Газрилова И. С. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 40—47.

Приведены результаты исследования комплекса погрешностей, возникающих при градуировке эталонных термометров сопротивления в реперных точках. Все погрешности разбиты на группы в зависимости от их происхождения и величины. Полученные результаты анализа позволяют определить величину суммарной погрешности, дать рекомендации по введению поправок и указать направления совершенствования методики градуировки термометров. Табл. 7. Библ. 4.

УДК 536.521 : 536.5.081

Некоторые интегральные соотношения в пирометрии. Амброк Г. С. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 48—53.

Рассмотрен расчет температурной шкалы для пирометра с широким спектральным интервалом при экстраполяции шкалы при помощи поглощающих фильтров.

Приведена методика расчета яркостей температуры спектральной линии при ее измерении по источнику сплошного спектра.

Рассмотрен вопрос построения температурной шкалы в области пирометрии излучения без опоры на точку затвердевания золота. Табл. 1. Ил. 3. Библ. 4.

УДК 536.51.089.68.088

Погрешности, вызываемые отводом тепла при градуировке эталонных термометров. Раскин А. А., Фаилт А. Х. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 54—59.

Предложена методика расчета погрешности, вызываемой отводом тепла при градуировке эталонных термометров, на основе одномерной модели, учитывающей сложный теплообмен в различных зонах по высоте термометра. Приведены численные значения исследуемой погрешности, и методом вариации параметров установлены пределы ее изменений. Ил. 3. Библ. 3.

УДК 535.241.3 : 536.5.081.3

Применение люминесцентных ламп при определении абсолютного распределения энергии. Карташева М. А., Крахмальникова Г. А. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 20(267), 1977, с. 60—63.

Описана методика и аппаратура для измерения спектральных энергетических характеристик некоторых звезд. Уделено внимание градуировке аппаратуры по люминесцентной вольфрамовой температурной лампе типа СИ-10-300, аттестованной во ВНИИМ.

Приведены результаты определения спектральной освещенности диффузного экрана от люминофорной галогенной лампы SS-118 по эталону копии единицы температуры — Кельвина (ВНИИМ) и по данным NBS. Табл. 1. Ил. 1. Библ. 7.

УДК 536.241 : 536.51

Измерение температуры поверхности. Черкасова К. Г. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 64—68.

Рассмотрена возможность измерения температуры поверхности твердого тела контактными термометрами. Описан метод учета условий теплообмена термометра как с контролируемой поверхностью, так и с окружающей средой, и приведены формулы для расчета некасающейся температуры поверхности при известных условиях теплообмена. Ил. 1. Библ. 6.

УДК 536.521.082.02

Измерение температуры и излучательной способности металлов методом насыщения. Жигудло О. М. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 68—73.

Приведены результаты измерения истинной температуры вольфрама, молибдена и тантала с помощью специальной фотоэлектрической аппаратуры методом насыщения их тепловым излучением до уровня «черного». Проанализированы погрешности измерений. Для этих же металлов приведены результаты измерения их нормальной спектральной излучательной способности в интервале 0,47—1 мкм. Получаемые результаты сравниваются с имеющимися литературными данными. Табл. 1. Ил. 4. Библ. 14.

УДК 536.921.3

Излучатели для исследования степени черноты металлов. Золотушкин А. В., Жагудло О. М. — «Исследования в области температурных измерений». Труды метрологических институтов СССР, вып. 207(267), 1977, с. 75—76.

Приводится описание конструкции и результаты исследования температурных полей излучателей, представляющих собой ленточные лампы накаливания с телом накала из вольфрама, молибдена и тантала, которые использовались для измерения излучательной способности этих металлов. Табл. 2. Ил. 1. Библ. 8.

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 207(267)

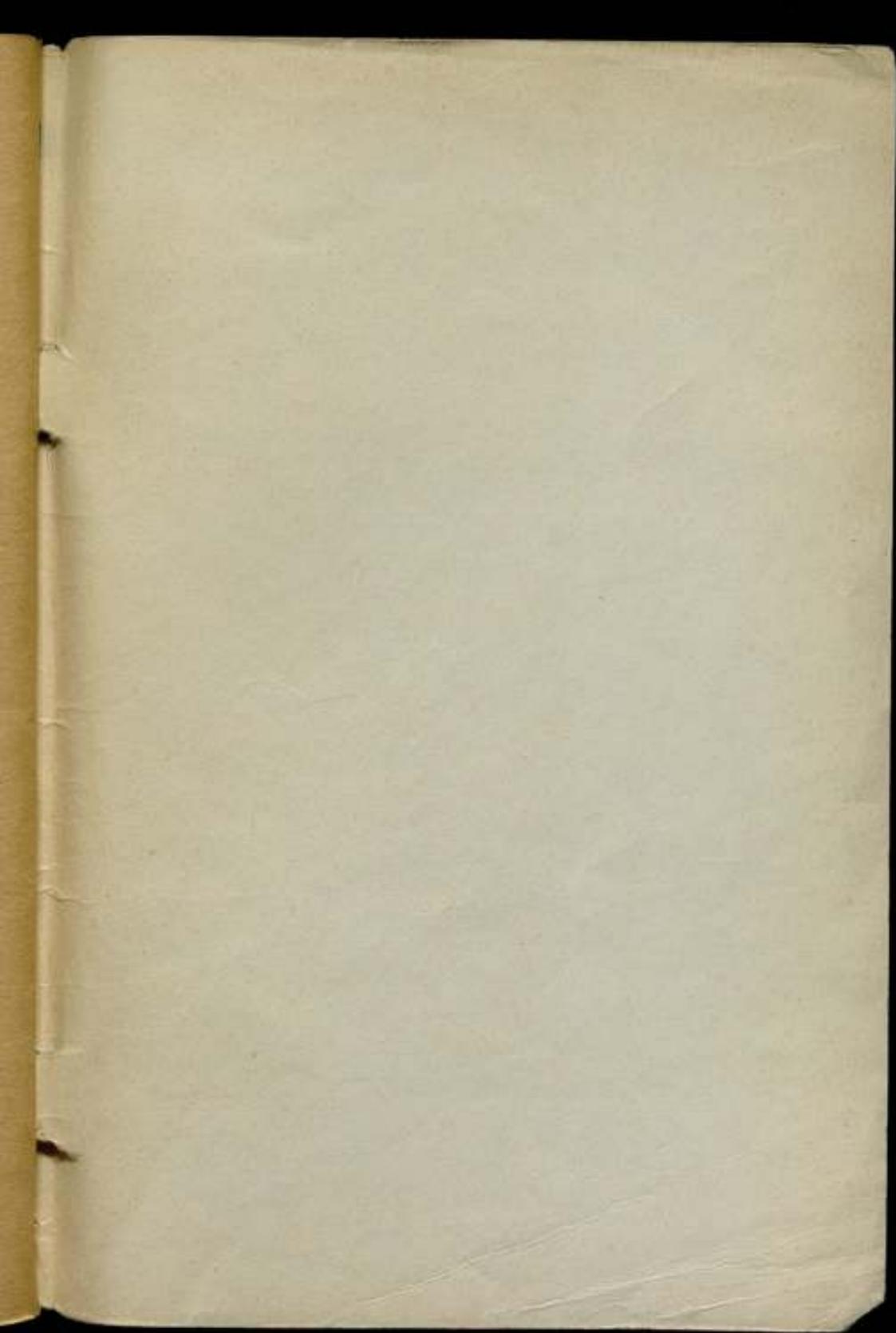
Редактор *И. А. Шайкина*
Технический редактор *Э. Г. Вазер*
Корректор *И. Л. Перескокова*

ИБ № 1134

Сдано в набор 1/XII 1976 г. Подписано к печати 17/II 1977 г. М-21045.
Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 3. Печ. л. 6. Уч. изд.
л. 6,90. Тираж 1000 экз. Заказ № 2491. Цена 70 коп.

Ленинградское отделение издательства «Энергия»
192041, Ленинград, Марсово поле, 1

Ленинградская типография № 4 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли, 196126, Ленинград, Ф-126, Социалистическая ул., 14.



Цена 70 коп.