

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

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 181 (241)



Blank white rectangular label with faint, illegible markings.

Blank rectangular label with a diagonal crease and a yellowish stain in the upper right corner.

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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 181 (241)

Под редакцией *И. И. Киренкова*



«ЭНЕРГИЯ»
Ленинградское отделение
1975

ж 16390 2

И 30306-199
051(01)-75

© Всесоюзный ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский институт метрологии
имени Д. И. Менделеева (ВНИИМ), 1975

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вопросы точности температурных измерений актуальны для многих областей народного хозяйства. Высокие требования к метрологии температурных измерений предъявляют научно-исследовательские организации, где точность температурных измерений должна быть на уровне рабочих эталонов или еще выше. Все это ставит перед метрологическими организациями комплекс важных проблем по повышению точности температурных измерений во всех звеньях поверочной схемы. В настоящем сборнике рассматриваются отдельные вопросы указанной проблемы.

Первый раздел сборника посвящен общим вопросам повышения точности температурных измерений в стране и усовершенствованию эталонов температуры, что имеет практическое значение для термометрического приборостроения, для метрологической службы и для особо точных измерений температур в научном эксперименте. Первые три статьи этого раздела содержат результаты исследований, направленные на дальнейшее уточнение международной практической температурной шкалы. Для научного обоснования практической температурной шкалы необходимо исследование термодинамической температурной шкалы, осуществляемой главным образом с помощью газовых термометров. Практическое осуществление МПТШ требует разработки и непрерывного усовершенствования эталонов этой шкалы и образцовой аппаратуры. В статьях Э. А. Лапиной, Л. И. Ошариной и Н. Л. Гоголева описаны усовершенствования эталонной аппаратуры, применяемой для осуществления МПТШ. Во ВНИИМ и других метрологических институтах активно ведутся работы по усовершенствованию эталонной аппаратуры для осуществления температурных шкал, по повышению их точности и расширению пределов измерения. Кроме того, разрабатываются новые эталоны и образцовые приборы, отвечающие новейшим требованиям метрологической практики. Все это требует детального исследования погрешностей температурных измерений.

Во втором разделе сборника рассматриваются различные методы измерения температуры и пути повышения точности этих методов. Так, в статьях М. С. Каяндер, И. И. Киренкова, В. А. Чистикова, Б. К. Брагина и Б. П. Павлова обсуждаются возможности совершенствования приемов градуировки, поверки и испытания термометров и пирометров и оценки их погрешностей. В трех других статьях этого раздела (Ю. В. Беспалова, Г. Н. Бражинченко, М. С. Каяндер, О. М. Жагулло, М. А. Карташевой и П. В. Минаева) описаны исследования свойств образцовых высокотемпературных излучателей, приемы и способы их осуществления и возможности практического применения.

Наконец, в третьем разделе описаны приемы повышения точности в различных конкретных случаях технических температурных измерений.

Редактор

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭТАЛОНОВ

УДК 536.421.4 : 536.5

*И. И. КИРЕНКОВ, Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА,
Б. И. ОШАРНИН*
ВНИИМ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ ПЛАТИНЫ

Точка платины не входит в число основных реперных точек МПТШ-68, однако среди вторичных она занимает особое место. Это объясняется ее ролью при определении светового эталона — канделлы, при градуировке высоко-температурных термомпар (образцовых и рабочих термомпар повышенной точности) и опытных образцов термомпар (при их разработке и исследовании).

В пирометрии излучения точка платины в принципе дает возможность сличать пирометры любых типов, использующие любые области спектра, взаимно проверять эталонные и образцовые приборы, градуированные на разной аппаратуре, в разных областях спектра, в лабораториях разных стран.

Значение точки платины, равное 1772°C и записанное в МПТШ-68, основано на визуальных измерениях, выполненных в 1930—1934 гг. в национальных лабораториях НФЛ, НБС и ПТБ [1], согласующихся в пределах, меньших 1 град. Измерения, выполненные в СССР [2, 3] в 1949 г. при помощи светового эталона [3] и визуального пирометра, также дали значение для точки платины, согласующееся с данными НФЛ, НБС и ПТБ.

В 1971 г. в НФЛ (Англия) проведены новые измерения точки платины фотоэлектрическим методом с применением интерференционных светофильтров и трубчатых ламп. Было получено значение, равное $1767,6 \pm 0,3^{\circ}\text{C}$, что на $4,4^{\circ}\text{C}$ ниже принятого по МПТШ-68 [1]. Это послужило основанием для проведения новых измерений точки платины во ВНИИМ.

Аппаратура для осуществления точки платины фотоэлектрическим методом представляет собой горизонтальную печь сопротивления, обеспечивающую высокую однородность температурного поля рабочего пространства [4]. Печь устанавливалась на скамье фотоэлектрического спектропирометра СП-4К [5]; яркость излучающего отверстия при плавлении и затвердевании платины уравнивалась с яркостью температурных ламп типа СИЮ-300, градуированных при построении температурной шкалы от точки золота методом удвоения яркостей.

Проведено шесть серий измерений: четыре — при эффективной длине волны $653,6\text{ нм}$ (две — при плавлении, две — при затвердевании платины) и две серии — при эффективной длине волны $500,2\text{ нм}$ (по одной при плавлении и при затвердевании).

Среднее значение результата по всем измерениям составляет $1768 \pm 0,5^{\circ}\text{C}$, где $\pm 0,5$ представляет собой среднюю квадратическую погрешность ряда («Standard deviation»); оно на $3,8 \pm 0,5^{\circ}\text{C}$ ниже принятого по МПТШ-68 и согласуется с данными НФЛ в пределах $0,6^{\circ}\text{C}$.

Этот результат не следует считать окончательным. Его уточнение и анализ погрешностей приведут к более точному значению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Quinn T. J. and Chandler T. R. D. A New Determination of the Freezing Point of Platinum. — «Metrologia», 1971, 3, pp. 132—133.
2. Гордов А. Н., Лапина Э. А., Диомядова Т. Г. Воспроизведение международной шкалы температур на участке от 1063° С и выше. — Труды ВНИИМ, 1949, вып. 5 (65), с. 42—65 с ил.
3. Тиходеев П. М. Новый Государственный световой эталон СССР, Изд. АН СССР, 1949.
4. Крахмальникова Г. А., Ошарина Л. И. Аппаратура для осуществления температуры затвердевания платины. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 131 (191), 1972, с. 51—58.
5. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка ВНИИМ. — «Измерительная техника», 1962, № 2 с. 18—19 с ил.

Поступила в редакцию 15/ХІ 1974 г.

УДК 536.5.11.081

И. И. КИРЕНКОВ, К. С. ИЗРАИЛОВ,
У. В. ДИЙКОВ
ВНИИМ

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА, РАБОТАЮЩЕГО ПО МЕТОДУ ДВУХ РЕЗЕРВУАРОВ

Значение температуры, определенное по термодинамической шкале, является в настоящее время единственно правильным. Поэтому одна из основных задач температурной метрологии — повышение точности определения термодинамических температур. Для решения этой задачи необходимо усовершенствование методов измерения и соответствующей аппаратуры. Ведущая роль в этом вопросе принадлежит газовой термометрии, позволяющей в очень широком диапазоне реализовать термодинамическую шкалу температур с наивысшей для данного уровня науки и техники точностью. Однако газотермометрические исследования подвержены влиянию большого числа источников систематической погрешности, обусловленных: неоднородностью температурного поля термостата; неидеальностью газа; тепловым расширением рабочих резервуаров и изменением их объемов по другим причинам; вредным пространством газового термометра; примесями в рабочем газе; изменением его массы вследствие сорбции, диффузии газа или конденсации примесей; средствами и методами измерения термометрического параметра давления газа и рядом других причин, зависящих от конкретной конструкции газового термометра и методики измерения.

Разработка новых методов и аппаратуры газовой термометрии, обеспечивающих уменьшение или исключение этих систематических погрешностей, принадлежит к числу актуальнейших проблем современной термометрии. В этом направлении в ряде стран проводились работы, позволившие за последние годы улучшить методику измерений и конструкцию газового термометра [1—10].

В 1957 г. в РТВ (ФРГ) был предложен «метод постоянной температуры резервуара» [4], который, однако, имел ряд недостатков. Поэтому, используя идею измерения при постоянной температуре резервуара, была поставлена задача с целью устранения недостатков объединить основные современные методические и технические достижения газовой термометрии в одном приборе. Это привело к разработке нового метода [11], который был назван «методом двух резервуаров», и созданию соответствующего газового термометра.

Новый метод основывается на измерении давления термометрического газа в четырех различных термодинамических состояниях. Два резервуара,

не соединенные между собой, заполняют рабочим газом, один — объемом V_0 — устанавливают в сосуде тройной точки воды (температура T_0), а другой — объемом V_x — в термостате с искомой температурой T_x и измеряют давление P_0 и P_x в этих резервуарах. Затем эти резервуары в тех же термостатах соединяют с помощью крана между собой и измеряют установившееся давление P_c .

Постоянство суммарной массы газа позволяет составить следующее уравнение для идеализированного газового термометра

$$\frac{P_0 V_0}{T_0} + \frac{P_x V_x}{T_x} = P_c \left(\frac{V_0}{T_0} + \frac{V_x}{T_x} \right). \quad (1)$$

Отсюда следует, что искомая температура

$$T_x = T_0 \frac{V_x}{V_0} \frac{P_x - P_c}{P_c - P_0}. \quad (2)$$

Соотношение между давлениями P_0 , P_x и P_c и температурой T_x для реального газового термометра можно найти, предположив, что:

а) газ находится в стационарных условиях и, по крайней мере, достиг состояния локального теплового равновесия;

б) во время измерений давлений P_0 , P_x и P_c соответствующие объемы и массы термометрического газа остаются постоянными;

в) к элементу dM массы такого газа, имеющего молекулярную массу μ и заключенного в объеме dV рассматриваемой системы, применимо уравнение состояния

$$P dV = \frac{dM}{\mu} RTZ(T, P), \quad (3)$$

где R — универсальная газовая постоянная, а отклонение от свойств идеального газа учитывается через коэффициент сжимаемости Z или вириальные коэффициенты B, C, \dots в соответствии с равенством:

$$Z(T, P) = 1 + B(T)P + C(T)P^2 + \dots \quad (4)$$

Если применительно к моментам измерений P_0 , P_x и P_c соответственно произвести интегрирование уравнения (3) по объемам систем, содержащих рабочий газ, то искомое соотношение можно формально представить в таком виде:

$$\dot{T}_x = T_0 \tau \frac{\frac{P_x}{Z_x} - \frac{P_c}{Z_{xc}}}{\frac{P_c}{Z_{0c}} - \frac{P_0}{Z_0}}, \quad (5)$$

Здесь через τ обозначена постоянная прибора, равная отношению объемов резервуаров, измеренному при $T_x = T_0$, т. е.

$$\tau = \left(\frac{V_x}{V_0} \right)_{T_x = T_0}, \quad (6)$$

а под P_x , P_0 и P_c следует понимать результаты измерений давления термометрического газа с учетом инструментальных поправок, а именно: на вредный объем, тепловое расширение рабочих резервуаров, градиент температуры в манометрическом столбе ртути, барометрический и гидростатический эффекты, термомолекулярную и гравитационную разность давлений и др. Значения Z берутся для газа в каждом из четырех термодинамических состояний:

$$Z_x = Z(T_x, P_x), \quad Z_{xc} = Z(T_x, P_c),$$

$$Z_0 = Z(T_0, P_0) \quad \text{и} \quad Z_{0c} = Z(T_0, P_c).$$

Преобразуя уравнения (2) или (5) с учетом вредного пространства и дифференцируя обычным способом полученные выражения, легко показать, что погрешности от влияния объема и температуры вредного пространства при измерениях по методу двух резервуаров сохраняют тот же порядок величины, как и в случае метода постоянной плотности. То же относится к остальным инструментальным погрешностям.

Отношение объемов резервуаров $\tau = \frac{V_x}{V_0}$ является константой прибора.

В связи с этим заметим: во первых, как следует из уравнений (2) или (5), отношение объемов должно быть определено с высокой точностью, порядка нескольких тысячных процента. Это отношение можно определить либо методом взвешивания, либо с помощью специальной градуировочной операции; она должна заключаться в выполнении всех измерительных действий — измерений давлений P_0 , P_x и P_c в условиях, когда оба резервуара находятся при одной температуре, например, при температуре тройной точки воды. Из (5) получаем

$$\tau = \frac{V_x}{V_0} = \left| \frac{P_c - P_0 \frac{Z(T_0, P_c)}{Z(T_0, P_0)}}{P_x \frac{Z(T_0, P_c)}{Z(T_0, P_x)} - P_c} \right|, \quad (7)$$

где индекс τ означает, что все давления измерены для определения величины τ при $T_x = T_0$.

Во-вторых, отношение объемов резервуаров в принципе может быть выбрано произвольным. Ниже будет показано, что эта возможность имеет значение для чувствительности прибора и для учета неидеальности термометрического газа.

Чувствительность метода двух резервуаров можно характеризовать тремя параметрами, выражения которых легко найти из уравнения (2)

$$\delta_c = \frac{\partial P_c}{\partial T_x} = \frac{P_0 - P_x}{T_x \left(\theta + \frac{1}{\theta} + 2 \right)} \quad (8)$$

$$\delta_0 = \frac{\partial P_0}{\partial T_x} = - \left(\frac{1}{\theta} + 1 \right) \delta_c \quad (9)$$

$$\delta_x = \frac{\partial P_x}{\partial T_x} = - (\theta + 1) \delta_c \quad (10)$$

где θ — «приведенная температура», равная

$$\theta = \frac{T_x}{T_0} \cdot \frac{V_0}{V_x} = \frac{T_x}{T_0} \cdot \frac{1}{\tau} \quad (11)$$

Как видно из выражений (9) и (10), δ_0 и δ_x всегда больше δ_c , поэтому δ_c следует рассматривать как основной параметр, характеризующий чувствительность метода двух резервуаров и являющийся основным критерием в оценке допустимой погрешности измерения всех рабочих давлений.

Из уравнения (8) следует, что чувствительность δ_c имеет максимум при $\theta = 1$, при этом чувствительность

$$|\delta_c|_{\max} = \frac{P_0 - P_x}{4T_x} \Big|_{\theta=1}$$

Таким образом, оптимальным отношением объемов резервуаров является то, при котором $\theta = 1$ или

$$\tau_{\text{opt}} = \frac{V_x}{V_0} \Big|_{\text{opt}} = \frac{T_x}{T_0}. \quad (12)$$

Легко показать, что условие (12) не является жестким. Так, например, отклонение отношения объемов в шесть раз от оптимального значения вызывает снижение чувствительности лишь в два раза.

При выполнении условий (12) давление

$$P_c \Big|_{\text{opt}} = \frac{P_0 + P_x}{2}.$$

Если при измерении T_x реализовать условие $P_0 = 0$, то уравнение (5) примет вид, характерный для «метода постоянной температуры», предложенного Мозером, Отто и Томасом [4]. Очевидно, в этом случае оптимальным является значение $P_c = P_x/2$, которое, как известно, эти авторы применяли в своей работе.

В качестве примера приводится таблица чувствительности $\delta = \frac{\partial P_c}{\partial T_x}$ метода двух резервуаров при двух значениях отношения объемов резервуаров $\tau = V_x/V_0 = 1:10$ и $1:1$, для температур T_x от 5 до 1340 К, при $T_0 = 273,16$ К и при обычных для газовой термометрии рабочих давлениях (при $P_x = 91 \cdot 10^4$ Па (700 мм рт. ст.); $P_0 = 5,2 \cdot 10^5$ Па (40 мм рт. ст.); $T_0 = 273,16$ К).

Как следует из данных таблицы, например, при измерении температуры $T_x = 5$ К и при $\tau = \frac{V_x}{V_0} = 1:10$ (что даже не является оптимальным), метод двух резервуаров при непосредственной опоре на тройную точку воды обеспечивает достаточно высокую чувствительность 2266 Па/К, что в два раза больше, чем при измерении по методу постоянной плотности и опоре на точку кипения кислорода.

Измеренная температура T_x , К	Объем резервуаров, см ³		Чувствительность	
	V_x	V_0	Па·К ⁻¹	мм рт.ст. К ⁻¹
5	20	200	2266	17
10	20	200	1640	12,3
20	20	200	1120	8,4
55	20	200	360	2,7
90	200	200	187	1,4
373	200	200	57	0,43
500	200	200	40	0,3
1340	200	200	9	0,07

Влияние вириальных коэффициентов

Как следует из анализа уравнений (5) и (7), частную погрешность измерения термодинамической температуры методом двух резервуаров, обусловленную неопределенностью значения вириального коэффициента

$B_0 = B(T_0)$ для опорной температуры T_0 , можно выразить с помощью равенства

$$\frac{\partial T_x}{\partial B_0} \approx T_x [P_0 + P_c - (P_0 - P_x)_\tau] \quad (13)$$

где индекс τ , как и ранее, показывает, что давления, указанные в круглой скобке, измерены при $\tau = V_x/V_0$, т. е. при $T_x = T_0$.

Из формулы (13) видно, что вследствие корреляции погрешностей, связанных с B_0 , погрешности, возникающие при измерениях $\tau = V_x/V_0$ и измерениях искомой температуры T_x , частично компенсируются, и влияние неопределенности в значении B_0 может быть сведено к минимуму (или к нулю) при надлежащем выборе величин $P_0 + P_c$ и $(P_0 - P_x)_\tau$. В результате имеется возможность для экстраполяции показаний к идеальным условиям — нулевому давлению.

Из формулы (5) легко вычислить влияние на точность определения T_x вирального коэффициента $B_x = B(T_x)$, т. е.

$$\frac{\partial T_x}{\partial B_x} \approx -T_x (P_x + P_c)$$

Отсюда также видно, что существует указанная возможность экстраполяции. Газовый термометр, работающий по методу двух резервуаров, обладает еще одним положительным свойством, которое можно установить, используя прием погружения обоих резервуаров в термостаты с одинаковой температурой. Из уравнений (5) и (7) можно получить приближенное выражение τ для случая $T_x = T_0$

$$\tau \approx \left| \frac{P_c - P_0}{P_x - P_c} \right|_\tau [1 - B(P_0 - P_x)]_\tau \quad (14)$$

где виральный коэффициент B относится к общей температуре обоих резервуаров. Из (14) следует, что при таком эксперименте, применяя различные комбинации давлений, можно непосредственным методом определить виральные коэффициенты газа. Это также является преимуществом метода двух резервуаров.

Обратим внимание на еще одно важное свойство нового метода. Как известно, применяемое в газовой термометрии давление рабочего газа ограничено, с одной стороны, величиной порядка 10^6 Па из-за роста отступлений газа от идеального состояния и, с другой стороны, — величиной порядка $5 \cdot 10^8$ Па из-за роста термомолекулярных явлений (эффект Кнудсена). При работе с газовым термометром, имеющим один рабочий резервуар (метод постоянной плотности), одно из этих ограничений неизбежно вступает в силу во время измерений при опорной температуре, а другое — во время работы при измеряемой температуре. Это сужает возможность измерений при различных давлениях и снижает надежность экстраполяции результатов измерений к нулевому давлению. Кроме того, при измерениях очень низких температур приходится применять взамен T_0 промежуточные температуры (температуру кипения кислорода и др.), что вызывает дополнительную погрешность, обусловленную косвенными измерениями.

Метод двух резервуаров свободен от этого ограничения. Он позволяет при измерении любых температур в указанном выше диапазоне применять в каждом из резервуаров — при опорной и при искомой температуре — любые допустимые для рабочего газа давления. Это дает возможность измерять любые температуры с непосредственной опорой на тройную точку воды и надежно экстраполировать результаты к нулевому давлению, тем самым исключая погрешности, вызванные недостаточно точным знанием значений фактора сжимаемости.

Влияние конденсации и сорбции

Как известно, конденсация примесей, всегда содержащихся в малых количествах в рабочем газе, а также переменная сорбция газа на стенках резервуара являются источниками трудно учитываемых погрешностей газовой термометрии. В этом отношении метод двух резервуаров имеет преимущество по сравнению с другими методами газовой термометрии. Во-первых, благодаря применению разделительной камеры и отсутствию ртутных паров этот метод позволяет соблюдать наиболее строгие современные требования вакуумной гигиены, как и любой газовый термометр, работающий с разделительной камерой по методу постоянной плотности. Выполнение этих требований, особенно при применении благородных газов, приводит к существенному снижению рассматриваемой погрешности. Во-вторых, при работе обоих резервуаров при постоянной температуре резко ослабевают и в значительной мере исключаются причины, вызывающие конденсацию или испарение примесей и переменную сорбцию газа на стенках.

Рассмотрим, например, случай измерения низкой температуры $T_x \ll T_0$, когда при охлаждении резервуара до температуры T_x примеси, попавшие в газ от смазки или другими путями, конденсируются в резервуаре, а рабочий газ в какой-то мере сорбируется стенками. С применением метода постоянной плотности, при последующем нагреве резервуара до опорной температуры T_0 , эти примеси могут в значительной мере испариться и десорбироваться, что увеличит количество рабочего газа и приведет к появлению рассматриваемой погрешности. В случае же метода двух резервуаров, когда часть газа уходит, а температура резервуара остается постоянной, эти примеси в значительной мере остаются конденсированными и сорбированными, так как изменение давления значительно слабее влияет на процессы испарения и сорбции, чем резкие изменения температуры.

Возможность одновременного применения правил вакуумной гигиены и принципа постоянной температуры резервуаров является существенным преимуществом метода двух резервуаров.

Заметим, что конденсация примесей при измерениях по методу двух резервуаров исключается при условии: во-первых, когда начальное давление в холодном резервуаре будет выше, чем в теплом. И, во-вторых, тогда, когда после перехода холодного газа в теплый резервуар и его прогрева не будет возникать течение газа в обратном направлении; это можно обеспечить при достаточно медленном дросселировании газа. Применяя различные сочетания давлений (начальное давление в холодном резервуаре выше, чем в теплом, или наоборот), можно контролировать наличие и влияние конденсации примесей.

Можно предположить, что некоторые искажения возникают из-за диффузионных явлений, когда примеси из теплого резервуара будут диффундировать по соединительному капилляру в холодный и там конденсироваться.

Однако, опираясь на законы диффузии и уравнение состояния газа, можно показать, что применительно к условиям работы по методу двух резервуаров относительное изменение давления рабочего газа в первом приближении будет равно

$$\left| \frac{\Delta P_c}{P_c} \right| = D_{BA} \frac{\pi d^2 \Delta t}{4LV_0} \frac{1}{\left(1 + \frac{n_{A_0}}{n_{B_0}}\right) \left(1 + \frac{V_x}{V_0} \cdot \frac{T_x}{T_0}\right)}$$

Здесь B — конденсирующая примесь, которая продиффундировала из объема V_0 при температуре T_0 за время измерения Δt ; V_x — объем, содержащий чистый газ A при температуре T_x .

Для типичных условий при $P_c = 91\,726$ Па, $T_x/T_0 = 1/54,6$ (для $T_x = 5$ К), $V_0 \approx V_x \approx 160$ см³, $\Delta t < 4 \cdot 10^4$ с, коэффициенте диффузии газа B в газ A , равном $D_{BA} < 0,63$ см²/с, внутреннем диаметре соединительного

капилляра $d = 5 \cdot 10^{-2}$ см и его длине $L = 100$ см получим, что искомое изменение давления не превысит величины

$$\left| \frac{\Delta P_c}{P_c} \right| \approx 5 \cdot 10^{-5} \%$$

Следовательно, $|\Delta P_c|$ будет составлять менее 0,04 Па. При этом было принято с некоторым запасом превышения, что отношение числа n_B молекул примеси газа B к числу n_A молекул рабочего чистого газа A , рассчитанных на единицу объема V_0 , составляет $\frac{n_B}{n_A} = 1\%$. При такой же ситуации в случае применения обычного метода постоянной плотности (и газового термометра с одним резервуаром) погрешность от «вымораживания» той же примеси имела бы недопустимую величину ($> 1\%$).

Таким образом, слабое проявление диффузии газа является несомненным достоинством нового метода.

Устройство газового термометра

Схема газового термометра, реализующего метод двух резервуаров, изображена на рисунке. Схема построена таким образом, что она, во-первых, позволяет применять основные узлы газового термометра № 3, обладающие высокими метрологическими качествами. Во-вторых, она дает возможность измерять на одной и той же аппаратуре как методом двух резервуаров, так и методом постоянной плотности без потери точности и перестройки аппаратуры.

Рабочие резервуары 1, изготовленные из кварца, наполняют через кран 4 термометрическим газом. С помощью узких (диаметром 0,5 мм) трубок 2 они присоединены к распределительному крану 3. Этот кран позволяет подклю-

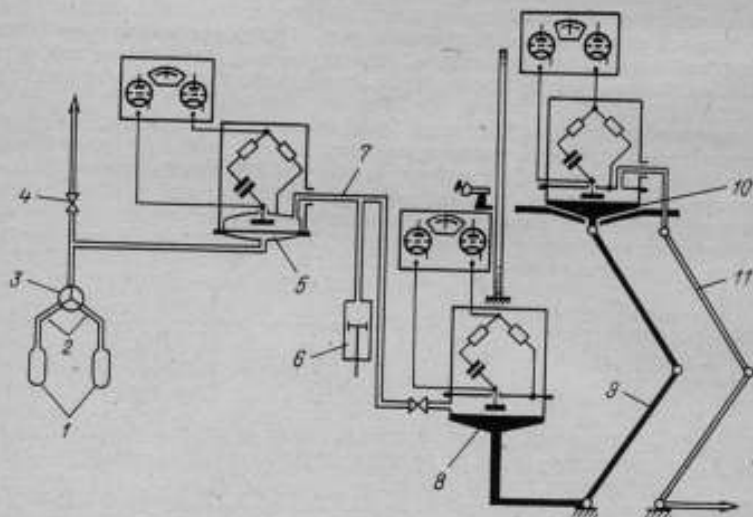


Схема газового термометра с двумя резервуарами

чить к разделительной камере *Б* отдельно каждый из резервуаров или оба резервуара одновременно, соединив их между собой. Разделительная камера представляет собой дифференциальный мембранный манометр [2]. Давление, создаваемое в разделительной камере, измеряется ртутным манометром *б-11* с емкостной фиксацией уровня ртути [1].

Распределительный кран *З* имеет малый стабильный внутренний объем (около 10 мм³) и работает без смазки. Этот кран позволяет также осуществить с любым из резервуаров измерения по «методу постоянной плотности». В этом случае после измерения P_0 в резервуаре V_0 при T_0 следует, не меняя положения крана *З*, поместить этот резервуар в термостат при температуре T_x и определить соответствующее давление P_x .

Новым методом определялась термодинамическая температура в точке кипения кислорода.* К этой точке метрологи проявляют повышенный интерес, так как она является одной из основных реперных точек, опираясь на которую строится весь низкотемпературный участок современной МПТШ — от 273,15 до 13,81 К.

Измерения производились двумя методами: методом постоянной плотности, как в наших прежних работах по высоким температурам, к новым методом — методом двух резервуаров. Рабочим газом служил чистый гелий.

В результате было найдено следующее значение термодинамической температуры кипения чистого кислорода при нормальном давлении: по методу двух резервуаров $T = 90,200 \pm 0,004$ К; по методу постоянной плотности $T = 90,185 \pm 0,004$ К. Последнее лежит несколько ниже, что можно объяснить влиянием конденсации примесей и сорбции газа, которые играют существенную роль именно при методе постоянной плотности и приводят к занижению результатов [7]. Значение $T_{02} = 90,200$ К представляется наиболее вероятным.

Метрологические особенности нового метода

На основе анализа газотермометрических исследований, выполненных с газовым термометром, имеющим два рабочих резервуара, можно сделать следующее заключение. Новый прецизионный метод определения термодинамической температуры и других важных теплофизических параметров (метод двух резервуаров) позволяет:

а) соединить в одном приборе все основные современные достижения газовой термометрии: дистанционное измерение давления с применением разделительной камеры [3, 7, 8]; емкостной метод фиксации уровня ртути в манометре [1, 3, 7, 8]; соблюдение правил вакуумной гигиены [3, 8, 12]; малое отношение вредного объема к объему резервуаров [3, 7, 9]; защита рабочего газа от загрязнения парами ртути [2, 3, 7, 9].

Одновременно с этим достигаются: работа резервуаров при постоянной температуре [4]; исключение влияния конденсирующихся примесей в рабочем газе [7]; существенное снижение переменной сорбции газа стенками резервуаров [4, 12]; прямое погружение резервуаров в термостаты с измеряемой и опорной температурой [3];

б) воспроизводить единым образом шкалу и передавать единицу термодинамической температуры в интервале от 273,16 К вплоть до гелиевых температур, а также вверх, по крайней мере, до точки затвердевания золота, опираясь непосредственно только на одну точно фиксированную температуру тройной точки воды (273,16 К точно) в отличие от общепринятой методики косвенного, ступенчатого измерения;

в) определять термодинамическую температуру параллельно двумя методами без какой-либо существенной перестройки газового термометра с двумя резервуарами, что необходимо для выявления источников систематической погрешности, присущих, возможно, каждому методу в отдельности;

* В работе принимали участие: Н. В. Шеметилло, И. Б. Трулева, А. В. Курсин, Г. С. Герчикова, Н. В. Александрова, Н. В. Арефьева.

- г) снизить требования к точности определения фактора сжимаемости газа (виральных коэффициентов) за счет возможности получить большое число экспериментальных точек, соответствующих различной величине давлений P_0 , P_x и P_c в широком интервале, и проведения на этой основе надежной экстраполяции результата измерения к нулевому давлению;
- д) осуществить независимые эксперименты по уточнению виральных коэффициентов при разных температурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Израйлов К. С., Киренков И. И. Емкостной ртутный манометр для газового термометра.— Труды Института Комитета, 1961, вып. 51 (111), с. 5—11 с ил.
2. Израйлов К. С. Разделительная камера с емкостным отсчетом. Труды Института Комитета, 1962, вып. 63 (123), с. 182—199 с ил.
3. Израйлов К. С., Киренков И. И., Дийков У. В., Шеметилло Н. В., Арефьева Н. В. Новое определение термодинамической температуры фазового равновесия в точке золота методом прямого погружения резервуара газового термометра.— «Измерительная техника», 1967, № 1, с. 35—39 с ил.
4. Moser H., Otto, J. und Thowas W. Gasthermometrische Messungen bei hohen Temperature.— «Zeitschrift für Physik», 1957, 147B., 1H, ss 59—91; 1963, 175B., 3H., ss. 327—336; 1967, 206B., 2H, ss. 203—228.
5. Oishi J. High Temperature Determination by a New Gas Thermometer with Constant Bulb Temperature.— «Journ. of the Physical Society of Japan», 1961, 16, pp. 2056—2060.
6. Mochizuki T., Mitsui K., Takanishi et Shiratory T. Thermometrie a gas aux basses temperature au N. R. L. M. «Comite Consultatif de Thermometrie», 1967, 8-e session, pp. 48—53.
7. Preston—Thomas H., and Kirby C. G. M. Gas Thermometer Determinations of the Thermodynamic Temperature Scale in the Range -183°C to 100°C .— «Metrologia», 1968, v. 4, N 1, pp. 30—40.
8. Gyildner L. A., Stimson H. F., Edsinger R. E. and Anderson R. L. An Accurate Mercury Manometer for the NBS Gas Thermometer.— «Metrologia», 1970, v. 6, N 1, pp. 1—18.
9. Орлова М. П., Белянский Л. Б., Астров Д. Н., Шаревская Д. И. Новое определение температуры нормальной точки кипения кислорода.— «Метрология», 1966, т. 2, № 4, с. 162—165 с ил.
10. Астров Д. Н., Орлова М. П., Китин Г. А. Температурная шкала ВНИИФТРИ в интервале от 4,2 до 20 К.— «Метрология», 1969, т. 5, № 4, с. 111—118 с ил.
11. Kirenkov I. I., Israilov K. S. and Diykov U. V. A New Method of Gas Thermometry.— «Metrologia», 1974, v. 10, N 2, pp. 41—46.
12. Guildner L. A., Edsinger L. E. The Thermodynamic Kelvin Temperature Scale from 273,15 to 415 K.— «J. Research NBS», 1973, v. 77 A, N 4, pp. 383—389.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УДК 536.531

А. Х. ФАЯНС, О. С. ЕФИМОВА

ВНИИМ

ИНТЕРПОЛЯЦИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕРМОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ОТ 630 ДО 1064° С

В соответствии с положением об МПТШ-68 интерполяционным прибором в области 630,74—1064,43° С служит платинородий-платиновый термометрический термометр. Поскольку свойства этого термометра не отвечают сов-

ременным требованиям и он не может быть использован для измерений температуры с погрешностью, меньшей $\pm 0,1$ К, для интерполяции необходим другой термометрический прибор с более высокими метрологическими свойствами. Таким прибором может быть высокотемпературный термометр сопротивления (ВТС).

Широкие исследования, проводившиеся в ряде стран [2, 6, 7] в течение многих лет, позволили создать ВТС с удовлетворительными термометрическими свойствами (ВТС градуируется в реперных точках с погрешностью от 0,005 до 0,015 К, а воспроизводимость их показаний после многократных циклических воздействий при температуре до 1080° С в течение 1 ч составляет 0,005—0,02 К для различных термометров).

Для применения нового прибора в качестве интерполяционного, кроме его высокой стабильности и надежности, необходимо построить практическую температурную шкалу и разработать метод интерполяции, основанный на такой системе аттестации, которая позволяла бы производить градуировку ВТС с использованием минимального количества реперных точек.

Предлагались различные эмпирические зависимости для связи сопротивления ВТС с абсолютной температурой [1—3]. Однако предложенные методики давали недопустимо высокие расхождения между вычисленными и измеренными значениями температуры (до 0,4 К).

Авторами разработан метод [4] приведения показаний ВТС к некоторой стандартной таблице при помощи известного правила Матиссена, согласно которому разность сопротивлений двух образцов одного и того же металла высокой чистоты (платины) не зависит от температуры. Была выведена формула, связывающая относительное сопротивление данного термометра с сопротивлениями, приведенными в специальной стандартной таблице. Предложенная методика позволяет вычислить сопротивления ВТС на основании его градуировки в двух реперных точках (цинка и золота) при использовании этой таблицы относительных сопротивлений.

Отметим, что построение указанной таблицы связано со значительными трудностями ввиду ограниченного количества реперных точек в исследуемом диапазоне температур. Как указывалось в работе [4], кривая зависимости относительного сопротивления стандартного термометра от температуры в реперных точках (цинка, сурьмы, серебра и золота) должна соответствовать экспериментальным значениям и плавно стыковаться с предыдущим участком шкалы, воспроизводимым по МПТШ-68. Для изготовления термометров, градуируемых по этой методике, следует использовать платину с $\frac{R_{100}}{R_0} > 1,3924$.

Для определения суммарной погрешности разработанной методики значения сопротивлений сравнивались с вычисленными экспериментальными значениями. До сих пор такие расчеты производились лишь на основании градуировок термометров, изготовленных и аттестованных в СССР и Японии. В опубликованных работах Шаттла и Эванса [5, 6] приведены градуировочные значения большой группы изготовленных и отградуированных в НФЛ (Англия) и НБС (США) высокотемпературных термометров.

Для изготовленных и отградуированных во ВНИИМ термометров № 711 и 712 при использовании данных работ [5, 6], методики ВНИИМ и МПТШ-68 были вычислены сопротивления в реперных точках сурьмы и серебра.

Как видно из табл. 1, расхождения между измеренными и вычисленными значениями не превысили для точки сурьмы по МПТШ-68 — 0,015 К, а по методике ВНИИМ — 0,034 К; в точке серебра эти расхождения по методике ВНИИМ не превышают 0,031 К, что еще раз подтверждает вывод, сделанный в работе [4], о повышении точности воспроизведения температурной шкалы по сравнению с методикой МПТШ-68 с термоэлектрическим термометром в качестве интерполяционного прибора, по крайней мере, в три раза.

Особое внимание при создании методики интерполяции было обращено на участок стыка двух шкал (МПТШ-68 и шкалы ВНИИМ) при температуре, близкой к 630° С. Для сравнения хода градуировочных характеристик, полученных по МПТШ-68 и методике ВНИИМ, вблизи этой температуры были

Термометр	Результаты измерений в реперных точках, Ом						Расчеты по МПТШ-68			Расчеты по методике ВНИИМ					
	$R_{Tр}$	R_{Sn}	R_{Zn}	R_{Sb}	R_{Ag}	R_{Au}	R_{Sb} расч. Ом	Δt_{Sb} , °C	отклонение от среднего сист. расхождения, °C	R_{Sb} расч. Ом	Δt_{Sb} , °C	отклонение от среднего сист. расхождения, °C	R_{Ag} расч. Ом	Δt_{Ag} , °C	отклонение от среднего сист. расхождения, °C
ВТС (ВНИИМ)															
№ 711	0,663347	1,255530	1,703992	2,175793	2,843116	3,032414	2,175816	-0,009	0,015	2,175752	0,020	0,004	2,843102	0,006	-0,013
№ 712	0,675358	1,278085	1,734532	2,214726	2,894038	3,086654	2,214762	-0,015	0,021	2,214706	0,009	0,015	2,894039	0,000	-0,007
ВТС (НБС) (США)															
A-1	0,198753	0,376175	0,510536	0,651904	0,851835	0,908529	0,651893	0,014	-0,008	0,651878	0,034	-0,010	0,851832	0,004	-0,011
A-2	0,191805	0,363014	0,492671	0,629088	0,822020	0,876735	0,629084	0,005	0,001	0,629066	0,030	-0,006	0,822023	-0,004	-0,003
B-1	0,245117	0,463900	0,629682	0,803902	1,050436	1,120356	0,803895	0,008	-0,002	0,803874	0,030	-0,006	1,050442	-0,006	-0,001
B-2	0,254509	0,481682	0,653718	0,834724	1,090720	1,163322	0,834715	0,009	-0,003	0,834697	0,027	-0,003	1,090726	-0,006	-0,001
C-1	0,238831	0,452010	0,613450	0,783306	1,023533	1,091663	0,783302	0,004	+0,002	0,783281	0,027	-0,003	1,023538	-0,005	-0,002
C-2	0,237218	0,448890	0,609189	0,777843	1,016360	1,084006	0,777838	0,006	0,000	0,777814	0,032	-0,006	1,016365	-0,005	-0,002
N 1	0,268025	0,507110	0,688166	0,878661	1,148070	1,224473	0,878648	0,012	-0,006	0,878628	0,033	-0,009	1,148072	-0,002	-0,005
N 2	0,265039	0,501553	0,686664	0,869111	1,135632	1,211211	0,869195	0,006	0,000	0,869084	0,031	-0,007	1,135631	0,001	-0,008
N 3	0,260462	0,492852	0,668840	0,854002	1,115869	1,190133	0,853995	0,007	-0,001	0,853970	0,032	-0,008	1,115871	-0,002	-0,005
ВТС НФЛ (Англия)															
E058	0,229615	0,434558	0,589752	0,753024	0,983959	1,049458	0,753017	0,008	-0,002	0,753011	0,014	0,010	0,983970	-0,012	0,005
E059	0,230017	0,435242	0,590641	0,754126	0,985362	1,050936	0,754114	0,009	-0,003	0,754109	0,019	0,006	0,985364	-0,002	-0,005
E061	0,235849	0,446243	0,605560	0,773176	1,010240	1,077494	0,773164	0,013	-0,007	0,773161	0,017	0,007	1,010264	-0,027	0,020
E062	0,231768	0,438575	0,595178	0,759935	0,992960	1,059073	0,759924	0,012	-0,006	0,759924	0,012	0,012	0,992988	-0,031	0,024
E063	0,235523	0,445781	0,604997	0,772506	1,009416	1,076620	0,772496	0,011	-0,005	0,772488	0,020	0,004	1,009434	-0,020	0,013
						Среднее систематическое расхождение		0,006			0,024			-0,007	

Примечание. Здесь Δt — разность между измеренной и вычисленной температурой

вычислены первые и вторые разности значений градуировочных характеристик (см. табл. 2).

Сравнение экспериментальных данных градуировок термометров № 711 (ВНИИМ), E058 (НФЛ) и В-2 (НБС) показывает хорошую сходимость их градуировок. Вблизи точки затвердевания сурьмы, которая является верхней границей применения термометров сопротивления в соответствии с положением о МПТШ-68, ход кривой, построенной по методике ВНИИМ, носит плавный характер. Это говорит о том, что принципы методики ВНИИМ [4] подтверждаются экспериментально.

В табл. 2 приведены также расхождения между температурами, вычисленными по МПТШ-68 и по методике ВНИИМ; они являются результатом суммирования ряда погрешностей, связанных, в первую очередь, с различными по величине ошибками градуировки термометров в реперных точках: тройной точке воды, точках затвердевания олова, цинка и золота. Погрешность каждой из этих градуировок, во многом определяемая стабильностью термометров, лежит в пределах от 0,001 К — в тройной точке воды до 0,005 К — в точке затвердевания золота.

Вследствие того, что каждая из методик предусматривает использование различных групп реперных точек и методов вычислений, полученные расхождения включают в себя недостатки обоих методов интерполяции, а именно: экстраполяцию значений более чем на 200 К за предел верхней температуры градуировки (точка затвердевания цинка) и линейный характер поправки, вводимой в соответствии с правилом Матиссена (методика ВНИИМ).

Приемлемость таблицы относительных сопротивлений ВТС, построенной во ВНИИМ, на основании измерений, выполненных в Японии и СССР, была подтверждена данными Англии и США.

В дальнейшем необходимо расширить исследования в направлении создания не только стабильных высокотемпературных термометров сопротивления, но и создания международной таблицы относительных сопротивлений на основе таблицы ВНИИМ R_t/R_{Zn} и способов введения поправок (поправочной функции). Возможно, использование для введения поправок системы не из двух реперных точек (цинк и золото), как это делается сейчас, а из трех (цинк, серебра и золота).



Таблица 2

t, °C	Вычисленные значения сопротивления термометров									
	№ 711 (ВНИИМ)					ЕСС (НФЛ)				
	по методике ВНИИМ		по методике ВНИИМ		сопро- тивление, Ом	по методике ВНИИМ		по МПШ-68		2-я разность
сопро- тивление, Ом	1-я разность	2-я разность	сопро- тивление, Ом	1-я разность		2-я разность	сопро- тивление, Ом	1-я разность		
626	2,165591	2160,10 ⁻⁶	-3,10 ⁻⁶	2,165565	2154,10 ⁻⁶	-2,10 ⁻⁶	0,010	0,749480	746,10 ⁻⁶	1,10 ⁻⁶
627	2,167751	2157	-1	2,167720	2162	-2	0,014	0,750026	747	-
628	2,169008	2156	+1	2,168872	2150	+1	0,016	0,750573	746	-
629	2,170564	2157	+1	2,172022	2101	-2	0,018	0,751719	746	-
630	2,172221	2156	-1	2,174173	2149	-2	0,021	0,752465	746	-
631	2,173777	2154	-2	2,176322	2148	-1	0,024	0,753211	745	-
632	2,176531	2154	-2	2,178470	2147	-1	0,028	0,753956	745	-
633	2,180385	2153	-1	2,180617	2147	0	0,028	0,754703	745	-
634	2,182838	2153	0	2,182764	2147	0	0,031	0,755448	745	-
635	2,184991	2153	0	2,184911	2147	0	0,031	0,756192	744	-

Продолжение табл. 2

t, °C	Вычисленные значения сопротивления термометров									
	ЕСС (НФЛ)					В-2 (НВС)				
	по методике ВНИИМ		по методике ВНИИМ		сопро- тивление, Ом	по методике ВНИИМ		по методике ВНИИМ		Δt = (МПШ - ВНИИМ), К
сопро- тивление, Ом	1-я разность	2-я разность	сопро- тивление, Ом	1-я разность		2-я разность	сопро- тивление, Ом	1-я разность		
626	0,740482	745,10 ⁻⁶	0	-0,002	0,830793	829,10 ⁻⁶	-2,10 ⁻⁶	0,830785	827,10 ⁻⁶	0,008
627	0,750277	745	-1,10 ⁻⁶	-0,001	0,831622	827	-1	0,831619	825	0,010
628	0,752672	744	0	0,001	0,832449	828	-1	0,832437	825	0,012
629	0,754716	744	0	0,003	0,833277	826	-1	0,833262	825	0,015
630	0,752460	744	0	0,006	0,834103	826	0	0,834087	825	0,016
631	0,753294	744	0	0,008	0,834930	827	0	0,834912	825	0,018
632	0,753947	743	-1	0,010	0,835757	827	-1	0,835735	824	0,022
633	0,754690	743	0	0,014	0,836584	827	-2	0,836559	824	0,025
634	0,755433	743	0	0,017	0,837409	825	-1	0,837383	824	0,026
635	0,756176	743	0	0,018	0,838235	826	1	0,838206	823	0,029

ЛИТЕРАТУРА

1. Moser H. *Annalen der Physik*. 1930. Bd. 6, S. 852—858.
2. Nakaya S. et Uchiyama H. *Thermometrie des Hautes Températures à l'Aide du Thermomètre à résistance de Platine*. Documente 11, Comité Consultatif de Thermométrie (7-e Session), 1964.
3. Nakaya S. et Uchiyama H. *Thermometrie des Hautes Températures à l'Aide du Thermomètre à résistance de Platine* Documente IV. Comité Consultatif de Thermométrie (8-e Session), 1967.
4. Алиева Ф. З., Ефимова О. С., Фаянс А. X. Измерение температуры в интервале 419, 58—1064, 43° С платиновыми термометрами. — «Измерительная техника», 1968, № 12, с. 45—47 с ил.
5. Chattle M. V. *Platinum Resistance Thermometry up to the Gold Point*. National Physical Laboratory, 1971.
6. Evans J. P. and Wood Э. D. An Intercomparison of High Temperature Platinum Resistance Thermometers and Standard Thermocouples. — «Metrologia», 1971, v. 7, No 3, pp. 108—120.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УДК 536.521.2 : 535.241.34

Э. А. ЛАНИНА
ВНИИМ

ОБРАЗЦОВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ ДЛЯ ПИРОМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для градуировки современных пирометров излучения различных конструкций, измеряющих температуру по энергетической яркости объекта в различных участках спектра или по относительному распределению энергии в его спектре, нельзя применять один и те же образцовые излучатели. Требования к образцовым излучателям для градуировки и поверки разных пирометров различны.

Как известно, универсальным образцовым излучателем, пригодным для пирометров любого принципа действия, является модель абсолютно черного тела. Но даже и в этом случае из-за конструктивных особенностей оптической системы приборов и различных температурных пределов нельзя ограничиться одной конструкцией излучателя. Применение моделей черного тела требует проведения тщательного эксперимента, использования образцовых приборов для измерения температуры модели и большой затраты времени, без чего нельзя обеспечить требуемую точность. В связи с этим при массовых градуировках и поверках, когда это методически допустимо, целесообразно использовать образцовые источники, параметры излучения которых легко контролируются и надежно воспроизводятся. Требования к характеристикам излучения образцовых источников, к степени близости их излучения к излучению абсолютно черного тела обуславливаются принципом действия пирометра, а требования к конструкции их тела накала — параметрами оптической системы поверяемых приборов.

Наиболее распространенным и удобным излучателем являются температурные лампы с вольфрамовой лентой. Основные требования, предъявляемые к их конструкции: 1) высокая воспроизводимость зависимости температуры от тока питания; 2) исключение влияния излучения, отраженного стенками баллона на поверяемый пирометр; 3) надежная фиксация рабочего участка и направления визирования с помощью специальных визирных меток; 4) малые градиенты температуры на рабочем участке ленты.

Применение ламп, отвечающих перечисленным выше требованиям, обеспечит передачу значения кельвина в соответствии с МПТШ-68, с точностью, полностью удовлетворяющей требованиям пирометров излучения различных типов.

Излучение вольфрама, как известно, отличается сравнительно низкой степенью черноты, особенно в инфракрасной области спектра и достаточно

резкой зависимостью интенсивности от длины волны — это определяет область возможного применения температурных ленточных ламп в качестве образцовых излучателей. Лампы, градуированные на яркостную температуру при эффективной длине волны, лежащей в видимой области спектра, служат для градуировки и проверки визуальных и фотоэлектрических яркостных пирометров, использующих различные участки видимой области спектра и характеризующихся определенным значением эффективной длины волны. При этом чем уже рабочий спектральный интервал пирометра, тем надежнее лампа заменяет собой абсолютно черное тело.

Для градуировки пирометров, использующих спектральный интервал 0,6—0,7 мкм (визуальные оптические пирометры с эффективной длиной волны 0,65 мкм, пирометры типа ФЭП-4), вольфрамовая лампа часто применяется в комплекте со стеклом ПС-5 толщиной 5 мм [1]. Пропускание этого стекла τ_λ достаточно хорошо удовлетворяет уравнению

$$\lambda \ln(\tau_\lambda \varepsilon_\lambda) = \text{const.} \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны и ε_λ — цветовой коэффициент черноты излучения [2].

При этом яркостная и цветовая температура лампы совпадают в пределах 50° С, а яркостная температура лампы со стеклом в пределах 0,6—0,7 мкм практически постоянна. Таким образом, излучение лампы в интервале 0,6—0,7 мкм достаточно близко к излучению черного тела в этом интервале. Такого типа корректирующие стекла, коэффициент пропускания которых удовлетворяет уравнению (1), могут быть подобраны для других участков спектра.

Температурные лампы служат не только для градуировки яркостных пирометров и проверки их основной погрешности, но и для определения их эффективной длины волны по методу пересекающихся характеристик [3]. Так, лампа с поочередно помещаемыми перед ней стеклами сорта ПС-9 и СЗС-17, позволяет по показаниям пирометра рассчитать значение эффективной длины волны в красной области спектра, лампа со стеклами сорта ОС-6 и СЗС-20 может служить для проверки эффективной длины волны, близкой к 0,52 мкм [4].

Для проверки цветových пирометров, использующих излучение в видимой области спектра, температурная лампа с вольфрамовой лентой является образцовым излучателем, передающим значение цветовой температуры в интервале 1200—2800° С. Как показано в [5], образцовый излучатель для цветových пирометров может надежно заменять черное тело, если его дифференциальная цветовая температура постоянна или мало зависит от длины волны в рабочем участке спектра, используемом пирометром. Этому требованию в области применения формулы Вина, кроме серых тел ($\varepsilon_\lambda = \text{const}$), удовлетворяют излучатели, спектральный коэффициент черноты излучения которых соответствует уравнению

$$\varepsilon_\lambda = k_1 e^{\frac{k_0}{\lambda}}. \quad (2)$$

В общем случае спектральный коэффициент черноты излучения

$$\ln \varepsilon_\lambda = k + \ln \left(\frac{1 - e^{A/\lambda}}{1 - e^{B/\lambda}} \right). \quad (3)$$

В уравнениях (2) и (3) A , B , k_1 , k и k_0 — постоянные. В первом приближении, достаточном для градуировки пирометров класса 1,0, этому требованию удовлетворяет вольфрам и зависимостью цветовой температуры от длины волны в интервале 0,47—0,7 мкм можно пренебречь [6].

Для более точных пирометров необходима более точная корреляция эффективных длин волны пирометра и их значений при градуировке лампы. Для градуировки пирометров с пределами измерения выше 2800° С могут служить температурные лампы, перед которыми помещен светофильтр, по-

вышающий цветовую температуру лампы. Пропускание этого светофильтра должно удовлетворять следующему уравнению:

$$\lambda \ln \left(\frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon_{c_1}} \tau_\lambda \right) = \text{const.} \quad (4)$$

Здесь ϵ_{c_1} и ϵ_{c_2} — цветовой коэффициент черноты излучения исходного и скорректированного источников [3].

Для градуировки цветových пирометров, использующих видимый спектр до 6000°C , разработана установка УЛЦ-2 [7] (рис. 1), состоящая из температурной вольфрамовой лампы, двойного монохроматора с вычитающимися дисперсиями призм и профилирующего светофильтра. Температурная лампа 1 устанавливается в фокусе объектива монохроматора 2 и играет роль входной щели; ее спектральное изображение попадает в плоскость щели двойного монохроматора 3, где с помощью «профилирующего светофильтра» 4 изменяется спектральный состав излучения лампы. После прохождения лучей через вторую половину двойного монохроматора 4, 5 в плоскости его выходной щели 6 образуется белое изображение ленты, которое является источни-

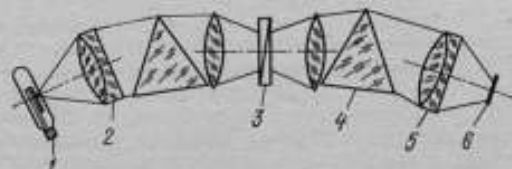


Рис. 1

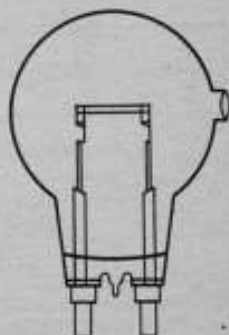


Рис. 2

ком излучения с высокой цветовой температурой. Профилирующее устройство представляет собой параллелограмм из двух клиньев, один из которых изготовлен из стекла К-8, а другой — из нейтрального стекла НС-6. Расчет угла клина из нейтрального стекла и формы его поверхности выполнен по уравнению, учитывающему зависимость между геометрическим положением точки в плоскости средней щели и длиной волны. Цветовая температура такого источника регулируется и плавно изменяется в пределах $2500\text{--}6000^\circ \text{C}$ при изменении тока в лампе. Цветовая температура источника мало зависит от выбора длин волн в спектральном интервале $0,45\text{--}0,7$ мкм. Установка была использована для градуировки опытных образцов цветového пирометра «ПИРЭД» в интервале $3000\text{--}4500^\circ \text{C}$.

Применение температурных ламп с вольфрамовой лентой для градуировки пирометров частичного излучения, использующих широкие интервалы спектра в близкой инфракрасной области, допустимо только при точно известных спектральных коэффициентах пропускания оптической системы пирометра и спектральной чувствительности приемника излучения, обеспечивающих точный расчет эффективных длин волн, соответствующих операции градуировки.

Дифференциальная цветовая температура вольфрамовых ламп в инфракрасной области сильно зависит от длины волны, что приводит к невозможности применения этих излучателей в качестве образцовых для градуировки цветových пирометров, использующих эту область спектра [5].

Для пирометров с пределами измерения от $200\text{--}1000^\circ \text{C}$ в качестве новых опытных образцовых излучателей разработаны лампы с лентой из вы-

сокотемпературных нихромовых сплавов в стеклянном баллоне с сапфировыми и флюоритовыми окнами. Данные об их стабильности в течение 50—80 ч. работы, а также постоянство дифференциальной цветовой температуры в пределах 10—20° С при 1000° С в спектральном интервале 0,65—2,2 мкм дают основание считать эти лампы перспективными для пирометрии.

Новое направление в области создания образцовых источников — разработка трубчатых ламп или так называемых ламповых моделей черных тел. Работы по созданию таких ламп проводились во ВНИИМ еще в 50-е годы; для модели подобного излучателя получено значение $\epsilon = 0,90$. За последние годы трубчатые лампы созданы в Национальной физической лаборатории (Англия). Недостатком этих ламп при использовании в качестве эталонных являются большие градиенты температуры вдоль трубок и связанная с этим зависимость их температуры от выбора апертурного угла [8].

По техническому заданию ВНИИМ разработаны упрощенные модели черных тел — трубчатые лампы.* Они представляют собой вольфрамовые тонкостенные трубки длиной 40—45 мм и диаметром 3,5 мм с центральной перегородкой из тонкой вольфрамовой проволоки. В трубке размещены две диафрагмы диаметром 2,5 мм на расстоянии 5 мм от краев. По краям трубки расположены хомутки из вольфрама, с помощью которых трубка укреплена на массивных держателях. В некоторых лампах хомутки имеют срезы для уменьшения градиента температуры вдоль трубок. Трубка находится в шаровом баллоне со смотровым окном из сапфира (см. рис. 2 и 3). Применение хомутиков со срезами позволило получить у отдельных образцов ламп равномерную в пределах 5° С при 1200° С температуру на расстоянии 20 мм от середины. У ламп с хомутками без срезов перепад температуры составляет 30—40° С при тех же условиях, а у отдельных образцов достигает 75° С. У новых излучателей была исследована зависимость дифференциальной цветовой температуры T_{cd} от длины волны в интервале 0,5—2,2 мкм; она оказалась постоянной в пределах 50° С при 1000—1200° С. Отметим, что дифференциальная цветовая температура является весьма чувствительной характеристикой спектральных свойств излучателя [5].

Для сравнения укажем, что у вольфрамовых ламп в этих же условиях T_{cd} изменяется на 600° С, у ламп с лентой из карбидированного вольфрама на 170° С. Некоторое повышение T_{cd} с ростом длины волны, возможно, связано со свойствами сапфировых окон. Предварительная оценка для коэффициента черноты излучения таких источников дает значение $\epsilon = 0,9$.

Новые излучатели смогут быть использованы для градуировки яркостных пирометров в широкой области спектра 0,4—4,5 мкм, для градуировки цветных пирометров в видимой, в ближней инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра, а также для проверки пирометров истинной температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н., Киряков И. И., Лапина Э. А. Новый метод проверки оптических пирометров. — «Измерительная техника», 1955, № 4. с. 20—25 с ил.
2. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ГТТИ, 1934, 455 с.
3. Киряков И. И., Лапина Э. А. Новая методика определения эффективных длин волн визуальных и фотоэлектрических яркостных пирометров. — «Измерительная техника», № 4, 1959, с. 310—314.

* Конструкция ламп разработана под руководством А. Б. Золотушкина.

4. Лапина Э. А. Методика определения эффективных длин волны визуальных ярких пирометров, использующих область спектра, близкую к 0,52 мкм. — Труды метрологических институтов СССР, 1975, вып. 171 (231), с. 36—38 с ил.

5. Лапина Э. А. Метод оценки образцовых излучателей, предназначенных для передачи цветовой температуры в заданном спектральном интервале. — Труды метрологических институтов СССР, 1972, вып. 131 (191), с. 92—103 с ил.

6. Крахмальникова Г. А., Лапина Э. А. Состояние эталонов и образцовых приборов для передачи температурной шкалы по тепловому излучению. — «Измерительная техника», 1970, № 1, с. 8—15 с ил.

7. Киренков И. И., Лапина Э. А., Крахмальникова Г. А., Кандыба В. В. Эталоны для цветовой пирометрии. Тезисы докладов III Европейской конференции по тепловизионным свойствам при высоких температурах. Италия, Турин, июнь, 1972.

8. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Лампы национальной физической лаборатории (Англия) и международные сличения температурных шкал. — Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), с. 125—139.

Поступила в редакцию 15/ХI 1974 г.

УДК 535.241.3 : 536.521

Л. И. ОШАРНА
ВНИИМ

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА ГРАДУИРОВОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП

С распространением и развитием фотоэлектрических методов температурных измерений установлено, что одним из основных источников погрешности является нестабильность существующих температурных ламп типа СИ10-300. Следует различать необратимые изменения градуировочных характеристик, возникающие в процессе эксплуатации ламп при высоких температурах, и колебания градуировочных характеристик, возникающие от изменения условий применения ламп и от других причин.

Как показала эксплуатация газонаполненных ламп СИ10-300 в течение 10 лет, необратимые изменения их градуировочных характеристик при работе до 1600°С невелики; при более высоких температурах они возрастают. При этом нестабильность сильно зависит как от продолжительности работы при высокой температуре и от уровня этой температуры, так и от режима работы — скорости нагрева и охлаждения.

Обратимые, кратковременные колебания градуировочных характеристик ламп типа СИ10-300 велики и лимитируют точность любых фотоэлектрических измерений. Причины этих колебаний следующие: изменения температуры окружающего воздуха; нестабильность нагрева цоколя лампы электрическим током; изменения расположения лампы в пространстве (наклоны); изменения направления визирувания; нестабильность (неустойчивость) конвективного теплообмена внутри баллона.

В работах [1—3] дан анализ различных причин к источникам нестабильности, вызывающих изменения градуировочных характеристик температурных ламп.

В статье рассмотрены зависимости градуировочных характеристик температурных ламп от изменения внешних условий — температуры окружающего воздуха и условий теплоотдачи.

Чтобы выявить влияние температуры воздуха на градуировочные характеристики лампы при фотоэлектрических измерениях, необходимо изменять температуру воздуха, окружающего одну из ламп, при постоянной температуре воздуха, окружающего лампу сравнения: это технически трудно

выполнимо. Поэтому для изучения влияния внешних условий на стабильность показаний ламп применялся раздельный обдув струей воздуха цоколя лампы и ее баллона и общий обдув лампы. Такой эксперимент (без определения коэффициента теплоотдачи) позволяет приблизительно оценить устойчивость показаний ламп к изменениям внешних условий. Были испытаны стандартные газонаполненные лампы типа СИ-10-300 и вакуумные лампы, изготовленные на основе СИ-10-300. Измерения производились через 1—1,5 ч. после выключения ламп и уравнивания их яркостей при определенной температуре (с учетом выхода ламп на стабилизированный режим работы) [4]. Установлено, что при длительной работе с газонаполненными лампами (в метрологической практике, например, сличение рабочих эталонов) необходимо строго следить за изменениями внешних условий (проветриванием, нагреванием, вентиляцией помещения и т. д.), так как подобные изменения вносят в градуировочные характеристики дополнительную случайную погрешность порядка, 1—1,5 К.

Для различных комбинаций ламп и значений яркостных температур (1200—1450° С) составлена таблица изменения градуировочных характеристик температурных ламп (в кельвинах и относительных единицах) от изменения внешних условий.

Эксперимент	ΔT, К		Отношение $\frac{\Delta T_{\text{газ}}}{\Delta T_{\text{вак}}}$
	газонаполненная лампа	вакуумная лампа	
Обдув баллона	1,75	0,50	3,5
Обдув патрона	0,70	0,25	2,8
Обдув всей лампы	1,5	0,1	15

Как видно из таблицы, влияние изменения внешних условий на показания вакуумных ламп слабее влияния на показания газонаполненных в 3—15 раз, в зависимости от условий эксперимента и уровня яркостной температуры. Результаты работы выявили реальную возможность повышения точности метрологических работ при применении вакуумных температурных ламп взамен газонаполненных в ограниченном диапазоне температур и показали необходимость выпуска отечественных температурных ламп в двух вариантах — газонаполненном и вакуумном.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. И. О некоторых свойствах температурных ламп. — Труды ВНИИМ, 1949, вып. 5 (65), с. 66—104 с ил.
2. Боярский Л. А., Стрелков П. Г. О воспроизводимости положения температурной лампы на оптической скамье спектропирометра. — «Измерительная техника», 1965, № 8, с. 15—17 с ил.
3. Лапина Э. А. Усовершенствование методики установки температурных ламп. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), 1969, с. 115—118 с ил.
4. Ошарина Л. И. О новых излучателях для точной пирометрии. — Труды метрологических институтов СССР, 1975, вып. 171 (321), с. 43—47 с ил.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

СПЕКТР ИСПУСКАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА ТИПА ЭВ-45 В ДИАПАЗОНЕ 230—1000 нм

Расширение верхнего предела температурной шкалы в область температур, реализуемых в плазменном состоянии вещества, требует наряду с разработкой измерительной эталонной аппаратуры применения образцового плазменного излучателя [1].

Излучатель типа ЭВ-39 (ЭВ-45) [2—4] представляет собой конденсированный электрический разряд внутри капилляра в диэлектрической пластине. Капилляр диаметром 2 мм просверливается в текстолите ПТК толщиной 10 мм. Плотность тока разряда в капилляре составляет $3 \cdot 10^5$ А/см², тепловая нагрузка на стенку 10^7 Вт/см², давление в канале во время импульса порядка 500 атм, регулируемая длительность импульса 100—400 мкс, излучение, выходящее из торцевых отверстий капилляра по направлению его оси, соответствует излучению абсолютно черного тела при температуре порядка 39000 К. По данным авторов [1—4] канал разряда испускает интенсивный сплошной спектр в области 230—600 нм. Во ВНИИМ исследовано излучение источника ЭВ-45 в области спектра 500—650 нм на спектрографе ДФС-13 [5]. В качестве материалов стенки капилляра использовались текстолиты марок ПТК, ВЧ и СТ (стеклотекстолит), винипласт, полиметилметакрилат двух сортов. На фотоэлектрическом спектропирометре измерена яркостная температура канала разряда внутри капилляров из текстолита ПТК и полиметилметакрилата в длинах волн 500, 551, 596 и 644 нм. Яркостная температура разряда в области спектра 500—600 нм остается постоянной в пределах ± 700 К и составляет 39100 К. Заметим, что в работах [2—5] описаны только отдельные участки спектра и не приведен их полный качественный анализ. Исследование излучений источника ЭВ-45 и его градуировка по температуре были осуществлены для узкого спектрального интервала.

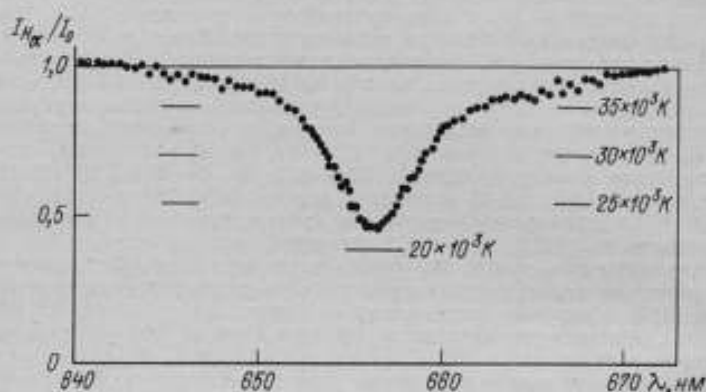
Излучатель типа ЭВ-45 нашел широкое применение в лабораторной практике как источник высокой яркости с излучением, близким к равновесному при температуре порядка 40 000 К. Однако, как известно, газовый разряд при высоком давлении и температуре имеет спектр, включающий полосы поглощения. Поэтому использование излучателя ЭВ-45 в более широком спектральном диапазоне, чем 500—644 нм, может привести к существенным ошибкам.

Разработанный во ВНИИМ фотоэлектрический спектропирометр [6] измеряет яркостную температуру излучателей по интенсивности сплошного спектра. Для правильной работы спектропирометра необходимо выбрать участки спектра, свободные от спектральных линий поглощения и излучения. В настоящей работе проведено спектрографирование испускания разряда в возможно широкой области чувствительности спектральных пластинок. Импульсный разряд возбуждался внутри капилляра с начальным диаметром $2 \pm 0,05$ мм в пластинках толщиной $10 \pm 0,1$ мм. Были выбраны материалы с высокой механической прочностью и ударной вязкостью: текстолит марок ПТ и ВЧ, текстолит марки СТ (стеклотекстолит), полиметилметакрилат двух сортов (подделочное и авиационное органическое стекло), паронит, полиэтилен, капролон. Ток разряда имел П-образную форму. Амплитуда разрядного тока для первого импульса при длительности 150 мкс составляет 8100 А.

Спектр испускания плазмы источника ЭВ-45 фотографировался в области длин волн от 230,0 до 1000,0 нм на спектрографе ДФС-13, обратная линейная дисперсия которого составляла 0,4 нм/мм. На входную щель спектрографа проектировалось выходное отверстие капилляра и выделялась центральная зона изображения среза порядка 1,5 мм. Для устранения высших

порядков спектра в видимой и инфракрасной областях использовались отрезные стеклянные фильтры ЖС-18 и КС-17. Фотографирование спектров испускания проводилось, в зависимости от рабочей области спектра, на фотопластины панхром Infrarot Platten 750, Infrarot Platten 850, инфра 920М. В качестве реперных спектральных линий фотографировали спектр ртутной лампы ПРК-2 или безэлектродного разряда в неоне источника ППБЛ-3, что позволило провести качественный анализ спектра испускания источника ЭВ-45.

Спектр испускания плазмы источника ЭВ-45 указывает на то, что разряд в капилляре из органических материалов позволяют получить высокую яркость в спектральном диапазоне 230—1000 нм. По результатам качественного анализа составлена таблица, содержащая 112 линий. Спектральные линии, присутствующие в спектре плотной плазмы источника ЭВ-45, сильно



Контур линии поглощения H_{α}

уширены и сдвинуты относительно приспаванных им длин волн в спектре атомов, поэтому определение центра линий возможно только с погрешностью порядка 1 \AA . Большинство спектральных линий принадлежит элементам Н, О, С органических соединений (см. также работу [3]), составляющих основу материала стенки капилляра, а также элементов присадок и примесей, присутствующих как в электродах, так и в материале стенки капилляра. В спектральном диапазоне 370—460 нм на фоне сплошного спектра наблюдается группа линий излучения, что указывает, по-видимому, на отсутствие насыщения излучения капиллярного разряда источника ЭВ-45 в этом диапазоне до уровня интенсивности абсолютно черного тела при температуре плазмы. В области 820—900 нм имеется большое количество линий поглощения азота воздуха, нагретого в холодных зонах плазменного факела, крылья которого перекрываясь уменьшают уровень яркости сплошного спектра. Это следует учитывать при исследовании излучения источника ЭВ-45 методами яркостной пирометрии.

Искажающее влияние сильно уширенной водородной линии на спектр в области пирометрической длины волны 656 нм исследовано в специальном эксперименте. На одну фотопластинку фотографировались спектры разрядов в капиллярах, высверленных в пластинах из органического материала (полиметилметакрилата) и фторопласта (CF_4), не содержащего в своем составе водород. Яркостная температура разряда во фторопластовом капилляре, измеренная фотозлектрически, с погрешностью, не превышающей $\pm 2,5\%$, совпадает в области спектра, удаленной от центра линии H_{α} , с температурой разряда в полиметилметакрилате. Об этом свидетельствует и картина, полу-

ченная при фотометрировании спектров обоих разрядов, выполненном на микрофотометре МФ-4. Используя в качестве марок интенсивности спектр разряда во фторопласте, сфотографированный через 9-ступенчатый ослабитель, проведено монохромное фотометрирование и получен ход кривой интенсивности разряда в капилляре из полиметилметакрилата в окрестности линии H_{α} .

На рисунке показано изменение относительной интенсивности по контуру H_{α} . Яркостная температура разряда уменьшается от 39100 в области 500—600 нм до 22500 К при $\lambda = 656$ нм. Полуширина линий H_{α} в спектре излучателя ЭВ-45 составляла 6 нм, причем крылья заметно поглощают при $\Delta\lambda = \pm 16$ нм от центра контура. Близкое значение яркостной температуры в центре контура H_{α} получено в работе [7] фотоэлектрическим методом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кандыба В. В. Об источниках излучения для построения температурной шкалы выше 10 000 °С.— Труды институтов Комитета, 1962, вып. 63 (123), с. 20—24 с ил.
2. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. Исследование мощного импульсного разряда с ограниченным диаметром канала.— «Оптика и спектроскопия», 1958, вып. 5, с. 539—541. с ил.
3. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением подобным излучению абсолютно черного тела при температуре 40 000 К.— «Оптико-механическая промышленность», 1960, № 1, с. 1—5.
4. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Коэффициент непрерывного поглощения водородно-углеродной плазмы при температуре 40 000 К и давлении в сотни атмосфер.— «Оптика и спектроскопия», 1964, 16, вып. 6, с. 949—957.
5. Амброк Г. С., Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метрологические исследования излучения импульсного плазменного источника типа ЭВ-45.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), И.-Л., Изд-во стандартов, с. 53—68.
6. Амброк Г. С., Беспалов Ю. Б., Бражниченко Г. Н., Долицкий И. Н., Зорин Д. И., Каяндер М. С., Киренков И. И., Королева Е. А. Фотоэлектрическая спектрометрическая установка типа ИПСП-1 ВНИИМ для измерения температуры плазменных излучателей.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), М.—Л., Изд-во стандартов, с. 33—49.
7. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Аттестация импульсного источника света ЭВ-45 (ЭВ-39) по яркостным температурам в области 600—1000 нм.— «Журнал прикладной спектроскопии», т. XV, вып. 6, 1971, с. 1088—1089.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

ПРИКЛАДНАЯ МЕТРОЛОГИЯ. ПОВЫШЕНИЕ И КОНТРОЛЬ ТОЧНОСТИ

УДК 536.212.033.081

Б. К. БРАГИН, Б. П. ПАВЛОВ

Свердловский филиал ВНИИМ

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ТЕРМОЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОВОЛОК

Впервые задача обнаружения и оценки термоэлектрической неоднородности электродов термопар была поставлена и частично разрешена Уайтом [1, 2].

Термоэлектрическая неоднородность осложняет массовый выпуск взаимозаменяемых термопар, имеющих стандартную градуировочную характеристику [3] и является одним из источников неустраняемой погрешности определения термо-э. д. с. термоэлектродных материалов по отношению к платине и индивидуальной градуировки термопар. Поэтому при точных измерениях температуры термопарами возникает потребность введения поправки на паразитную термо-э. д. с., обусловленную расположением термоэлектрически неоднородных электродов в зоне градиента измеряемой температуры. Однако определение такой поправки требует знания распределения температуры вдоль термоэлектродов и распределения вдоль них неоднородности.

Несмотря на многочисленные публикации, вопрос о неоднородности проволок до сих пор не нашел удовлетворительного решения. В связи со стандартизацией термоэлектродных материалов и все более широким использованием термопары, эта задача приобрела в настоящее время особую остроту. Безотлагательного решения требуют следующие ее части:

- 1) нахождение надежного метода испытаний термоэлектродных проволок на неоднородность, который мог бы быть стандартизован и создание аппаратуры для его осуществления;
- 2) нахождение метода оценки погрешности измерения температуры термопарами с термоэлектрически неоднородными электродами в различных температурных полях;
- 3) выделение оценки неоднородности, как показателя качества серийно выпускаемых термоэлектродных материалов.

Применяемая терминология

Величину термо-э. д. с. термоэлектрода можно выразить известным соотношением

$$E = \int_0^T h dt.$$

Величина h для технических материалов определяется относительно платины, общепринятой в качестве «нормального термоэлектрода», термо-э. д. с. которого в термоэлектрическом ряду напряжения условно принята равной нулю. В научно-технической литературе величину h называют абсолютной

дифференциальной термо-э. д. с., чувствительностью, термоэлектрической способностью. В данной работе используется термин «термоэлектрическая способность». Таким образом, термоэлектрическую неоднородность проволоки можно трактовать как колебания термоэлектрической способности материала вдоль проволоки относительно некоторого условно принятого уровня. Эти колебания являются следствием влияния многих факторов, и описание их простыми математическими выражениями затруднительно.

Классификация термоэлектрической неоднородности на протяженную и местную [4], распределенную и локальную [5], по мнению автора, весьма условна по следующим причинам:

1) эти понятия допускают разное толкование для проволоки различной длины;

2) при наличии графика распределения неоднородности вдоль проволоки разделение неоднородности на две составляющие теряет смысл;

3) аппроксимация кривых неоднородности детерминированными выражениями затруднительна.

По-видимому, удобнее характеризовать неоднородность совокупности термоэлектродов спектром частот ($\text{рад}\cdot\text{см}^{-1}$) [6], принятым в теории случайных функций, чем классифицировать ее по составляющим, так как в этом случае обедняется описание случайного процесса.

Классификация методов измерения термоэлектрической неоднородности по способу осуществления контакта, по мнению авторов, неудачна. В самом деле, измерение термо-э. д. с. неоднородности любым методом возможно лишь при наличии контакта между электродом сравнения и испытуемым участком проволоки. В так называемых «контактных» методах этот контакт термоэлектродов — внешний и создается механическим путем (скрутка [7], скользящий контакт [8], пружинный контакт [9], захват [10]), а в «бесконтактных» (точечная печь [11], асимметричный нагреватель [12], метод двух сред [7, 13]) — образуется внутренний контакт в области градиента температуры.

Таким образом, целесообразно классифицировать контактные методы [7—13] по способу получения контакта, как методы внешнего и внутреннего контакта. К бесконтактным методам можно было бы отнести применяющийся в последнее время магнитный метод [14]. Этот метод еще недостаточно разработан, так как не изучен основной вопрос о корреляционной зависимости между термоэлектрической и магнитной неоднородностью, не решен вопрос об экстраполяции измеренных значений магнитного потока материала проволоки при комнатной температуре к более высоким температурам. Однако отсутствие температурного воздействия на исследуемую проволоку и простота осуществления метода делают его перспективным для технологического контроля качества проволоки. Названия методов внутреннего контакта точечной печи, асимметричного нагревателя и метода двух сред изменены соответственно на названия методов дипольного симметричного градиента температуры, дипольного асимметричного градиента температуры и однополярного градиента температуры.

Сравнительный анализ методов измерения термоэлектрической неоднородности

Будем рассматривать установку, использующую какой-либо метод измерения термоэлектрической неоднородности, как систему, входной сигнал которой представляет собой изменение термоэлектрической способности материала вдоль проволоки, а выходной — соответствующее изменение термо-э. д. с., возникающее под действием перемещающегося по проволоке градиента температуры (термо-э. д. с. неоднородности). Тогда преобразование системой входного сигнала можно представить в виде [2, 15]

$$E(t) = \int^{t+L_0} h(t) \frac{dt}{dl} dl, \quad (1)$$

где $h(l)$ — входной сигнал; l — текущая координата; L_0 — протяженность движущегося градиента температуры установок; $\frac{dt}{dl}$ — градиент температуры.

Сравним различные методы измерения термоэлектрической неоднородности проволок при следующих упрощающих предположениях:

1) вдоль проволоки имеет место синусоидальное распределение термоэлектрической способности

$$h(l) = H_0 + h_0 \sin \omega l, \quad (2)$$

где H_0 — среднее значение термоэлектрической способности (ТЭС) для данного материала проволоки; h_0 — амплитуда колебаний $h(l)$ относительно H_0 ; ω — круговая частота, $\text{см}^{-1} \cdot \text{рад.}$;

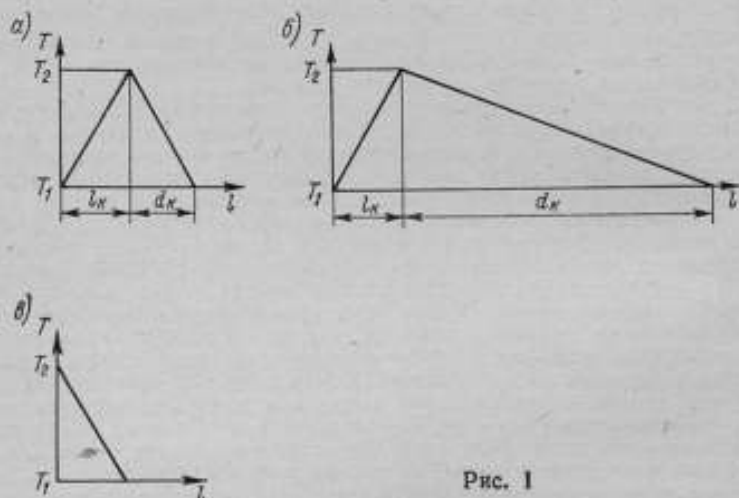


Рис. 1

2) распределение температуры на проволоке при использовании метода двуполярного симметричного градиента температуры (ДСГ) показано на рис. 1, а, двуполярного асимметричного градиента температуры (ДАГ) — на рис. 1, б и однополярного градиента температуры (ОГ) — на рис. 1, в.

Используя выражения (1), (2) и опуская промежуточные выкладки, получаем следующие выражения выходного сигнала:

для метода ДСГ

$$E(l) = h_0 \Delta T \left\{ \frac{1}{\omega d_k} [\cos \omega (l + l_k + d_k) - \cos \omega (l + l_k)] - \frac{1}{\omega l_k} [\cos \omega (l + l_k) - \cos \omega l] \right\},$$

где $\Delta T = T_2 - T_1$ (рис. 2). При $l_k = d_k$ имеем

$$E(l) = Ah_0 \sin \omega \left(l + \frac{\Phi}{\omega} \right). \quad (3)$$

Здесь

$$A = \left| \frac{-2\Delta T \sin^2 \omega \frac{l_k}{2}}{\frac{\omega l_k}{2}} \right|,$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\operatorname{ctg} \omega l_k;$$

для метода ДАГ при $l_k \ll d_k$

$$E(l) = B h_0 \sin \omega \left(l + \frac{\varphi}{\omega} \right), \quad (4)$$

где

$$B = \Delta T \sqrt{B_1^2 + B_2^2 - 2B_1 B_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)};$$

$$B_1 = \frac{\sin \omega \frac{l_k}{2}}{\omega \frac{l_k}{2}}; \quad \varphi_1 = \omega \frac{l_k}{2};$$

$$B_2 = \frac{\sin \omega \frac{d_k}{2}}{\omega \frac{d_k}{2}}; \quad \varphi_2 = \omega \frac{d_k}{2};$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{B_1 \sin \varphi_1 - B_2 \sin \varphi_2}{B_1 \cos \varphi_1 - B_2 \cos \varphi_2};$$

для метода ОГ

$$E(l) = D - ch \sin \omega \left(l + \frac{l_k}{2} \right), \quad (5)$$

где

$$D = \Delta T (h_N - H_0);$$

$$c = \Delta T \frac{\sin \omega \frac{l_k}{2}}{\omega l_k / 2},$$

h_N — термоэлектрическая способность электрода сравнения относительно платины. На рис. 2 представлены зависимости множителей A , B , C от ω . Пренебрегая амплитудными и фазовыми искажениями на уровне 0,9, будем иметь достоверные измерения составляющих ТЭС с периодом 2–4 см для метода ДСГ, 5–67 см для метода ДАГ (при $l_k : d_k = 0,1$) и от 4 см до ∞ для метода ОГ. Считая, что реальные распределения температур вдоль термоэлектродов обычно имеют протяженность более 4 см, а значительную погрешность от неоднородности дают низкочастотные составляющие [16], следует отметить, что наименьшие амплитудные и фазовые искажения входного сигнала в большом диапазоне частот составляющих неоднородности дает метод одномерного градиента. Наибольшие искажения вносит преобразование входного сигнала системой ДСГ.

Уменьшая l_k до нуля, получим:

$$\lim E_{ДСГ}(l) = 0; \quad (6)$$

$$\lim E_{ДАГ}(l) = B'h_0 \sin \omega \left(l + \frac{\varphi'}{\omega} \right); \quad (7)$$

где

$$B' = \Delta T \sqrt{1 + B_2^2 - 2B_2 \cos \omega \frac{d_k}{2}};$$

$$\varphi' = \arctg \frac{B_1 \sin \varphi_1 - B_2 \sin \omega d_k/2}{B_1 \cos \varphi_1 - B_2 \cos \omega d_k/2};$$

$$\lim E_{ОГ}(l) = D - \Delta T h_0 \sin \omega l. \quad (8)$$

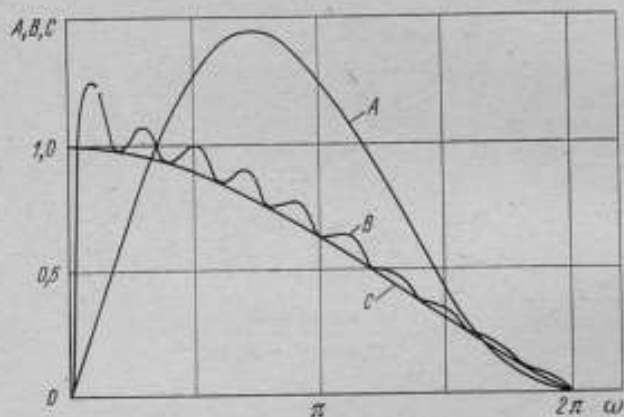


Рис. 2

На основании выражений (6) — (8) можно сделать следующий вывод: уменьшение l_k до малых значений эффективно только для метода ОГ; для метода ДАГ оно приводит к ограниченному снижению (при постоянном d_k) искажений входного сигнала; для метода ДСГ уменьшение l_k приводит к значительной потере информации об измеряемой неоднородности. Наименьшие амплитудные искажения входного сигнала для метода ДСГ возможны лишь при соблюдении соотношения $\omega l_k = 0,75 \pi$, т. е. выбор l_k должен определяться частотами, несущими основную долю информации об изменениях ТЭС проволоки.

Таким образом, сравнительный анализ методов внутреннего контакта подтверждает, что наибольшую информацию о неоднородности проволоки можно получить при использовании метода ОГ; это соответствует общему мнению. Применение методов ДСГ и ДАГ для измерения неоднородности неизбежно связано с потерей информации, учесть которую при вариации частоты изменений ТЭС затруднительно.

Количественные оценки термоэлектрической неоднородности термоэлектродов термопар

Для высокоточных измерений температуры термопарами, градуированными индивидуально, погрешность, связанную с неоднородностью термоэлектродов, можно рассчитать графическим расчетом [1]. Паразитную термо-э. д. с. рассчитывают по формуле

$$E = \sum_{i=1}^n \Delta h_i T, \quad (9)$$

где Δh — разность термоэлектрических способностей двух близлежащих участков проволоки, находящихся в зоне градиента температуры; T — температура стыка этих участков.

Возможно также использование выражения [15]

$$E = \sum_{i=1}^n \bar{\Delta h}_i \cdot \Delta T, \quad (10)$$

где $\bar{\Delta h}_i$ — среднее превышение значения ТЭС i -го малого участка проволоки над h_k ; ΔT — разность температур концов этого участка; h_k — минимальное значение ТЭС материала электрода.

Однако графический метод требует громоздких построений, и поэтому иногда применяют графо-аналитический метод, в котором реальная кривая $\Delta h(l)$ или $\bar{\Delta h}(l)$ аппроксимируются ступенчатыми кривыми с шагом $\Delta = 2l_k$ в случае использования метода ДСГ, или с шагом $\Delta > l_k$ для метода ОГ. По формуле (9) получаем погрешность паразитной термо-э. д. с., причем Δh_i берем на середине участка ($2l_k$). Соотношение (10) используется при наличии кривой $\bar{\Delta h}(l)$, полученной методом ОГ. В этом случае

$$\Delta h_i = \frac{E(l)_k + E(l)_{k+1}}{2Cl_k},$$

где $E(l)_k$, $E(l)_{k+1}$ — значения термо-э. д. с., записанные методом ОГ, на границах i -го участка, отсчитываемые от уровня $E(l)$, соответствующего h_k ; C — градиент температуры. Погрешность графического и графо-аналитического методов обусловлена погрешностью определения термо-э. д. с. неоднородности тем или иным методом, погрешностью измерения распределения температуры вдоль термоэлектродов и погрешностью аппроксимации. Несмотря на сравнительную простоту расчета по кривой неоднородности, полученной методом ДСГ, следует отдать предпочтение расчету паразитной термо-э. д. с. по кривой метода ОГ по следующим причинам:

- 1) метод ОГ позволяет фиксировать $\bar{\Delta h}$ в значительно большем диапазоне частот ($\text{см}^{-1} \cdot \text{рад}$), чем метод ДСГ;
- 2) увеличение скорости движения проволоки повышает разрешающую способность метода ОГ, в то время как для метода ДСГ это увеличение вносит систематическую погрешность, связанную с неравенством положительного и отрицательного градиентов температуры и неточностью соответствующих поправок;
- 3) для метода ОГ шаг аппроксимации меньше, чем для метода ДСГ, что существенно повышает точность аппроксимации кривой термо-э. д. с. неоднородности.

Попытка строгой аналитической оценки погрешности измерения температуры термопарами из-за неоднородности их электродов была предпринята в работе [15].

Авторами получено следующее выражение:

$$E_c(l) + \int_{-\infty}^{\infty} K_c^*(l - \xi) E_p(\xi) d\xi, \quad (11)$$

где

$$K_c^*(l) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{K_c(j\omega)}{K_p(j\omega)} e^{j\omega l} d\omega.$$

Расчет погрешности по этим формулам, по мнению авторов, чрезвычайно затруднен и представляет лишь теоретический интерес; из анализа выражения (11) следует, что оценка погрешности от неоднородности существенно зависит от правильности определения $E_p(l)$ и соотношения Фурье-преобразованных градиентов температуры при испытании и эксплуатации.

Известно, что функцию, в общем случае непериодическую и удовлетворяющую условиям Дирихле в промежутке $[0 < l < L]$, можно разложить в ряд вида

$$\sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n \frac{\pi l}{L}.$$

Кривая неоднородности непрерывна и интервал, на котором она определяется, можно разбить на конечное число промежутков, где она монотонна. Следовательно, в принципе ее можно представить в таком виде

$$\bar{\Delta}h(l) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n \frac{\pi l}{L}, \quad (12)$$

где L — длина испытываемого участка проволоки; l — текущая координата; b_n — коэффициент Эйлера.

Однако применение и рассмотрение тригонометрического ряда, описывающего неоднородность вдоль проволоки, для оценки погрешности реальной термопары и качества термоэлектродных проволок не представляется возможным ввиду большой неопределенности коэффициентов b_n в (12), так как сама неоднородность (ее распределение вдоль проволоки) не подчиняется в общем случае какому-либо детерминированному закону и является случайной функцией для совокупности термоэлектрода. Поэтому для оценки качества термоэлектродных проволок и оценки погрешности термопар от неоднородности пригодны лишь вероятностные характеристики, полученные при обработке регистрируемой кривой $E(l)$ или совокупности таких кривых.

Вероятностный подход к оценке неоднородности был предложен в работе [16], где для выражения погрешности совокупности термопар, обусловленной неоднородностью электродов, использовано выражение

$$E(l) = \int_0^l K(l) t(l) dl, \quad (13)$$

где $K(l)$ и $t(l)$ — функции, характеризующие соответственно распределение термоэлектрической неоднородности и температуры по длине электрода.

Если принять, что $K(l)$ является стационарной случайной функцией длины для совокупности электродов термопар из одного материала, то $E(l)$ будет представлять собой интеграл от произведения случайной функции и неслучайной функции (температурного распределения). Находим корреляционную функцию от $E(l)$ [16]

$$R_E(l, l') = \int_0^l \int_0^{l'} R_K(l, l') t(l) t(l') dl dl',$$

где $R_K(l, l')$ — корреляционная функция от $K(l)$; l, l' — сечения случайной функции в промежутке $[0, l]$.

Подставив $l = l'$ в $R_E(l, l')$, получим дисперсию погрешности совокупности термопар от неоднородности одного электрода, т. е. $D_E = R_E(0)$. Все соотношения, приведенные в работе [16], используются при применении метода ДСГ. Очевидно, что из-за нечувствительности метода ДСГ к низкочастотным изменениям ТЭС материала вдоль проволоки случайная функция $K(l)$ не может быть нестационарной. Эта нестационарность может быть значительной [3]. Поэтому для определения погрешности термопар от неоднородности предпочтителен метод ОГ. По диаграммам $K(l)$, полученным этим методом, можно судить о нестационарности процесса изменения $\overline{\Delta h}(l)$ и известными приемами сводить расчет нестационарных процессов к расчету стационарных. Однако ввиду простоты метод ДСГ в некоторых случаях применяется для текущего контроля проволоки.

Новый подход к оценке дисперсии показаний термопар из-за неоднородности ее электродов [16] позволяет найти граничную оценку температурных измерений термопарами.

Оценка погрешности показаний термопар от низкочастотных составляющих неоднородности, вызывающих нестационарность самой погрешности, аппаратный анализ термо-э. д. с. неоднородности и задача сведения нестационарных процессов изменения ТЭС вдоль проволоки к стационарным в работе [16] детально не рассматривались. Остановимся на некоторых из этих вопросов.

На основании анализа кривых неоднородности в [3] приходим к выводу, что в общем случае нестационарную случайную функцию изменений ТЭС проволоки можно представить как сумму неслучайной функции $\psi(l)$ (функция может быть представлена случайной величиной) и эргодической стационарной функции $\mu(l)$, т. е.

$$\overline{\Delta h}(l) = \psi(l) + \mu(l). \quad (14)$$

Тогда

$$m_{\overline{\Delta h}} = \psi(l) + m_{\mu},$$

где $m_{\overline{\Delta h}}$, m_{μ} — математические ожидания случайной функции $\overline{\Delta h}(l)$, $\mu(l)$ соответственно.

Нестационарная случайная функция $\overline{\Delta h}(l)$ имеет переменное по длине математическое ожидание $m_{\overline{\Delta h}}$ и корреляционную функцию $R_{\overline{\Delta h}}(\Delta l)$, соответствующую эргодической стационарной случайной функции $\mu(l)$.

Охарактеризуем совокупность термоэлектродов на какой-то конечной длине L проволоки статистическими характеристиками $\hat{m}_{\overline{\Delta h}}$, $\hat{R}_{\overline{\Delta h}}(\Delta l)$, $\hat{D}_{\overline{\Delta h}}$; погрешность от неоднородности термопар, скомплектованных из этой совокупности, будет иметь математическое ожидание от неслучайной функции $\psi(l)$ и дисперсию от эргодической случайной функции $\mu(l)$. Используя выражение (10), получаем для случая линейного распределения температуры вдоль термоэлектрода

$$m_E = c \int_0^{l_k} \psi(l) dl, \quad m_{\mu} = 0;$$

$$D_E = R_E(0) = c^2 \int_0^{l_k} \int_0^{l'_k} R_{\mu}(l_k, l'_k) dl_k dl'_k. \quad (15)$$

Количественная оценка погрешности совокупности термопар зависит от изменения ТЭС материала проволоки. Поэтому необходимо введение каких-либо коэффициентов (показателей), характеризующих термоэлектрическую неоднородность проволоки. Попытка ввести такие показатели была сделана в работе [17]. Для характеристики неоднородности проволоки вводи-

лись степени неоднородности σ и коэффициента неоднородности γ , связанных соотношением:

$$\gamma = \frac{\sigma}{(\text{grad } t)_{\max}}, \quad (16)$$

где

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (E_i - \bar{E})^2}{n-1}},$$

n — количество отсчетов E_i по кривой $E(t)$; E_i — значение термо-э. д. с. неоднородности точки проволоки, измеренной методом ДСГ; \bar{E} — среднее значение термо-э. д. с. неоднородности на участке проволоки; $(\text{grad } t)$ — максимальный градиент температуры на исследуемом участке проволоки при измерении E_i .

По мнению автора работы [17], коэффициент неоднородности позволяет производить сравнительную оценку термоэлектрической неоднородности проволок по результатам, полученным при разных температурах и различающихся температурных градиентах. Отметим, что формулы, приведенные в [16], показывают несостоятельность сравнительной оценки неоднородности проволоки по коэффициенту неоднородности при использовании данных, полученных методом ДСГ. Между тем применение γ для сравнительной оценки термоэлектродов при использовании метода ОГ, вполне обосновано [15]. Отметим еще одну особенность применения γ — условие равенства I_d при сравнении σ в различных температурных полях. Отсюда, при отсутствии надежного метода пересчета вытекает необходимость введения стандартного метода испытаний проволок на термоэлектрическую однородность.

Наличие неслучайной функции $\psi(t)$ в выражении (14) вызывает нестабильность математического ожидания погрешности от неоднородности γ серийно изготавливаемых термодпар стандартной градуировки (вследствие случайного выбора термоэлектрода из бухты) в пределах:

для линейной нестационарности

$$0 < m_E < \overline{\Delta h}_{\kappa} c, \\ \overline{\Delta h}_{\max} = kL;$$

для квазипериодической нестационарности

$$0 < m_E < kL \frac{\cos \omega_n t_k}{\omega_n} c,$$

где $\overline{\Delta h}_{\max}$ — максимальное значение (превышение над h_k) отклонения ТЭС материала бухты проволоки; ω_n — круговая частота нестационарности; k — коэффициент пропорциональности; L — протяженность исследуемых отрезков.

Эти выражения показывают, что указание заводом-изготовителем вида нестационарности, максимального значения отклонения термоэлектрической способности материала проволоки от h_k и частоты нестационарности ω_n позволило бы снизить неопределенность математического ожидания погрешности от неоднородности электродов термодпар.

Таким образом, на основе данных завода-изготовителя термоэлектродных проволок завод-изготовитель термодпар может дать рекомендацию для расчета дисперсии погрешности в любом температурном поле и максимальное значение математического ожидания $m_{E_{\max}}$, обусловленное нестационарностью $\Delta h(t)$. Можно принять с достаточной для оценки неоднородности точностью, что реальные распределения температур линейны, это позволяет существенно упростить последующие расчеты погрешности термо-э. д. с. термодпары от изменений ТЭС материала проволоки в реальных условиях эксплуатации.

По-видимому, стандартным методом испытаний термоэлектродной проволоки на однородность целесообразно принять метод ОГ как наиболее полно характеризующий распределение термоэлектрической неоднородности вдоль проволоки и позволяющий определить непосредственно корреляционную функцию изменений ТЭС материала проволоки.

Для теоретико-вероятностного анализа требуется оценка точности вероятностных характеристик, полученных экспериментально. При относительной погрешности определения вероятностных характеристик случайного процесса, равной

$$\varepsilon = \frac{\overline{\Delta h} - \langle \overline{\Delta h} \rangle}{\Delta h_{\max}} < 0,05 - 0,1,$$

теорема Ляпунова дает следующее выражение для вероятности того, что величина, полученная в результате усреднения по множеству реализаций, отклоняется от величины, полученной усреднением одной реализации $\overline{\Delta h}(l)$ по длине:

$$p \left[|\overline{\Delta h} - \langle \overline{\Delta h} \rangle| < \varepsilon |\overline{\Delta h}_{\max}| \right] \approx \Phi \left(\frac{\varepsilon |\overline{\Delta h}_{\max}|}{\sqrt{2D_{\Delta h}(L)}} \right),$$

где $D_{\Delta h}(L)$ — дисперсия величины $\overline{\Delta h}(l)$ на отрезке длиной L . Для дисперсии значений корреляционной функции имеем [18]:

$$D \left[R_{\Delta h}(\Delta l) \right] = \frac{2}{L - \Delta l} \int_0^{L - \Delta l} \left(1 - \frac{\Delta l}{L - \Delta l} \right) \left[R_{\Delta h}^2(\Delta l) + R_{\Delta h}(\Delta l + \overline{\Delta l}) R_{\Delta h}(\Delta l - \overline{\Delta l}) \right] dl.$$

При малых α для корреляционных функций типа

$$R_{\Delta h}(\Delta l) = R_{\Delta h}(0) e^{-\alpha(\Delta l)}, \quad \alpha > 0$$

получаем

$$D \left[\hat{R}_{\Delta h}(\Delta l) \right] \approx \frac{2R_{\Delta h}(0)}{\alpha(L - \Delta l)}.$$

Экспериментальное определение корреляционных функций в настоящее время является одним из наиболее перспективных видов анализа и измерения характеристик случайных процессов [19].

После обработки результатов испытаний проволоки оценки изменений ТЭС материала проволоки могут быть следующих видов:

1. Максимальная оценка

$$\Delta h_{\max} = h_{\max} - h_k.$$

Неопределенность такой оценки неоднородности проволоки вызывает при эксплуатации неопределенность погрешности E от неоднородности, равную

$$H(E) = \log \Delta T \overline{\Delta h}_{\max};$$

$$H(E) = \log kLc \frac{\cos \omega_n l_k}{\omega_n}. \quad (17)$$

2. Статистическая оценка. В этом случае отклонение ТЭС от h_k характеризуется на каком-то отрезке проволоки математическим ожиданием $m_{\Delta h}$ и дисперсией $D_{\Delta h}$. Эти числовые характеристики позволяют срав-

нить качество (в термоэлектрическом отношении) различных проволок из одного материала, но не позволяет вычислить погрешность E по $\hat{m}_{\Delta\lambda}$ и $\hat{D}_{\Delta\lambda}$.

3. Стохастическая оценка. Неоднородность проволоки представляет собой указание для потребителя корреляционной функции $R_{\Delta\lambda}(\Delta l)$ и параметров неслучайной функции $\psi(l)$; вид закона изменения ТЭС, kL и ω_n (для квазипериодической неоднородности). В зависимости от соотношения $R_E(0) k^2 L^2 \Delta T^2$ неопределенность погрешности E может выражаться либо формулами (17), либо формулой

$$H(E) = \log \sqrt{2\pi I} \sigma_E. \quad (18)$$

Таким образом, если априори известно соотношение $\chi = \frac{R_E(0)}{k^2 L^2 \Delta T^2}$, вопрос о граничной оценке погрешности E решается применением выражений (17) или (18).

Полученные выше соотношения позволяют ввести критерии качества термоэлектродных проволок:

а) коэффициент нестационарности

$$\kappa = \frac{R_E(0)}{k^2 L^2 \Delta T^2}. \quad (19)$$

характеризующий соотношение случайной и неслучайной функций для различных термоэлектродных проволок;

б) энтропийный коэффициент однородности

$$\Omega = H(E) - H_1(E) = \log \sqrt{\frac{R_E(0)}{R_{1E}(0)}}. \quad (20)$$

где $H_1(E)$ — энтропия теплового шума по Найквисту; $H(E)$ — энтропия погрешности (термо-э. д. с. неоднородности), или

$$\Omega = 0,5 \log \frac{n^2 R_E(0) d^2}{8kT\rho l_k \Delta f}, \quad (21)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; T — максимальная температура испытаний; R — сопротивление отрезка проволоки длиной l_k ; Δf — полоса частот измерительного прибора, s^{-1} ; ρ — удельное сопротивление материала проволоки, Ом·мм²/м; d — диаметр проволоки, мм².

Энтропийный коэффициент однородности позволяет сравнивать между собой проволоки с малой нестационарной неоднородностью.

Проведенный выше сравнительный анализ методов измерения термоэлектрической неоднородности термоэлектродных проволок и количественных оценок погрешности термопар от неоднородности их термоэлектродов позволяет сделать следующие выводы:

1) стандартным методом исследования термоэлектрической неоднородности проволок предпочтительно принять метод ОГ;

2) желательно, чтобы завод-изготовитель термоэлектродных материалов указывал в паспорте на бухту термоэлектродной проволоки параметры, $R_{\Delta\lambda}(\Delta l)$, kL , ω_n , h_k , определяемые при стандартном значении градиента температуры;

3) желательно, чтобы завод-изготовитель указывал в паспорте на термопару параметры $m_{E_{\max}}$, D_E , определяющие погрешность от случайной и неслучайной функции неоднородности, или их энтропийные оценки;

4) для метрологических измерений оценка погрешности термопар от неоднородности термоэлектродов возможна графическим или графо-аналитическим методами;

5) сравнивать качество термоэлектродных проволок по термоэлектрической неоднородности можно только с помощью введенных критериев; коэффициента нестационарности χ и энтропийного коэффициента однородности Ω .

В заключение отметим, что помимо статистических методов исследования термоэлектрической неоднородности термоэлектродных проволок [16], ставится задача усовершенствования экспериментальной методики ОГ или нахождения более удобного метода измерения термоэлектрической неоднородности, чем метод однополярного градиента температуры, а также вопросы дискретного анализа совокупности кривых термо-э. д. с. неоднородности, полученных методом ОГ.

ЛИТЕРАТУРА

1. White W. P. Potentiometer installation. Especially for high temperature and, thermoelectric work.—«Physical Review», v: 25, N 5, 1907, p. 334—352.
2. White W. P. The thermoelement as a precision thermometer — «Physical Review», 1910, v. 31, N 2, p. 135—158.
3. Брагин Б. К., Рогольберг И. Л., Покровская Г. Н. и др. Термоэлектрическая неоднородность проволок из сплавов хромель, алюмель и копель. В сб.:— «Исследование сплавов для термопар». «Металлургия», 1969, с. 72—84 с ил.
4. Тартаковский Д. Ф., Фаянс А. Х. Термоэлектрическая пирометрия. М., изд. НТО Прибор, 1966, 55 с.
5. Гришakov А. Я., Сирота А. М. О бесконтактных методах исследования термоэлектрических неоднородностей проволок. В сб.:— «Исследование сплавов для термопар». «Металлургия», 1969, с. 92—99 с ил.
6. Вейтцель Е. С. Теория вероятностей. М. «Наука», 1969, 431 с. с ил.
7. Гордов А. Н. и др. Методы измерения температуры в промышленности. Металлургияиздат, 1952, 400 с. с ил.
8. Пластилин И. В., Макаров А. В. Определение термоэлектрической неоднородности платиновой проволоки.— «Журнал теоретической физики» 1934, т. IV, вып. 6, с. 16—20.
9. Брагин Б. К. О неоднородности термоэлектродных платиновых и платинородневых проволок.— Труды институтов Комитета стандартов, 1961, вып. 51 (111), с. 86—91 с ил.
10. Адаховский А. П., Гордов А. Н., Лапп Г. Б., Лебедев З. С. и др. Исследование новых типов термопар для измерения температур до 1800 С.— Труды институтов Комитета стандартов, 1960, вып. 42 (102), с. 30—42.
11. Эргард Н. Н. Способ определения паразитной термо-э. д. с. неоднородности термопар.— Труды институтов Комитета стандартов, 1961, вып. 51 (111), с. 89—92 с ил.
12. Такака М., Окада К. О погрешностях термопар, вызванных теплопроводностью, и о новой термопаре для точных измерений температуры. В сб.:— «Методы измерения температуры», ч. 2, Изд-во иностр. лит. 1954, с. 234—241 с ил.
13. Брагин Б. К., Пушьева Н. Г. О термоэлектрической неоднородности хромелевых и копелевых проволок в области средних температур. В сб.:— «Исследование сплавов для термопар», «Металлургия», 1967, с. 127—133 с ил.
14. Забинов Г. А., Богомолова М. И. Неразрушающий магнитный контроль термоэлектрических проводов.— «Дефектоскопия», 1970, № 1, с. 135—141.
15. Такаи Нобору, Хатанака Сигэру. Изучение неоднородности термопар. Кэйре кенкюсю хококу.— «Rept. Nat. Lab. Metrology», 1966, 3, 15.
16. Тартаковский Д. Ф. Расчет погрешности термопары от термоэлектрической неоднородности ее электродов.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), с. 107—114 с ил.
17. Олейникова Л. Д. Исследование новых типов термопар. Автореф. дисс., Л., ВНИИМ, 1968.
18. Чернецкий В. И. Анализ точности нелинейных систем управления. Л. «Машиностроение», 1968, 50 с. с ил.
19. Котюк А. Ф., Ольшевский В. В., Цветкова Э. И. Методы и аппаратура для анализа характеристик случайных процессов. М. «Энергия», 1967, 120 с. с ил.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УСТАНОВКА ДЛЯ ПОВЕРКИ ИНФРАКРАСНЫХ ПИРОМЕТРОВ СУММАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Разработка приборов суммарного излучения для измерения температур ниже 500—600° С обусловила необходимость создания средств поверки, спектральный диапазон которых распространяется до инфракрасной области спектра, где излучается основная доля энергии при этих температурах. Модифицированная установка УРПД-3, снабженная излучателем с силитовым стержнем и оптикой из флюорита или фтористого лития, позволяет производить поверку приборов при температуре 100—800° С [1].

Пирометры ПС-1, созданные для измерения температуры поверхности нагретого стекла, чувствительны только в ограниченном инфракрасном диапазоне спектра 5—8 мкм и предназначены для диапазона температур 250—1000° С.

Пирометры, спектральный диапазон которых ограничен селективным фильтром, обычно называли пирометрами частичного излучения в отличие от пирометров полного излучения, где эти фильтры отсутствуют, а приемник считается не селективным. Как известно, линзовая оптика, применяемая в большинстве пирометров, ограничивает их спектральный диапазон. Разработаны пирометры, в которых применены широкополосные спектральные фильтры, для возможности их градуировки при высоких температурах выше 2000° С.

Выходной сигнал пирометров пропорционален суммарной энергии излучения в некоторой спектральной области, определяемой оптическими характеристиками прибора, а не полной энергией, излучаемой объектом во всем спектральном диапазоне. Наиболее целесообразно всю эту группу пирометров, близких по конструкции, по методам поверки и градуировки и имеющих неселективный приемник называть пирометрами суммарного излучения.

Опытные образцы приборов ПС-1 исследовались и градуировались с помощью цилиндрических моделей черных тел. Однако при серийном производстве этих приборов способ градуировки по черному телу слишком трудоемок и сложен, а для периодических поверок совершенно непригоден, так как это связано с использованием громоздкой аппаратуры, значительных мощностей и требует специальной квалификации поверителей.

Зарекомендовавший себя быстродействующий метод дифференциального сличения с однотипным образцовым прибором был применен на новой дифференциальной радиационной инфракрасной установке ДИКУР с силитовым излучателем и флюоритовыми конденсорами. В отличие от низкотемпературной модификации установки УРПД-3, она позволяет получать более высокие температуры (1200° С). В ней применено водяное охлаждение корпуса излучателя, патронов излучающего силитового стержня и флюоритовых конденсоровных линз. Внутренняя стенка корпуса излучателя отполирована для уменьшения тепловых потерь и несколько лучшего использования излучения расположенного по вертикальной оси силитового стержня диаметром 8 мм, длиной 100 мм.

Для замены излучающего стержня или проверки его контактов снимают крышку кожуха (при отворачивании верхних винтов) и вместе с закрепленными на ней патронами и силитовым стержнем укладывают на опорные вилки, расположенные на столе перед излучателем. Осевая симметрия силитового стержня позволяет расположить под углом оптические оси установки.

Сличаемые телескопы пирометров зажимаются в держателях, установленных на перемещающихся вдоль оптической оси каретках. Юстировка телескопов осуществляется с помощью регулировочных винтов держателей.

Наличие инфракрасных фильтров в пирометрах ПС-1 не позволяет производить визуальную юстировку телескопа относительно излучателя, и поэ-

тому в ободки его конденсорных линз вставляют съемные диафрагмы, отверстие в которых несколько меньше поля зрения прибора. Приборы юстируют при любой температуре, так чтобы получить наибольшее показание. Таким образом, телескоп пирометра визирует центральную часть конденсорной линзы. Затем диафрагмы вынимают. Электрические цепи телескопов включены дифференциально: получаемая разность э. д. с. поверяемого и образцового телескопов измеряется с помощью потенциометра Р-348, встроенного в установку.

На панели установки ДИКУР расположены амперметр и вольтметр, контролирующие ток и напряжение излучателя, и переключатель измерительных цепей, позволяющей измерять с помощью потенциометра Р-348 э. д. с. образцового и поверяемого приборов (для установления по ним нужной температуры излучателя) и разность э. д. с. для определения погрешности. Температуру излучателя регулируют с помощью автотрансформатора ЛАТР и понижающего трансформатора, встроенных в установку. Мощность, потребляемая излучателем при радиационной температуре 1200°C , составляет 800 Вт при токе 20 А, протекающем через стержень. При радиационной температуре 1000°C через стержень протекает ток около 17 А.

Инерционность сидитового нагревателя создает некоторые затруднения при установке номинальных температур поверки, но при небольшой тренировке поверитель, ориентируясь по амперметру, довольно быстро справляется с этим, тем более что при дифференциальном включении приборов эту температуру не нужно выдерживать точно.

Методика поверки телескопов инфракрасного суммарного излучения мало отличается от поверки радиационных пирометров на установке УРПД [2].

Образцовые приборы, с которыми проводится сличение, аттестуют во ВНИИМ по моделям черных тел и на них выдается свидетельство с указанием индивидуальной градуировки.

Сличения телескопов на установке можно производить либо непосредственно, либо с помощью вспомогательного телескопа. В первом случае телескопы проверяют дважды, меняя местами для исключения ошибки от неодинаковости падающих на них потоков; во втором — вспомогательный телескоп сличают с образцовым, затем образцовый снимают и заменяют поверяемыми, которые сличаются со вспомогательным телескопом.

При испытании макета установки * производились сличения не только инфракрасных пирометров ПС-1, но и выпускаемых промышленностью телескопов ТЕРА-50 гр. РК-15, имеющих свидетельства ХГНИИМ, полученные при аттестации по модели черного тела. Результаты сличения при температуре до 1200°C вполне удовлетворительны и не отличаются от данных свидетельства больше допустимой погрешности образцовых телескопов 2-го разряда. Такие же результаты получены при сличении телескопов инфракрасного суммарного излучения ПС-1, предварительно аттестованных на моделях черного тела.

Макет установки ДИКУР был использован для градуировки и поверки опытной партии (20 шт.) приборов ПС-1, впервые выпущенной заводом-изготовителем.

Приборы ПС-1 были отрегулированы при температуре 500 или 700°C , а затем поверены на соответствие стандартной градуировочной кривой во всем диапазоне температур.

Для оценки погрешности установки ДИКУР 15 приборов поверялись двумя способами: по модели черного тела и на установке в диапазоне 400 — 800°C . Ниже приведены средние квадратические отклонения σ результатов измерения на установке ДИКУР от полученных на модели черного тела.

Для проверки равномерности распределения энергии по полю визируемого в установке ДИКУР определялось изменение разности э. д. с. сличаемых

* Все измерения на установке ДИКУР и модели черного тела проведены Г. В. Павловой.

телескопов при смещении одного из них вправо и влево на 1 и 2 мм. Эти изменения соответствовали изменению показаний прибора на 0,5—1,5° С, что свидетельствует о хорошей равномерности поля.

Температура, °С	400	500	600	700	800
σ , °С	0,6	0,6	0,7	1,2	1,1

Следует учесть, что способ визирования излучателя с помощью съемной диафрагмы, применяемой при установке каждого сличаемого прибора, обеспечивает одинаковое положение при повторных установках со смещением, не превышающем 1 мм.

Лабораторные и производственные испытания макета показали целесообразность применения дифференциальных установок для проверки и градуировки инфракрасных пирометров суммарного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусова Г. В., Каяндер М. С. Установка УРПД-2 для проверки радиационных пирометров в диапазоне температур 100—2500° С. — Труды института Комитета. 1966, вып. 87 (147), с. 66—69 с ил.
2. Коробко А. Д., Крепе Б. Н. Анализ метода радиационной пирометрии для контроля температуры поверхности ленты стекла. В сб.: — «Автоматизация производства строительных материалов», Издательство литературы по строительству, 1969, вып. 3, с. 134—143 с ил.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УДК 536.5.089.6

И. И. КИРЕНКОВ
ВНИИМ

ЕЩЕ РАЗ ОБ ОШИБКАХ ГРАДУИРОВКИ ТЕРМОМЕТРА

Точные термометры часто градуируют по реперным точкам. Промежуточные температуры выше 0° С вычисляют обычно по квадратичным уравнениям или близким к ним зависимостям. Погрешность измерения температуры, вызванная погрешностями такой градуировки, рассматривалась Б. И. Пилипчук ранее в работе [1]. За последние годы появились новые работы в этой области [2—4], выводы которых несколько противоречат выводам работы [1] и не согласуются между собой; это указывает на необходимость нового рассмотрения этого вопроса.

Будем исходить из двух известных принципов, которые не всегда строго соблюдались в упомянутых работах. Во-первых, арифметическое, квадратичное и другие виды сложения погрешностей, исключаящие возможность учета их частичной взаимной компенсации, допустимо применять только к независимым погрешностям. Погрешности, коррелированные хотя бы в слабой степени, неукоснительно требуют алгебраического сложения (с учетом знаков) или других видов учета корреляции. Во-вторых, чтобы уверенно судить о степени независимости складываемых частных погрешностей, необходимо четко определить физическую природу источников погрешностей прямых измерений, вызывающих эти погрешности. Отсутствие ясности в вопросе о том, какие именно погрешности складываются, затрудняет (или полностью исключает) контроль правильности сложения.

При рассмотрении влияния погрешностей градуировки наиболее удобным (хотя не обязательным) представляется квадратичное уравнение Лагранжа в форме, предложенной в работе [1]

$$R_t = \varphi_1 R_1 + \varphi_2 R_2 + \varphi_3 R_3, \quad (1)$$

где R_t — сопротивления термометра, измеренные в реперных точках; $\varphi_i = \frac{\partial R_t}{\partial R_i}$ — функции влияния;

$$\varphi_1 = \frac{(t - t_2)(t - t_3)}{(t_1 - t_2)(t_1 - t_3)}; \quad (2)$$

t_i — температуры реперных точек.

Из (2) круговой перестановкой индексов получаем функции влияния φ_2 и φ_3 .

Следует заметить, что, во-первых, уравнение вида (1) пригодно не только для термометров сопротивления и, во-вторых, влияние поправки к квадратичному уравнению, предусмотренной по МПТШ-68, на погрешности градуировки термометра ничтожно.

Дифференцирование уравнения (1) дает удобное (целесообразное) исходное уравнение для анализа влияния погрешностей градуировки

$$\Delta R_t = \varphi_1 \Delta R_1 + \varphi_2 \Delta R_2 + \varphi_3 \Delta R_3. \quad (3)$$

Как указано выше, для обоснования уравнения (3) необходимо четко определить, что подразумевается под погрешностями, входящими в это уравнение. При таком виде уравнения под погрешностью ΔR_t следует понимать выраженную в омах полную погрешность измерения температуры, вызванную всеми погрешностями градуировки термометра в реперных точках; сюда не входят погрешности от индивидуального, присущего данному термометру отступления его характеристики от принятой интерполяционной зависимости, а также, естественно, погрешности, источники которых возникают при эксплуатации термометра. Погрешность ΔR_t можно выразить в градусах по известной зависимости

$$\Delta R_t = \frac{\partial R_t}{\partial t} \Delta t. \quad (4)$$

Под погрешностями ΔR_t в уравнении (3) следует подразумевать выраженную в омах полную погрешность градуировки термометра в каждой реперной точке. В работе [1] это определение сформулировано строго, но недостаточно четко, что, по-видимому, и явилось одной из причин различной трактовки вопроса. Здесь необходимо подчеркнуть, что при таком определении погрешностей ΔR_t , измеренных в омах, они представляют собой вовсе не погрешности электрических измерений, а пересчитанные в омы полные погрешности градуировки термометра в данной реперной точке, включающие кроме электронизмерительных также погрешности от теплообмена, от несовершенства реперной точки и от всех остальных источников погрешностей.

При таком определении погрешностей, входящих в (3), отпадает необходимость дифференцирования функций влияния φ_i по t и по t_i ; соответствующее влияние уже учтено погрешностями ΔR_1 и ΔR_2 . Если же, сохранив определение этих погрешностей, провести формально дифференцирование функций влияния, то получится повторный учет тех же погрешностей, что недопустимо.

Возможно и другое определение погрешностей ΔR_t , допускающее (требуемое) дифференцирование функций влияния φ_i при преобразовании уравнения (1). Можно обозначить ΔR_t погрешности градуировки в реперной точке, возникающие только в результате электрических измерений, а погрешности теплового характера отнести к Δt_i , выражения которых появ-

ляются при дифференцировании функций влияния. Однако при такой трактовке уравнение (1) теряет свое основное преимущество перед другими формами квадратного уравнения — удобство применения. Поэтому такая трактовка, хотя и допустима, но нецелесообразна.

Уравнение (1), основанное на методе функций влияния, имеет перед другими формами квадратного уравнения то преимущество, что константы этого уравнения (R_1 , R_2 и R_3) коррелированы в наименьшей возможной степени, а потому учет их корреляции значительно проще и надежнее, чем те же операции при использовании других уравнений.

Если обратиться к физической природе погрешностей ΔR_i уравнения (3), то при анализе погрешностей легко заметить, что степень их корреляции мала постольку, поскольку погрешности каждой константы возникают при самостоятельных измерительных операциях — градуировке термометра в разных реперных точках; корреляция таких измерений обычно незначительна. Так, погрешности электрических измерений часто слегка коррелированы, например, погрешности образцового сопротивления, если одна катушка применяется с несколькими реперными точками. Эта корреляция несколько изменится, но останется слабой, если сопротивление в уравнении (1) заменить относительными сопротивлениями вида $W = R/R_0$.

Наличие некоторой корреляции констант уравнения (1) не снижает общего значения метода функций влияния. По сравнению с другими, по этому методу можно легче суммировать и независимые, и коррелированные погрешности, но, как было сказано выше, отдельно, применяя разные законы сложения, например квадратичное или арифметическое сложение для независимых погрешностей, и алгебраическое или другое, обязательно учитывающее их взаимную связь (коэффициент корреляции) — для коррелированных.

Естественно, что изложенную выше методику расчета рассматриваемой погрешности можно применять, используя другие формы квадратного уравнения. Однако тогда, с одной стороны, учет корреляции констант будет сложнее, а с другой — необходимо во всех случаях внимательно анализировать физическую природу источников погрешностей, разделить их на независимые и коррелированные и применять соответствующие правила сложения. Например, в уравнении

$$R = R_0(1 + At + Bt^2)$$

почти каждый источник погрешностей влияет на две или три константы. Поэтому для учета корреляции необходимо применить алгебраическое сложение частных погрешностей всех трех констант от каждого источника, в результате которого после громоздких выкладок получается уравнение, равнозначное уравнению (3). Для использования методики, приведенной в работе [1], необходимо лишь незначительное ее уточнение (развитие), касающееся четкого определения погрешности ΔR_i и учета незначительной корреляции констант.

Как видно из сравнения данных [1—4], разные суждения о методике и результатах расчета рассматриваемых погрешностей возникают главным образом из-за свободного обращения с коррелированными величинами. Специфика температурных измерений в этом вопросе незначительна и сводится к некоторой физической сложности процесса измерения и необходимости учета большого числа источников погрешностей, что при высоких требованиях к точности часто обуславливает необходимость самостоятельного подхода к методике расчета суммарных погрешностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пилипчук Б. И. Ошибки эталонирования платинового термометра сопротивления. — Труды ВНИИМ, 1948, вып. 4 (64), с. 3—70 с ил.
2. Сычев В. В., Горбунова Н. И. О точности измерения температуры образцовым термометром сопротивления. — «Теплофизика высоких температур», 1965, № 4, с. 632—637 с ил.

3. Думова Р. Г., Сергеев О. А. О значениях случайных погрешностей измерения температуры эталонным термодатчиком. — Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 111 (171) с. 82—84

4. Сирота А. М., Гришков А. Я. — Труды научно-технического общества энергетики и приборостроения при Всесоюзном теплотехническом институте, М., 1970, № 3, с. 20—25.

Поступила в редакцию 15/ХІ 1974 г.

УДК 621.387.143

Ю. Б. БЕСПАЛОВ, М. С. КАЙНДЕР,
Н. В. МИНАЕВ

ВНИИМ

ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЯРКОСТИ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ МЕТРОЛОГИИ

Систематические исследования плазменного состояния вещества и широкое внедрение плазменных устройств в технику обусловили необходимость создания высокотемпературных образцовых источников яркости с яркостными температурами, лежащими в интервале 4000—40000 К.

В качестве образцового источника излучения с температурой около 4000 К применяют угольную дугу малого постоянного тока, горящую в воздухе при атмосферном давлении. При этом используется излучение анодного кратера, яркость которого намного выше яркости столба дуги. Анализ многочисленных исследований характеристик излучения угольных дуг [1] показал, что анодный кратер угольной дуги постоянного тока является псевдочерным излучателем, спектральный коэффициент черноты которого изменяется от 0,7 до 0,9 в области длин волн 0,3—10 мкм. В спектральном диапазоне 0,4—2,0 мкм яркостную температуру анодного кратера можно считать постоянной и равной 3790 ± 30 К.

Создание источников излучения с более высокими яркостными температурами возможно, если в качестве излучателя использовать плазму. Яркостные температуры варьируются изменением истинной температуры плазмы и оптической толщины излучающего слоя. Существуют различные варианты импульсных и стационарных источников излучения, в которых плазма может находиться при давлении от одной до нескольких сот атмосфер.

Применяются плазмы различного химического состава; возможны различные способы повышения их параметров. При достаточно низких температурах свечение плазмы определяется в основном дискретным линейчатом излучением, причем излучение в отдельных линиях может достигать насыщения [2].

С ростом температуры и концентрации электронов быстро растет интенсивность суммарного рекомбинационного и тормозного континуума; его вклад в полное излучение плазмы становится определяющим. Для оптически тонкой плазмы интенсивность континуума слабо зависит от частоты вплоть до граничной частоты ν_g . При больших частотах начинается экспоненциальный спад, крутизна которого зависит от температуры. Граничная частота определяется индивидуальной схемой термов атома [3, 4]. Коэффициент непрерывного излучения определяется следующими уравнениями [4]:

$$\nu < \nu_g$$
$$\epsilon_{\nu} = 6,36 \cdot 10^{-67} \xi(\nu, T) \frac{n_e n_i}{V kT} \exp \frac{\Delta E_{\text{опт}}}{kT};$$

$$v > v_g$$

$$\epsilon_v = 6,36 \cdot 10^{-47} \xi(v, F) \frac{n_e n_i}{V kT} \exp \left[\frac{-\hbar(v - v_{g0})}{kT} \right];$$

$$v_g = v_{g0} - (\Delta E_{\text{опт}}/\hbar),$$

где $\xi(v, T)$ — коэффициент, учитывающий специфику многоэлектронных атомов [3]; v_{g0} — граничная частота для невозмущенного атома, погруженного в плазму; $\Delta E_{\text{опт}}$ — оптическое снижение потенциала ионизации, обусловленное слиянием линий в припороговой области вследствие штарковского уширения.

С увеличением оптической толщины излучающего слоя (за счет увеличения геометрической толщины или коэффициента поглощения плазмы) спектральное распределение стремится к планковскому, при этом линейчатое излучение сливается с континуумом.

Использование плазмы принципиально позволяет создать источник черного излучения с планковским спектральным распределением, т. е. высоко-температурную модель черного тела.

Плазменные источники яркости должны отвечать всем требованиям, предъявляемым к метрологическим источникам яркости (стабильность, воспроизводимость, температурная равномерность визуируемой площадки, длительность эксплуатации.) Кроме того, они должны удовлетворять дополнительным требованиям, отражающим плазменную специфику [5], а именно:

- 1) достаточно большие интервалы между линиями в излучении в широкой спектральной области;
- 2) изотермический слой в направлении измеряемого излучения плазмы;
- 3) возможность менять оптическую толщину простым изменением геометрии;
- 4) высокая степень чистоты плазмы;
- 5) воспроизводимость характеристик излучения после чистки или замены элементов плазменного устройства.

Импульсные плазменные излучатели

Состояние плазмы, при котором практически реализуется насыщение излучения вдоль линии наблюдения в достаточно широком спектральном интервале, пока получено лишь в импульсных источниках плазмы, так как в импульсе в плазму можно вложить гораздо большие удельные мощности, чем в стационарном электрическом разряде. Это связано с проблемой охлаждения конструкционных материалов. Длительности импульсов могут быть от десятков наносекунд до миллисекунд.

В работах [6, 7] исследован импульсный электрический разряд в атмосфере чистых инертных газов при повышенном давлении. Объем сосуда, в котором происходит разряд, намного больше размеров плазменного сгустка, расстояние между электродами и диаметр разряда приблизительно равны, так что разряд фактически стабилизирован электродами. Излучение плазмы выходит из разрядной камеры перпендикулярно к оси разряда и, таким образом, является интегральным по неоднородным зонам радиального распределения параметров, т. е. плазма вдоль оси наблюдения изотермична. Для питания была использована специальная импульсная схема, формирующая прямоугольной импульсе тока длительностью около 2 мс, и исследовано поведение излучения во времени [6]. Из-за нестабильности результаты получились неудовлетворительными. Спектральная интенсивность излучения воспроизводится с погрешностью 10—15%. В [7] разряд носит колебательный характер с периодом 2,5 мкс, свечение продолжается 10 мкс. Общим для

этой группы источников является нестабильность излучения и неоднородность по объему плазмы. Хотя эти источники яркости обладают всеми достоинствами импульсных источников высокой интенсивности, они вряд ли могут использоваться для метрологических целей.

Большой интерес вызывает импульсный капиллярный электрический разряд с испаряющейся стенкой (КРИС) [8, 9], при котором достигаются наиболее высокие параметры плазмы. Состав плазмы определяется материалом стенки. В капилляре развиваются высокие температуры и давления. Вследствие многократной ионизации и высокого давления плотность заряженных частиц достигает 10^{20} см⁻³. Основное преимущество такого разряда состоит в том, что плазма становится оптически плотной, излучение насыщается, становится «черным» и соответствует истинной температуре плазмы. Остановимся подробнее на образцовом источнике яркости ЭВ-45, в основе которого лежит КРИС [8]. Дуговой разряд в этом излучателе осуществляется через отверстие диаметром 2 мм в пластине из текстолита марки ПТК или В4 толщиной 10 мм между угольными электродами, стоящими под углом к оси отверстия. Импульс тока П-образный, максимум амплитуды тока около 9000 А, напряжение 1000 В, длительность импульса регулируется ступенчато в пределах 150—400 мкс. Во время разряда стенка интенсивно испаряется, в канале развивается давление до 500 атм. Плазма в ИК-области и большей части видимой области спектра непрозрачна, истинная и яркостная температуры совпадают.

По данным метрологического исследования [10], температура источника равна 39100 ± 700 К для области длин волн 500—610 нм; для длин волн, 220—500 нм излучение соответствует той же температуре с погрешностью $\pm 5\%$. В непрерывном спектре наблюдается ряд линий поглощения, обусловленных холодными струями плазмы. Из-за высокой скорости испарения стенки температура меняется от разряда к разряду. Однако, как показали исследования, зависимость температуры от количества предшествующих разрядов хорошо воспроизводится и может быть учтена [10].

Основное преимущество источника ЭВ-45 в качестве образцового излучателя состоит в насыщении излучения вдоль оси разряда и равенстве яркостной температуры излучения истинной температуре плазмы. Снижение температуры к концам капилляра и низкотемпературные факелы не влияют на излучение, если не считать появления линий поглощения в континууме. Существует вариант источника с длительностью свечения 10—20 мкс, что уменьшает вес и стоимость прибора [9].

Попытка создания импульсного плазменного «черного» излучателя рассмотрена в работах [11—12]. С помощью взрывчатых веществ в ударной трубе, работающей в атмосфере инертного газа или на воздухе с высоким начальным давлением получают плазму, которая излучает как черное тело с температурой от 10000 до 40000 К в зависимости от скорости и рода газа. Для воздуха при изменении скорости газа в интервале 9—14 км/с температура плазмы равна соответственно 12000—25000 К [12]. В сплошном спектре излучения линии отсутствуют; это свидетельствует о высокой оптической плотности плазмы.

Существует ряд других способов получения плазмы высокой интенсивности излучения малой длительности; взрыв электрической проволоочки [13], лазерная искра в атмосфере какого-либо газа (см. например [14]), фокусировка лазерного излучения на твердую мишень [14]. Эти способы позволяют получить плазму высокой температуры, пространственно неоднородную и изменяющую во времени свою геометрию (плазма расширяется, параметры резко падают). Такие источники будут представлять интерес для пирометрии только в том случае, если их интегральные по времени спектральные характеристики будут достаточно воспроизводимы, что в свою очередь зависит от многих факторов.

Таким образом, некоторые импульсные источники, например КРИС, и, возможно, ударные трубы, могут быть использованы в метрологии плазмы, но импульсный характер излучения ограничивает их применение.

Плазменные излучатели непрерывного действия

Излучатели непрерывного действия имеют ряд преимуществ по сравнению с импульсными источниками плазмы: к ним относится высокая воспроизводимость и стабильность излучения в некоторых случаях в пределах (2—3%), возможность варьировать температуру и характер излучения изменением режима работы. Кроме того, непрерывность работы позволяет использовать методику регистрации излучения, разработанную для пламен и нагретых тел.

Поскольку мощность излучателя ограничена возможностями источника питания и эффективностью охлаждения электродов и стенок разрядной камеры, то температура непрерывной плазмы обычно не превосходит 15000—20000 К при давлении до нескольких десятков атмосфер. Рассмотрим высокочастотные плазматроны и стабилизированные электрические дуги постоянного тока, применяемые в качестве источников высокой яркости.

Индукционные высокочастотные плазматроны

Характерная особенность индукционного высокочастотного разряда — возможность получения «спектрально чистой» плазмы, состав которой определяется исключительно рабочим газом, так как отсутствует загрязнение

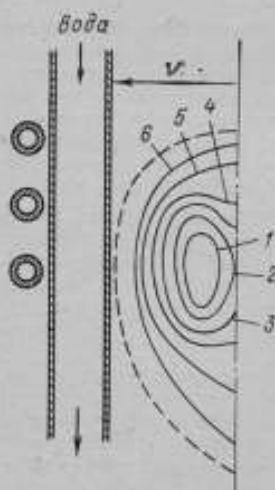


Рис. 1. Распределение температуры по плазменному сгустку ($r = 11$ мм)

- 1 — при $T = 9750$ К;
- 2 — 9650 К; 3 — 9400 К;
- 4 — 9000 К; 5 — 8700 К;
- 6 — 8400 К

плазмы материалом стенок и электродов. Конструктивно плазматрон представляет собой трубку, обычно из плавящего кварца или пирекса диаметром 30—80 мм, охваченную несколькими витками индуктора, включенного в цепь высокочастотного генератора [16—22]. Мощность разряда достигает 10 кВт при естественном охлаждении и может быть еще выше в плазматронах с искусственным охлаждением [16]. Частота подводимого напряжения варьируется обычно в пределах от единиц до десятков мегагерц.

Для обеспечения устойчивой работы плазматрона необходим значительный расход газа порядка 20—50 л/мин в зависимости от диаметра трубки и рода газа. Плазма при этом отжимается от стенок трубки и принимает форму вытянутой капли. Диаметр объема, занимаемого плазмой, определяется частотой подводимой мощности, при этом мощность разряда растет линейно с увеличением расхода газа [17]. По своим электрическим свойствам высокочастотный разряд можно уподобить активной нагрузке. Например, приведенная в работе [18] вольт-амперная характеристика представляет собой прямую, наклон которой соответствует сопротивлению порядка $R = 2$ Ом. Температура плазменного шнура, по данным исследований [17], не зависит от расхода, давления газа и диаметра трубки. При указанных выше мощностях она достигает примерно 10000 К. Как видно из рис. 1, где показано распределение температуры по плазменному сгустку [19], плазма высокочастотного разряда существенно неоднородна как в осевом, так и в радиальном направлении. Характер распределения обусловлен тем, что глубина проникновения электромагнитного поля меньше радиуса сгустка, и прогрев центральной области происходит за счет теплопередачи из периферийных слоев. Распределение температуры зависит также от теплофизических свойств рабочего газа. В некоторых случаях разряд имеет более отчетливую, чем на рис. 1,

кольцевую структуру с темным пятном посередине [20]. Из температурных измерений следует, что плазма индукционного высокочастотного разряда неравновесна. Как показано в [21], в плазме аргона при атмосферном давлении превышение электронной температуры над газовой составило 1500—2500 К; при увеличении мощности разряда уменьшается. В работе [22] температура определялась калориметрическим и оптическим методами и расхождение достигало 2000 К. Необходимо отметить, что сильно нагретый кварц стенок трубки может менять свои оптические свойства [16]; это создает неопределенность при анализе спектроскопических данных.

Короткие дуги

Короткая дуга постоянного тока горит обычно в закрытом объеме разрядной камеры, причем расстояние между электродами примерно равно толщине излучающего слоя. Рабочий газ вводится либо по оси электродов или чаще тангенциально. Плазменный столб стабилизирован электродами и потоком газа. Более эффективная стабилизация получается при тангенциальной подаче газа. Кроме того, вихревой поток газа усиливает конвективный теплоотвод, что равносильно дополнительному сжатию столба дуги и повышает параметры плазмы.

Вихревое движение газа иногда осуществляется специальными механическими устройствами, например с помощью крыльчатки [23], насаженной на ротор электромотора. Однако эти способы стабилизации недостаточно эффективны, при этом колебания тока дуги будут превышать 5—6%. Излучение источника наблюдают в радиальном направлении, оптические толшины получаются небольшими даже при повышенных давлениях, поэтому яркость таких источников превышает яркость излучения анодного кратера угольной дуги только для длин волны, меньших 400 нм.; кроме того, излучающий слой будет существенно неоднородным.

К коротким дугам относятся также многие типы газоразрядных дуговых ламп высокой яркости. Разряд происходит в парах ртути или в атмосфере инертных газов, чаще всего ксенона [24]. Лампы с разрядом в парах ртути получили широкое распространение, так как они дают интенсивное излучение в ультрафиолетовой и видимой области спектра и работают при давлениях от нескольких миллиметров ртутного столба до десятков и сотен атмосфер. Пары ртути химически мало активны и не разрушают электродов и стенок колбы. Наиболее интенсивным излучением обладают лампы высокого и сверхвысокого давления.

Ртутные лампы типа ДРШ имеют мощность до 1000 Вт и работают при давлениях до 100—150 атм. Ксеноновые лампы высокого давления типа, ОКШ, ОКСР в видимой области имеют спектр, близкий к спектру солнечного света с цветовой температурой около 6000 К. Ксеноновые лампы делают более мощными, чем ртутные (до 20 кат, ток до 400 А). Световые характеристики этих ламп достаточно изучены, однако данных по измерению температуры плазмы разряда очень мало. Можно, например, указать работу [25], в которой измерялась температура плазмы лампы ПРК-4 ($T = 6800 \pm 300$ К) и ДРШ ($T = 8600 \pm 300$ К).

Каскадные дуги

Стабилизированная холодной стенкой электрическая дуга постоянного тока, так называемая каскадная дуга, возникла как источник плазмы для исследования ее свойств [26] и в дальнейшем была предложена в качестве образцового высокотемпературного источника излучения [5]. В каскадных дугах получена наиболее высокая стабильность и воспроизводимость излучения (порядка 2%).

Конструкция такого плазматрона проста: электрическая дуга горит между двумя электродами в цилиндрическом канале, набранном из тонких медных изолированных друг от друга охлаждаемых шайб. Охлаждаемые элек-

троды (медь, вольфрам) имеют сверление по оси канала, так что излучение наблюдают как вдоль оси плазменного столба, так и поперек.

Спектральные яркостные характеристики плазмы зависят прежде всего от рода газа и его температуры. Обычно используют одноатомный (отсутствуют потери энергии на диссоциацию) инертный к материалам стенки и электродов газ с интенсивным континуумом. Чаще всего используется аргон. Температура плазмы определяется диаметром канала, током, давлением и меняется вдоль радиуса дуги. Пример радиального распределения температуры плазмы приведен на рис. 2. Такого рода стационарный источник излучения обладает рядом дополнительных преимуществ наряду с хорошей стабильностью и воспроизводимостью. Можно изменять оптическую толщину излучающего слоя, изменяя длину канала; в этом случае плазма излучает вдоль изотермического слоя. Концевыми градиентами падения температуры можно пренебречь, так как их вклад в полное излучение столба плазмы пренебре-

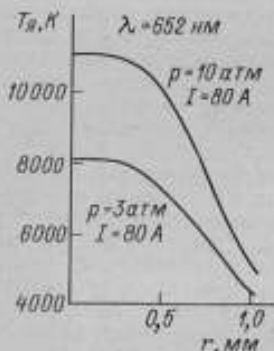


Рис. 2. Распределение яркостной температуры по радиусу

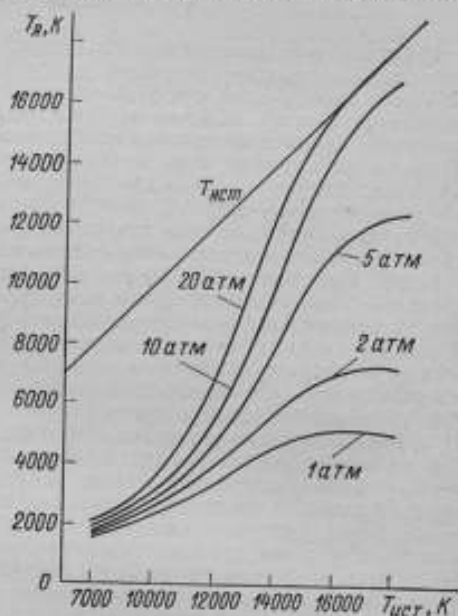


Рис. 3. Связь между яркостной и истинной температурой при различных давлениях

жимо мал (меньше 1%). Венде [5] исследовал каскадную дугу при атмосферном давлении плазмы, диаметре канала 7 мм и длине столба плазмы 140 мм при токах до 110 А. Интенсивность осевой зоны столба на пирометрической длине волны $\lambda = 650 \text{ нм}$ была примерно равна интенсивности излучения анодного кратера угольной дуги, т. е. яркостная температура составила около 4000 К. В сторону коротких длин волн яркостная температура монотонно повышается, так что на длине волны 250 нм она достигает 6000 К.

Важной проблемой при построении каскадных дуг является система охлаждения стабилизирующего канала, например, в работе [6] вода охлаждает набор медных шайб, проходя по каналам, образованным отверстиями в медных и изолирующих шайбах. При этом последние шайбы набора охлаждаются водой, нагретой в начале пути. Более эффективным является способ охлаждения, когда охлаждается каждая шайба набора индивидуально [27]. При этом однако увеличивается толщина медных шайб, и, следовательно, повы-

шается опасность шунтирования столба дуги. Подобная опасность исключена в плазматроне [28], в котором канал образован прозрачной кварцевой трубкой внутренним диаметром 6,35 мм и толщиной стенки 1 мм, заключенной в водяную охлаждающую рубашку. Ток дуги составляет примерно 80 А. Уменьшив толщину стенки до 0,25 мм, удается поднять ток до 150 А. Температура при этом была около 12000 К.

Очевидно, что для плазмы атмосферного давления существуют предельные значения яркостных температур, связанные, с одной стороны, с конструктивными ограничениями частиц при температуре плазмы примерно 16000 К, концентрации заряженных частиц при температуре плазмы примерно 16000 К. При дальнейшем повышении температуры интенсивность континуума в связи с падением плотности плазмы уменьшается. Достижимые при этом яркостные температуры в видимой области спектра равны 5000—7000 К. Дальнейшее повышение яркостных характеристик плазмы связано с повышенным давлением плазмы. На рис. 3 приведены кривые зависимости яркостной температуры пятисантиметрового столба плазмы на длине волны 654 мμ от истинной температуры плазмы для разных давлений. Расчет проведен по формулам для континуума [4] с учетом самопоглощения.

Связь между температурой плазмы, током и диаметром канала при атмосферном давлении показана в работе [29]. При достаточно высоких давлениях излучение достигает насыщения и плазма светит как черное тело с температурой, равной температуре плазмы. В каскадных излучателях при давлениях выше атмосферного [30] достигаются более высокие яркостные температуры (10000—12000 К). Некоторые плазменные излучатели непрерывного действия используются в качестве высокотемпературных источников сравнения, особенно в ультрафиолетовой области спектра. Описанная выше каскадная дуга, в канале которой создается плазма из смеси газов аргона, кислорода и азота, интенсивные линии которых в области 100—180 мμ достигают насыщения исследована в работе [31]. В вакуумной ультрафиолетовой области используют излучение континуума при рекомбинации на основной уровень в инертных газах [32, 33]. В работе [32] применена стабилизированная электродом электрическая дуга при давлении около 1 атм, в [33] — газоразрядная трубка при давлении несколько миллиметров ртутного столба.

В качестве образцового ультрафиолетового излучателя используется так называемая ультрафиолетовая нормаль — это ртутно-кварцевая лампа мощностью 250 Вт, работающая при давлении 1,5 атм и токе 3 А [24]. Благодаря специальной конструкции лампы достигнута удовлетворительная стабильность и воспроизводимость излучения.

Появился новый способ получения стационарной плазмы в фокусе мощного инфракрасного излучения молекулярного лазера непрерывного действия [34]. Непрерывный оптический разряд — облако плазмы размерами в несколько миллиметров — обладает высокой стабильностью излучения; яркостная температура его, по-видимому, более 10000 К. Достоинством этого способа является возможность создавать плазму высокой чистоты и изменять ее яркостные характеристики изменением давления и рода газа.

Применение каскадных плазматронов для метрологических работ

Обзор работ ведущих метрологических институтов показывает, что в качестве высокотемпературных излучателей наиболее широко исследованы дуговые аргоновые плазматроны. Работы этих институтов подтвердили возможность создания стабильных источников излучения при использовании каскадной дуги постоянного тока, стабилизированной охлаждаемой стенкой. Остановимся подробнее на работе ведущих метрологических институтов.

Федеральный физико-технический институт ФРГ [ПТБ]

Проводились исследования каскадного дугового излучателя, результаты которых опубликованы в работах [5, 35, 36, 38, 39]. На рис. 4 показан разрез каскадного излучателя ПТБ [5], набранного из ряда охлаждаемых шайб толщиной 8 мм с внутренним отверстием диаметром 7 мм. Шайбы плазматрона стягиваются с помощью пружин; это позволяет легко заменить отдельные детали или изменить длину излучателя. Электроды плазматрона — угольные с отверстиями для наблюдения дуги с торца. Дугу наблюдают также сбоку через кварцевое окно, напротив которого сделаны секторные вырезы в изолирующих шайбах. Имеется окно для наблюдения за состоянием анода. Газ (аргон 99,99% подводится радиально через диаметрально проти-

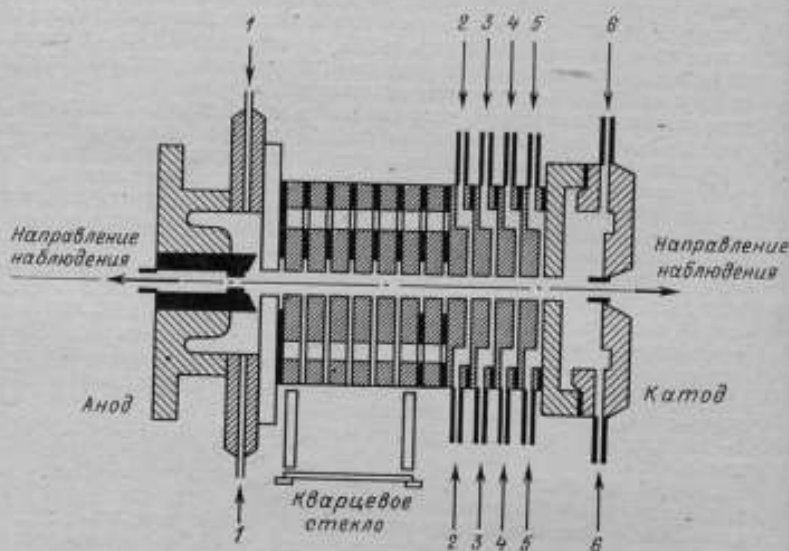


Рис. 4. Схематический разрез каскадного плазматрона

воположные отверстия 1, 2, и 5 (см. рис. 4) (расход в каждом, примерно, $8 \text{ см}^3/\text{с}$); при этом образуется слабое течение газа в направлении катода и анода, уносящее продукты испарения электродов из канала. Дугу поджигают взрывом проволоки при напряжении $\sim 480 \text{ В}$ от батарей; в цепи батарей включено балластное сопротивление 4 Ом, обеспечивающее необходимую характеристику при горении дуги. Напряжение на дуге после поджига остается 114 В при 90 А. Горелка установлена на юстировочной каретке, перемещения которой позволяют быстро снимать профиль излучения при наблюдении сбоку. На рис. 5 показана схема измерительного устройства [5]. Изображение плазматрона через поворотное плоское зеркало и вогнутое зеркало без увеличения попадает на вращающийся сектор, затем через два вогнутых зеркала, увеличенное в 5 раз, на щель монохроматора. Щель монохроматора вырезает участок размером $0,02 \times 0,4 \text{ мм}$. Угол визирования оптического устройства составляет 1 : 80. При измерении интенсивности излучения плоское зеркало при повороте на 90° отражает изображение образцового излучателя — положительного кратера угольной дуги, в том же пространственном угле и через те же оптические элементы, на входную щель монохроматора. Приемником излучения служит фотоумножитель, ток которого реги-

стрируется либо самописцем, либо цифровым прибором. Излучение плазмы ослабляется секторными дисками, так чтобы регистрирующее устройство работало в линейной области.

При исследовании плазматрона в качестве образцового источника определялась (со стороны анода) интенсивность континуума при наблюдении с торца в зависимости от изменения режима (давления, расхода газа, силы тока), а также от замены электродов.

Спектральные линии в работе [5] не исследовались, так как, по мнению автора, при наложении континуума они менее пригодны для измерительных целей. Расчетом определено, что изменение давления на 1 мм рт. ст. вызывает изменение интенсивности на 0,15%; экспериментальной проверки не было. Зависимость интенсивности излучения от расхода газа показана на рис. 6, из которого видно, что при поступлении через каждый подвод до 10—12 см³/с небольшие изменения расхода не оказываются на интенсивности излучения.



При дальнейшем увеличении расхода интенсивность возрастает, так как возрастает длина дуги из-за заметно выступающей из электродов аргоновой плазмы. Из исследования зависимости излучения от тока в пределах 70—110 А установлено, что если ток поддерживается с погрешностью 0,5%,

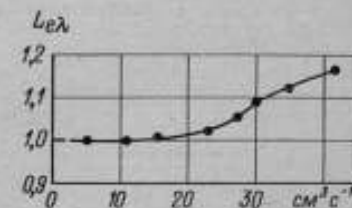


Рис. 6. Зависимость интенсивности излучения от расхода газа

Рис. 5. Измерительная схема для исследования плазматрона

интенсивность излучения стабильна в пределах 1%. При замене электродов интенсивность излучения воспроизводится с погрешностью $\pm 1,5\%$, если сохранены их геометрические размеры.

При выполнении этих требований достигается высокая воспроизводимость излучения континуума в области от 250 до 600 нм. Отклонения не превышали 2%.

В работе [5] приведена осциллограмма континуума при $\lambda = 440$ нм для тока 90 А при попеременном включении и выключении аргоновой дуги с промежутками около 1 мин. Аналогичная осциллограмма приведена и для угольной дуги, горящей в воздухе. Воспроизводимость у плазматрона оказалась выше, а колебания интенсивности за время одного цикла значительно меньше, чем у угольной дуги.

Для выбранного режима (90 А) определены спектральные плотности излучения в диапазоне 210—700 нм [36]. По данным этой работы можно примерно оценить яркостную температуру излучателя, которая составляет около 4000 К в красной и около 5500 К в ультрафиолетовой части спектра. На рис. 7 приведены интенсивности излучения плазматрона ПТБ и образцовой угольной дуги, а также указана погрешность ее измерения.

В работе [38] температура плазмы, определяемая по линиям ArI и ArII, получилась близкой к 12000 К при 90 А. На рис. 8 показаны кривые зависимости температуры T на оси дуги и спектральной плотности излучения L_λ

от тока, полученные по данным работ [5], [36], [37]. До 40 А температура измерялась по интенсивности линии ArI 430,010 нм, а при больших токах — по линии ArII 434,811 нм. По этим данным можно определить спектральный коэффициент черноты; при токе 90 А и $\lambda = 300$ нм он равен 0,909.

Проведенные измерения излучения континуума в широком оптическом интервале позволили Венде (ПТБ) определить сечение поглощения для аргона в плазме дуги [36]. Излучение континуума измерялось с промежутками 2,0 нм в участках спектра, где угольная и аргоновая дуги не имеют заметных линий и полос. По полученным данным L_{λ} и T определялось сечение поглощения как функция длины волны или при заданной длине волны как функция температуры. В работе [38] определялось также уширение атомной аргоновой линии $\lambda = 430,010$ нм от Штарковского квадратичного эффекта.

Измерения полуширины по записанному контуру линии проведены с погрешностью $\pm 15\%$, определяемой в основном искажениями крыльев линии. В коротковолновом диапазоне (360—450 нм) до плотности электронов $N_e =$

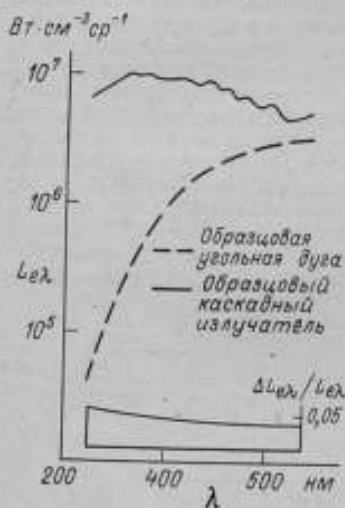


Рис. 7. Сравнение интенсивности излучения плазматрона и угольной дуги

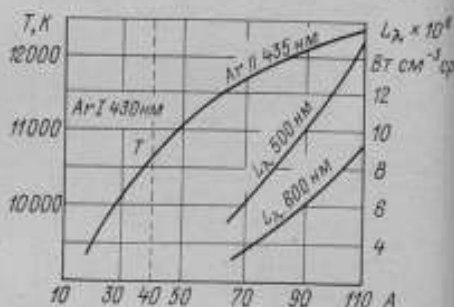


Рис. 8. Зависимость спектральной плотности излучения L_{λ} и температуры T от тока

$= 10^{17}$ см⁻³ искажения крыльев не велики, но линии узки, порядка 0,2 нм. Для более широких линий 0,8 нм в области длин волн 500—600 нм искажения от соседних линий появляются уже при плотностях порядка $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

Установлено, что полуширина линейно возрастает с плотностью электронов и экстраполируется до нуля при $N_e \rightarrow 0$. Это доказывает, что остальные эффекты уширения линий, кроме квадратичного эффекта Штарка, играют ничтожную роль. Проведено также исследование уширенного контура водородной линии H_{β} [39].

Работы, выполненные в ПТБ, представляют большой интерес, так как физические величины, определяющие поведение вещества в плазменном состоянии, мало изучены и значения, приводимые различными исследователями, пока еще сильно различаются.

Национальное бюро стандартов США [НБС]

В НБС изготовлен (1959 г.) каскадный плазматрон со стабилизирующей стенкой [40]. Дуга постоянного тока имеет длину около 10 см и диаметр 5 мм. Падение напряжения на плазматроне составляет около 150 В при токе 100 А. Дуга горит между графитовыми электродами в канале, образованном

медными охлаждаемыми шайбами и изолирующими прокладками. В дуговую камеру около электродов тангенциально вводят аргон, уносящий с собой продукты сгорания электродов. Исследуемый газ (N, O, H, Ar) подают в центральную часть под несколько большим давлением, чем аргон, окружающий электроды, и поэтому загрязнения от них не попадают в рабочий промежуток. Плазматрон питают либо от мощной аккумуляторной батареи 600 В, либо от генератора 650 В, 500 кВа [41]. Чувствительным элементом стабилизатора служит манганиновый шунт, включенный последовательно с плазматроном, падение напряжения на котором сравнивается с напряжением потенциометрической схемы. Конструкция плазматрона позволяет наблюдать дугу по оси с торца и перпендикулярно оси (сбоку). Большая часть измерений проводилась при наблюдении сбоку с последующим решением аналоговой машины интегрального уравнения Абеля.

При измерении интенсивности излучения телесный угол, вырезаемый апертурной диафрагмой, составлял 0,002 ср. Перемещение каретки дуги, изменение длины волны монохроматора, измерение интенсивностей излучателя и лампы сравнения происходят автоматически по заданной программе. Измерения проводились в 30 точках через 0,05 мм по ширине дуги. Эти измерения повторялись при 27 длинах волн, неравномерно распределенных по интервалу, в 10 раз превышающему наибольшую полуширину линии. Затем при этих же 27 длинах волн измерялась интенсивность лампы, градуированной в НБС при 653 нм и температуре 2340,3 К. В первых работах [41] для других волн излучение определялось по данным De Vos для вольфрама. В дальнейшем лампы градуировали в интервале 430—920 нм [42].

Опробованы и сопоставлены различные методы измерения температуры плазмы. Так, в работе [43] температура определялась двумя способами: по абсолютной интенсивности спектральных линий (используя известные вероятности переходов) и по плотности электронов, определяемой по штарковскому уширению линии $H\beta$ водорода, добавленного в количестве 1% к исследуемому газу. Хорошее совпадение получено для кислорода, аргона и азота, и расхождение 300—400 К.

Основным направлением работ НБС с каскадными плазменными источниками явилось использование их для определения вероятностей переходов атомных и ионных линий различных газов. Выполнен ряд работ по уточнению значений вероятности перехода аргоновых линий [41, 42]; полученные данные расходятся с данными других исследователей.

Авторами работы [44] доказывается, что при атмосферном давлении в аргоновых дугах отсутствует локальное термодинамическое равновесие. Это может быть выявлено только при сравнении данных, полученных при постепенном повышении давления. Отсутствие равновесия не было учтено в работах НБС, что, возможно, является одной из причин получения недостоверных значений вероятностей переходов в работе [41], а другой причиной — ненадежность измерений по контуру линии водорода $H\beta$, вводимого в небольшом количестве в аргоновую плазму. При определении вероятностей перехода ионных линий аргона эти факторы были учтены [42]. Однако вновь получились расхождения с другими исследованиями. Несмотря на тщательный анализ погрешностей причина этих расхождений не установлена. По известным публикациям НБС, аргоновая каскадная дуга высокой стабильности * не была исследована как образцовый излучатель.

Представляют интерес работы, выполненные в Институте высоких температур Академии наук СССР** и во Франции в институте астрофизики, где созданы и исследованы аргоновые каскадные плазматроны не только при атмосферном, но и при повышенном давлении.

* При значении тока в аргоновой дуге 135 А, изменения его не превосходили 10 мА [42].

** Работа выполнялась по научной теме, совместной с ВНИИМ.

Стабилизированная каскадная дуга высокого давления исследована с целью создания образцового источника излучения повышенной яркости для видимой и ближней ультрафиолетовой области спектра [45, 46]. Канал излучателя состоит из шайб наружным диаметром 12 мм, внутренним 5 мм и толщиной 9 мм, с изолирующими прокладками толщиной 5 мм. При длине канала 50 мм используют четыре шайбы, при длине 70 мм — 5 шайб. Стальной корпус излучателя выдерживает давление до 200 атм. Дуга расположена на подвижном суппорте. Осевое излучение через отверстие в электроде, систему зеркал и диафрагму, вырезающую центральную часть из изображения канала, попадает на вход монохроматора с разрешающей способностью 0,22 нм. Измерение производят с помощью фотоумножителя и интегрирующей схемы с преобразованием напряжения в частоту. Источником сравнения

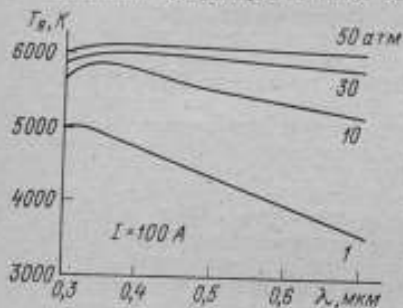


Рис. 9. Спектральная зависимость яркостной температуры при различных давлениях

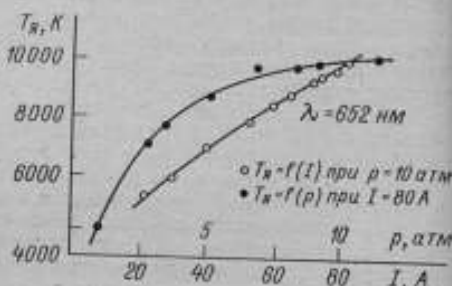


Рис. 10. Зависимость яркостной температуры в пирометрической длине волны от тока и давления

служит ленточная вольфрамовая лампа с кварцевым окном. В работе [45] представлены результаты измерений распределения температуры по сечению, полученные при наблюдении сбоку и пересчете по Абелю для абсолютной интенсивности линии ArI 430,01 нм. Истинная температура, полученная на оси дуги, при атмосферном давлении составляет 14000 К. Спад температуры начинается сразу от оси дуги и на расстоянии 1 мм от нее превышает 800 К, в то время как начиная с 5 атм, температура почти не изменяется на этом расстоянии и составляет 11800 К и при 20 атм — 11000 К. Все измерения проводились при постоянной мощности 13 кВт.

Яркостная температура источника измерялась при наблюдении с торца при различных давлениях от 1 до 50 атм, при токе 100 А и длине дуги 50 мм (рис. 9) для спектральной области 0,3—0,7 мкм [46]. Как видно, при давлении 50 атм яркостная температура изменяется менее чем на 2% во всем исследованном спектральном интервале и равна 6000 К. Отдельные отклонения интенсивности излучения плазмы при 50 атм не превосходили 4%.

Институт высоких температур АН СССР

В качестве источника плазмы разработан вариант каскадной дуги атмосферного давления стабилизированной холодной стенкой [26], горячей в аргоне. Для использования плазматрона при повышенном давлении конструкция была заключена в стальной герметичный кожух с кварцевыми окнами, позволяющими наблюдать дугу вдоль оси и сбоку [30]. Длина канала излучателя при толщине медных шайб 2—4 мм и изолирующих фторопластовых шайб 0,5—1 мм достигала 50 мм, а внутренний диаметр канала был

2,2 мм. Медный анод и вольфрамовый или графитовый катод имели осевые сверления. Охлаждение осуществлялось водой при давлении 2—5 атм.

Дуга исследовалась при давлениях до 10 атм, токах до 100 А и небольшим вентиляционным расходе газа около 5 см³/с. Излучение дуги направлялось на щель спектрографа ДФС—13 и регистрировалось фотоумножителем. Источником сравнения служил кратер угольной дуги. Температура, измеренная по абсолютной интенсивности атомной линии 430 нм и двух ионных линий 434,8 и 480,6 нм, достигала 11000 К. Измерения при атмосферном давлении показали совпадение результатов наблюдений вдоль оси, пересчитанных по интегральным уравнениям Абеля измерений сбоку. Яркостные измерения проводились при разных токах и давлениях. На рис. 10 приведена зависимость яркостной температуры на длине волны 652 нм от тока и давления. Температурные поля в поперечном сечении столба дуги при давлениях 3 и 10 атм приведены на рис. 2. Измерения стабильности и воспроизводимости яркостных характеристик дали значения около 1%.

Рассмотренные работы позволяют сделать вывод о том, что каскадная дуга по своим свойствам наиболее полно удовлетворяет требованиям, предъявляемым метрологией к образцовому источнику яркости. Полученные данные о значениях яркостных температур в существующих каскадных дугах (6000—10000 К), высокая воспроизводимость яркостных характеристик и возможность изменять их позволяют предположить, что каскадная дуга высокого давления будет выполнять ту же роль в высокотемпературной пирометрии, которую сейчас выполняют температурные лампы в области до 2500 К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каяндер М. С. Исследование угольной дуги как стабильного источника высокой температуры. — Труды метрологических институтов СССР, 1972, вып. 131 (191), с. 144—159 с ил.
2. Кандыба В. В., Либкинд Л. Д. Создание вторичного эталона на длине волны 640,2 нм для пирометрических исследований плазмы. — Измерительная техника, 1971, 10, с. 43—46.
3. Меккер Г., Петерс Т. Электронный континуум в столбе сильноточной угольной дуги и в других дугах. В сб. — «Оптическая пирометрия плазмы», М., «Мир», 1960, с. 224—239 с ил.
4. Биберман Л. М., Норман Г. Э. Рекомбинационное и тормозное излучение плазмы. JQSRT, 3, 3, 1963, с. 221—245.
5. Wende B. Ein Kaskadenbrenner als strahldichte — normal hoher strahldichte. — «Z. angew. Phys.», 1966, 20, HS, s. 473—477.
6. Rath J., Mouthey H., Bötticher W. Gepulster Hochstrombogen in Argon als UV-Lichtquelle. — «Z. angew. Phys.», 1967, 22, 4, s. 351—352.
7. Косинская И. В., Полозова Л. П. Источник сплошного спектра для ближней вакуумной области спектра. — «Журнал прикладной спектроскопии», 1969, т. XI, 6, с. 1151—1152.
8. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. И. Зависимость температуры и давления плазмы капиллярного разряда с испаряющейся стенкой от геометрии капилляра и типа разряда. — «Теплофизика высоких температур», 1968, 6, 1, с. 48—53.
9. Демидов М. М., Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. Импульсное черное тело на 40000° с длительностью 10⁻⁵ с. — «Журнал прикладной спектроскопии», 1970, 12, 2, с. 365—367 с ил.
10. Амброк Г. С., Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метрологические исследования излучения импульсного плазменного источника типа ЭВ—45. — Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), с. 53—57 с ил.
11. Попов Е. Г., Цикулин М. А. Спектральная яркость ударных волн в воздухе. — «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1969, 56, 2, с. 522—525 с ил.

12. Попов Е. Г., Цикулин М. А. Спектральное распределение излучения ударных волн в инертных газах. — «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1969, 57, 2, с. 389—394.
13. Басов Н. Г., Борович Б. Л., Зуев В. С., Стойлов Ю. Ю. Излучение света при электрическом взрыве проволочек. — «Журнал технической физики», 1968, 38, 12, с. 2079—2080.
14. Daiber J. W., Winaus J. G. Radiation from Laser-Heated Plasmas in Nitrogen and Argon. — *JOSA*, 1968, 58, 1, pp. 76—80.
15. Басов Н. Г., Захаров С. Д., Крохин О. Н., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Тюрин Е. Л., Федосимов А. И., Чекалин С. В., Щелев М. Я. Исследование плазмы, образованной ультракороткими лазерными импульсами. — «Квантовая электроника», 1971, № 1, с. 4—28 с ил.
16. Рубинер Р. М. Высокотемпературный источник большой мощности. В сб. «Применение плазматрона в спектроскопии». Фрунзе, «Илим», 1970, с. 147—149 с ил.
17. Дымшиц Б. М., Корещкий Я. П. Исследование контрагированного индукционного разряда. В сб.: «Низкотемпературная плазма», М., «Мир», 1967, с. 425—431 с ил.
18. Вурзель Ф. Б., Долгополов Н. Н., Максимов А. И., Полак Л. С., Фридман В. И. Высокочастотный безэлектродный плазматрон при атмосферном давлении. В сб.: «Низкотемпературная плазма», М., «Мир», 1967, с. 419—424.
19. Гольдфарб В. М., Дресвин С. В. Оптическое исследование распределения температуры и электронной концентрации в аргоновой плазме. — «Теплофизика высоких температур», 1965, 3, 3, с. 333—339 с ил.
20. Ровинский Р. Е., Груздев В. А., Гутенмахер Г. М., Соболев А. П. Определение температуры в стационарном высокочастотном индукционном разряде. — «Теплофизика высоких температур», 1967, 5, 4, с. 557—561 с ил.
21. Ансит А. Р. Исследование стационарного индукционного разряда в аргоне при атмосферном давлении релаксационным методом. — «Журнал технической физики», 1970, 40, 7, с. 1527—1530.
22. Гольдфарб В. М., Донской А. В., Дресвин С. В., Клубникин Б. С. Исследование плазменного факела высокочастотной аргоновой горелки. — «Теплофизика высоких температур», 1967, 4, с. 543—556.
23. Князев Ю. Р., Митин Р. В., Петренко В. И., Боровик Е. С. Изучение аргоновой дуги высокого давления. — «Журнал технической физики», 1964, 34, 7, с. 1224—1230 с ил.
24. Рохлин Г. Н. Газоразрядные источники света. М., «Энергия», 1966, 560 с. с ил.
25. Батенин В. М., Минаев П. В. Об особенностях поведения электропроводности и излучения плотной низкотемпературной плазмы. — «Теплофизика высоких температур», 1971, 9, 4, с. 676—682.
26. Шейндлин А. Я., Асиновский Э. И., Батенин В. М., Батурин В. А. Установка для получения плазмы и изучения ее свойств. — «Журнал технической физики», 1963, 33, 10, 1169—1175.
27. Клейн Л. Дуговой источник для спектроскопических исследований равновесной плазмы при различных давлениях. — «Приборы для научных исследований», 1970, 41, № 5, с. 56—60.
28. Кноп К. Ф., Кэмбел А. В. Цилиндрический симметричный источник плазмы. — «Приборы для научных исследований», 1966, 37, 3, с. 84—87.
29. Батенин В. М., Минаев П. В. О температуре по оси электрической дуги в аргоне. — «Теплофизика высоких температур», 1969, 7, 2, с. 208—212 с ил.
30. Батенин В. М., Минаев П. В. Плазматрон высокого давления в качестве высокотемпературного источника яркости. Физика, техника и применение низкотемпературной плазмы. (Труды IV Всесоюзной конференции по физике и генераторам низкотемпературной плазмы), Алма-Ата, 1970, с. 421—424.
31. Morris J. C., Garrison R. L. A radiation Standard for the Vacuum Ultraviolet. — *JQSRT*, 1969, 9, 10, pp. 1407—1418.

32. Levy T. E., Huttman R. E. Vacuum Ultraviolet Plasma Arc Radiation Source for the 300—1000 Å. Wavelength Region. — «Appl. Optics», 1970, 9, 1, pp. 41—47.

33. Fowler W. K., Le Blanc F. I. An Ultraviolet Rare-Gas Continuum Light source. — «Appl. Optics», 1969, 8, 11, pp. 2358—2359.

34. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Маслюков В. А., Райзер Ю. П. Экспериментальные исследования непрерывно горящего оптического разряда. — «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1971, 61, 10, с. 1434—1437.

35. Wende B. Strahldichtewerte des Kaskadenbrenner—Strahldichteparameters. — «Optik», 1967, 25, 3, s. 284—288.

36. Wende B. Kontinuierlicher Absorptions—querschnitt von Argon im Bogenplasma. — «Z. f. Physik», 1967, 198, 1, s. 1—17.

37. Баюнов В. И., Подмошенский И. В., Пухов А. М. Мощный дуговой источник света с ограничением канала разряда газовыми струями. — «Опико-механическая промышленность», 1969, 6, с. 28—30 с ил.

38. Wende B., Shulz P. Stark—Effekt—Verbreiterung der Argon I—Linien im Bogenplasma. — «Z. f. Physik», 1968, 208, 2, s. 116—128.

39. Wende B. A symmetrische Verbreiterung der Balmer—Linie H β im Plasma. — «Z. f. Physik», 1967, 22, 3, s. 181—185.

40. Shumaker J. B. Arc Source for High—Temperature Gas Studies. — «Rev. of Scien. Instr.», 1961, 32, 1, pp. 65—67.

41. Popenoe C. H., Shumaker J. B. Arc Measurement of some Argon Transition Probabilities. — «J. Res. NBS», 1965, 6, pp. 495—509.

42. Popenoe C. H., Shumaker J. B. Arc Measurement of some Ar II Optical Transition Probabilities. — JOSA, 1969, 59, 8, pp. 980—985.

43. Shumaker J. B., Wiese W. L. Measurement of Electron Density and Temperature in Dense Plasmas by an Application of Line Broadening Theory. — «Temperature, its Measurement and Control in Science and Industry», 1962, Vol. 3, p. 1, N 4, 575—579.

44. Evans D. L., Marchard J. M., Braun W. G., Oss J. P. Radiation Property Measurements on an arc heated Argon Plasma. — A. I. A. A. Papers, 1970, N 70—42, pp. 1—10.

45. Apart M. P., Goldbach U., Nollez G., Peyturaux R. Sur l'étude plasma d'argon sous pression réalisée dans un arc stabilisé. — «Comptes Rendus Acad.», 1970, Se. 270, AB9, 584—587.

46. Goldbach U., Nollez G., Peyturaux R. Sur la température deluminance d'un plasma d'argon pression. — «Comptes Rendus Acad.», 1971, Sc. 272, AB3, pp. 209—211.

Поступила в редакцию 15/XI, 1974 г.

УДК 621.387.143

Ю. Б. БЕСПАЛОВ, Г. Н. БРАЖНИЧЕНКО,
М. С. КАЙДЕР
ВНИИМ

КОМПЛЕКС АППАРАТУРЫ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ

Во многих областях науки и техники большое внимание уделяется исследованию плазменного состояния вещества и применению плазмы в различных технических устройствах. Одним из основных параметров, характеризующих поведение и энергетическое состояние плазмы, является температура.

Задача измерения температуры плазменного состояния вещества может быть существенно облегчена при наличии меры сравнения — образцового

плазменного излучателя, температура которого известна и по порядку величины близка к измеряемой температуре. При этом образцовый излучатель может применяться либо в эксперименте для градуировки пирометрической аппаратуры, либо в качестве меры сравнения в эксперименте по измерению температуры плазмы. Для применения образцового излучателя должны быть известны характеристики его излучения в той спектральной области, которая используется для измерения.

Во ВНИИМ в течение 1963—1972 гг. проведены исследования возможности расширения методом оптической пирометрии на базе импульсного плазменного источника типа ЭВ-45 верхнего предела существующей температурной шкалы в область температур, реализуемых в плазменном состоянии вещества [1—5]. Однако импульсный характер его излучения, отсутствие регулировки температуры не позволяют использовать этот источник для решения целого ряда задач оптической пирометрии в температурном диапазоне 2500—10000 К.

Все это предопределяет необходимость проведения работ по созданию и исследованию плазменного излучателя непрерывного действия, характеристики излучения которого позволили бы в области плазменных температур решать те же задачи, которые в области температур до 2500° С решаются с помощью температурных ламп с вольфрамовой лентой.

В настоящей статье описывается комплекс аппаратуры для реализации плазменного излучателя непрерывного действия, управления его работой и исследования основных характеристик его излучения.

Конструкция плазменного источника

Общий вид и схематический разрез плазменного источника непрерывного действия представлены на рис. 1 и 2. При разработке источника за основу была принята стабилизированная охлаждаемой стенкой электрическая дуга постоянного тока.

Канал дуги формируется медными шайбами наружным диаметром 20 мм, внутренним диаметром 3 мм и толщиной 3 мм, которые изолируются друг от друга фторопластовыми прокладками — шайбами толщиной 1 мм, имеющими отверстия диаметром 9 мм. Шайбы и прокладки в сборе заключены между двумя одинаковыми электродными медными фланцами, в которых закреплены электродные узлы. В одном из фланцев размещен самогерметизирующийся поджигающий электрод (см. рис. 1). Фланцы и электродные узлы, шайбы и прокладки охлаждаются проточной водой.

Электродный узел представляет собой две соосные медные трубки, в одну из которых запрессован вольфрамовый электрод диаметром 5 мм. Катодом служит описанный выше электродный узел, а анодом может служить как электродный узел, так и сам электродный фланец. Электродные узлы расположены таким образом, чтобы излучение раскаленных электродов не попадало в поле зрения оптической системы измерительной аппаратуры.

Для поджига дуги на три шайбы набора подается напряжение. Излучение дуги наблюдается в осевом направлении в телесном угле $2\alpha = 0,08$ ср через кварцевые окна, герметизирующие канал с торцов.

В отличие от схем охлаждения, широко применяемых в каскадных плазматронах, в которых охлаждающая жидкость проходит по каналам, образованным отверстиями в шайбах набора, разработанная конструкция плазматрона обеспечивает более эффективное охлаждение стенки канала за счет использования большей площади теплообмена. Плазменный источник, испытанный до давления 30 ата, показал хорошее качество герметизации.

Для удобства работы с плазменным источником разработан пульт управления, в котором размещены устройство для поджига дуги, устройство управления рабочим током источника, устройство для регулировки расхода и контроля расхода рабочего газа, устройство для подачи охлаждающей воды и контроля ее расхода.

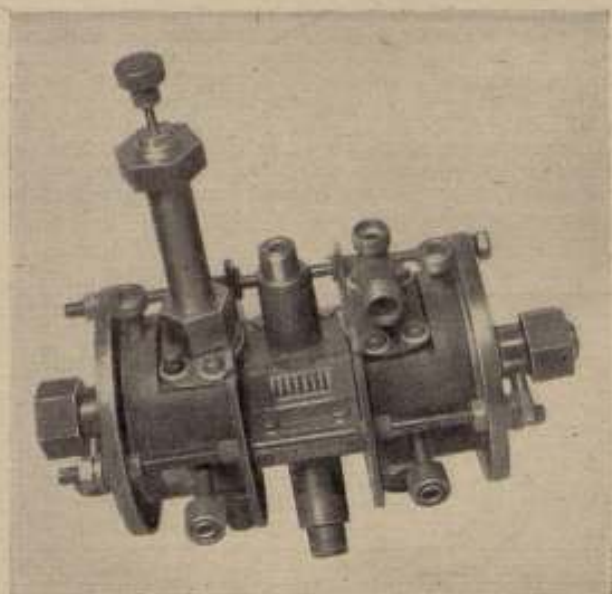


Рис. 1. Общий вид плазменного источника

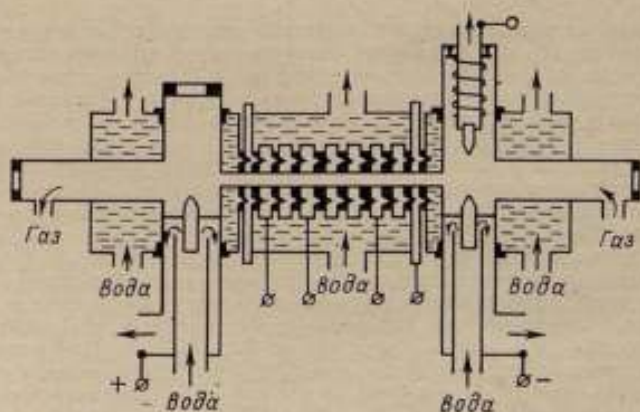


Рис. 2. Схематический разрез плазменного источника

Источник питания плазменного источника

Для питания плазменного источника предусмотрен мощный источник постоянного напряжения, рассчитанный на выходное напряжение холостого хода до 500 В и рабочий ток до 200 А (рис. 3). Источник представляет собой шеститактный выпрямитель, питающийся от трехфазного трансформатора, обмотки которого включаются по схеме треугольник — звезда или треугольник—треугольник. Во вторичную обмотку трансформатора включен трехфазный дроссель насыщения, имеющий управляющую обмотку. К выходу дросселя подключается выпрямитель, собранный по мостовой схеме на вентилях типа ВК-200.

Управляющая обмотка дросселя, активное сопротивление которой 3 Ом, питается от полупроводникового источника. В зависимости от величины тока в управляющей обмотке меняется индуктивное сопротивление дросселя и в результате — напряжение на выходе выпрямителя.

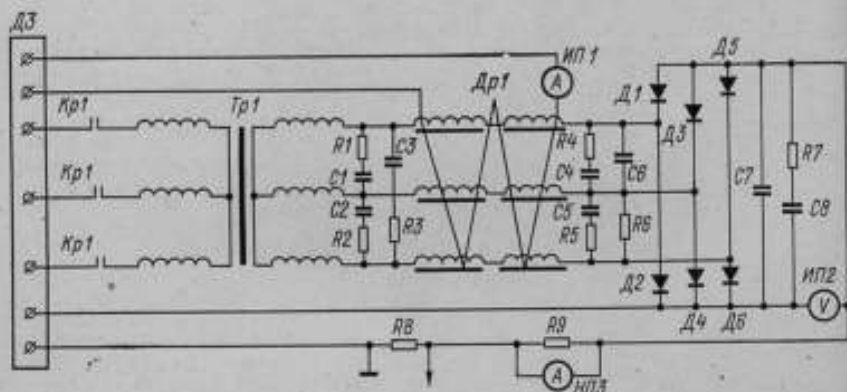


Рис. 3. Схема источника питания плазменного источника

Дроссель насыщения служит не только элементом, регулирующим выходное напряжение, но и формирует вольт-амперную характеристику прямоугольного типа, наиболее благоприятную для стабильного дугового разряда.

Полупроводниковый источник питания обмотки управления (рис. 4) может работать либо в режиме стабилизатора напряжения, либо как усилитель с обратной связью в цепи рабочего тока — в качестве стабилизатора рабочего тока. При работе в режиме стабилизатора напряжения источник отрабатывает изменение выходного напряжения на $\pm 10\%$ при коэффициенте стабилизации не ниже 0,001. Пульсации напряжения на его выходе составляют не более 0,1%, что при значительной индуктивности обмотки управления не сказывается на работе выпрямителя. При работе полупроводникового источника в режиме стабилизации рабочего тока напряжение обратной связи снимается с шунта сопротивлением 0,002 Ом, включенного в цепь рабочего тока. Изменение тока подмагничивания дросселя позволяет регулировать рабочий ток в цепи плазматрона от 20 до 200 А. Для сглаживания пульсаций выпрямленного тока в рабочую цепь плазматрона включается Г-образный LC-фильтр. В качестве индуктивности используется первичная обмотка трансформатора сварочной машины МТПП-75; емкость $C = 2000$ мкФ набрана из электролитических конденсаторов типа КЭ300 \times 800. При этом переменная составляющая тока не превышала 0,35% (при активной нагрузке 4 Ом).

Конструктивно источник питания плазматрона выполнен в виде металлического шкафа, на лицевой панели которого размещены кнопки управления, индикаторные лампочки и приборы.

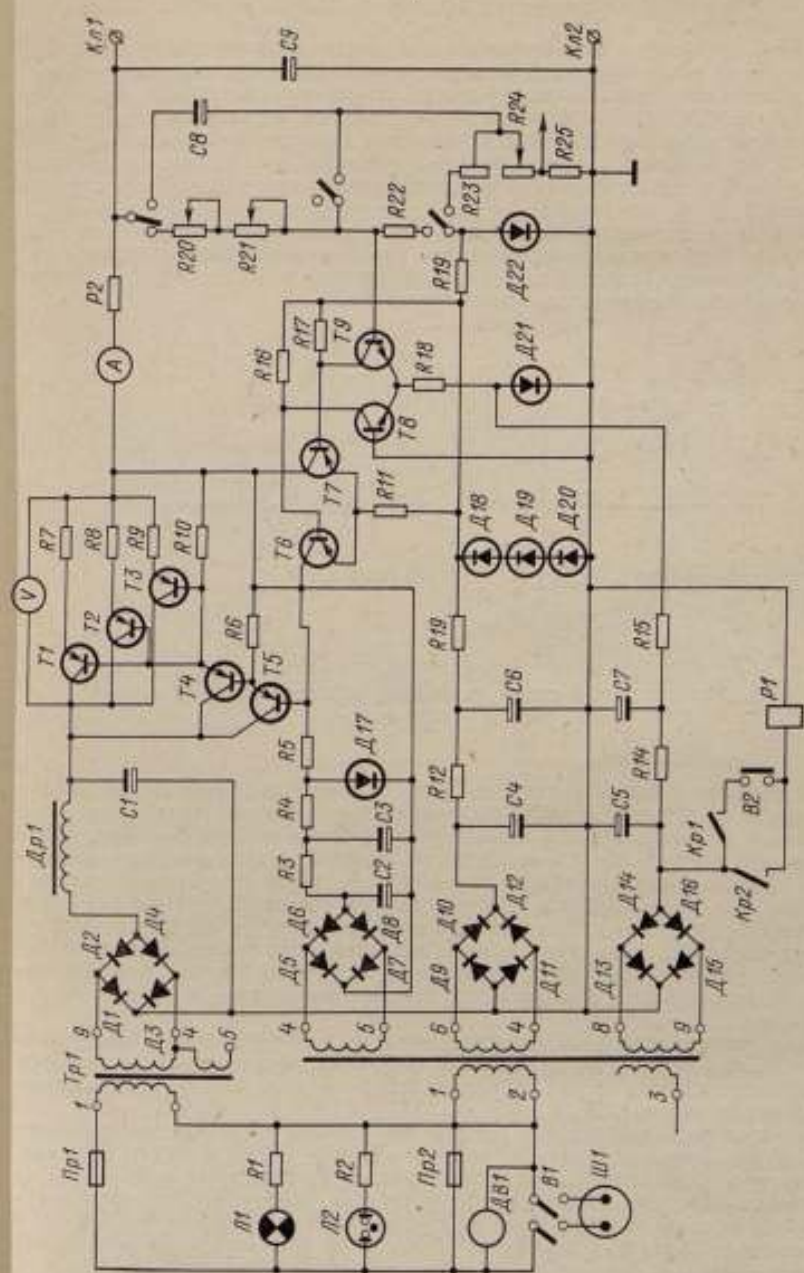


Рис. 4. Принципиальная схема полупроводникового источника

Установка для исследования излучения плазменного источника

Для исследования характеристик излучения плазменного источника и измерения его температуры разработана измерительная установка, основные принципы которой аналогичны принятым ранее при разработке установок, например ИПСП-1 [6, 3]. Она представляет собой двухканальный спектропирометр, в котором, в отличие от обычных спектропирометров подобного типа [6], модуляция и создание опорных сигналов производятся с помощью нулевого метода.

Установка состоит из оптической и электронно-измерительной частей. На столе размещены направляющие для кареток сравниваемых источников, внешняя оптическая система с диском-модулятором и двумя парами объективов, устройство синхронизации и фотоголовка.

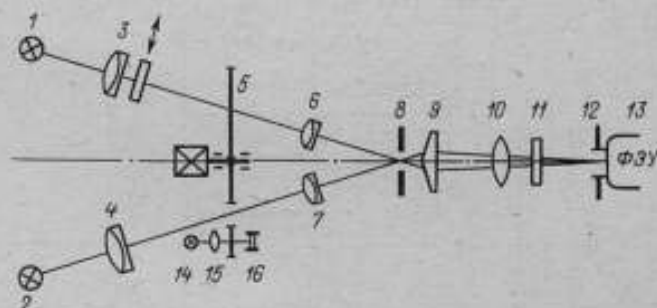


Рис. 5. Оптическая схема установки для исследования плазменного источника

Оптическая система установки (рис. 5) имеет два идентичных канала с углом $2\alpha = 14^\circ$ между ними. Излучение сравниваемых источников 1 и 2 с помощью объективов 3 и 4 проецируется в плоскость диска-модулятора 5 и далее объективами 6 и 7 — в плоскость полевой диафрагмы 8, где изображения сравниваемых источников совмещаются. Линза 10 проецирует зрачки объективов 6 и 7 в плоскость апертурной диафрагмы 12, причем благодаря бипризме 9 оси пучков пересекаются в этой плоскости, а изображения зрачков совмещаются. Монохроматизация излучения производится интерференционными светофильтрами 11. Приемником излучения служат фотоумножители различных типов, фотокатод 13 которых располагается за апертурной диафрагмой.

Для работы электронно-измерительной системы установки необходимы синхронизирующие сигналы, которые создаются прерывистым (с помощью диска) излучением лампы 14, направляемым линзой 15 на чувствительный слой фототранзистора 16.

Электронно-измерительное устройство фиксации равенства яркостей двух сравниваемых источников, принципиальная схема которого представлена на рис. 6, состоит из двух каналов, каждый из которых содержит фотоприемник, усилитель напряжения и усилитель мощности. Усилители мощности обоих каналов нагружены на синхронный детектор, на выходе которого включен фильтр и стрелочный индикатор (микроамперметр) с нулем посередине шкалы.

В первом канале (измерительном) в качестве фотоприемника использован фотоэлектронный умножитель ФЭУ. Первый каскад усилителя напряже-

ния выполнен на полевом транзисторе типа КП101Д по схеме истокового повторителя, что обеспечило высокое входное сопротивление усилителя (~ 10 МОм). Основное усиление по напряжению обеспечивает двухкаскадный усилитель в интегральном исполнении типа К1VC311В. Для повышения его входного сопротивления и уменьшения выходного на входе и выходе интегрального усилителя включены эмиттерные повторители по интегральной схеме типа К1КТ011А (ИП1Д). Перед усилителем мощности имеется окончательный каскад усиления напряжения, собранный на транзисторе КТ301Б с коэффициентом усиления порядка 10. Усилитель мощности выполнен в виде составного эмиттерного повторителя на транзисторах типа КТ301Б и П701А с трансформаторным выходом.

Во втором канале (сигнальном) роль фотоприемника выполняет фототранзистор типа ФТ-1, включенный по схеме RC-усилителя с эмиттерным повторителем на транзисторе типа П416Б. Дальнейшее «усиление» напряже-

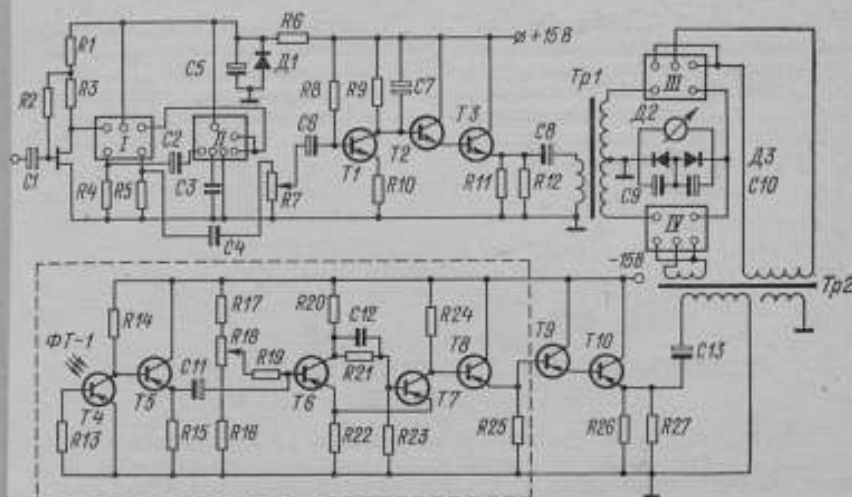


Рис. 6. Принципиальная схема устройства фиксации равенства яркостей

ния осуществляется триггером Шмидта, собранным на двух транзисторах типа ГТ308Б, который формирует импульсы опорного напряжения прямоугольной формы, необходимые для управления синхронным детектором. Синхронный детектор представляет собой двухполупериодный выпрямитель, собранный на двух интегральных прерывателях типа К1КТ011А (или К1Т011В). Коэффициент передачи синхронного детектора по напряжению близок к единице. Емкостной фильтр на его выходе сглаживает пульсации выходного напряжения и несколько уменьшает влияние шумов на результаты измерений.

Питание схем электронно-измерительной части установки производится от двух стабилизаторов напряжения типа «Александрит» 591-91. Конструктивно электронно-измерительная часть установки выполнена в виде двух блоков: фотоблоки, размещенной на столе, и основного электронного блока.

В заключение следует заметить, что созданный комплекс аппаратуры позволяет реализовать плазменный излучатель непрерывного действия высокой яркости и провести метрологические исследования характеристик его излучения. Измерительные устройства и источник питания комплекса могут быть использованы также для исследования излучения плазменных излучателей различных других конструкций и оценки их основных параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бражниченко Г. Н. Применение пирометрических светофильтров, удовлетворяющих критерию Фуа, для измерения высоких температур.— «Измерительная техника», 1967, № 12, с. 17—19.
2. Бражниченко Г. Н., Кириков И. И. Метод расчета эффективной длины волны с учетом формулы Планка.— Труды институтов Комитета стандартов, 1966, вып. 87 (147), с. 70—74.
3. Амброк Г. С., Беспалов Ю. Б., Бражниченко Г. Н., Долицкий И. И. и др. Фотозлектрическая спектропирометрическая установка ИПСП—1 для измерения температуры плазменных излучателей.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), с. 33—48 с ил.
4. Огуриова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела при температуре 40000°.— «Оптико-механическая промышленность», 1960, № 1 с. 3—7 с ил.
5. Амброк Г. С., Бражниченко Г. Н., Кириков И. И. Метрологические исследования излучения импульсного плазменного источника типа ЭВ—45.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), с. 53—67.
6. Кириков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотозлектрическим методом.— Труды институтов Комитета стандартов, 1963, вып. 71 (131), М.-Л., Стандартгиз, с. 30—46 с ил.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УДК 535.214.4.088 : 536.3

В. А. ЧИСТЯКОВ
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ТЕРМОРАДИОМЕТРА ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ

Терморadiометр излучательной способности (ТИС) предназначен для определения излучательной способности крупногабаритных изделий и лабораторных образцов путем сравнения интегрального излучения участка измеряемой поверхности с излучением марки черноты, находящихся при одной температуре [1].

Измерительная головка прибора состоит из приемника излучения, двух параболических зеркал и зеркального модулятора. Приемником теплового излучения является болометр, который одновременно служит и излучателем, для чего он подогревается выше температуры окружающей среды на 3—5° С. Лучистый поток, возникающий благодаря разности температур приемной поверхности болометра и измеряемого участка поверхности образца, с помощью системы параболических зеркал поступает от приемника на образец. Зеркальный модулятор, помещенный вблизи измеряемой поверхности, предназначен не только для прерывания теплового потока, измеряемого болометром, но и для сравнения величин потоков, отраженных от зеркальной части модулятора и от измеряемой поверхности. Отраженные потоки с помощью парабол концентрируются на приемной поверхности болометра. При равенстве лучистых потоков, отраженных от модулятора и образца (например, при измерении в золоченого зеркала), сигнал на выходе болометрического моста равен нулю, что соответствует двум делениям по шкале прибора.

Основное внимание при государственных приемочных испытаниях прибора ТИС (ВНИИМ, 1973 г.) было уделено определению систематических и случайных погрешностей этого прибора. Систематические погрешности можно определить путем сравнения результатов измерений излучательной способности ряда образцов на установке Э-300 [2, 3] и на приборе ТИС. В качестве образцов были выбраны алюминий и сплавы его с другими металлами

как анодированные, так и химически полированные, а также шлифованные и полированные образцы из нержавеющей стали и никеля (см. табл. 1 и 2).

Предварительно на установке Э-300 измерялась интегральная угловая излучательная способность этих образцов при температуре 20° С, в диапазоне углов 10—80° от нормали к поверхности образца. Далее по результатам измерений индикатрисы излучения определялась излучательная способность образцов в угле 83°, соответствующем рабочему углу терморadiометра ТИС. Погрешность измерений на Э-300 для образцов с ярко выраженным селективным спектром излучения, таких как анодированные образцы, составляет:

$$\begin{array}{ll} \text{для } \epsilon = 1 & \Delta\epsilon = \pm 0,03; \\ \text{для } \epsilon = 0,5 & \Delta\epsilon = \pm 0,02; \\ \text{для } \epsilon = 0,1 & \Delta\epsilon = \pm 0,01. \end{array}$$

Для образцов, излучение которых близко к излучению «серых» тел, погрешность будет равна:

$$\begin{array}{ll} \text{для } \epsilon = 1 & \Delta\epsilon = \pm 0,02; \\ \text{для } \epsilon = 0,5 & \Delta\epsilon = \pm 0,015; \\ \text{для } \epsilon = 0,1 & \Delta\epsilon = \pm 0,01. \end{array}$$

Результаты измерений излучательной способности на приборе ТИС и на установке Э-300 для одинаковых образцов представлены в табл. 1. Результаты измерений на приборе ТИС соответствуют средним значениям, полученным на трех исследованных приборах.

Таблица 1

Образцы	Измерение на Э-300	Измерение на ТИС	Отличие результатов измерений
Анодированный алюминий	0,11	0,12	+0,01
	0,26	0,29	+0,03
	0,26	0,28	+0,02
	0,56	0,57	+0,01
	0,59	0,55	-0,04
	0,74	0,66	-0,08
	0,63	0,61	-0,02
	0,87	0,82	-0,05
	0,94	0,92	-0,02
Нержавеющая сталь 1X18H9T шлифованная	0,42	0,53	+0,11
	0,45	0,53	+0,08
	0,46	0,55	+0,10
	0,47	0,56	+0,09
Нержавеющая сталь 1X18H9T полированная	0,14	0,20	+0,06
	0,10	0,17	+0,07
	0,09	0,14	+0,05
Никель шлифованный	0,53	0,63	+0,10

В табл. 2 представлены результаты сличения измерений на установке Э-300 и на приборе ФМ-63, который является прототипом ТИС и принципиально почти ничем не отличается от последнего. Кроме того, даны резуль-

таты сличения измерений на установке Э-300 и на интегрирующей полусфере ЛЭТИ [4]. Данные прибора ЛЭТИ по нормальной интегральной излучательной способности получены в результате интегрирования по спектру измеренных значений спектральной отражательной способности в диапазоне 2—30 мкм при комнатной температуре.

Таблица 2

Образцы	ФМ-63 (ШНИИМам)	ФМ-63 (ЦКВЭМ)	Прибор (ЛЭТИ)	Установка Э-300					$\epsilon_{\text{псф}}$
				θ°					
				10	50	60	70	80	
Анодированные из сплава АМГ-6	0,04	—	—	0,025	0,03	0,04	0,06	0,12	0,04
	0,78	—	—	0,86	0,85	0,83	0,76	0,62	0,83
	0,90	—	—	0,96	0,95	0,94	0,87	0,70	0,92
Анодированные из сплава АД-1	—	0,03	—	0,025	0,03	0,035	0,05	—	—
	—	0,15	—	0,10	0,19	0,21	0,25	—	—
	—	0,30	—	0,25	0,31	0,34	0,36	—	—
	—	0,65	—	0,65	0,82	0,76	0,73	—	—
Шлифованные из нержавеющей стали IX18H9T	—	—	0,37	0,46	—	—	—	—	—
	—	—	0,30	0,41	—	—	—	—	—
	—	—	0,20	0,25	—	—	—	—	—
	—	—	0,08	0,10	—	—	—	—	—

Примечание: θ — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности образца; $\epsilon_{\text{псф}}$ — полусферическая излучательная способность, вычисленная по данным угловых измерений на Э-300.

Данные табл. 1 и 2 указывают на большие расхождения результатов измерений на различных установках и приборах, иногда значительно превосходящие номинальные значения погрешностей, соответствующих паспортным данным приборов. Анализируя представленные результаты измерений, можно выявить некоторые закономерности. Так, для анодированных образцов с излучательной способностью от 0,7 до 0,9 результаты измерений на приборе ТИС и ФМ-63, как правило, ниже значений ϵ для тех же образцов, полученных на установке Э-300. Для анодированных образцов с $\epsilon = 0,2 \div 0,3$ они, как правило, выше. Поскольку анодированные образцы имеют ярко выраженный селективный спектр излучения [5], такое систематическое расхождение можно объяснить принципиальной погрешностью от селективности исследуемых образцов, присущей приборам ТИС и ФМ-63 [2, 3, 6]. Возможно также, что это расхождение, в какой-то мере, объясняется тем, что рабочий угол терморadiометра ТИС несколько выше паспортного (83°). При этом на приборе ТИС измеряется излучательная способность, близкая к полусферической.

Для металлических шлифованных образцов с $\epsilon = 0,4 \div 0,6$ значения ϵ , измеренные на приборе ТИС, значительно выше, чем на Э-300. Поскольку излучение таких поверхностей приблизительно подчиняется закону Ламберта и спектральная характеристика излучения их довольно равномерна в широкой области длин волн, несоответствие данных объясняется другими причинами, нежели для анодированных образцов. По-видимому, точность измерений на приборе ТИС зависит от характера отражения поверхностей. Излучение приемника у ТИС падает на образец не из полусферы, а из значительно меньшего угла, а отраженное от образца излучение попадает на приемник также не из полусферы. Поэтому, если образцы имеют одинаковую излучательную способность, но разный характер отражения (одни более, другие менее диффузные), то для образца, имеющего более диффузный характер отражения, излучение от приемника рассеивается на образце и в меньшей

степени попадает обратно на приемник, чем для образца с менее диффузным характером отражения. Поэтому излучательная способность образцов, имеющих более диффузный характер отражения, измеренная на приборе ТИС, выше.

Излучательная способность аналогичных образцов, измеренная на интегрирующей полусфере ЛЭТИ (в отличие от ТИС), оказалась значительно ниже значений ϵ , полученных на Э-300 (более чем на 20%), тогда как погрешность измерения коэффициентов отражения на приборе ЛЭТИ не должна превышать 10% [4]. Возможно, имеются дополнительные неучтенные погрешности измерений прибора ЛЭТИ.

Случайные погрешности измерений на приборе ТИС, связанные с воспроизводимостью результатов измерений, а также с отличием показаний представленных на испытаниях трех различных приборов, определялись по трем образцам с высокой (0,8), средней (0,5) и низкой (0,1) излучательной способностью.

В результате многократных измерений получена средняя квадратическая погрешность:

для $\epsilon = 0,8^*$	$\Delta\epsilon = \pm 0,017;$
для $\epsilon = 0,5$	$\Delta\epsilon = \pm 0,012;$
для $\epsilon = 0,1$	$\Delta\epsilon = \pm 0,007.$

Отличия средних арифметических значений ряда измерений одинаковых образцов, полученные на трех приборах ТИС, для всех образцов лежат в пределах $\pm 0,01$.

В результате испытаний установлено, что паспортные данные прибора не соответствуют погрешности измерений на нем, и поэтому они должны быть пересмотрены. Паспортные данные прибора могут быть сохранены только в том случае, если использовать ТИС для сравнения излучательной способности исследуемых образцов со стандартными при условии, что значение излучательной способности и материал стандартного образца должны быть близки аналогичным характеристикам исследуемого образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шипунов В. Л. и др. Портативный прибор для измерения степени черноты поверхностей. — «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 6, с. 30—33 с ил.
2. Чистяков В. А. Установка для измерения угловых интегральных коэффициентов излучения твердых тел в диапазоне температур 300 + 500 К. — Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений. 1969, вып. 105 (165), с. 170—175.
3. Чистяков В. А. Создание и исследование точной аппаратуры для измерения интегральной излучательной способности твердых тел при температурах, близких к комнатным. Автореферат дисс., ВНИИМ, 1971.
4. Козырев Б. П., Вершинин О. Е. Определение спектральных коэффициентов диффузного отражения инфракрасной радиации от зачерненных поверхностей. — «Оптика и спектроскопия», 1959, VI, вып. 4, с. 542—549 с ил.
5. Кропоткин М. А., Козырев Б. П. Влияние анодирования и других видов обработки на спектральную отражательную способность алюминия и его сплавов в области длин волн $1 + 100$ мкм. — «Изв. ЛЭТИ», 1966, вып. LV, с. 135—140.
6. Эдвардс Д. К., Нельсон К. Е. Максимальная погрешность измерений суммарного коэффициента излучения вследствие несферности образцов. — «Ракетная техника», 1961, № 7, с. 137—138.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛЕНТОЧНЫХ ВОЛЬФРАМОВЫХ
ЛАМП

В отличие от полного излучателя (абсолютно черного тела), на законах излучения которого основана Международная практическая температурная шкала выше точки золота, ленточные температурные лампы обладают рядом специфических особенностей. Прежде всего это селективность излучения и поляризации его в направлении, отличном от нормали.

В настоящей статье рассматриваются влияние поляризации излучения вольфрамовой ленты в сочетании с поляризующим действием оптики пирометров на погрешность измерения ее яркостной температуры, а также влияние отражения излучения ленты от стеклянного баллона лампы.

Поскольку в последнее время в температурных измерениях, и особенно в пирометрической метрологии, все чаще используют спектропирометры, оптические системы которых обладают сильным поляризующим действием, погрешность от визирования ленты температурной лампы в направлении, отличном от нормали, возникает как от поляризации излучения ленты, так и от поляризующих свойств оптики измерительного прибора. Рассмотрим зависимость погрешности измерения яркостной температуры T_n вольфрамовой ленты от изменения угла визирования ψ и поляризующего действия спектропирометра. Если допустимо применение формулы Вина, то погрешность может быть найдена из следующего выражения:

$$\frac{\Delta T_n}{T_n} = T_n \frac{\lambda}{c_2} \frac{\Delta E}{E} \quad (1)$$

Величина ΔE рассматривается здесь как изменение интенсивности излучения на выходе оптической системы спектропирометра (излучения, падающего на приемник) в зависимости от изменения угла визирования ψ , т. е.

$$\Delta E = E_\psi - E_0,$$

где E_0 и E_ψ — излучение ленты, падающее на приемник, при визировании ленты по нормали ($\psi = 0$) и в направлении, отличном от нормали ($\psi \neq 0$). Тогда

$$\Delta E/E = (E_\psi - E_0)/E_0 \quad (2)$$

Интенсивность излучения на входе оптической системы спектропирометра определяется интенсивностью излучения ленты E_L и выражается через две ортогональные полностью поляризованные компоненты E_p и E_n следующим образом:

$$E_L = E_p + E_n \quad (3)$$

Обозначим $E_p/E_n = q$. При визировании ленты нормали ($\psi = 0$) $E_p = E_n$ и, следовательно, $q = 1$. Тогда выражение (3) примет вид

$$E_L = 2E_{n0} \quad (4)$$

В случае $\psi \neq 0$ можно записать

$$E_L = E_n \psi (1 + q) \quad (5)$$

Рассмотрим свойства оптической системы спектропирометра для выбранных компонент излучения. Введем следующие обозначения:

$$y_p = E'_p/E_p; \quad y_n = E'_n/E_n; \quad m = y_p/y_n \quad (6)$$

где E'_p , E'_n и E_p , E_n — рассматриваемые компоненты излучения на входе и выходе оптической системы спектропирометра соответственно.

Учитывая (4), (5), (6), определим интенсивность излучения, падающего на фотоприемник

$$E_0 = y_p E_{p0} + y_n E_{n0} = y_n E_{n0} (1 + m); \quad (7)$$

$$E_\psi = y_p E_{p\psi} + y_n E_{n\psi} = y_n E_{n\psi} (1 + qm). \quad (8)$$

Подставив (7) и (8) в (1) и обозначив $E_{n\psi}/E_{n0}$ через k , получим

$$\frac{\Delta T_n}{T_n} = T_n \frac{\lambda}{c_2} \left[k \left(\frac{1 + qm}{1 + m} \right) - 1 \right]. \quad (9)$$

Здесь q и k являются функциями только угла визирования ленты и физически связаны между собой, однако аналитической связи между ними не найдено, поскольку эта связь зависит от суммарного отклонения излучения от закона Ламберта. Величина m определяется поляризующими свойствами оптической системы прибора. В том случае, когда максимальная и минимальная ортогонально-поляризованные компоненты излучения лампы совпадают по направлению с соответствующим пропусканием оптики спектропирометра, величина m является наибольшей (m_n).

Коэффициент m_n можно определить через поляризующую способность P , которой обычно характеризуются поляризующие свойства прибора

$$m_n = \frac{1 + P}{1 - P}. \quad (10)$$

Используя данные работы [1] для вольфрама, определим из (9) погрешность ΔT_n для температур 1337,5 (точка золота) и 2000 К при $\lambda = 0,65$ мкм.

В табл. 1 приведены расчетные значения ΔT_n (в кельвинах) для случая, когда оптическая система пирометра не обладает поляризующими свойствами ($m = 1$), например, для оптического пирометра с исчезающей нитью.

Таблица 1

T, К	ΔT_n для ψ , град					
	10	15	20	30	40	45
1337,5	0,1	0,2	0,3	0,7	1,4	2,0
2000	0,2	0,5	0,8	1,5	3,0	4,5

Как видно, результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [2].

Значения ΔT_n , приведенные в табл. 2, рассчитаны по формуле (9) для визуального спектропирометра СП-1, у которого, по нашей оценке, $m = 1,383$.

Таблица 2

T, К	ΔT_n для ψ , град				
	10	15	20	30	40
13337,5	0,2	0,4	0,8	2,0	3,9
2000	0,4	1,0	1,8	4,5	8,8

По данным [3], отечественный спектропирометр СПК-3 имеет наибольшую величину P , равную 0,83 ($m_n = 11,437$). Ниже приведены возможные погрешности для этого прибора в точке золота.

Φ , град	T , К
10	0,6
15	1,4
20	2,9
30	7,7

Необходимо указать также на поляризующее действие плоского окна лампы, которое обычно вваривается под некоторым углом к плоскости ленты.

Как следует из формул Френеля, при угле падения на стеклянную поверхность 15° , степень поляризации проходящего света составляет $\sim 0,4\%$, что согласуется с экспериментальными данными работы [3]. Этот эффект может привести к погрешности сличения ламп, градуированных по приборам с различными поляризующими свойствами даже при нормальном визировании ленты. Например, если лампы отградуированы с помощью оптического пирометра с исчезающей нитью, а поверяются с помощью СПК-3, то расхождение, как показывает расчет, составляет 0,3—0,4 К.



Рис. 1. Отражение от ленты и смотрового окна в лампе СИ-10-300

1 — баллон лампы; 2 — смотровое окно; 3 — тросы; 4 — лента; 5 — индекс; 6 — отметка на баллоне; 7 — глаз наблюдателя; 8 — зеркальное изображение ленты

Сравнивая это значение с приведенным выше расчетным для СПК-3, отметим, что погрешности одного порядка.

Для двух других ламп (№ 51, 53) было обнаружено [4], что погрешность ΔT_{λ} имеет обратный знак и величину, значительно большую $2-3^\circ\text{C}$. Подобный эффект, по-видимому, не может быть объяснен влиянием поляризации излучения ленты и поляризующим действием оптики пирометра. Причина заключается в том, что, помимо собственного излучения ленты, в прибор попадает ее же излучение, отраженное стеклянным баллоном обратно на ленту и вновь отраженное ею в прибор.

В связи с этим нами были предприняты попытки рассмотреть данный эффект подробнее, применительно к температурным лампам типа СИ-10-300, имеющим цилиндрический баллон с плоским смотровым окном. Отражение от смотрового окна и ленты предполагалось зеркальным. При этом нетрудно видеть, что угол Φ_0 , под которым вторично отражается излучение, отраженное плоским окном, равен углу между нормалью к ленте и плоскости окна, т. е. углу θ между лентой и окном лампы (см. рис. 1). Поскольку обычно угол θ лежит в пределах $0-15^\circ$, то отраженное излучение следует ожидать на углах визирования, не превышающих 15° . Это подтверждается результатами проведенного авторами экспериментального исследования группы из

13 ламп типа СИ-10-300. Углы ψ_0 для этой группы ламп имели всевозможные значения в пределах $\pm 10^\circ$ от нормали к ленте. На рис. 2 в качестве примера приведены экспериментальные кривые $E = f(\psi)$ для двух ламп из исследованной группы.

Количественно оценить увеличение яркости ленты, вызванное отражением от баллона, можно следующим образом. Согласно данным [1], излучение вольфрамовой ленты при углах ψ до 20° хорошо подчиняется закону Ламберта, и, следовательно, яркость ленты в этих пределах постоянна. Отражение от стеклянной поверхности окна примерно 4%, от двух поверхностей — 8%. Коэффициент отражения вольфрамовой ленты при длине волны 0,65 мкм составит 0,55—0,58 в диапазоне 1200—2600 К. Считая характер отражения в обоих случаях зеркальным, получим увеличение яркости ленты в направлении отражения на 4,4—4,6%. Согласно (1), это соответствует изменению яркостной температуры ленты при $\lambda = 0,65$ мкм в точке золота примерно на 3,6 К. Данный результат хорошо согласуется с экспериментальными данными работ [2, 5]. Кривые, приведенные в данных работах, $T_n = f(\psi)$ имеют

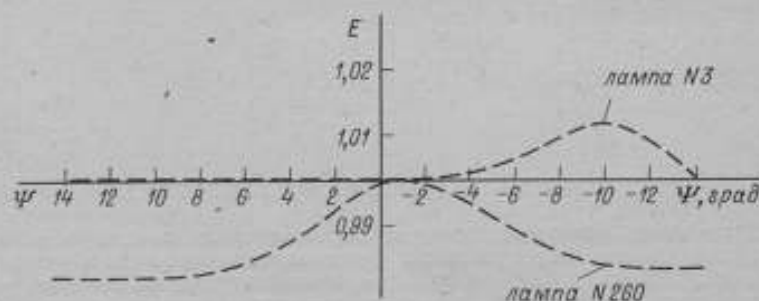


Рис. 2. Экспериментальная зависимость $E = f(\psi)$

такой же характерный «пик» как и кривые на рис. 2, причем при отклонении ψ на $\pm 5^\circ$ от ψ_0 изменение яркостной температуры в точке золота составляет $2-2,7^\circ$ С, что также хорошо согласуется с данными работы [4].

Так как отраженное излучение в направлении визирования нежелательно, ибо возможная невоспроизводимость угла визирования может дать весьма ощутимую (иногда недопустимую) погрешность, целесообразно температурные лампы, используемые в качестве образцовых излучателей, отбирать по этому признаку.

Однако фотоэлектрическая регистрация зависимости $T_n = f(\psi)$ для лампы весьма трудоемка и требует специального оборудования. Поэтому желательно упрощенно оценить положение «пика» (угол ψ_0) на кривой $T_n = f(\psi)$, не прибегая к какой-либо сложной процедуре измерения. Можно, например, поступать следующим образом. Яркость ленты температурной лампы, установленной произвольно, доводят до температуры примерно 1100° С и наблюдают изображение ленты, образованное поверхностью окна. Глаз наблюдателя должен располагаться на оси, проходящей через конец индекса и отметку на задней стенке баллона, фиксирующие направления нормали к плоскости ленты. Оказалось, что изображение ленты при этом у разных ламп располагается по-разному. Для исследованной группы ламп положению изображения между лентой и траверзой соответствует $\psi_0 \approx \pm 0-2^\circ$; за траверзой — $7-10^\circ$.

Учет рассмотренных явлений, очевидно, поможет избежать некоторых погрешностей, присущих температурной метрологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Worthing A. G. Deviation from Lambert's law and polarization of light emitted by incandescent tungsten, tantalum and molybdenum and changes in the optical constants of tungsten with temperature — *JOSA*, 1926, v. 13, N 6, pp. 635—649.
2. Barber C. R. Factors affecting the reproducibility of brightness of tungsten strip lamps of pyrometer standardization. — *J. Sci. Instrum.*, 1946, N 10, pp. 238—242.
3. Кисель А. Н., Финкельштейн Б. В. О влиянии поляризации света на точность градуировки эталонов высоких температур. — *Измерительная техника*, 1972, № 9, с. 81—82.
4. Боярский Л. А., Стрелков П. Г. О воспроизводимости положения температурной лампы на оси пирометра. — *Измерительная техника*, 1965, № 8, с. 15—17 с пл.
5. Middlehurst I., Jones T. P. A precision photoelectric optical pyrometer. — *Temperature. Symp.*, 1962, v. 3, part 1, pp. 517—522.

Поступила в редакцию 16/ХI 1974 г.

УДК 536.5.088 : 536.24

И. И. КИРЕНКОВ

ВНИИМ

ПОГРЕШНОСТЬ ТЕРМОМЕТРА ОТ ТЕПЛООБМЕНА

Погрешность измерения температуры термометром любого типа складывается в основном из погрешности чувствительного элемента и погрешности, зависящей от условий теплообмена при эксплуатации. Для контроля погрешности чувствительного элемента разработаны и широко применяются общезвестные способы, описанные в различных инструкциях. В них указано, что при наличии тяжелой арматуры чувствительный элемент из нее извлекается; это обеспечивает быструю, надежную и точную проверку чувствительного элемента. Поэтому следует избегать неразборных конструкций арматуры, так как она, как правило, делает термометр практически неповеряемым. Такая методика определения погрешности чувствительного элемента дает возможность градуировать и индивидуально поверять термометры. Говорить о какой-либо проверке термометров в арматуре, уточняющей их проверку без арматуры, не имеет смысла.

В принципе возможна проверка в арматуре термометров некоторых типов (термометров сопротивления и многих других), при которой термометр вместе с арматурой и с головкой целиком погружается в достаточно большой термостат, а места присоединения проводов при необходимости защищаются с помощью резины. Эта проверка требует весьма громоздких и сложных в обслуживании термостатов большой емкости. Проверка может быть несколько упрощена, если строить отдельные термостаты для каждой неразборной конструкции термометров. Очевидно, что такая проверка дороже и менее надежна по сравнению с проверкой, связанной с извлечением чувствительного элемента; единственное ее преимущество — применимость к неразборным термометрам некоторых типов. Между тем, о погрешностях, зависящих от теплообмена в условиях эксплуатации, такая проверка никакой информации не дает.

Метрологическое обеспечение неразборных термометров можно осуществлять другим способом, определив для каждого типа неразборных термометров и для конкретных условий эксплуатации гарантированный срок службы, в течение которого он исправно работает; по истечении этого срока термометр подлежит замене. Установление срока службы требует специальных испытаний — метрологической экспертизы. Естественно, такой способ также не дает информации о погрешности термометра от теплообмена.

Погрешность от теплообмена возникает вследствие того, что термометр в месте измерения может оказаться в тепловом контакте не только с теми деталями или средой, температура которых надо измерять, но и с посторонними деталями, имеющими другую температуру и искажающими его показания. Очевидно, что такие погрешности только частично связаны с конструкцией арматуры термометра; в основном они определяются различными внешними условиями, возникающими при его эксплуатации. Нельзя забывать, что эти внешние условия теплообмена весьма разнообразны. Арматура сама по себе никаких погрешностей не вносит.

Мнение о пригодности арматуры термометра (серийной или вновь разрабатываемой) для тех или иных условий эксплуатации принимается в ряде случаев на основе предшествующего опыта температурных измерений. Обычно квалификация работников (проектантов, технологов, термометристов) достаточно для такого суждения о пригодности и выборе конструкции арматуры термометра.

В более сложных случаях, в частности при новых разработках серийной арматуры, ее эксплуатационные свойства определяются вначале теоретическими расчетами (всегда приближенно) и окончательно — на основе опытной эксплуатации партии приборов. Обычно это осуществлять весьма сложно по ряду причин, и, в первую очередь, — из-за невозможности применения образцовой аппаратуры в условиях эксплуатации технических приборов, а также из-за многообразия условий теплообмена. Поэтому опытная эксплуатация часто бывает длительной и проводится на сравнительно большой партии приборов, и ее не всегда можно заменить кратковременными эксплуатационными испытаниями. Иногда опытная эксплуатация переходит в исследовательскую работу с испытанием нескольких конструкций. Подобные исследования необходимы для выбора конструкции термометра в сложных условиях измерения.

Как правило, в инструкции по эксплуатации и других документах на термометр завод-изготовитель указывает, для каких условий работы (среда или вид технологического процесса) предназначен термометр. В документах указывается допустимая погрешность для чувствительного элемента термометра либо для комплектного термометра. Иногда в инструкции не указывается четко, о какой из этих погрешностей идет речь. Между тем, допустимая погрешность комплектного термометра должна обязательно включать в качестве одной из составляющих — погрешность от теплообмена в эксплуатации, поскольку условия эксплуатации оговорены в этой же инструкции с указанием, что термометр предназначен для данных условий. Игнорирование этой составляющей при нормировании допустимой погрешности комплектного термометра (а не чувствительного элемента) является технически необоснованным и вводит потребителя в заблуждение. Ссылки на какие-либо правила здесь с технических позиций неприемлемы. Нормирование погрешности термометра с учетом погрешности от теплообмена требует проведения испытаний. Без таких испытаний вопрос о техническом соответствии не возникнет при условии, если в эксплуатационной инструкции ясно указано, что допустимая погрешность относится только к чувствительному элементу; при этом решение проблемы погрешности от теплообмена передается потребителю термометров.

По общему мнению, квалификации и опыта специалистов (главным образом инженеров), выбирающих конструкции термометров для измерения в различных условиях теплообмена, в большинстве случаев достаточно. Однако за последние годы это мнение несколько изменилось. Причиной является, во-первых, отрыв проектирования от эксплуатации — проектанты часто не имеют необходимого опыта для выбора типа прибора на основании приближенных расчетов. Вторая причина — усиление формального элемента во взаимоотношениях между организациями, изготавливающими приборы, эксплуатирующими их иверяющими, и снижение роли инженерной квалификации в этих взаимоотношениях. По этим или другим причинам за последнее время все чаще ставится вопрос о необходимости нормирования проверки погрешности от теплообмена.

В результате длительной дискуссии возникла тенденция признавать необходимость разработки стандартных методов испытания термометров в арматуре на величину погрешности от теплообмена.

Задача, по складывающемуся мнению, может быть сформулирована следующим образом. Испытания могут проводиться только при испытаниях конструкции термометра, а именно: при государственных или типовых, при ежегодных контрольных испытаниях, при испытаниях опытных образцов при их разработке, но не при испытаниях единичных экземпляров термометров, т. е. не при градуировках, периодических поверках и т. д. Целью этих испытаний термометров по стандартной методике, подлежащей разработке, нельзя считать определение погрешности от теплообмена в условиях эксплуатации на рабочем месте или определение поправок термометра на теплообмен. Цель стандартных испытаний — определение порядка величины погрешности в условиях, близких к эксплуатационным, или сравнительные испытания термометров разных конструкций в одинаковых «стандартных» условиях. Следует разработать «испытательные» термостаты, рассчитанные на установку в них термометров некоторых наиболее распространенных конструкций. Для повышения надежности результатов испытаний желательно, чтобы термометры можно было укреплять с переменной глубиной погружения. В рабочем пространстве термостата должна быть среда с известной, точно измеряемой температурой, создающая определенную (заданную) теплоотдачу. Как и в каждом поверочном термостате, в рабочем пространстве должна быть обеспечена однородность температуры. Кроме того, важно обеспечить достаточную однородность коэффициента теплоотдачи, ориентировочно в пределах $\pm 5-10\%$ вдоль всей погруженной части термометра; без этого невозможно оценить теплоотдачу, к которой следует отнести результат.

По-видимому, для первых экспериментов следует использовать два наиболее характерные варианта теплоотдачи — слабо перемешиваемую воду и умеренно перемешиваемый воздух; степень их перемешивания подлежит экспериментальному уточнению с позиций точности контроля, надежности и универсальности и степени приближения к реальным условиям.

Кроме того, конструкция термостата должна обеспечить возможность установить (зафиксировать) теплоотдачу термометра к наружной среде через головку термометра и путем излучения. По крайней мере, для первых экспериментов необходимо предусмотреть водяное охлаждение и головки (места крепления) термометра, а в случае воздушной среды — внутренних стенок термостата, с которыми термометр обменивается излучением. При этом следует выдерживать условия, обеспечивающие однородность температурного поля, что в этом случае несколько затруднительно.

Разработка первых образцов такой аппаратуры позволит приступить к экспериментам — испытаниям термометров некоторых конструкций, к которым подойдут первые образцы термостатов, их исследованиям на погрешность от теплообмена в некоторых, достаточно строго фиксированных условиях теплоотдачи; определить требуемую на ближайшее время номенклатуру испытательных термостатов, позволяющих охватить разные конструкции термометров в разных условиях теплоотдачи; определить, какие исследования теплоотдачи в условиях эксплуатации термометров — на объектах измерения — следует провести (запланировать) для того, чтобы можно было реализовать информацию, получаемую при испытаниях термометров в испытательных термостатах; эти исследования позволят определить условия нормирования погрешностей, обнаруживаемых в испытательных термостатах, нормировать погрешность от теплообмена в некоторых стандартных условиях, не совпадающих с условиями эксплуатации.

Поступила в редакцию 13/ХІ 1974 г.

О МЕТОДИКЕ ИСПЫТАНИЙ ПОВЕРОЧНЫХ УСТАНОВОК

Поверочная установка — это комплексное устройство, включающее образцовые измерительные приборы, источники питания, регулирующие, управляющие и коммутирующие устройства и приспособления для установки и юстировки поверяемых приборов. Сочетание всех этих элементов в одной установке целесообразно не только потому, что оно облегчает и ускоряет процесс поверки; очень важным обстоятельством является также то, что при этом ряд дополнительных погрешностей, связанных с монтажом, установкой и юстировкой поверяемых и образцовых приборов, остаются постоянными, и поэтому их можно предварительно оценить и устранить или учесть при поверке.

Как известно [1], установки для поверки приборов не являются образцами и поэтому их нельзя называть образцовыми. Погрешность, с которой можно поверять измерительные приборы на этой установке определяется основной погрешностью образцовых приборов установки. Очевидно, что и воспроизводимость результатов поверки на установке должна определяться в основном воспроизводимостью показаний образцовых приборов установки и поверяемых приборов.

Дополнительные источники погрешности, имеющиеся в установке, могут быть также причиной возникновения систематических погрешностей. Поэтому основной задачей государственного испытания установок, предназначенных для поверки, является изучение источников дополнительных погрешностей. Наряду с этим должны проверяться правильность и удобство работы всех элементов установок. Программа государственных испытаний поверочных установок должна составляться не только на основании технических условий, но и учитывать требования, появившиеся в результате эксплуатации опытного образца или макета установки. В процессе испытания следует также выяснить перспективы расширения области применения установки. Примером применения этих положений может служить государственное испытание установки УРПД-3 для поверки телескопов радиационных пиromетров суммарного излучения. Кроме обычного рассмотрения технической документации, оценки технических характеристик и сравнения с другими устройствами, в программу было включено определение:

- 1) воспроизводимости результатов поверки телескопов пиromетров различных модификаций и с различными диапазонами измеряемых температур на трех экземплярах установки;
- 2) погрешности от неравномерности потока излучения в поле зрения телескопа;
- 3) погрешности, вызываемой смещением телескопа поперек и вдоль оптической оси установки;
- 4) погрешности, вызываемой отклонением температуры излучателя от номинальной заданной температуры;
- 5) паразитной э. д. с. в измерительной цепи установки.

В установке УРПД-3 применен дифференциальный метод сличения поверяемого прибора с образцовым. Сличаемые телескопы одновременно визируют излучатель, температура которого устанавливается по показаниям одного из них. Электрические цепи сличаемых телескопов включены встречно, что позволяет непосредственно измерить разность их э. д. с., т. е. разность их показаний [2].

Сличение поверяемых телескопов с образцовым производят обычно с помощью вспомогательного телескопа (метод тары) для исключения несимметрии потоков излучения, падающих на сличаемые телескопы. Менее распространен метод непосредственного сличения, когда эта несимметрия исключается по результатам двух сличений с переменной мест относительно излучателя [3].

Установка УРПД-3 имеет две модификации. Основная модификация с кинопроекционной лампой в качестве излучателя служит для проверки телескопов широметр суммарного излучения в диапазоне температур 500—2000° С; вторая — предназначена для расширенного диапазона температур 100—2500° С. В этой модификации при проверке телескопов с диапазоном измерения ниже 500° С кинопроекционную лампу заменяют силитовым стержнем, а стеклянные конденсорные линзы излучателя — линзами из флюорита. Температуры выше 2000° С получают при форсировании режима кинопроекционной лампы. Испытаниям в расширенном диапазоне температур подверглись три установки второй модификации. Ниже рассматриваются результаты этих испытаний.

Определение воспроизводимости результатов проверки. При температурах ниже 500° С проводили сличения двух образцовых телескопов Р5 2-го разряда типа ТЕРА-50 на трех установках. При проверке использовался метод непосредственного сличения из-за отсутствия третьего телескопа.

Воспроизводимость показаний в диапазоне 900—1800° С определялась при проверке телескопов РС20 типа ТЕРА-50 с помощью вспомогательного телескопа. Проводились опытные проверки образцовых телескопов, предварительно аттестованных во ВНИИМ. Отклонения результатов проверки от данных, полученных при аттестации, составляли обычно ± 3 — 5° С.

Проверка телескопов РК15 ТЕРА-50 в диапазоне 600—1500° С проводилась на трех установках путем непосредственного сличения, так и с помощью вспомогательного телескопа.

Воспроизводимость результатов проверки оценивалась по наибольшему отклонению от среднего результатов отдельных измерений при многократных проверках по всему диапазону температур. При проверке телескопов Р5 в диапазоне температур до 500° С оно не превышало $\pm 2^\circ$ С, т. е. значительно меньше допустимой погрешности $\pm 8^\circ$ С, указанной в технической характеристике установки. При проверке телескопов РК15 в диапазоне до 1500° С и РС20 в диапазоне до 1800° С наибольшее отклонение от среднего не превышало $\pm 4^\circ$ С при допустимой погрешности ± 9 и $\pm 10^\circ$ С соответственно.

При проверке телескопов РС25 с пределами измерения 1200—2500° С выяснилась невозможность получения температур выше 2200° С из-за перегрева излучателя.

Погрешность, вызванная неравномерностью потока в поле зрения телескопа и смещением телескопа. Тело накала кинопроекционной лампы, являющейся излучателем установки УРПД при температурах выше 500° С, не имеет равномерного температурного поля. Конденсоры установки дают неоднородно освещенное изображение нити лампы на объективах сличаемых телескопов. Однако на приемной площадке термобатарей телескопа проектируется равномерно освещенное изображение участка конденсорной линзы, ограниченного индексным кружком. Равномерность излучения на этом участке можно проверить путем смещения поля зрения телескопа относительно индексного кольца на конденсоре.

При смещении поля зрения примерно на половину диаметра индексного кольца можно предположить, что изменение измеряемого значения $\Delta\epsilon$ будет соответствовать удвоенной величине наибольшей возможной неравномерности температурного поля. В процессе проверки такое большое смещение с индексного кольца невозможно и применяется только для оценки качества установки. Целесообразно установить, что значения $\Delta\epsilon$, полученные при сдвиге поля зрения в четырех направлениях, не должны различаться между собой более чем на половину допустимой погрешности образцового телескопа.

При соблюдении всех правил настройки оптической системы установки, а затем смещении поля зрения одного из сличаемых телескопов относительно индексного кольца на половину его диаметра в любом направлении, измеряемая разность ϵ , д. с. для телескопов РК15 и РС20 изменяется на $\pm 2^\circ$ С. При смещении держателя телескопа от правильно установленного положения

в поперечном горизонтальном направлении ± 2 мм для всех испытанных установок получились примерно те же значения изменения разности э. д. с., а при смещении держателя вдоль оси установки на ± 40 мм — еще меньше. Небольшие смещения, которые возможны при замене образцового телескопа поверяемыми в процессе поверки, будут безусловно много меньше, чем при испытании, и вызовут значительно меньшие погрешности.

Погрешность от неточного установления заданной температуры. Основное преимущество дифференциального метода сличения телескопов — значительное уменьшение погрешности, связанной с изменением температуры излучателя во время измерения. Очевидно, если сличение происходит при попеременном визировании излучателя сличаемыми телескопами, то эта погрешность будет больше. Можно приближенно оценить, как будет связана погрешность поверки телескопов с изменением температуры излучателя в том и другом случае.

Принимая, что э. д. с. телескопа ε в некотором интервале температур $T \pm \Delta T$ пропорциональна четвертой степени температуры и некоторому постоянному коэффициенту φ , можно написать для двух телескопов, сличаемых при температуре излучателя T ,

$$\varepsilon_1 = \varphi T^4; \quad \varepsilon_2 = \varphi_2 T^4.$$

Разность э. д. с. этих телескопов

$$\Delta\varepsilon = (\varphi_2 - \varphi_1) T^4 = \Delta\varphi T^4. \quad (1)$$

При изменении температуры излучателя на ΔT , э. д. с. телескопов

$$\varepsilon_1 = \varphi_1 (T + \Delta T)^4; \quad \varepsilon_2 = \varphi_2 (T + \Delta T)^4,$$

а измеренная на установке разность э. д. с.

$$\Delta\varepsilon_n = \Delta\varphi (T + \Delta T)^4. \quad (2)$$

Погрешность, вызванная отклонением температуры от номинальной, определяется отличием $\Delta\varepsilon$ от $\Delta\varepsilon_n$. Приближенно эта разность будет равна

$$\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon_n \approx \Delta\varphi \cdot 4T^3 \Delta T.$$

Допустимое изменение температуры излучателя ΔT_d зависит от того с какой относительной точностью a нужно измерять разность э. д. с. сличаемых пирометров.

Предположив, что разность показаний поверяемого и образцового прибора достаточно измерять с точностью до $1/5$ этой величины и имея в виду, что

$$a = \frac{\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon_n}{\Delta\varepsilon} = \frac{4\Delta\varphi T^3 \Delta T}{\Delta\varphi T^4} = 4 \frac{\Delta T}{T},$$

получаем

$$\Delta T_d = \frac{aT}{4} = \frac{T}{20}. \quad (3)$$

Как следует из (3), в диапазоне выше 1000°C измеряемую температуру можно устанавливать с точностью до $\pm 50^\circ \text{C}$.

Указанное в ГОСТ 12091—71 допустимое отклонение температуры от номинальной на $\pm 15^\circ \text{C}$ может вызвать дополнительную погрешность, превышающую $1/5$ измеряемой величины $\Delta\varepsilon$ только при температурах ниже 300°C . При дифференциальном методе сличения это требование к точности установления заданной температуры может быть распространено на возможные изменения температуры излучателя за время поверки, так как эти из-

менения одинаково сказываются на показаниях слюченных телескопов, одновременно визирующих излучатель установки. Поэтому требование в ГОСТ 12091—71 о том, чтобы колебание тока в лампе за время одного измерения не приводило к изменению температуры более чем на 5° С необоснованно для дифференциальных установок.

На установках УРП, УРПТ с попеременным визированием излучателя температура во время измерения должна поддерживаться с большей точностью.

Предположим, что э. д. с. первого пирометра e_1 измеряется при температуре T_1 , а э. д. с. второго пирометра e_2 — при $T_1 + \Delta T_1$. Определяемая расчетом разность показаний пирометров

$$\Delta e_p = e_2 - e_1 = \varphi_2 (T + \Delta T_1)^4 - \varphi_1 T_1^4 \quad (4)$$

будет отличаться от истинной на

$$\Delta e = \Delta \varphi T_1^4.$$

Пренебрегая в (4) членами разложения низших порядков по T , можно написать

$$\Delta e_p - \Delta \varphi T_1^4 = 4\varphi T_1^3 \Delta T_1.$$

Относительная ошибка в определении Δe

$$a = \frac{\Delta e_p - \Delta e}{\Delta e} = 4 \frac{\Delta T_1}{T_1} \frac{e}{\Delta e}.$$

Допустимое изменение температуры при одном измерении e_1 и e_2 и заданной погрешности a будет

$$\Delta T_{1a} = \frac{a T_1}{4} \cdot \frac{\Delta e}{e} = \Delta T_a \frac{\Delta e}{e}.$$

Множитель $\Delta e/e$ показывает, что оно значительно меньше, чем допустимо изменение ΔT_a при дифференциальном методе слючения. Поэтому поверочные установки с попеременным визированием излучателя слючаемыми телескопами имеют стабилизированные источники питания, а измерения e_1 и e_2 производят по три раза и вычисляют среднее арифметическое значение разности этих э. д. с.

Экспериментальная проверка при государственных испытаниях установок УРПД-3 подтвердила, что изменение температуры в пределах $\pm 30^\circ$ С не вызывает погрешностей измерения, превышающих $\pm 1^\circ$ С при проверке телескопов РК15 и РС20.

Отметим, что хотя колебания температуры в указанных выше пределах не вызывают дополнительной погрешности при измерении Δe , но затрудняют процесс установления температуры излучателя по значению e , которое изменяется относительно больше, чем температура. Рекомендуется поэтому во время установления температуры уменьшить чувствительность нулевого прибора потенциометра.

Погрешность от паразитной э. д. с. в измерительной цепи установки. Для определения паразитных э. д. с. к зажимам установки, предназначенным для подсоединения образцового и поверяемого телескопов, вместо этих телескопов подключают короткие медные перемычки. Измерение паразитной э. д. с. производят потенциометром при положении Δe переключателя э. д. с. пирометра. При этом получается замкнутая дифференциальная цепь поверочной установки, в которую не входят никакие внешние элементы, кроме перемычек.

Паразитные э. д. с., обусловленные внутренними элементами, могут возникать, в основном, в переходных контактах и в переключателях э. д. с. Поэтому измерения э. д. с. на выходе дифференциальной схемы производились как при выключенном излучателе, так и при температуре излучателя, близкой к максимальной, когда все детали установки нагреваются. Паразитная э. д. с. определялась после десяти следующих один за другим поворотов переключателя э. д. с. пирометра.

Как показали результаты измерений, паразитная э. д. с. порядка 2 мкВ, измеренная при положении $\Delta\epsilon$, возрастает до 6—8 мкВ после нескольких поворотов переключателя. Эти значения невелики по сравнению с $\Delta\epsilon$, измеряемыми при сличениях всех телескопов типа ТЕРА-50, выпускаемых промышленностью. Даже для нижнего предела телескопа РК15 $\Delta\epsilon$, соответствующую 1° С, равно 20 мкВ. Паразитная э. д. с. вносит погрешность, не превышающую 0,5° С; это пренебрежимо мало по сравнению с погрешностью 15° С, допускаемой для технических приборов РК15. Для образцовых приборов РК15 3-го разряда, аттестация которых также может производиться на установке УРПД, допускается погрешность $\pm 9^\circ\text{С}$, что также превосходит погрешность от паразитных э. д. с. Однако одна из модификаций УРПД-3 предназначена для проверки телескопов с пределами измерения 100—500° С. Для нижнего предела измерения этих телескопов полученные значения погрешности от паразитных э. д. с. будут недопустимы и поэтому переключатель «э. д. с. пирометра» был заменен.

По результатам испытания было решено утвердить к выпуску первую модификацию установки УРПД-3 на диапазон измерения 500—2000° С. Вторая модификация на расширенный диапазон измерения 100—2500° С не могла быть рекомендована для производства из-за отсутствия серийного выпуска телескопов измерения 100—500° С и перегрева излучателя при температуре выше 2000° С. В настоящее время начат выпуск кинопроекторных ламп с повышенной цветовой температурой, которые можно будет исследовать с целью применения их в качестве излучателей в дифференциальных установках при температурах выше 2000° С.

Сравнение испытаний установки УРПД-3 с испытаниями установки УРПД-2, где определялась только воспроизводимость показаний, получаемая при многократном сличении двух телескопов на одной и той же установке, показывает необходимость разработки общих положений анализа поверочных установок при государственных испытаниях. Опыт государственных испытаний установок, предназначенных для проверки измерительных приборов, сравнительно невелик и поэтому полезно обсудить методику этих испытаний с целью установления некоторых общих положений. По-видимому, стандартная программа не может быть создана, так как поверочные установки разнообразны по методам измерения и объектам проверки, но могут быть разработаны общие положения об исследовании всех возможных дополнительных погрешностей путем создания более жестких условий по сравнению с эксплуатационными. Очевидно, должны учитываться и экономические факторы, например, среднее время проверки партии из 10 приборов, стоимость установки и прочее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поверочные схемы. Изд. Госуд. Комитета стандартов мер и измерительных приборов СССР, 1965, с. 5—6 с ил.
2. Кайндер М. С. Дифференциальная установка для сличения радиационных пирометров. «Измерительная техника», 1961, № 2, с. 23—27.
3. Методические указания № 303 по проверке образцовых телескопов пирометров полного излучения 3-го разряда. М., Госуд. Комитет стандартов мер и измерительных приборов СССР, 1968.

Поступила в редакцию 15/ХІ 1974 г.

УДК 536.5.089.6 : 536.2

К. Г. ЧЕРКАСОВА, Е. В. ХОВАНСКАЯ

ВНИИМ

**ПОКАЗАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ТЕРМОМЕТРА
ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ТЕПЛООБМЕНЕ С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ**

Измерение температуры поверхности твердого тела контактным способом связано с определенными трудностями, обусловленными тем, что термометр, установленный на контролируемой поверхности, находится в сложных условиях теплообмена с этой поверхностью и окружающей средой. В результате температура чувствительного элемента термометра может отличаться от искомой температуры поверхности. Эта специфика поверхностного термометра может быть учтена при его градуировке, состоящей из двух этапов [1, 2]: 1) градуировки чувствительного элемента термометра методом погружения и 2) экспериментального определения поправок на полученную градуировку на образцовой поверхности.

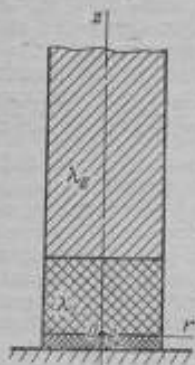


Рис. 1

Согласно новому методу [1, 2], поправки к градуировочной характеристике термометра определяются при так называемых нормальных условиях теплообмена термометра с контролируемой поверхностью и окружающей средой, а именно: окружающая среда — спокойный воздух комнатной температуры; материал образцовой поверхности — нержавеющая сталь марки 1Х18Н9Т с коэффициентом теплопроводности $\lambda = -16,1$ Вт/м·К; чистота обработки поверхности $\nabla 9$. Определение поправок производится относительно температуры поверхности массивной плиты.

Однако при эксплуатации термометра условия его теплообмена как с окружающей средой, так и с контролируемой деталью, могут меняться в довольно широких пределах. В частности, коэффициент теплообмена термометра и контролируемой поверхности с окружающей средой может быть существенно большим, чем при градуировке. Усиление теплообмена с окружающей средой приводит к увеличению тепловой проводимости термометра и теплового потока с поверхности контролируемой детали, что, в свою очередь, приводит к новым, отличным от градуировочных значениям поправок на показания поверхностного термометра.

Для пересчета значений поправок от градуировочных к новым, соответствующим реальным условиям эксплуатации, необходимо определить зависимость тепловой проводимости поверхностного термометра от коэффициента теплообмена его с окружающей средой. Для приближенного расчета этой зависимости конструкция большинства термометров, применяемых для измерения температур поверхностей твердых тел, можно представить в виде цилиндра радиуса R , состоящего из двух частей: нижней — (основание), обычно из теплоизоляционного материала, верхней — из металла (рис. 1).

Для определения тепловой проводимости такого термометра необходимо прежде всего знать распределение температуры вдоль его оси и по радиусу. При этом условно считаем, что изотермы представляют собой коаксиальные окружности. Коэффициенты, характеризующие теплофизические свойства и условия теплообмена нижней и верхней частей цилиндра, соответственно будут иметь индексы I и II.

При такой схеме задача сводится к решению системы дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial^2 t_{I, II}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t_{I, II}}{\partial r} + \frac{\partial^2 t_{I, II}}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

в области $0 \leq r \leq R$, $z \geq 0$ при граничных условиях:

$$\left(\frac{\partial t_I}{\partial z} + \frac{t_{II} - t_I}{R_k \lambda_I} \right) \Big|_{z=0} = 0; \quad (2)$$

$$t_I(r, l) = t_{II}(r, l); \quad (3)$$

$$\left(\lambda_I \frac{\partial t_I}{\partial z} = \lambda_{II} \frac{\partial t_{II}}{\partial z} \right) \Big|_{z=l}; \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial t_{I, II}}{\partial r} + \frac{\alpha}{\lambda_{I, II}} t_{I, II} \right) \Big|_{r=R} = 0; \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial r} \right) \Big|_{r=0} = 0; \quad (6)$$

$$t_{II|z \rightarrow \infty} = 0, \quad (7)$$

где t_{II} — температура контролируемой поверхности в месте контакта с термометром; λ_I , λ_{II} — теплопроводность соответствующих областей рассматриваемой системы; R_k — тепловое сопротивление между торцом термометра и контролируемой поверхностью; l — высота нижней части термометра; α — коэффициент теплообмена наружной части термометра с окружающей средой.

При решении сформулированной задачи воспользуемся для каждой из рассматриваемых областей конечным интегральным преобразованием Ханкеля:

$$U_{II} = \int_0^1 \rho t_{I, II}(\rho \xi) J_0(\mu_{I, II} \rho) d\rho, \quad (8)$$

где U_{II} — температура в изображениях по Ханкелю, $\rho = r/R$; $\xi = z/R$; $\mu_{I, II}$ — корни характеристических уравнений,

$$\mu_{I, II} J_1(\mu_{I, II}) = B_{I, II} J_0(\mu_{I, II}). \quad (9)$$

В результате преобразования система (1) принимает вид обыкновенных дифференциальных уравнений

$$U'_{I, II}(\xi) - \mu_{I, II}^2 U_{I, II}(\xi) = 0. \quad (10)$$

Преобразования по Ханкелю граничные условия (2 и 7) имеют вид

$$(U'_I + B_{I, II}(U_{II} - U_I)) \Big|_{\xi=0} = 0; \quad (11)$$

$$U_{II} \Big|_{\xi \rightarrow \infty} = 0; \quad (12)$$

$$U'_{II} \Big|_{\xi \rightarrow \infty} = 0. \quad (13)$$

Это же преобразование применительно к граничным условиям (3), (4) приводит к интегро-дифференциальным соотношениям, трудность решения которых сведет практически к нулю смысл интегрального преобразования. Однако в рассматриваемой конкретной задаче (сравнительно высокая теплопроводность в верхней части термометра, его небольшая толщина), можно предположить, что в сечении $z = l$ (или $\xi = \frac{l}{R} = k$) неравномерность температурного поля (и соответственно градиента температуры) невелика. Тогда

$$U_I(k=g) = \int_0^1 t_I(\rho, k) \rho J_0(\mu, \rho) d\rho \approx t_I(\rho, k) \frac{J_1(\mu_1)}{\mu_1} \quad (14)$$

По аналогии с (14) получаем

$$U_{II}(\xi = k) \approx t_{II}(\rho, k) \frac{J_1(\mu_{II})}{\mu_{II}} \quad (15)$$

Отсюда

$$U_I(k) \approx \frac{\mu_{II}}{J_1(\mu_{II})} \cdot \frac{J_1(\mu_1)}{\mu_1} U_{II}(k) = \gamma U_{II}(k) \quad (16)$$

Предположив то же в отношении $\partial t / \partial \xi$, запишем

$$\left(U'_I \approx \frac{\lambda_{II}}{\lambda_I} \gamma U'_{II} \right)_{\xi=k} \quad (17)$$

где γ — некоторое число, зависящее от соотношения теплофизических свойств и условий теплообмена областей Γ и Π с окружающей средой.

Решения дифференциальных уравнений (10) с учетом граничных условий имеют вид

$$U_I = A [\text{sh } \mu_I (k - \xi) + \rho \text{ ch } \mu_I (k - \xi)], \quad (18)$$

$$U_{II} = C e^{-\mu_{II} \xi}, \quad (19)$$

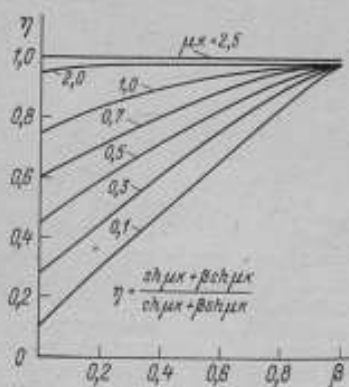


Рис. 2

где

$$A = U_{II} \frac{Bi_T}{Bi_T (\text{sh } \mu_I k + \beta \text{ ch } \mu_I k) + \mu_I (\text{ch } \mu_I k + \beta \text{ sh } \mu_I k)}, \quad (20)$$

$$C = U_{II} \frac{Bi_T}{\gamma e^{-\mu_{II} k} (\mu_I - Bi_T)} \times \left[\frac{(1 + \beta) [(\mu_I - Bi_T) + (\mu_I + Bi_T) e^{2\mu_I k}]}{2 [(Bi_T + \beta \mu_I) \text{sh } \mu_I k + (\mu_I + \beta Bi_T) \text{ch } \mu_I k]} - e^{\mu_I k} \right] \quad (21)$$

$$\beta = \frac{\lambda_{II} \mu_I}{\lambda_{II} \mu_{II}}; \quad k = \frac{l}{R}.$$

Отметим, что в выражение для U_I параметр γ не входит.

Переход от изображений $U(\mu, \xi)$ к оригиналам $t(\rho, \xi)$ осуществляется с помощью формулы обращения [3]

$$t_{I, II} = 2 \sum_{\mu} \frac{\mu^2}{Bi^2 + \mu^2} \cdot \frac{J_0(\mu \rho)}{J_0^2(\mu)} U_{nI, II}. \quad (22)$$

В нашем случае нахождения суммы всех линейно независимых частных решений необходимо выполнить суммирование по двум сериям корней — μ_1 и μ_{11} . Таким образом, для области I будем иметь

$$t_1(\rho, \xi) = \sum_{\mu_1} \sum_{\mu_{11}} t_n \frac{2\mu_1^2}{Bi_1^2 + \mu_1^2} \cdot \frac{J_0(\mu_1 \rho)}{J_0^2(\mu_1)} \cdot \frac{J_1(\mu_1)}{\mu_1} \times \\ \times \frac{Bi_1 [\operatorname{sh} \mu_1 (k - \xi) + \beta \operatorname{ch} \mu_1 (k - \xi)]}{[Bi_1 (\operatorname{sh} \mu_1 k + \beta \operatorname{ch} \mu_1 k) + \mu_1 (\operatorname{ch} \mu_1 k + \beta \operatorname{sh} \mu_1 k)]} \quad (23)$$

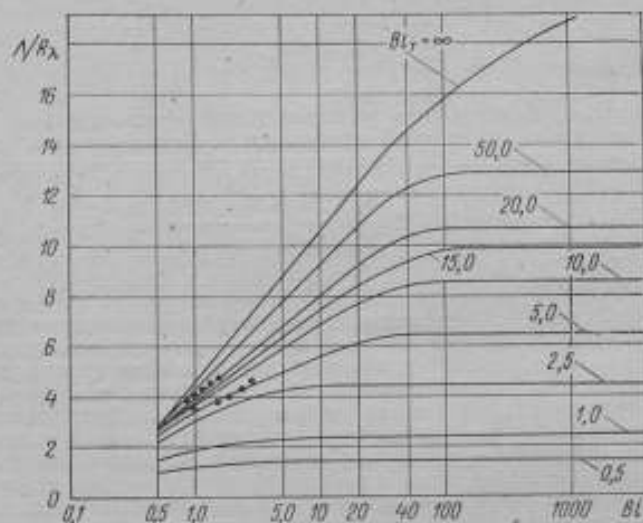


Рис. 3

Тепловой поток, входящий в термopриемник со стороны контролируемой поверхности, равен

$$Q = -2\pi\lambda R \int_0^1 \frac{dt}{d\xi} \Big|_{\xi=0} \rho d\rho = \Lambda t_n \quad (24)$$

где $\Lambda = \frac{\Lambda_r \Lambda_k}{\Lambda_r + \Lambda_k}$ — эквивалентная проводимость системы контакт—термopриемник.

Интегрируя (24) с учетом выражения (23) для t_1 , определяем тепловую проводимость

$$\Lambda = 4\pi\lambda_1 R_1 M.$$

Здесь

$$M = \sum_{\mu_1} \sum_{\mu_{11}} \frac{Bi_1^2}{(Bi_1^2 + \mu_1^2) \mu_1} \cdot \frac{1}{\eta + \frac{\mu_1}{Bi_T}}; \quad (26)$$

$$\eta = \frac{\text{sh } \mu_1 k + \beta \text{ ch } \mu_1 k}{\text{ch } \mu_1 k + \beta \text{ sh } \mu_1 k}. \quad (27)$$

График функции $\eta(\mu_1, k, \beta)$ представлен на рис. 2. На рис. 3 построено семейство кривых $\Lambda/\lambda R = f(Bi_1)$, рассчитанных по уравнениям (25) — (27), по которым можно определить зависимость теплофизических и конструктивных параметров термометра от условий его теплообмена с окружающей средой Bi_1 и контролируемой поверхностью Bi_T . При этом критерий Bi_T определяется следующим образом

$$Bi_T = \frac{\Lambda_k}{\pi R \lambda}, \quad (28)$$

где Λ_k — тепловая проводимость контакта между чувствительным элементом термометра и контролируемой поверхностью. При идеальном тепловом контакте $Bi_T \rightarrow \infty$ выражение (25) принимает вид (см. верхнюю кривую рис. 2)

$$\Lambda = 4\pi \lambda_1 R \sum_{\mu_1} \frac{Bi_1^2}{(Bi_1^2 + \mu_1^2) \mu_1}. \quad (29)$$

Ход кривых на рис. 3 показывает, что, начиная с некоторого значения критерия Bi_1 , дальнейший рост тепловой проводимости прекращается. Пользуясь зависимостями (рис. 3) для определенной конструкции термометра (λ_1, R, l) и известных условий теплообмена с контролируемой поверхностью Bi_T , можно определить предельное значение тепловой проводимости Λ и величину критерия Bi_1 , начиная с которой дальнейший рост Λ практически прекращается. Кроме того, с помощью кривых рис. 3 можно оценить тепловую проводимость данного термометра при известном коэффициенте теплообмена, что, в свою очередь, необходимо для определения систематической погрешности измерения температуры поверхности при новых условиях теплообмена, отличных от градуировочных.

Действительно, при градуировке термометра определены [1, 2]:

- а) градуировочная характеристика чувствительного элемента;
- б) поправки к ней, соответствующие специфике работы исследуемого термометра как измерителя поверхностных температур, при нормальных условиях теплообмена;
- в) значение тепловой проводимости термометра Λ_T .

Условия эксплуатации термометра, отличные от условий его градуировки, повлекут за собой изменение значений поправок к градуировочной характеристике и проводимости термометра Λ_T . По формулам [2] можно рассчитать новые значения поправок следующим образом:

$$\Delta t_1 = \frac{\Lambda_w - \alpha_w \sigma}{\Lambda_0 + \Lambda_w} v_{н}; \quad (30)$$

$$\Delta t_2 = \frac{\Lambda_w (v_{н} - \Delta t_1)}{\Lambda_k}, \quad (31)$$

где Δt_1 — искажение температурного поля контролируемой поверхности, вызванное термометром; Δt_2 — перепад температуры на контактном слое;

$\Lambda_{\text{ш}}$ — эквивалентная тепловая проводимость термометра и контактной прослойки между чувствительным элементом термометра и контролируемой поверхностью, соответствующая условиям усиленного теплообмена; $\alpha_{\text{ш}}$ — коэффициент теплообмена термометра с окружающей средой; Λ_0 — тепловая проводимость исследуемого объекта, рассматриваемого как полуограниченный массив [4]:

$$\Lambda_0 = \frac{3}{8} \pi^2 \lambda_0 R; \quad (32)$$

λ_0 — теплопроводность материала объекта; R — радиус теплового контакта термометра с контролируемой поверхностью.

Значения тепловых проводимостей $\Lambda_{\text{ш}}$, соответствующих иным, отличным от градуировочных условиям теплообмена с окружающей средой ($\alpha_{\text{ш}}$ или $Bi_{\text{ш}}$), определяются из зависимостей $\frac{\Lambda}{\lambda R} = f(Bi)$ (см. рис. 3). Значение

$Bi_{\text{т}}$ рассчитывается по формуле (28) для известных параметров термометра λ и R и заданной проводимости контактного слоя $\Lambda_{\text{к}}$.

Для экспериментальной проверки рассчитанных зависимостей $\frac{\Lambda}{\lambda R} = f(Bi)$ были определены эквивалентные тепловые проводимости Λ при условиях усиленного теплообмена для двух типов поверхностных термометров: пятачковой терморпары ($\Lambda_{\text{т}} = 30 \cdot 10^{-4}$ Вт/К) и поверхностного термометра сопротивления ($\Lambda_{\text{т}} = 310 \cdot 10^{-4}$ Вт/К). Различные условия теплообмена создавались путем обдува плиты с установленным на ней термометром. Обдув производился с помощью воздуходувки, позволяющей получать регулируемую скорость ветра от 0 до 20 м/с. При этом направление воздушного потока было параллельно поверхности и перпендикулярно оси термометра. Скорость обдува на поверхности и над ней (в месте расположения термометра) измерялась с помощью трубки Пито с погрешностью $\pm 0,5$ м/с.

В результате эксперимента определялось искажение температурного поля плиты Δt_1 при постоянной температуре ее поверхности, а также перепад температуры Δt_2 на сопротивлении контактного слоя. По значениям поправок Δt_1 , Δt_2 определялись величины тепловых проводимостей.

$$\Lambda_{\text{ш}} = \frac{\Delta t_1 \Lambda_0 + \alpha_{\text{ш}} \sigma v_{\text{п}}}{v_{\text{п}} - \Delta t_1}; \quad (33)$$

$$\Lambda_{\text{к}} = \frac{(v_{\text{п}} - \Delta t_1) \Lambda_{\text{ш}}}{\Delta t_2}. \quad (34)$$

Как показал анализ результатов эксперимента, при работе с пятачковой терморпарой максимальное значение критерия Bi , соответствующее максимальной скорости обдува терморпары, не превышает $Bi < 1,02$. При этом условия теплообмена торца терморпары с поверхностью характеризуются критерием $Bi_{\text{т}} = 20$. Как видно из рис. 3, условия, при которых производился эксперимент с пятачковой терморпарой, соответствуют изклонному участку зависимости $\Lambda/\lambda R = f(Bi)$, что и подтверждено результатами эксперимента

$$\frac{\Lambda_{\text{ш1}}}{\Lambda_{\text{ш2}}} = \frac{\alpha_{\text{ш1}}}{\alpha_{\text{ш2}}}.$$

Максимальное значение критерия для термометра сопротивления составило $Bi = 3,0$. В свою очередь, теплообмен торца термометра с контролируемой поверхностью характеризуется значением $Bi_{\text{т}} = 5,0$.

Таким образом, по формуле (25) можно рассчитать эквивалентную тепловую проводимость Λ в зависимости от изменений условий теплообмена

исследуемого термометра с окружающей средой. Это позволяет определить поправки на показания поверхностного термометра при его эксплуатации и, следовательно, рассчитать истинную температуру поверхности, равную

$$t_n = t_r + \Delta t, \quad (35)$$

где t_r — показания термометра; Δt — поправка к показаниям термометра, определенная по формулам (30) и (31).

ЛИТЕРАТУРА

1. Киряков И. И., Черкасова К. Г. О градуировке поверхностных термометров. — Труды метрологических институтов СССР, вып. 131, 1972, с. 24—31. с ил.
2. Черкасова К. Г. Градуировка термопремиников температуры поверхности массивного тела по двум точкам. — Труды метрологических институтов СССР, 1972, вып. 131, с. 32—37.
3. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Гостехиздат, 1952, 392 с. с ил.
4. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. М., «Энергия», 1967, 292 с.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УДК 536.423.1

А. С. УТЕНОК
ВНИИМ

ПРИМЕНЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННОГО КИПЕНИЯ ДЛЯ СИГНАЛИЗАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

В ряде отраслей промышленности измерение температуры осложняется воздействием на первичные измерительные преобразователи агрессивной контролируемой среды и вакуума, что часто делает невозможным измерение температуры с необходимой точностью [1]. Снижение точности измерения обусловлено тем, что при нагревании термопреобразователей в вакууме интенсивно протекают сублимационные явления, термоэлектронная эмиссия, процессы переноса электропроводящих частиц на изоляционные детали и снижение сопротивления изоляции [2—4].

С целью создания термопреобразователей, работоспособных в течение длительного времени при комплексе внешних воздействий, было исследовано флукуационное кипение жидкостей, известное с 1610 г., но не нашедшее практического применения [5]. Основные характерные черты флукуационного кипения — стабильность, перегрев основной массы жидкости относительно температуры насыщения и вскипание ее в виде периодических бурных взрывов. Такое поведение жидкости при кипении можно использовать как термометрическое свойство, позволяющее создать целый комплекс сигнализаторов температуры, предназначенных для работы в широком температурном диапазоне. Для применения термометрического свойства флукуационного кипения было воспроизведено не путем длительного кипячения жидкостей, а нагреванием их в узком вакуумированном баллоне, представляющем собой гладкостенную тепловую трубку.

На рис. 1 показан сигнализатор температуры, принцип действия которого основан на флукуационном кипении щелочных металлов [6]. Герметичный вакуумированный баллон 1 с жидкостью 2 с помощью упругого элемента 3 установлен на основании 4 в зоне контролируемой температуры. Сигнализатор температуры работает следующим образом. Если температура контролируемой среды меньше заданной, то баллон 1 неподвижен, а электрические контакты 5 разомкнуты. Когда температура контролируемой среды бу-

дет равна температуре флукуационного кипения, то часть жидкости 2 будет отброшена по направлению оси x в верхнюю часть баллона. В этот момент происходит силовое взаимодействие отброшенной жидкости и баллона в соответствии с законом сохранения количества движения. Баллон будет перемещаться в направлении, противоположном направлению оси x и замкнет электрические контакты. В цепи контактов возникает электрический импульс. Это свидетельствует о достижении заданной температуры.

$$T_c > T_n + T_n, \quad (1)$$

где T_n — температура кипения жидкости при нормальном атмосферном давлении; T_n — температура перегрева жидкости в вакууме.

При заданной чистоте внутренней теплообменной поверхности баллона температура перегрева щелочного металла возрастает с понижением давления. На рис. 2 для сплава графически изображено начало флукуационного кипения при различной степени вакуумирования, что позволяет выбрать заданную температуру в диапазоне $770-890^\circ \text{C}$. Температуры начала флукуационного кипения были определены в четырех точках: кипение калия, натрия, сплава KNa (78% — K, 22% — Na), сплава KNa (54% — K; 46% — Na) и графически экстраполированы во всем диапазоне процентного соотношения калия и натрия.

Полученные зависимости позволяют выбрать для сигнализаторов заданную температуру в широком диапазоне изменением процентного соотношения KNa, а в узком диапазоне — изменением степени вакуумирования баллона. Например, если необходимо зарегистрировать на энергетической установке температуру 825°C , то выбирается сплав KNa с содержанием калия — 54%, натрия — 46% и размещается в баллоне сигнализатора температуры, где создан вакуум до $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

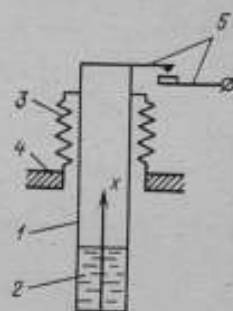


Рис. 1. Схема конструкции сигнализатора температуры

В аппаратуре теплотехнического контроля силовые импульсы при флукуационном кипении жидкостей могут быть использованы одновременно для измерения температуры и привода в движение подвижных узлов, например, тепловых экранов. На рис. 3 показана схема узла защиты манометра от перегрева, которая использована в установке для проверки манометров жидкого металла [7]. В зоне нагревателя 1 размещен манометр жидкого металла 2 и баллон 3, кинематически соединенный с помощью нити и блока с тепловым экраном 4.

Если при проверке нарушается тепловой режим нагревателя, а температура в зоне манометра становится выше предельно допустимой, то жидкость 5 начинает кипеть в виде периодических взрывов, и кинематическая система тепловой экран — баллон приходит в движение. При этом между нагревателем и манометром опустится тепловой экран, который перекроет тепловой поток и тем самым защитит манометр от перегрева. Таким образом, в момент регистрации достижения заданной температуры происходит одновременное автоматическое перемещение теплового экрана.

Сущность однонаправленного движения теплового экрана, несмотря на пульсирующие силовые взаимодействия жидкости и баллона, может быть объяснена следующим образом. Если принять вес теплового экрана за P_1 , а вес баллона с жидкостью за P_2 , то сила трения в блоке будет

$$F_{тр} = (P_1 + P_2) f, \quad (2)$$

где f — коэффициент трения в блоке.

Рассмотрим два случая силовых взаимодействий баллона с жидкостью, относящихся к первой и второй четверти периода. Представим вес баллона с жидкостью в виде

$$P_2 = P + F, \quad (3)$$

где P — вес баллона; F — импульс силы, действующей на баллон при флукуационном кипении.

Для первой четверти периода, когда жидкость отброшена со дна баллона, вес баллона P_2 увеличивается на F , а для второй четверти периода, когда отброшенная жидкость при движении ударяется в верхнюю часть баллона, происходит эквивалентное уменьшение веса баллона P_2 на F . Сила трения в блоке для первой и второй четвертей периода будет иметь вид

$$F'_{\text{тр}} = (P_1 + P + F) f; \quad (4)$$

$$F''_{\text{тр}} = (P_1 + P - F) f. \quad (5)$$

Сравнив выражения (4) и (5), запишем

$$F'_{\text{тр}} > F''_{\text{тр}}. \quad (6)$$

Как следует из (6), при движении теплового экрана вверх кинематическая

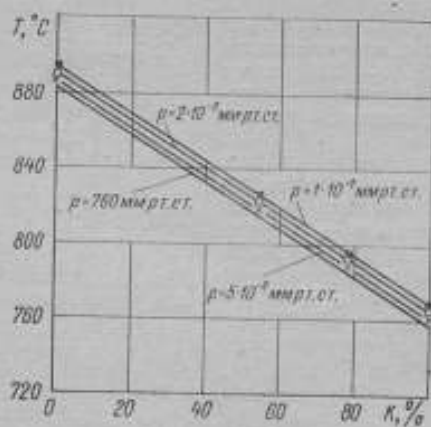


Рис. 2. Температура кипения сплава KNa

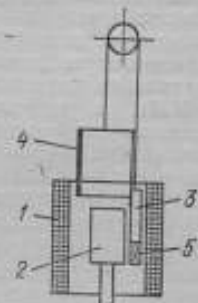


Рис. 3. Схема узла защиты манометра от перегрева

система тепловой экран-баллон преодолевает большую силу трения, чем при его движении вниз. Это происходит за счет различного направления силовых взаимодействий в баллоне и различной силы трения в блоке, что обеспечивает перемещение теплового экрана в зону между манометром и нагревателем.

Положительной стороной применения флукуационного кипения жидкостей для измерения температуры является то, что в разработанных на его основе индикаторных устройствах термометрическое вещество защищено от влияния внешней среды и температура кипения его в течение времени практически не изменяется. Это установлено в серии экспериментов, проведенных с четырьмя сигнализаторами температуры, заполненными калием, натрием, сплавом KNa с содержанием 78% калия, сплавом KNa с 54% калия. Испытания проводились в вакууме при давлении $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., т. е. в условиях когда ошибка измерения температуры с помощью платинового термометра сопротивления достигает более 20°C после 500—600 ч эксплуатации. Испытанные сигнализаторы регистрировали достижение температур 770, 890, 800 и 825°C соответственно. Каждая из температур как в начале испытаний, так и в течение 1200 ч воспроизводилась с погрешностью не более $\pm 3,5^\circ \text{C}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев П. А., Канаев А. А., Федорович Е. Д. Жидкометаллические теплоносители ядерных реакторов. Судпромгиз, 1959, 382 с. с ил.
2. Гордов А. Н. Основы пирометрии. М., «Металлургия», 1971, 462 с. с ил.
3. Самсонов Г. В., Киц А. И., Кюздени О. А., Лах В. И., Поляница И. Ф., Стадник В. И. Датчики для измерения температуры в промышленности. Киев, «Наукова думка», 1972, 223 с.
4. Коини В. М., Петров Б. В., Утеюк А. С. Вопросы термовакуумной стойкости термометра сопротивления. Труды метрологических институтов СССР. Изд-во стандартов, 1972, вып. 131 (191), с. 172—183 с ил.
5. Хвольсон О. Д. Курс физики. Изд-во Гржебина З. И., Берлин—Москва, том 3, 1923, 670 с. с ил.
6. Утеюк А. С., Торбин А. В. Сигнализатор температуры. Авт. свид. № 354290—«Бюллетень изобретений», 1972, № 30.
7. Утеюк А. С., Торбин А. В. Термоограничитель нагревательного устройства. Авт. свид. № 362361,— «Бюллетень изобретений», 1973, № 2.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УДК 536.521.081

О. М. ЖАГУЛЛО
ВНИИМ

О ВОЗМОЖНОСТЯХ МЕТОДА ПИРОМЕТРИИ ДВОЙНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ

Впервые предложение использовать два спектральных отношения для исключения влияния излучательной способности (ϵ_λ) при селективном характере излучения, по-видимому, было высказано Пайлаттом [1]. Это предложение сводилось к решению системы уравнений, связывающих две измерения цветовой температуры тела с его истинной температурой при известном характере излучения. Как показывает практика пирометрии, такое решение не является наилучшим. Целесообразнее использовать какой-либо параметр излучения, не зависящий от влияния излучательной способности того или иного вида. Это подтверждает метод цветовой пирометрии, который получил в последнее время широкое распространение. В качестве параметров излучения, свободных от влияния ϵ_λ при различном характере селективного излучения, можно использовать, как показано в [2], производные $\frac{d^n \ln E_\lambda}{d\lambda^n}$.

Сканирование по порядку производных могло бы дать интересные результаты, но поскольку в настоящее время в пирометрической практике осуществлен лишь метод спектрального отношения (цветовой), базирующийся на первой производной, практически целесообразным представляется рассмотрение метода, базирующегося на производной второго порядка. Этот метод назовем по аналогии методом двойного спектрального отношения. Как следует из [2], использование параметра $\frac{d^2 \ln E_\lambda}{d\lambda^2}$ позволяет исключить,

влияние $\epsilon = \exp(a\lambda + b)$, а также влияние промежуточной среды, коэффициент пропускания которой τ — функция того же вида. Однако возможности метода двойного спектрального отношения этим не ограничиваются. Они могут быть значительно шире, если в качестве независимой переменной использовать не только длину волны, но и различные функции длины волны.

В настоящей статье рассматриваются возможности метода, которые он приобретает, если в качестве независимой переменной X использовать степенную или логарифмическую функцию длины волны. Применимость пара-

метра $\frac{d^2 \ln E_\lambda}{dX^2}$ для этих случаев обусловлена тем, что $\frac{d}{dT} \left(\frac{d^2 \ln E_\lambda^0}{dX^2} \right)$ является степенной функцией температуры для области закона Вина ($d^2 \ln E_\lambda / dX^2$ оказывается неприменимой в случае $X = \lambda^m$ при $m = -1$, так как не является функцией температуры). Связь между истинной температурой T реального тела и его условной относительной температурой T_{02} , вводимой при использовании в качестве параметра излучения второй производной от $\ln E_\lambda$, определяется уравнением

$$\frac{d^2 \ln E_\lambda}{dX^2}(T) = \frac{d^2 \ln E_\lambda^0}{dX^2}(T_{02}). \quad (1)$$

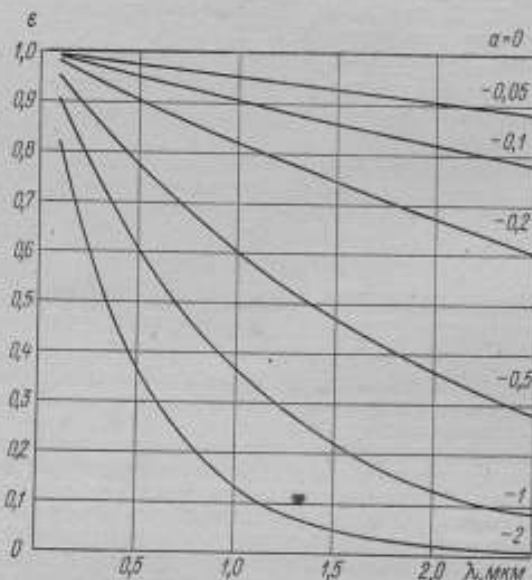


Рис. 1. Зависимость $\varepsilon = \exp a \lambda$

Поскольку

$$\frac{d^2 \ln E_\lambda}{dX^2} = \frac{d^2 \ln \varepsilon_\lambda E_\lambda^0}{dX^2} = \frac{d^2 \ln \varepsilon_\lambda}{dX^2} + \frac{d^2 \ln E_\lambda^0}{dX^2}, \quad (2)$$

то условием, при котором $T_{02} = T$, будет

$$\frac{d^2 \ln \varepsilon_\lambda}{dX^2} = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) позволяет определить вид функции $\varepsilon(\lambda)$ для того или иного выбора X , при котором $T_{02} = T$. Например, при $X = \lambda^m$ — это $\varepsilon_\lambda = \exp(a\lambda^m + b)$. На рис. 1 приведена зависимость $\varepsilon_\lambda = \exp a\lambda$ для различных значений a . Как видно, случай больших a соответствует резко селективному излучению; при малых a кривая близка к линейной и соответствует случаю слабо селективного излучения, при этом сама абсолютная величина ε

может быть любая в зависимости от b (на рис. 1, случай $b = 0$). Естественно, что функция $\varepsilon(\lambda)$ может быть и возрастающей в зависимости от a и b . Интересно отметить, что семейство кривых (см. рис. 1) с различными коэффициентами a и b может образовывать точку пересечения в любом месте на плоскости $\varepsilon\lambda$, т. е. так называемую характеристическую точку (x -точку).

На рис. 2 приведен пример аппроксимации экспериментальных значений излучательной способности вольфрама [13] в интервале 1,0—2,5 мкм кривыми типа $\exp(a\lambda + b)$ с x -точкой при $\lambda = 1,28$ мкм. Если в качестве независимой переменной используется $X = \ln \lambda$, то влияние $\varepsilon_\lambda = k\lambda^a$ исключается (см. рис. 3). Здесь также положение x -точки при различных k и a может быть любым.

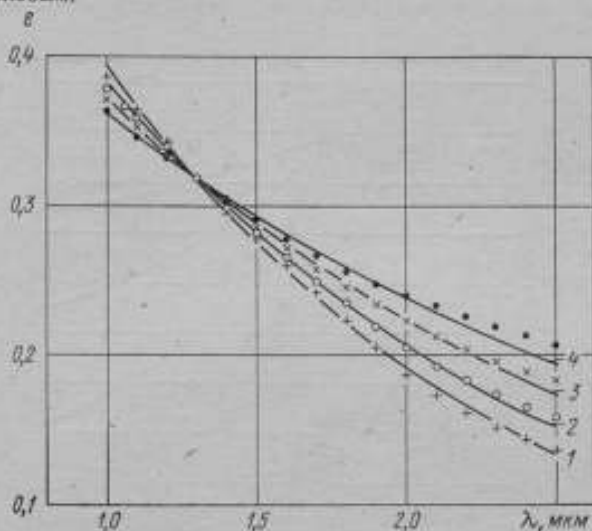


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальных значений излучательной способности вольфрама в интервале 1,0—2,5 мкм

1 — для температуры 1200 К ($a = -0,73$, $b = -0,1988$); 2 — для 1600 К ($a = -0,62$; $b = -0,3397$); 3 — для 2000 К ($a = -0,51$; $b = 0,4804$); 4 — 2400 К ($a = -0,42$; $b = -0,5956$).

Может представить интерес и $X = \ln(1 + \lambda)$, при этом исключается влияние $\varepsilon_\lambda = k(1 + \lambda)^a$.

Решение уравнения (1) относительно T для области спектра, где справедлив закон Вина, приводит к

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{коз}}} = \frac{1}{c_2} \frac{d^2 \ln \varepsilon_\lambda}{d^2(1/\lambda)} \quad (4)$$

Заменяя дифференциалы конечными разностями второго порядка, получаем:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{коз}}} = \frac{1}{c_2} \frac{\Delta^2 \ln \varepsilon_\lambda}{\Delta^2 1/\lambda} \quad (5)$$

Здесь разница между $T_{\text{коз}}$ и T_{02} обусловлена погрешностью замены дифференциала разностью.

Можно переписать уравнение (5) в виде

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{коз}}} = \frac{1}{c_2} \frac{\ln \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - \ln \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_4}}{(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) - (1/\lambda_3 - 1/\lambda_4)} \quad (6)$$

Или, в минимизированном случае, когда в уравнении (6) $\lambda_2 = \lambda_3$,

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{коз}}} = \frac{1}{c_2} \frac{\ln \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{(\varepsilon_2)^2}}{1/\lambda_1 - 2/\lambda_2 + 1/\lambda_3} \quad (7)$$

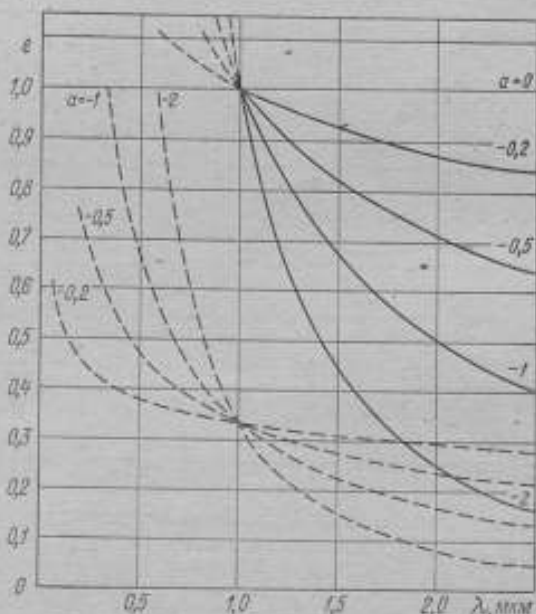


Рис. 3. Зависимость $\varepsilon = k \lambda^\alpha$
 — $k = 1$ - - - $k = 1/3$

Появление $T_{\text{коз}}$ вызывается тем, что обычно функция $E_\lambda = f(X)$ неизвестна и определение $\frac{d^2 \ln E_\lambda}{dX^2}$ аналитически невозможно. В то же время, воспользовавшись численными методами [3], т. е. заменив производную симметричным конечно-разностным отношением $\frac{\Delta^2 \ln E_\lambda}{\Delta X^2}$, можно определить производную по значению функции E_λ в трех точках, так как

$$\frac{\Delta^2 \ln E_\lambda}{\Delta X^2} = \frac{\Delta (\Delta \ln E_\lambda)}{\Delta X^2} = \frac{(\ln E_{\lambda_1} - \ln E_{\lambda_2}) - (\ln E_{\lambda_2} - \ln E_{\lambda_3})}{\Delta X^2} = \frac{\ln \frac{E_{\lambda_1} E_{\lambda_3}}{(E_{\lambda_2})^2}}{\Delta X^2} \quad (8)$$

Таким образом, конечный переход от $\frac{d^2 \ln E_\lambda}{dX^2}$ приводит к двойному спек-

тральному отношению $\frac{E_{\lambda_1}/E_{\lambda_2}}{E_{\lambda_2}/E_{\lambda_3}}$. Подставив в уравнение (1) это отношение (вместо второй производной), получим формулу (7).

Замена переменной X будет выражаться в различном соотношении между λ_1 , λ_2 и λ_3 . Из условия симметрии при численном дифференцировании

$$\Delta(\Delta X) = 0 \quad (9)$$

можно найти связь между тремя длинами волн. В случае, если

$$1) X = \lambda^m, \text{ то } \lambda_2 = \sqrt[m]{\frac{\lambda_1^m + \lambda_3^m}{2}},$$

$$2) X = \ln \lambda, \text{ то } \lambda_2 = \sqrt{\lambda_1 \lambda_3},$$

$$3) X = \ln(1 + \lambda), \text{ то } \lambda_2 = \sqrt{(1 + \lambda_1)(1 + \lambda_3)} - 1.$$

Если же в уравнении (1) вторую производную (справа и слева) заменить двойным спектральным отношением и при этом интенсивности излучения связать с яркостными температурами T_n или отношение интенсивностей с цветовыми температурами $T_{\text{кол}}$ (конечными относительными первого порядка), то $T_{\text{кол}}$ может быть определена через T_n и $T_{\text{кол}1}$:

$$T_{\text{кол}2} = \frac{(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) - (1/\lambda_2 - 1/\lambda_3)}{(1/\lambda_1 T_{n1} - 1/\lambda_2 T_{n2}) - (1/\lambda_2 T_{n2} - 1/\lambda_3 T_{n3})} \quad (10)$$

$$T_{\text{кол}2} = \frac{(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) - (1/\lambda_2 - 1/\lambda_3)}{\frac{1}{T_{\text{кол}1}} (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) - \frac{1}{T_{\text{кол}1}} (1/\lambda_2 - 1/\lambda_3)} \quad (11)$$

Определение $T_{\text{кол}2}$ через другие измеренные условные температуры не лучший способ, так как он предъявляет значительные требования к точности измерения яркостных и цветовых температур. Измерение $T_{\text{кол}2}$ через двойное спектральное отношение может быть осуществлено с большей инструментальной точностью, что подтверждается опытом цветовой пирометрии. При этом, меняя лишь среднюю длину волны λ_2 в зависимости от характера $\epsilon(\lambda)$ на участке $\lambda_1 - \lambda_3$, можно непосредственно измерить и регистрировать истинную температуру.

Для определения $T_{\text{кол}2}$ по яркостным температурам можно использовать спектропирометры, по цветовым температурам — цветовые пирометры, снабженные двумя различными парами фильтров. Из известных цветовых пирометров для этой цели могут служить французский пирометр IRSID [4] и отечественный пирометр ЦЭПИР [5].

К приборам, реализующим метод двойного спектрального отношения, следует отнести прежде всего быстродействующий треххроматический пирометр НВС США [6]. Он представляет собой монохроматор особой конструкции, с помощью которого попеременно пропускается излучение в трех длинах волн (1,1; 1,6; 2,1 мкм) на приемник излучения; сигналы с приемника фиксируются осциллографом.

Для исследования фазовых переходов от твердого тела к расплаву и от расплава к пару, происходящих при взрыве, в США разработан другой быстродействующий пирометр двойного спектрального отношения [7], построенный по трехканальной схеме; каждый канал представляет собой логарифмический фотометр. Все три фотометра включены на вход суммирующего усилителя; на выходе его включается осциллограф, вертикальная шкала кото-

рого проградуирована в температуре. На рис. 4 приведена блок-схема этого пирометра. В отличие от пирометра НБС, этот прибор работает в видимой области спектра (3941,5 Å, 5341,4 Å и 7031,4 Å). В настоящее время он используется не только для метода «варьющихся проволочек», но и исследования ламп-вспышек.

В СССР предложен ряд пирометров, также реализующих метод двойного спектрального отношения [8, 9]. Пирометр, предложенный в [8], строится на принципе стабилизации среднего (пропорционального потоку в λ_2) сигнала, при этом получается весьма несложная схема, которая может быть реализована на базе некоторых типов существующих цветных пирометров. В работе [10] рассматривается этот вопрос и, в частности, трехканальный логарифмический вариант такого пирометра, работающего в ближней инфракрасной области спектра. Пирометр, предложенный в [9], разработан

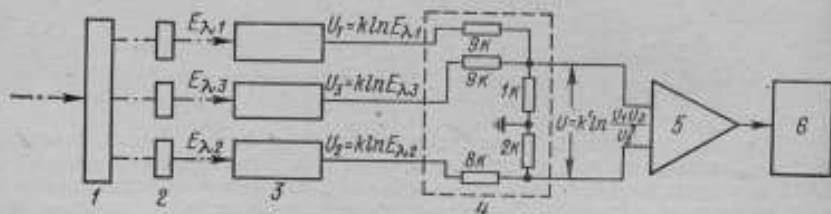


Рис. 4. Блок-схема пирометра двойного спектрального отношения
1 — разделитель светового потока; 2 — фильтры; 3 — логарифмические фотометры; 4 — сумматор; 5 — операционный усилитель; 6 — осциллограф

в институте физико-технических проблем энергетики АН Литовской ССР и использовался для измерения температуры различных керамик [11]. Он представляет собой комбинацию двух пирометров спектрального отношения (рабочие длины волн 0,8; 1,1; 1,75 мкм) компенсационного типа, сигналы с каждого из которых поступают на пересчетное устройство, определяющее трехцветную температуру по формуле [12]

$$T = \frac{T'_{\text{кол}} \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1 \right)}{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - \frac{T'_{\text{кол}}}{T_{\text{кол}}}}$$

Заметим, что обычно метод двойного спектрального отношения связывают с возможностью исключения влияния линейной функции $\epsilon(\lambda)$. Как видно, возможности метода гораздо шире, т. е. может быть исключено влияние различных нелинейных функций $\epsilon(\lambda)$.

Мнение [6] о том, что двойное спектральное отношение исключает влияние линейной функции $\epsilon(\lambda)$ при выборе $\lambda_2 = \frac{\lambda_1 + \lambda_3}{2}$ неверно. Из выражений (7), (9) следует, что при этом без каких-либо допущений исключается влияние функции $\epsilon_\lambda = \exp(a\lambda + b)$.

В заключение следует подчеркнуть, что рассматриваемый метод может оказаться весьма перспективным при разумном его применении, и поэтому целесообразна дальнейшая его разработка в теоретическом и практическом аспектах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pyatt E. C. Some consideration of errors of brightness and two-color pyrometers. — «Brit. J. Appl. Phys.», 1954, v. 5, № 7, pp. 264—268.
2. Жагулло О. М. Понятие условной температуры в современной пиromетрии. — «Теплофизика высоких температур», 1970, т. 8, вып. 6, с. 1260—1264 с ил.
3. Демидович Б. П., Марон И. Д., Шувалова Э. З. Численные методы анализа. М., «Наука», 1967, 368 с. с ил.
4. Grandin M., Maillot G., Rodicq P. Pyrometre a deux couleurs. — «Mesures et control industriels». 1962, № 300, pp. 633—643.
5. Альтшулер Я. А., Вешенчук И. М., Липкович М. С., Серафин Я. В. Цветовой электронный пирометр ЦЭПИР. — «Приборы и средства автоматизации», 1963, № 10, с. 717—718 с ил.
6. Hornbeck G. A. A high-speed ratio pyrometer. Temperature. Symp., 1962, v. 3, part 2, pp. 425—428.
7. Korneff T. Optical pyrometer with microsecond resolution time. — «Review of scientific instruments». 1971, v. 42, № 11, pp. 1561—1565.
8. Жагулло О. М. Пирометр двойного спектрального отношения. Авт. свид. № 270296. ОИПОТЗ, № 16, 99.
9. Вилейшис А. И. Трехцветовой пирометр. Авт. свид. № 267127, ОИПОТЗ, 1970, № 12, 103.
10. Жагулло О. М. Пирометр двойного спектрального отношения. — Труды метрологических институтов СССР, 1972, вып. 131 (191), с. 166—171 с ил.
11. Вилейшис А. И., Амбразявичус А. Б. Измерение температур различных керамик с помощью трехцветового автоматического пирометра. В сб.: «Механика», 1970, Вильнюс с. 380—384 с ил.
12. Гордов А. Н. Основы пиromетрии. «Металлургия», 1964, 446 с. с ил.
13. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник под ред. А. Е. Шейндлина, М., «Энергия», 1974, 472 с. с ил.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

УДК 536.521.3

И. И. КИРЕНКОВ
ВНИИМ

ЭФФЕКТИВНАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ И ЦЕНТР ТЯЖЕСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ КРИВОЙ ПИРОМЕТРА

В пиromетрической практике измерение температуры обычно не заканчивается отсчетом по шкале пиromетра; часто требуются дальнейшие расчеты, основанные на законах теплового излучения и на спектральных характеристиках аппаратуры и изучаемого объекта. Для упрощения расчеты выполняются, где это возможно, по законам монохроматического излучения, при этом вводится понятие эффективной длины волны пиromетра [1]. В частности, применяется понятие предельной эффективной длины волны, впервые введенное Футом [2].

Для теоретического расчета эффективной длины волны пиromетра при исследованиях методических погрешностей оптической пиromетрии часто удобно ее вычислять как абсциссу центра тяжести площади фигуры, ограниченной спектральной кривой действующего в пиromетре светового потока. Преимущества такого способа расчета обусловлены, во-первых, наглядностью и удобством анализа влияющих факторов и, во-вторых, невозможностью выразить спектральную характеристику излучающего объекта и аппаратную функцию прибора в аналитическом виде [3]. Однако методы, применяемые для такого расчета, приводят к приближенному значению эффективной длины

волны, не имеющему такого ясного физического смысла, как значение, вычисляемое по известным уравнениям [1, 4].

Рассмотрим, каким способом может быть решена эта задача. С этой целью несколько изменим формулировку определения эффективной длины волны пирометра, соответствующей заданному значению температуры. Эффективной длиной волны будем считать длину волны такого излучения данного тела, для которого относительное изменение интенсивности при изменении температуры равно относительному изменению светового потока, используемого в пирометре. Это определение можно выразить таким уравнением:

$$\frac{1}{b_{\lambda T}} \cdot \frac{\partial b_{\lambda T}}{\partial T} \Big|_{\lambda=\lambda_e} = \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial T}, \quad (1)$$

где $b_{\lambda T}$ — яркость тела; λ_e — эффективная длина волны; Φ — световой поток, действующий в пирометре:

$$\Phi = k \int_0^{\infty} b_{\lambda T} \psi_{\lambda} d\lambda, \quad (2)$$

ψ_{λ} — аппаратная функция пирометра, равная произведению спектрального пропускания оптической системы на спектральную чувствительность луче-приемника; k — коэффициент, зависящий от апертуры и поля зрения пирометра.

Легко показать, что такое определение эффективной длины волны не противоречит обычным. В пределах применимости закона Вина справедливо равенство

$$\frac{\partial b_{\lambda T}}{\partial T} = \frac{c_2}{\lambda T^2} b_{\lambda T}. \quad (3)$$

Отсюда следует

$$\frac{\partial}{\partial T} \int_0^{\infty} b_{\lambda T} \psi_{\lambda} d\lambda = \frac{c_2}{T^2} \int_0^{\infty} \frac{b_{\lambda T}}{\lambda} \psi_{\lambda} d\lambda. \quad (4)$$

Подставив выражение (3) и (4) в (1), получим известное уравнение для предельной эффективной длины волны [2]:

$$\lambda_e = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} \psi_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{b_{\lambda T}}{\lambda} \psi_{\lambda} d\lambda}. \quad (5)$$

Как правило, это выражение выводят предельным переходом от значения эффективной длины волны для интервала температур [1, 2].

Представим теперь формулу Планка в известном виде в зависимости яркости от частоты излучения:

$$b_{\nu T} = c_1' \nu^3 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1},$$

где

$$\nu = \frac{c}{\lambda}; \quad c_1' = \frac{2\pi^5 h^6}{15 c^2}; \quad \frac{h\nu}{kT} = \frac{c_2}{\lambda T};$$

c — скорость света; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана.

Выражение для действующего в пирометре светового потока в приближении формулы Вина получим в виде:

$$\Phi = \int_0^{\infty} c_1' v^3 e^{-\frac{hv}{kT}} \Psi_v dv, \quad (6)$$

где $\Psi_v = \Psi_\lambda$.

Используя выражение, аналогичное (1), по описанной выше методике найдем «предельную эффективную частоту» используемого излучения

$$\frac{1}{b_{vT}} \cdot \frac{\partial b_{vT}}{\partial T} = \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial T}. \quad (7)$$

Очевидно, что

$$\frac{\partial b_{vT}}{\partial T} = c_1' v^3 e^{-\frac{hv}{kT}} \frac{hv}{kT^2} = b_{vT} \frac{hv}{kT^2}. \quad (8)$$

Отсюда

$$\frac{\partial \Phi}{\partial T} = \frac{h}{kT^2} \int_0^{\infty} b_{vT} v \Psi_v dv. \quad (9)$$

В результате подстановки выражений (6), (8) и (9) в (7) будем иметь:

$$\nu_e = \frac{\int_0^{\infty} b_{vT} v \Psi_v dv}{\int_0^{\infty} b_{vT} \Psi_v dv}. \quad (10)$$

Очевидно, что величина ν_e в выражении (10) представляет собой абсциссу центра тяжести площади, ограниченной кривой

$$b_{vT} \Psi_v = f(v).$$

Эффективная длина волны λ_e связана с «эффективной частотой» ν_e , как обычно, соотношением

$$\lambda_e = \frac{c}{\nu_e}. \quad (11)$$

Формулу (10) можно также получить из формулы (5) подстановкой

$$\lambda = c/\nu \text{ и } b_{vT} dv = b_{\lambda T} d\lambda. \quad (12)$$

Таким образом, предельная эффективная длина волны пирометра может быть вычислена строго и физически обоснованно как абсцисса центра тяжести площади фигуры, ограниченной спектральной кривой действующего в пирометре светового потока, если эта кривая представлена функцией частоты. В отличие от применявшихся ранее приближенных методик, точность и строгость расчета, а также физический смысл результата, полученного по этой методике, не зависят от ширины используемого в пирометре спектрального интервала; при этом сохраняется наглядность и удобство анализа влияющих факторов.

Однако формула (10), полученная с помощью закона Вина, все же является первым приближением. Для дальнейшего ее развития обратимся снова к уравнению (7). Подставив в это выражение значения яркостей по

формуле Планка, вместо уравнения (10), получим трансцендентное уравнение, которое примем за исходное для дальнейших расчетов

$$v_e \frac{e^{x_1}}{e^{x_1} - 1} = \frac{\int_0^{\infty} b_{\nu} \nu \frac{e^x}{e^x - 1} \psi dv}{\int_0^{\infty} b_{\nu} \psi dv} \quad (13)$$

где

$$x = \frac{h\nu}{kT}; \quad x_1 = \frac{h\nu_e}{kT}.$$

Для решения уравнения (13) применим дифференцирование по параметру. Для этого яркости в уравнении (13) представим в таком виде

$$b_{\nu T} = c' \nu^3 (e^x - a)^{-1},$$

где a — безразмерный параметр, изменяющийся от $a=0$ (формула Вина) до $a=1$ (формула Планка). После этого дифференцируем уравнение (13) по v_e и по параметру a . В результате имеем

$$\frac{e^{x_1}}{e^{x_1} - a} \left(1 - \frac{ax_1}{e^{x_1} - a} \right) \frac{dv_e}{da} + v_e \frac{e^{x_1}}{(e^{x_1} - a)^2} = \frac{\int_0^{\infty} b \psi dv \int_0^{\infty} e^{x\nu} (e^x - a) \frac{db}{da} + b \nu e^x}{\left(\int_0^{\infty} b \psi dv \right)^2} \psi dv - \int_0^{\infty} b \nu \frac{e^x}{e^x - a} \psi dv \int_0^{\infty} \frac{db}{da} \psi dv \quad (14)$$

Для вычисления искомой поправки к эффективной длине волны, учитывающей неточность формулы Вина, подставим в уравнение (14) значения $a=0$ и $\Delta a=1$; при этом будем иметь в виду, что

$$\frac{db_{\nu}}{da} = \frac{b_{\nu}}{e^x - a},$$

а при $a=0$ справедливо уравнение (10); последнее позволяет упростить второй член выражения (14). В результате получаем

$$\Delta v_e = \frac{2 \int_0^{\infty} b_{\nu} \nu e^{-x} \psi dv - v_e \int_0^{\infty} b_{\nu} e^{-x} \psi dv}{\int_0^{\infty} b_{\nu} \psi dv} - e^{-x} v_e. \quad (15)$$

По-видимому, по точности это уравнение вполне достаточно для всех случаев пирометрии в промышленном диапазоне спектра и температур; оно указывает на малую величину погрешности, вносимой применением формулы Вина при расчете эффективной длины волны. К уравнению поправки в обычной форме (для эффективной длины волны) можно перейти по соотношениям (12). Такое уравнение можно также вывести независимо, как в уравнение (15), если взять за основу выражение (1). Таким же способом можно вывести выражение поправки к эффективной длине волны для интервала температур. Окончательные результаты расчетов по всем этим выражениям совпадают в пределах точности применяемого метода расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ОНТИ, 1934, 455 с.
2. Foote R., Mohler F., Fairchild L. Constant absorption filters. — «Journal of Washington Academy of Sciences», 7, 1917, pp. 545—560.
3. Сагг Д. Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения: М., «Наука», 1968, 236 с.
4. Гордов А. Н. Основы пирометрии. «Металлургия», 1971, 446 с.

Поступила в редакцию 15/ХІ 1974 г.

УДК 536.521 : 535.234

Г. И. БРАЖНИЧЕНКО

ВНИИМ

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПИРОМЕТРИИ НАГРЕТЫХ ТЕЛ, ИЗЛУЧЕНИЕ КОТОРЫХ ОПИСЫВАЕТСЯ ФОРМУЛОЙ ПЛАНКА

Измерение температуры нагретых тел в инфракрасной области спектра имеет ряд особенностей по сравнению с аналогичными измерениями в видимом диапазоне длин волн.

Действительно, уже при температурах порядка 1000 К и длине волны пирометра $\lambda > 3000$ нм излучение нагретого тела описывается законом излучения Планка, а не Вина, и для расчета измеряемой температуры следует применять только общее уравнение пирометрии [1]

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = \frac{\lambda_e}{c_2} \ln \left(1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2} \right) + \frac{\lambda_e}{c_2} \ln \left(1 - e^{-c_2/\lambda_e T_1} \right) = -\frac{\lambda_e \ln \tau}{c_2}, \quad (1)$$

где T_1 — температура источника сравнения; T_2 — измеряемая температура; λ_e — эффективная длина волны пирометра; $A = -\frac{\lambda_e \ln \tau}{c_2}$ — пирометриче-

ское ослабление поглощающего фильтра; $\tau = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1} v_{\lambda} v_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_2} - 1)^{-1} v_{\lambda} v_{\lambda} d\lambda}$

суммарный коэффициент пропускания поглощающего фильтра; v_{λ} — спектральный коэффициент пропускания оптической системы пирометра; v_{λ} — спектральная чувствительность приемника излучения пирометра; λ_1 и λ_2 — границы используемой спектральной области; c_2 — постоянная закона излучения Планка.

Формулы, полученные в работе [2], позволяют рассчитать эффективную длину волны пирометра для любой температуры нагретого тела и любой области спектра. Но при выводе этих формул предполагалось, что в пределах используемого спектрального интервала как функция спектральной чувствительности приемника излучения пирометра, так и интенсивности излучения нагретых тел могут быть аппроксимированы рядом Тейлора, у которого отброшены все члены выше второго порядка малости. Справедливость такого предположения не очевидно для широких спектральных интервалов (100—400 нм).

Покажем, что формулы, полученные в работе [2] для узких спектральных интервалов, пригодны для расчета эффективной длины волны пирометра, использующего широкие спектральные интервалы, если только в пределах этих интервалов функция спектральной чувствительности приемника излучения пирометра может аппроксимироваться двумя членами ряда Тейлора.

Таким образом, необходимо доказать, что функции вида b_i/b_0 , входящие в общее уравнение для расчета λ_e [3]

$$\left(\frac{b_1}{b_2}\right)_{\lambda_e} = \frac{L_1}{L_2} = \tau, \quad (2)$$

где $L_i = c \int \frac{b_i}{b_0} I_i \tau_{\lambda}^{-1} d\lambda$ ($i = 1, 2$); b_i — яркости источника сравнения и нагреваемого тела, температура которого измеряется; b_0 — яркость источника с цветовой температурой T_0 , при которой определяется аппаратная функция пирометра; τ_{λ}^{-1} — составляющая коэффициента пропускания, зависящая от параметров монохроматизирующего устройства пирометра; L_i — потоки от источника сравнения и исследуемого тела; I_i — фототок приемника излучения пирометра, могут и в широком спектральном интервале аппроксимироваться приближенным рядом Тейлора (до членов второго порядка малости).

Расчет проведен при следующих параметрах: $T_1 = 800$ К; $T_0 = 1000$ К; $T_2 = 1600$ К; $\lambda_0 = 4000$ нм и ширине спектрального интервала, равной, 400 нм. Установлено, что отбрасывание членов ряда Тейлора третьего и четвертого порядка малости вносит в значение функций b_i/b_0 погрешность, не превышающую 0,03% на концах спектрального интервала, где она наибольшая. Такая небольшая погрешность аппроксимации функций b_i/b_0 в свою очередь обуславливает незначительную поправку к величине $\Delta\lambda = \lambda_e - \lambda_0$, составляющую не более 0,1 нм. Эта погрешность определения эффективной длины пирометра, используемого широкие спектральные интервалы, допустима для расчета измеряемой температуры T_2 .

Действительно, анализ погрешности определения температуры T_2 из-за неточности определения эффективной длины волны λ_e пирометра, проведенный на основании уравнения

$$\frac{\Delta T_2}{T_2} = \left[\frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2}}{1 - e^{-c_2/\lambda_e T_1}} - 1 \right] \frac{\Delta \lambda_e}{\lambda_e},$$

показал, что при $\lambda_e = 4000$ нм погрешность $\Delta \lambda_e = 5$ нм вызывает погрешность ΔT_2 при экстраполяции от 1000 до 1600 К, не превышающую 1 К.

Следовательно, расчет эффективной длины волны пирометра, произведенный по формулам [2], обеспечивает необходимую точность метрологических измерений и в случае широких рабочих спектральных интервалов.

В том случае, когда функция спектральной чувствительности приемника излучения пирометра в пределах широкого спектрального интервала меняется с длиной волны по сложному закону, значение эффективной длины волны необходимо рассчитывать по уравнению (2). При этом значения интегралов L_i находятся численным интегрированием.

Рассмотрим несколько интересных случаев, когда уравнение (2) решается аналитически (при численном интегрировании L_i). Принимая во внимание закон излучения Планка, преобразуем уравнение (2) к виду

$$(z^n - 1) - \frac{1}{\tau} (z - 1) = 0, \quad (3)$$

$$\text{где } z = e^{c_2/\lambda_e T_2}, \quad n = \frac{T_2}{T_1}.$$

Уравнение (3) решается аналитически для целого значения параметра n . При этом, если $n < 4$, т. е. если измеряемая температура нагреваемого тела не превышает температуру источника сравнения больше, чем в четыре раза, уравнение (3) имеет точное решение. Для $n > 4$ оно решается в большинстве

случаев приближенно. Следует, однако, заметить, что расчет изменения эффективной длины волны пирометра при изменении измеряемой температуры в два—три раза по сравнению с температурой сравнения, обычно достаточен как для метрологических, так и для практических измерений.

В качестве примера рассмотрим решение уравнения (3) для случая, когда измеряемая температура T_2 в два раза превосходит температуру источника сравнения T_1 , т. е. $n = 2$. В данном случае уравнение (3) имеет два решения:

$$z_1 = e^{c_2/\lambda_e T_2} = 1;$$

$$z_2 = e^{c_2/\lambda_e T_2} = \frac{1}{\tau} - 1.$$

Первое решение необходимо отбросить, так как оно имеет место лишь при $\lambda_e \cdot T \sim \infty$. Следовательно, искомое значение эффективной длины волны пирометра определяется по формуле

$$\lambda_e = \frac{c_2}{T_2} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{1}{\tau} - 1\right)},$$

которая в случае справедливости закона излучения Вина упрощается и принимает вид

$$\lambda_e = \frac{c_2}{T_2} \cdot \frac{1}{\ln \frac{1}{\tau}}.$$

В заключение отметим, что рассмотренный выше способ оценки изменения эффективной длины волны с ростом измеряемой температуры может быть с успехом использован для вывода точных формул расчета истинной и цветовой температур нагретых тел, излучение которых описывается формулой Планка. Существующие для этой цели формулы либо могут применяться для случая, определяемого соотношением $\lambda T < 3000$ мкм·К [4], либо носят приближенный характер [5, 6], что приводит к погрешностям расчета.

Однако, используя описанный выше прием, рассмотрим частный случай, определяемый соотношением $\lambda_2 = 2\lambda_1$ (где λ_1 и λ_2 — рабочие длины волны цветового пирометра). В этом случае из общих уравнений оптической пирометрии нагретых тел легко получаются следующие точные формулы:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_u} = \frac{\lambda_2}{c_2} \ln \left[\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(1 + e^{-c_2/\lambda_2 T_u} \right) - e^{-c_2/\lambda_2 T_u} \right]$$

— связывающая истинную температуру T нагретого тела с его цветовой температурой T_u и коэффициентами черноты излучения ϵ_1 и ϵ_2 в лучах длины волны λ_1 и λ_2 , и

$$\frac{1}{T_u} = \frac{\lambda_2}{c_2} \ln \left[\frac{e^{\epsilon_1/\lambda_1 S_1} - 1}{e^{\epsilon_2/\lambda_2 S_2} - 1} - 1 \right]$$

— позволяющая рассчитать цветовую температуру нагретого тела по двум его яркостным температурам S_1 и S_2 , измеренным в лучах длины волны λ_1 и $\lambda_2 = 2\lambda_1$.

Эти формулы, выведенные для частного случая, могут найти применение как для теоретических (проверки любых приближенных формул), так и для практических целей (при выборе рабочих длин волны цветового пирометра).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бражниченко Г. Н. Применение пиromетрических светофильтров, удовлетворяющих критерию Фута, для измерения высоких температур. — «Измерительная техника», 1967, № 12, с. 17—19 с ил.
 2. Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метод расчета эффективной длины волны спектропиromетра с учетом формулы Планка. — «Труды институтов Комитета стандартов, 1966, вып. 87 (147), с. 70—74, с ил.
 3. Киренков И. И. Новый метод расчета эффективной длины волны. — Труды институтов Комитета стандартов, 1963, вып. 71 (131), с. 78—84.
 4. Рибо Г. Оптическая пиromетрия. М.-Л., ОНТИ, 1934, 456 с.
 5. Киренков И. И., Лапина Э. А. Расчет цветовой температуры по формуле Планка. — Труды институтов Комитета стандартов, 1963 вып. 71 (131), с. 91—93, с ил.
 6. Бражниченко Г. Н. Новые формулы для расчета яркостной и цветовой температур. — «Измерительная техника», 1967, № 8, с. 35—37 с ил.
- Поступила в редакцию 15/ХІ 1974 г.

УДК 536.521.3 : 535.23

О. М. ЖАГУЛЛО
ВНИИМ

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СХЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В пиromетрии излучения весьма часто приходится сталкиваться с проблемой измерения отношения потоков излучения. Это относится прежде всего к измерению излучательной способности материалов различными методами и измерению условной цветовой температуры. Существует множество схем измерения отношения, которые чаще различаются приемами их осуществления, теми или иными элементами, но по своим свойствам и возможностям оказываются идентичными. Поэтому представляется целесообразным классифицировать их по основным признакам и рассмотреть свойства каждой из них. Одним из таких признаков следует считать способ измерения отношения. По этому признаку схемы делятся на:

1) схемы, использующие способ уравнивания (приведения отношения к единице). В этом случае при помощи какого-либо редуцирующего устройства уравниваются обе величины (либо их влияние), и положение редуцирующего устройства в момент равновесия пропорционально отношению этих величин;

2) схемы, использующие способ стабилизации одной из величин путем общего для обеих величин редуцирования; при этом значение второй редуцированной величины будет пропорционально их отношению;

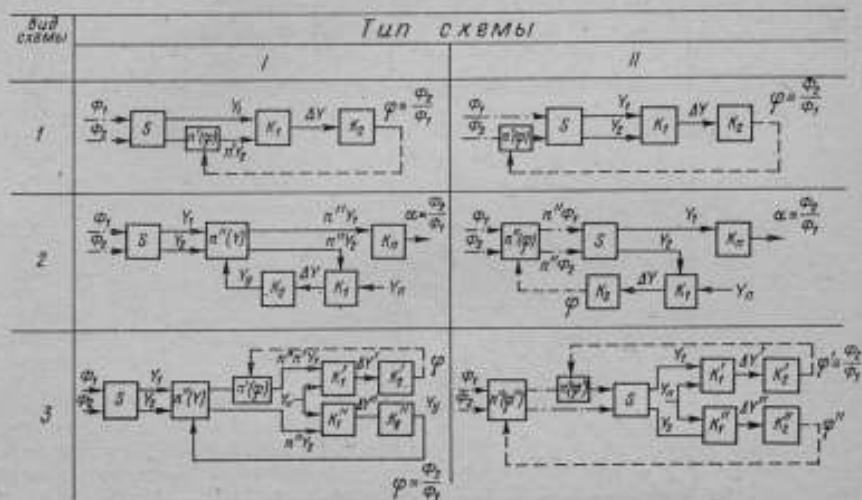
3) схемы, использующие способ двойного редуцирования. Этот способ является комбинацией первых двух и состоит в том, что с помощью общего для двух величин редуцирующего устройства одну из величин поддерживают постоянной, в то время как другую величину уравнивают с первой посредством второго редуцирующего устройства, положение которого пропорционально искомому отношению двух величин.

Для схем, предназначенных для измерения потоков излучения, существенным является также, редуцируются ли электрические сигналы, пропорциональные потокам, либо сами потоки. По этому признаку схемы делятся соответственно на два типа.

В таблице приведены структурные схемы измерения отношения двух потоков излучения по данной классификации. В этих схемах опущены усилительные звенья, которые не имеют принципиального значения, поэтому под функцией $Y(\Phi)$ можно понимать как люкс-амперную характеристику приемника, если усилитель его сигналов отсутствует, так и передаточную

характеристику всего фотоэлектронного тракта, т. е. приемника и усилителя вместе; при этом S — коэффициент передачи этого звена.

Звенья с коэффициентами передачи n' и n'' представляют собой редуцирующие устройства. Для схем I типа могут использоваться переменные сопротивления, чаще всего это реохорды, но могут быть и подогревные термисторы. Иногда в качестве такого элемента используют разряжающийся конденсатор. Общую редукцию удобно осуществлять изменением коэффициента усиления усилителя, общего для обоих сигналов. Если в качестве приемника излучения используют фотоумножитель, то усиление меняют изменением напряжения на его динодах. Для схем II типа в качестве редуцирующих элементов чаще всего применяют различные диафрагмы; таким элементом может служить и серый клин или полярный аттенуатор.



Звенья с коэффициентом K_1 — это различные схемы сравнения двух сигналов. Звено, имеющее коэффициент передачи K_n — электроизмерительный прибор, показание которого α пропорционально отношению потоков Φ_2/Φ_1 . Звенья с передаточным коэффициентом K_2 управляют редуцирующим элементом. Они могут быть самыми различными в зависимости от редуцирующего элемента. Если это диафрагма или реохорд, или иной элемент, требующий механического перемещения, то звено K_2 обычно выполняется в виде реверсивного двигателя; если же для управления непосредственно редуцирующим элементом требуется электрический сигнал, звено K_2 будет представлять собой электрический регулятор или преобразователь. В том случае, если контур не замкнут (измерение не автоматическое), звено K_2 — нуль—индикатор.

Измерение излучательной способности (ϵ)

К методам определения ϵ , в которых необходимо измерение отношения двух потоков, следует отнести прежде всего прямое сравнение излучения стенки и полости [1, 2], некоторые рефлектометрические методы [3] и метод измерения ϵ по отношению двух поляризованных компонент излучения под углом 45° [4].

Определение ϵ измерением величины каждого потока отдельно не всегда удобно, так как требуется последующий расчет, и не всегда лучше по точности, поэтому предпочтительнее непосредственное измерение отношения двух потоков.

Особенность схем измерения отношения для определения ϵ заключается в том, что потоки однотипны в спектральном отношении. Следовательно световая характеристика приемника излучения (передаточная функция фотоэлектронного тракта) будет одинакова для двух потоков. Точность измерения отношения в рассматриваемом случае будет определяться лишь стабильностью коэффициентов передачи k' и K_n , влияние остальных коэффициентов, общих для обоих сигналов, исключается, в том числе и S , так как потоки одинаковы в спектральном отношении. Одним из источников погрешности при измерении отношения потоков (N_Φ) может оказаться изменение величины самих потоков при неизменном их отношении. В этом аспекте схемы, приведенные в таблице, обладают различными свойствами. Часто полагают, что

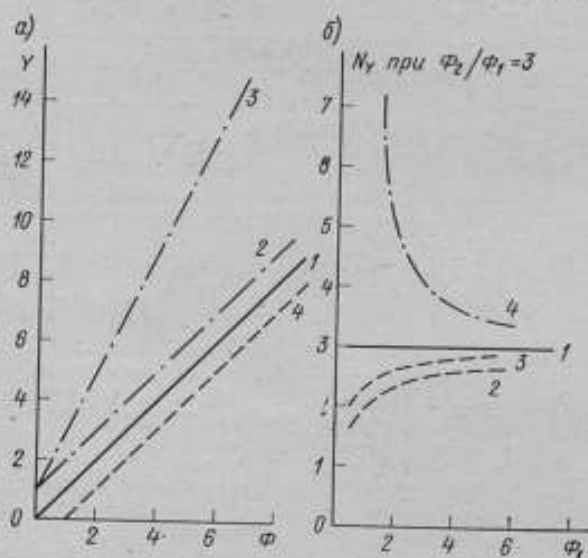


Рис. 1. Зависимость $Y(\Phi)$ и $N_Y(\Phi_1)$

для того, чтобы эта погрешность отсутствовала, необходима линейная характеристика $Y(\Phi)$. Иногда под этим понимают прямопропорциональную зависимость. Но следует помнить, что в общем случае линейная характеристика $Y = Y_0 + k\Phi$ может не исключать погрешность. Например, для схем I типа линейная характеристика типа $Y = Y_0 + k\Phi$ непригодна, так как отношение электрических сигналов при изменении величины обоих потоков в m раз не будет равно отношению тех же сигналов при первоначальной величине потоков, т. е.

$$\frac{Y_0 + k\Phi_2}{Y_0 + k\Phi_1} \neq \frac{Y_0 + km\Phi_2}{Y_0 + km\Phi_1}$$

На рис. 1, а, б для характеристик $Y(\Phi)$ такого вида приведены зависимости $N_Y = Y_2/Y_1$ от величины Φ_1 при $\Phi_2/\Phi_1 = 3$. Из всего семейства линейных функций $Y(\Phi)$ пригодна лишь прямопропорциональная зависимость $Y = k\Phi$, причем это частный случай, а в общем виде условно неискажения отношения электрических сигналов (N_Y) от величины потоков излучения отвечает функция вида $Y = k\Phi^2$ (такой вид имеет характеристика фотосопротивлений). Таким образом, на участке, где зависимость $Y(\Phi)$ отвечает этому виду, N_Y не зависит от величины потоков, а лишь от их отношения, и, следовательно, погрешность измерения в этом случае отсутствует. Участок,

где эта погрешность отсутствует (находится в допустимых пределах), будем называть динамическим диапазоном схемы.

Схемы 1—2 и 1—3 имеют несколько больший по сравнению со схемой 1—1 динамический диапазон, так как его нижняя граница может быть расширена за счет изменяемого коэффициента усиления. Следует заметить, что схемы I типа для измерения ϵ в широком диапазоне температур непригодны, так как не только участок характеристики $Y(\Phi)$, отвечающий необходимому условию, но и весь монотонный в строгом смысле участок функции $Y(\Phi)$ велик.

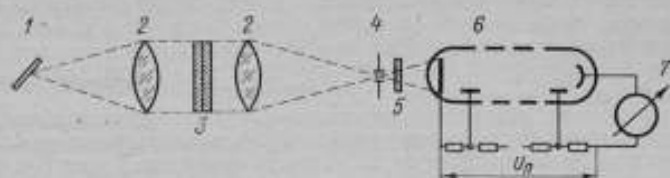


Рис. 2. Схема установки для измерения ϵ

1 — исследуемая металлическая поверхность; 2 — объектив; 3 — поляризатор; 4 — диафрагма; 5 — фильтр; 6 — фотоумножитель; 7 — микроамперметр

Для схем II типа вид характеристики $Y(\Phi)$ не имеет значения; условием отсутствия рассматриваемой погрешности для схемы II—1 является монотонность этой характеристики в строгом смысле, т. е. участок насыщения, где $Y = \text{const}$, исключается. Таким образом, динамический диапазон этой схемы будет ограничиваться сверху лишь участком насыщения, причем этот уровень является ограничивающим для меньшего потока, а не для большего, в отличие от схем I типа. Действительно управление редуцирующим элементом этой схемы будет возможно до тех пор, пока будет существовать разность (ΔY) между сигналами, а в том случае, если оба сигнала достигли уровня насыщения, разность будет равна нулю при любом отношении потоков.

Для схем II—2 и II—3 достаточно монотонной зависимости, т. е. оба потока могут находиться в зоне насыщения сколь угодно далеко, при этом опорный уровень должен быть вне этой зоны; в этом случае всегда будет иметь место сигнал разбаланса ΔY . Для этих схем динамический диапазон теоретически не ограничен.

Существенной характеристикой схем являются их возможные пределы измерения отношения, т. е. диапазон измерения, в котором отсутствует погрешность от абсолютной величины измеряемых потоков излучения. Для схем I типа он будет определяться участком, где $Y = k\Phi$. По-видимому, следует считать предельно возможным измеряемым отношением такое отношение потоков, при котором больший поток находится у верхней границы этого участка, а меньший определяется нижней границей либо порогом чувствительности схемы.

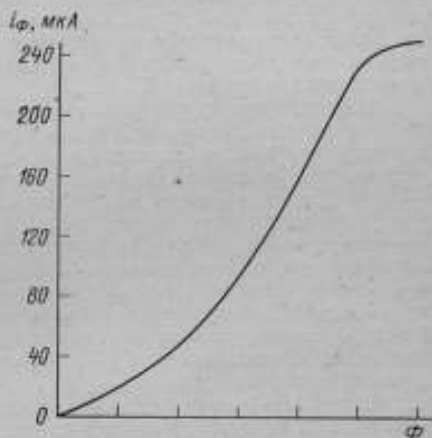


Рис. 3. Зависимость $i_\phi(\Phi)$ для ФЭУ-22 при $U = 1$ кВ

Для схем II типа пределы измерения отношения значительно шире. Например, для схемы II—1, при условии, что меньший поток не достигает уровня насыщения, диапазон измерения теоретически может быть сколь угодно большим. Для схемы II—2 ограничения на диапазон измерения N_{Φ} определяются величиной потока, сигнал которого измеряется. Величина потока не должна достигать уровня насыщения. Никаких ограничений не накладывается в этом смысле на схему II—3.

Следует также рассмотреть, как реагирует та или иная схема на помеху в фотоэлектронном тракте схемы (тракт до схемы сравнения). Под помехой можно понимать темновой ток, шум, паразитное напряжение, складывающееся с сигналом, ограничение сигналов и т. д. Действие помехи (рассматривается помеха, одинаково воздействующая на оба сигнала) таково, то измеряется как бы вид функции $Y(\Phi)$. Этот эффект приводит к погрешности в схемах I типа и в схеме II—2; схемы II—1 и II—3 нечувствительны к наличию таких помех.

Таким образом, рассмотренные схемы обладают различными свойствами и выбор той или иной схемы должен обуславливаться конкретными условиями ее применения. Пронюстрируем на конкретном примере выбор той или иной схемы и количественные соотношения для каждой из них. Для примера возьмем метод измерения ϵ по отношению двух ортогонально поляризованных компонент излучения (E_{11}/E_{\perp}) металлической поверхности под углом 45° . На рис. 2 приведена принципиальная схема реализации этого метода. Связь между коэффициентом излучения ϵ и отношением поляризованных компонент излучения N_{Φ} выражается уравнением:

$$\epsilon = 1 - 0,5N_{\Phi}(N_{\Phi} - 1),$$

из которого следует, что $1 < N_{\Phi} < 2$. Такой диапазон изменения N_{Φ} характерен только для этого метода, в то время как для метода сравнения излучения от стенки и полости, в зависимости от заданных пределов измерения ϵ , он может быть значительно большим. Поскольку для рассматриваемого метода диапазон изменения N_{Φ} невелик, то следует определить, пригодны ли в данном случае схемы I типа.

На рис. 3 приведена люкс-амперная характеристика используемого в эксперименте ФЭУ. Если необходимо измерять ϵ в широком температурном интервале, то, как указывалось ранее, схема I типа неприемлема. Действительно, при изменении яркостной температуры объекта в диапазоне $1000 - 2800^{\circ}\text{C}$ интенсивность излучения при $\lambda = 0,65$ мкм изменяется в $2 \cdot 10^4$ раз, а та часть характеристики $i(\Phi)$, которая соответствует виду $i = k\Phi$ допускает изменение Φ в 4—5 раз. Использовать схему I—2 также нецелесообразно, так как погрешность в измерении N отсутствует, если семейство характеристик ФЭУ $i(\Phi)$ при различных напряжениях питания отличается лишь коэффициентом пропорциональности, т. е. все функции будут вида $i = k\Phi$. Но это условие выполняется лишь на небольших начальных участках кривых, поэтому схема I—2 позволит работать в диапазоне изменения Φ , равном приблизительно 10.

Схема II—1 позволит использовать весь участок кривой до насыщения (см. рис. 3), который допускает изменение Φ в 20—22 раза, что пригодно для температурного диапазона в несколько сот градусов; дальнейшее изменение температуры приведет E_{\perp} к уровню насыщения. Если применить схему II—2, тогда в качестве редуцирующего элемента можно использовать диафрагму объектива. Единственный недостаток этой схемы — влияние помехи, которая приведет к погрешности измерения отношения; причем если помеха постоянная, то ее можно учесть при градуировке, но чаще всего это величина непостоянная. Проследим влияние помехи на примере темнового тока, составляющего в данном случае $\sim 10^{-6}$ А.

Если принять $E_{11}/E_{\perp} = 1,7$, что соответствует $\epsilon = 0,4$, т. е. случаю металлов в видимой области спектра, то при наличии темнового тока измеряемое отношение N искажается. При работе с небольшими сигналами на линейном участке, $\Delta N/N = -4\%$, при больших сигналах $\sim 1\%$. По-

грешность измерения в этом методе связана с погрешностью измерения N следующим образом:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{N(2N-1)}{(N+1)(2-N)} \cdot \frac{\Delta N}{N}$$

Для принятого случая при $N = 1,7$ $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = 5 \frac{\Delta N}{N}$. Отсюда следует, что на

окончательный результат измерения помеха может оказать весьма существенное влияние. Полезным может оказаться метод двойного редуцирования, при котором нет необходимости точно поддерживать величину одного из потоков постоянной (важно, чтобы он не доходил до уровня насыщения). В этом случае удобно воспользоваться изменением напряжения питания ФЭУ как стабилизирующей редуцией, а диафрагмой объектива в качестве второго (отсчетного) редуцирующего устройства.

Измерение цветовой температуры (T_c)

Условная цветовая температура является функцией отношения двух различных в спектральном отношении потоков излучения, и поэтому в схемах, приведенных в таблице, необходимо рассматривать два независимых коэффициента передачи S_1 и S_2 . Свойства схем измерения отношения, применительно к цветовым пирометрам, описаны в работе [5]. В настоящей статье целесообразно рассмотреть некоторые варианты реализации этих схем в том или ином пирометре и свойства схем для случая, когда передаточные функции фотоэлектронного тракта $Y(\Phi)$ различны для потоков Φ_1 и Φ_2 .

К пирометрам, построенным по схеме 1—1, следует отнести большую группу пирометров, разработанных Конструкторским бюро средств контроля и автоматизации, а именно: «Цветопир-1», «Цветопир-2» [6], «Спектропир-3» и пирометр-регулятор «Спектропир-2» [7, 8, 9], а также пирометр «Argoscol» фирмы «Siemens» [10] и польский пирометр «Apir» [11].

Пирометры типа «Цветопир» представляют собой одноканальные пирометры, работающие в видимой области спектра (в качестве приемника излучения использован сурьмяно-цезиевый фотоэлемент) (рис. 4). Принцип действия его заключается в следующем: излучение от нагреваемого объекта с помощью оптической системы направляется на приемник излучения. Поскольку прибор одноканальный, т. е. приемник один, то сигналы должны быть разделены во времени. Это осуществляется с помощью бихроматического модулятора, который представляет собой диск, вращаемый синхронным двигателем. В диске находятся цветные стекла, пропускающие излучение объекта в двух различных спектральных участках. Электрический сигнал с приемника — последовательность чередующихся импульсов, амплитуды которых пропорциональны энергии излучения объекта в двух выбранных спектральных участках, характеризующихся эффективными длинами волн λ_1 и λ_2 .

После усиления импульсы подаются на реохорд, затем один из импульсов (меньший) — на схему сравнения с постоянного сопротивления (общее сопротивление реохорда R_p), второй — с движка реохорда. Эта операция осуществляется с помощью синхрокоммутатора. Если импульсы с выхода синхрокоммутатора не равны, то в спектре такого электрического сигнала появляется гармоника частоты 50 Гц (при равенстве сигналов эта частота отсутствует), затем она выделяется, усиливается и через фазочувствительный выходной каскад подается на управляющую обмотку реверсивного двигателя. Двигатель перемещает движок реохорда до тех пор, пока импульсы на входе усилителя следящей системы не будут равны. В этом положении отношение сопротивления реохорда R_p к сопротивлению его части R_x обратно пропорционально отношению амплитуд импульсов, так как $R_p = \text{const}$, то R_x и, следовательно, положение движка реохорда определяется отношением амплитуд импульсов электрического сигнала датчика и тем самым цветовой температурой объекта.

Все остальные перечисленные пирометры этой группы представляют собой двухканальные (два приемника излучения) пирометры, работающие в инфракрасной области спектра. В качестве приемников используются при этом германиевые и кремниевые фотодиоды и фотозлемнты. На рис. 5 приведена схема немецкого пирометра «Argocol», в котором используются два кремниевых фотозлемнта; спектральное и оптическое разделение осуществляется

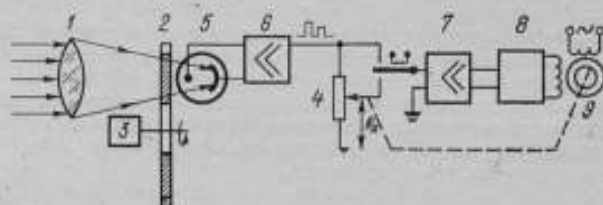


Рис. 4. Структурная схема пирометра «Цветопир»
1 — объектив; 2 — бихроматический модулятор; 3 — синхронный двигатель; 4 — реохрд; 5 — фотозлемнт; 6 — предварительный усилитель; 7 — усилитель; 8 — фазочувствительный выходной каскад; 9 — реверсивный двигатель

с помощью фильтра из фосфористого индия, пропускающего излучение от одного микрона и далее на один кремниевый фотозлемнт и отражающего излучение до 1 мкм на другой фотозлемнт. Э. д. с. каждого фотозлемнта пропорциональна излучению объекта в одном из спектральных участков. Сиг-

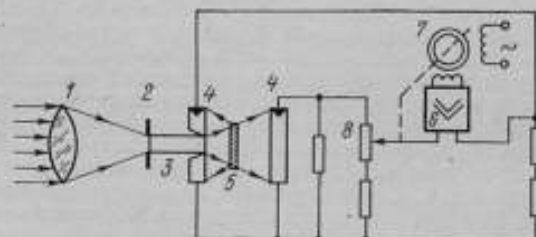


Рис. 5. Структурная схема пирометра «Argocol»

1 — объектив; 2 — диафрагма; 3 — стеклянный светопровод; 4 — кремниевый фотозлемнт; 5 — InP-фильтр; 6 — усилитель; 7 — реверсивный двигатель; 8 — реохрд

налы с фотозлемнтами включены встречно и разность их, усиленная электронным усилителем, управляет реверсивным двигателем, уравнивающим оба эти сигнала, как и в предыдущем случае. В качестве логометра, измеряющего отношение сигналов фотозлемнта, применен серийный автоматический компенсатор с некоторыми изменениями его измерительной схемы.

К приборам, построенным по схеме 1—2, следует отнести пирометры «Shawmeter» [12] и «Pyro-Eye» [13]. «Shawmeter» (рис. 6) представляет собой одноканальный пирометр, где в качестве приемника используется фотоумножитель. Разделение потоков производится с помощью вращающегося бихроматического модулятора. «Красный» сигнал управляет регулятором напряжения и через него напряжением на диодах ФЭУ таким образом, чтобы «красный» сигнал оставался постоянным, тогда величина «синего» сигнала, измеряемая стрелочным прибором, пропорциональна цветовой температуре объекта. В пирометре «Pyro-Eye» неизменной поддерживается постоянная

составляющая сигнала и измеряется его переменная составляющая. Схема 1—3 не нашла применения в схемах цветных пирометров. Типичным представителем приборов, реализующих схему И—1, может служить отечественный пирометр-регулятор РЭД [14]. Он представляет собой одноканальный прибор (рис. 7), работающий в видимой области спектра; в качестве приемника применение мультищелочной фотозлемент Ф-9. Сигналы с фотозлемента, имеющие импульсный характер, усиливаются и ограничиваются в такой последовательности несколько раз. Это позволяет увеличить чувствительность

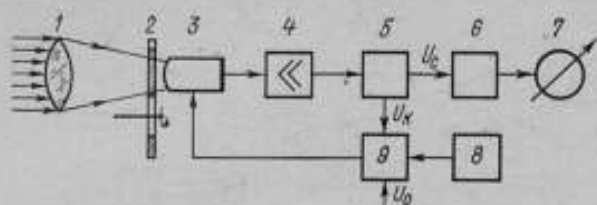


Рис. 6. Структурная схема пирометра «Schawmeter»

1 — объектив; 2 — бихроматический модулятор; 3 — фотомножитель; 4 — усилитель; 5 — синхрокоммутатор; 6 — демодулятор; 7 — измерительный прибор; 8 — источник высокого напряжения; 9 — регулятор напряжения на диодах ФЭУ

схемы к неравенству амплитуд импульсов. После детектирования разностный сигнал подается на стрелочный нуль-индикатор. В качестве редуцирующего элемента используется селективный (синий) клин, упрощенная характеристика $\tau(\lambda)$ которого показана на рис. 7. Свойства такого клина позволяют использовать его в общем потоке; это упрощает схему прибора, так как не требуется пространственного разделения потоков.

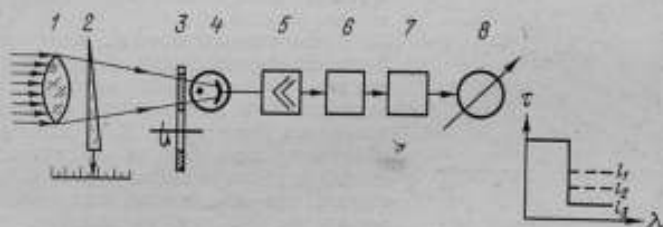


Рис. 7. Структурная схема пирометра РЭД

1 — объектив; 2 — синий клин; 3 — бихроматический модулятор; 4 — фотозлемент; 5 — предварительный усилитель; 6 — усилитель-ограничитель; 7 — фазочувствительный детектор; 8 — нуль-индикатор

По схеме И—2 построено несколько отечественных пирометров, а именно: «Спектропир-1» (рис. 8) и портативный неавтоматический пирометр «Спектропир-5» [7, 9]. «Спектропир-1» — двухканальный пирометр, в котором в качестве приемников использованы Ge-фотодиод и PbS-фотосопротивление с отсекающим Ge-фильтром. Оптическое и спектральное разделение потоков осуществляется с помощью фильтра, пропускающего излучение меньше 1,8 мкм и отражающего — после 1,8 мкм. В качестве редуцирующего элемента используется диафрагма объектива. Уровень стабилизируемого потока задается с помощью лампочки, питаемой от стабилизатора тока. Величина одного из потоков излучения объекта сравнивается с потоком от этой лампочки; при неравенстве этих потоков переменная составляющая сигнала

с фотоспротивления через усилитель управляет реверсивным двигателем, который меняет раскрытие диафрагмы. Сигнал с фотодиода, пропорциональный цветовой температуре объекта, измеряется с помощью микроамперметра М-95.

Из приведенных выше примеров видно, что часто та или иная схема измерения отношения потоков излучения реализуется в двухканальном варианте. В данном случае приходится сталкиваться с двумя разнородными характеристиками $Y(\Phi)$, что может быть связано не только с разной световой характеристикой приемников, но и схемой их включения. Рассмотрим

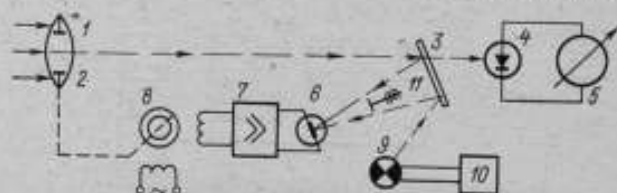


Рис. 8. Структурная схема пирометра «Спектропир-1»
1 — объектив; 2 — диафрагма; 3 — светофильтр; 4 — Ge-фотодиод; 5 — измерительный прибор; 6 — PbS-фотоспротивление; 7 — усилитель; 8 — реверсивный двигатель; 9 — лампа сравнения; 10 — стабилизатор тока; 11 — прерыватель вибрационного типа

особенности приведенных в таблице схем применительно к этому случаю для нескольких упрощенных вариантов характеристик $Y(\Phi)$ (см. рис. 9). Кривая 1 соответствует $Y = k\Phi$; 2 — $Y = Y_0 + k\Phi$; 3 — $Y = k\Phi - Y_0$. Реальная характеристика приемника может быть аппроксимирована с помощью кривых этого типа (кривая 4); коэффициент k и величина участков зависят от конкретного приемника и схемы его включения.

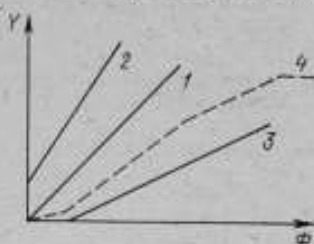


Рис. 9. Зависимости $Y(\Phi)$

Остановимся прежде всего на независимости показаний цветных пирометров от «уровня яркости», т. е. неизменности измеряемого отношения от величин потоков. Для схемы I—1, очевидно, погрешность от уровня яркости будет отсутствовать лишь при условии, что оба потока при своем изменении не выйдут из области, где $Y = -k\Phi$ (в общем случае $k\Phi^a$). Действительно, $\frac{k_2\Phi_2}{k_1\Phi_1} = \frac{k_2m\Phi_2}{k_1m\Phi_1}$, но если одна из характеристик соответствует кривой 2 или 3, то погрешность всегда будет иметь место, ибо

$$\frac{Y_0 + k_2\Phi_2}{k_1\Phi_1} \neq \frac{Y_0 + k_2m\Phi_2}{k_1m\Phi_1}$$

Для схемы II—1 погрешность также отсутствует в том случае, если $Y_1(\Phi)$ и $Y_2(\Phi)$ представляют собой кривые типа 1 или кривые 2 и 3, если для обеих характеристик Y_0 одинаково. Положение равновесия для этой схемы определяется равенством сигналов Y_1 и Y_2 после редуцирования одного из потоков в n раз. При $Y_1 = k_1\Phi_1$ и $Y_2 = k_2\Phi_2$ равенство $\Delta Y = 0$ будет иметь место, если $k_1\Phi_1 = k_2n'\Phi_2$; оно сохранится и при изменении уровня «яркости» в m раз, т. е. при $k_1m\Phi_1 = k_2n'm\Phi_2$. Это справедливо и для второго случая, т. е. если $Y_0 + k_1\Phi_1 = Y_0 + k_2n'\Phi_2$, то $Y_0 + k_1m\Phi_1 = Y_0 + kn'm\Phi_2$.

При иных сочетаниях характеристик Y_1 и Y_2 схема II-1 будет обладать погрешностью, ибо если $k_1\Phi_1 = Y_0 + k_2n'\Phi_2$, то $k_1m\Phi_1 \neq Y_0 + k_2n'm\Phi_2$; если $Y_{01} + k_1\Phi_1 = Y_{02} + k_2n'\Phi_2$, то $Y_{01} + k_1m\Phi_1 \neq Y_{02} + k_2n'm\Phi_2$. При использовании схемы II-2 сигнал Y_1 пропорционален отношению потоков при условии, что $Y_2 = Y_n$.

Если обе характеристики отвечают виду кривой 1 (см. рис. 9), то $Y_2 = k_2\Phi_2$ и $Y_n = k_2\Phi_2n''$, при этом $Y_1 = k_1n''\Phi_1 = \frac{k_1\Phi_1}{k_2\Phi_2} Y_n$. Как видно,

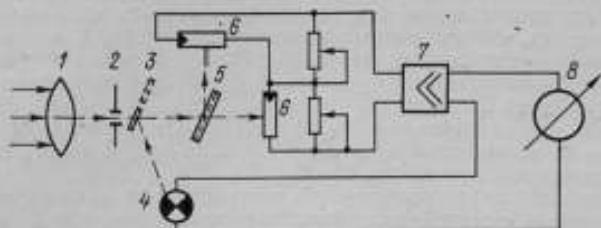


Рис. 10. Структурная схема логарифмического цветового пирометра компенсационного типа

1 — объектив; 2 — диафрагма; 3 — коммутатор световых потоков; 4 — лампа сравнения; 5 — фильтр; 6 — приемник излучения; 7 — усилитель-преобразователь; 8 — измерительный прибор

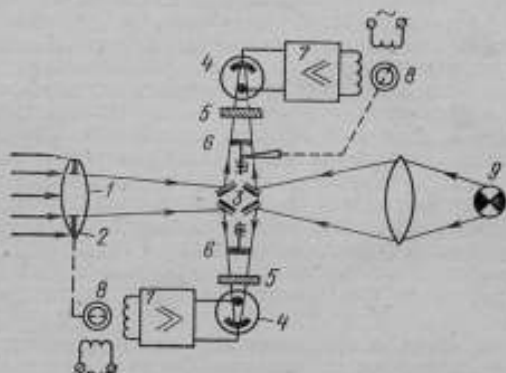


Рис. 11. Структурная схема цветового пирометра компенсационного типа с двойным редуцированием

1 — объектив; 2 — диафрагма; 3 — зеркало; 4 — приемник излучения; 5 — светофильтр; 6 — прерыватель светового потока; 7 — усилитель; 8 — реверсивный двигатель; 9 — лампа сравнения

изменение уровня не повлияет на величину Y_1 , так как

$$\frac{k_1\Phi_1}{k_2\Phi_2} Y_n = \frac{k_1m\Phi_1}{k_2m\Phi_2} Y_n$$

Если одна из характеристик представляет собой кривую 2 ($Y_2 = Y_0 + k_2\Phi_2$), то $Y_n = Y_0 + k_2n''\Phi_2$, а $Y_1 = k_1n''\Phi_1 = \frac{k_1\Phi_1}{k_2\Phi_2} (Y_n - Y_0)$. Оче-

видно, что и в этом случае погрешность будет отсутствовать. Тот же результат получим, если обе характеристики будут соответствовать кривым 2 или 3. Так, при $Y_1 = Y_{01} + k_1\Phi_1$ и $Y_2 = Y_{02} + k_2\Phi_2$ будем иметь $Y_n = Y_{02} + k_2n^m\Phi_2$ и $Y_1 = Y_{01} + k_1n^m\Phi_1 = Y_{01} + \frac{k_1\Phi_1}{k_2\Phi_2}(Y_n - Y_{02})$.

Таким образом, схема II—2 при любом виде характеристик $Y(\Phi)$ исключает погрешность от величины потоков. Естественно, что измеряемое отношение должно быть таково, чтобы сигнал Y_1 не был в зоне насыщения.

Схема II—3 по своим свойствам идентична схеме II—2, лишь диапазон измеряемых отношений шире, так как не ограничен зоной насыщения. Необходимо заметить, что при разных характеристиках $Y(\Phi)$ схема II—3 требует в общем случае точного поддержания $Y_2 = Y_n$, исключение составляет случай, когда Y_n выбирается на участке $Y = k\Phi$; при изменении Y_2 в этом участке погрешность отсутствует.

Сказанное выше следует отнести ко всем схемам, за исключением схемы II—3, где это влияние отсутствует лишь в том случае, если характеристики $Y(\Phi)$ отвечают условиям схемы II—1.

Основным источником погрешности рассмотренных схем применительно к цветовым пирометрам является нестабильность (временная и температурная) спектральной характеристики приемника. Как показывает практика, это является основным источником так называемой инструментальной погрешности прибора, вызванной тем, что измеряемые потоки разноспектральны, и поэтому всякое изменение чувствительности приемника в одной спектральной области по отношению к другой (либо одного приемника по отношению к другому) приводит к погрешности измерения отношения потоков. Для исключения этой погрешности необходимо, чтобы приемники излучения работали не в измерительном режиме, а в режиме нуль-индикатора, для чего необходим источник сравнения (обратный преобразователь), т. е. прибор следует строить по принципу компенсационного преобразования. При такой схеме очень серьезные требования в отношении стабильности предъявляются к обратному преобразователю, так как ею будет определяться погрешность прибора. Для этой цели в пирометрии обычно применяют лампы с вольфрамовой нитью накала, обладающие весьма высокой воспроизводимостью характеристик излучения, причем они используются, как правило, в определенных режимах и подвергаются специальной предварительной обработке (отжиг, старение), но компенсационные схемы пока нашли применение только в пирометрах энергетического типа.

Цветовые пирометры компенсационного типа предложены рядом авторов [15—17], но насколько нам известно, ни один из них пока не реализован.

На рис. 10 дана схема логарифмического компенсационного пирометра [15], в котором использованы два встречно включенных приемника с логарифмической характеристикой. Попеременно на них попадает излучение от объекта и лампы сравнения; переменная составляющая сигнала управляет током лампы сравнения, который в момент равновесия пропорционален цветовой температуре объекта.

На рис. 11 представлена схема компенсационного цветового пирометра с двойным редуцированием [17]. Принцип действия прибора заключается в следующем: излучение от объекта сравнивается с излучением лампы в двух длинах волн. При этом излучение от каждого из источников разделяется с помощью четырех зеркал на два канала, в каждом из которых находится приемник излучения с фильтром. С помощью неселективного клина в общем потоке (либо диафрагмы объектива) уравниваются потоки излучения от объекта и лампы в одной длине волн.

С помощью второго редуцирующего устройства уравниваются потоки от лампы и объекта в другой длине волн. Вместо второго редуцирующего устройства сигнал с приемника этого канала может управлять током лампы сравнения, который будет пропорционален цветовой температуре объекта. С метрологической точки зрения схема измерения отношения по-

токов компенсационного типа с двойным редуцированием представляется наилучшей.

В заключение отметим, что рассмотренные в статье схемы измерения отношения могут быть использованы также при измерениях таких величин, как коэффициенты отражения, поглощения, пропускания, которые по существу являются отношением двух величин. Причем часто при таких измерениях все внимание сосредотачивают на методике эксперимента, в то время как сама схема измерения отношения, как показано выше, может внести существенную ошибку в результаты эксперимента.

В будущем вопросы измерения отношения в пирометрии приобретут еще большую актуальность в связи с развитием методов двойного спектрального отношения.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Vos J. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon. — «Physica», 1954, XX, № 10, pp. 690—714.
2. Riethof T., Acchione B., Branyan E. High temperature spectral emissivity studies on some refractory metals and carbides. Temperature. Symp. 1962, v. 3, part 2, pp. 515—522.
3. Свиг Д. Я., Нарышкин С. П., Гришин В. В. Модуляционный рефлектометр для расплавленных металлов и других веществ. — Труды институтов комитета, 1960, вып. 42/102, с. 59—68 с ил.
4. Tingwaldt K., Magdeburg G. A new optical method of the determination of thermodynamic temperatures of glowing metals. Temperature. Symp. 1962, v. 3, part 1, pp. 483—486.
5. Жагулло О. М. О построении схем пирометров спектрального отношения. — «Приборы и системы управления», 1971, № 10, с. 25—28 с ил.
6. Негруцак В. Т., Жагулло О. М., Россикова Н. В., Трубицын Е. В. Цветовые автоматические пирометры «Цветопир» — «Приборы и средства автоматизации», 1964, № 9, с. 29—30 с ил.
7. Негруцак В. Т., Россикова Н. В., Трубицын Е. В. О некоторых системах пирометров спектрального отношения. — «Приборы и системы управления», 1967, № 7, с. 46—48 с ил.
8. Негруцак В. Т., Трубицын Е. В. Автоматические пирометры спектрального отношения «Спектропир-2» и «Спектропир-3». — «Приборы и системы управления», 1969, № 4, с. 46—47 с ил.
9. Негруцак В. Т., Трубицын Е. В., Россикова Н. В. Новые пирометры спектрального отношения. — «Приборы и системы управления» 1971, № 2, с. 53—54 с ил.
10. Lieneweg F., Menge K. Un pyromètre automatique à deux coulers. — «Mesures, regulation, automatisme» 1964, v. 29, № 3, pp. 67—71.
11. Miller D. Automatyyczny pirometr barwowy Apir. — «Pomiary, automatyka, kontrola», 1968, № 12, с. 542—543.
12. Murray T., Shaw V. Two-color pyrometry in the steel industry. — «ISA—journals», 1958, v. 5, № 12, pp. 36—40.
13. Ackermann S., Lord J. Automatic brightness pyrometer uses a photomultiplier «Eye». — «ISA—journals», 1960, v. 7, № 12, pp. 48—51.
14. Свиг Д. Я., Ежова Т. Н., Парфинович А. Ф. Прибор для прецизионного терморегулирования по цветовой температуре. — «Теплофизика высоких температур», 1965, № 4, с. 657—659.
15. Назаров Б. Н., Негруцак В. Т., Трубицын Е. В. Прецизионный пирометр спектрального отношения компенсационного типа. Авт. свид. № 239603, «Бюлл. изобретений», 1969, № 11.
16. Вилейшис А. И. Цветовой компенсационный пирометр. Авт. свид. № 266275, ОИПОТЗ, 1970, № 11.
17. Киренков И. И. Фотоэлектрический цветовой пирометр для измерения цветовой температуры методом красно-синего отношения. Авт. свид. № 97477. «Бюлл. изобретений», 1954, № 3.

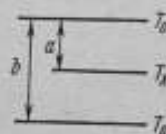
Поступила в редакцию 12/ХІ 1974 г.

ТРЕХЦВЕТНЫЙ РЕГИСТРИРУЮЩИЙ ЯРКОСТНЫЙ ПИРОМЕТР

Для регистрации температуры быстротекущих процессов при высокой температуре наиболее надежными являются методы оптической пирометрии. При исследованиях высокотемпературного объекта требуется знание его яркостных характеристик одновременно в разных участках спектра. Настоящая статья посвящена разработке методики и аппаратуры, предназначенных для исследования излучения и измерения яркостной температуры одновременно при трех длинах волны с регистрацией на шлейфном осциллографе. Методика измерения заключается в следующем: излучение исследуемого источника, соответствующее яркостной температуре T , ослабляется примерно до яркости источника сравнения. Этой ослабленной яркости соответствует температура T_x .

Излучение источника сравнения преобразуется в опорные импульсы, вершинам которых соответствуют известные яркостные температуры T_0 , T'_0 и т. д. Уровни опорных импульсов должны выбираться так, чтобы $T_0 > T_x > T'_0$. Температура исследуемого объекта T_x , соответствующая пониженной яркости, находится из соотношения

$$T_x = T_0 - \frac{a}{b} (T_0 - T'_0), \quad (1)$$



где $\frac{a}{b}$ — отношение разностей амплитуд импульсов,

Рис. 1. Схема уровней

полученное из осциллограммы (см. рис. 1). Расстояние между опорными уровнями (раствор) выбирается таким, чтобы при данном способе регистрации выходного сигнала (шлейфный осциллограф) обеспечить, с одной стороны, необходимую точность, с другой — возможно широкую область измерения температуры объекта.

Формула (1) справедлива в случае линейной связи выходного сигнала с температурой в пределах $\Delta T = T_0 - T'_0$. Это требование линейности ограничивает величину раствора между опорными импульсами и приводит к необходимости иметь не один, а несколько растворов и, следовательно, опорных импульсов. В описываемой установке их пять. Опорные импульсы «впечатываются» в запись временного изменения сигнала исследуемого источника на ленте шлейфного осциллографа, занимая около 10% общей длительности.

Указанный способ реализуется с помощью комплекса аппаратуры, состоящего из оптико-механической установки (рис. 2) и электронного пульта с управляющей и регистрирующей аппаратурой (рис. 3). Оптичная схема установки представлена на рис. 4.

Излучение от исследуемого источника 1 объективом 2, а излучение опорного источника 3 объективом 4 фокусируется в плоскость зеркального диска 5 и далее объективами 6 и 8 в плоскость полевой диафрагмы 10 и на фотоприемник ФЭУ. Диафрагма 10 установлена так, что на фотокатод попадает расфокусированный пучок. Объектив 2 состоит из двух частей, причем первая половина — подвижная.

Источник 1 находится в фокусе первой половины объектива, плоскость диска 5 — в фокусе второй половины. Благодаря этому наводка на источник 1 может производиться перемещением только первой части объектива 2. Апертурной диафрагмой служит диафрагма объектива 6. Рабочий спектральный интервал выделяется с помощью интерференционного фильтра 9.

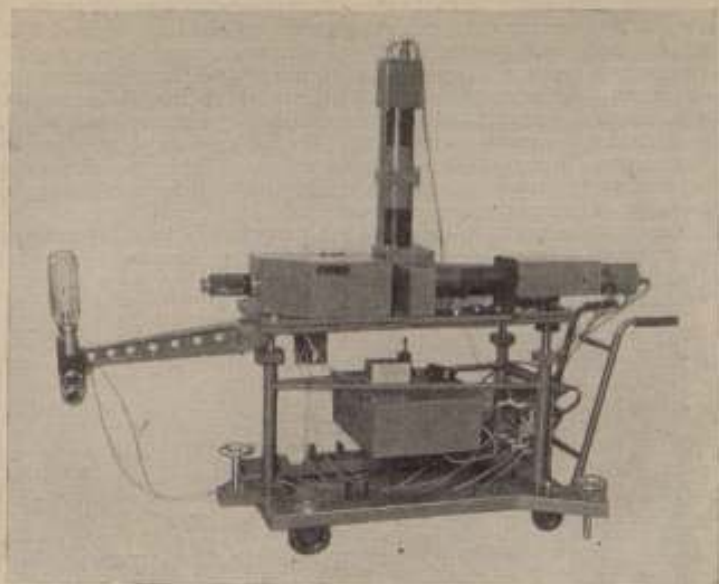


Рис. 2. Общий вид оптико-механической установки

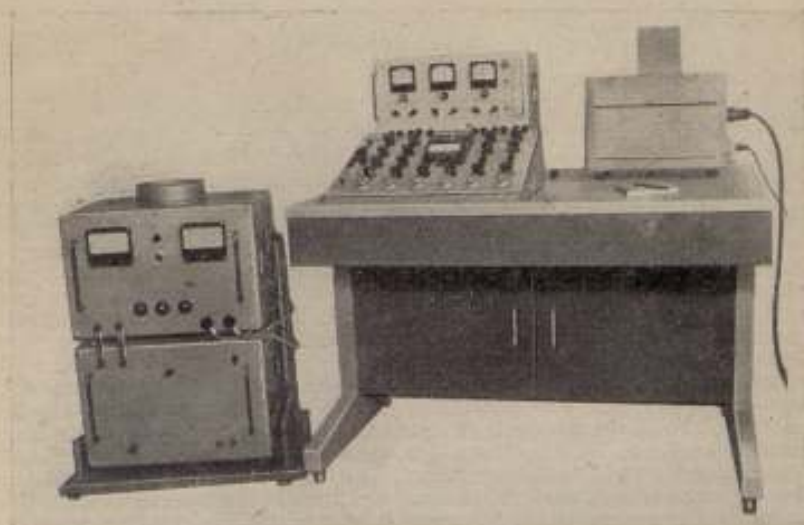


Рис. 3. Электронный пульт с источником питания температурной лампы МТКС-35

Установка позволяет регистрировать излучение одновременно в трех длинах волн. Это достигается с помощью блока плоских зеркал 7, состоящего из двух полупрозрачных и одного полного зеркал. Зеркало 11 изменяет направление одного из пучков; зеркало 12 облегчает контроль за правильностью установки температурной лампы относительно оптической оси установки. Диск 5, установленный под углом 45° к оптической оси, приводит в движение один из пучков; зеркало 12 облегчает контроль за правильностью установки температурной лампы относительно оптической оси установки. Диск 5, установленный под углом 45° к оптической оси, приводит в движение один из пучков от исследуемого источника и источника сравнения и, во-вторых, формирует опорные импульсы от источника сравнения и разделяет их во времени с импульсами от исследуемого источника.

Для создания опорных импульсов диск снабжен пятью зеркалами с различными коэффициентами отражения. В результате опорные импульсы отличаются друг от друга на определенную величину, которую легко определить с помощью градуированной лампы.

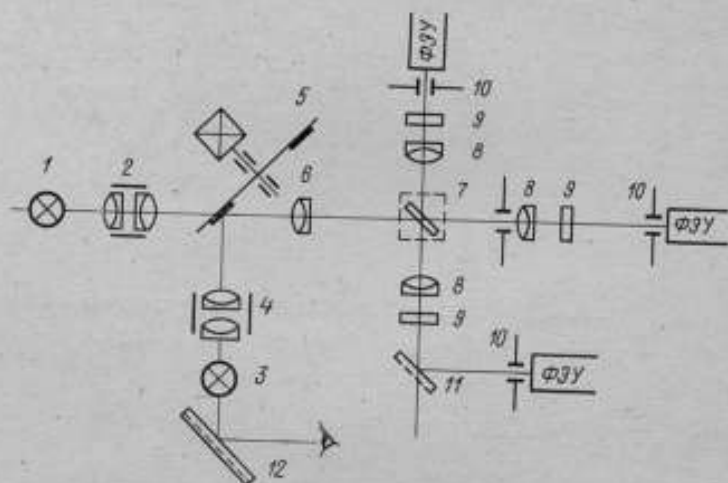


Рис. 4. Оптическая схема фотоголовки

Конструктивно установка представляет собой подвижный стол, регулируемый по высоте. Оптические элементы укреплены на столе и закрыты от постороннего света металлическими кожухами, которые защищают их также от механических повреждений и попадания пыли. Держатель патрона температурной лампы имеет подвижки для фокусировки излучения рабочей зоны лампы на полевые диафрагмы 10. С помощью съемного кронштейна держатель патрона второй температурной лампы может быть установлен на место исследуемого источника 1.

Правильность установки ламп относительно оптической оси системы контролирует осветитель — «обратный луч». Он представляет собой патрон с лампочкой и трансформатором от осветителя ОИ-19, вставленный в цилиндр с матовым стеклом. Этот цилиндр устанавливается на место ФЭУ. Лампы устанавливаются по обычной методике, принятой в пиromетрии. Чтобы на работу пиromетра не оказывали влияние механические вибрации, стол располагается на трех винтовых подрессоренных опорах. Горизонтальность стола пиromетра приводится в действие с помощью уровня. Электрическая принципиальная схема пиromетра приведена на рис. 5. Сигнал с нагрузки ФЭУ поступает на диодный ограничитель и после усиления регистрируется шлейфным осциллографом. Диодный ограничитель Д1 пропускает вершины импульсов, отрезая $\sim 70\%$ сигнала. Уровень ограничения устанавливается потенциометром R6.

Двухкаскадный усилитель постоянного тока собран по дифференциальной схеме на транзисторах $T1$; $T2$ и $T3$; $T4$ (КП103Ж и 2Т312Б). Усилитель охвачен глубокой отрицательной обратной связью. Петлевой коэффициент усиления по току порядка 200 (с разомкнутой связью около 500). Питание схемы осуществляется стабилизированным выпрямителем типа «Александрит» (591—101).

Электронный пульт содержит стабилизированный источник питания фотоголовок, стабилизированный высоковольтный источник питания ФЭУ, схему измерения рабочего тока температурной лампы, регистрирующий многолучевой осциллограф Н115.

Питание температурных ламп осуществляется с помощью стабилизированного источника постоянного тока МТКС-35. Схема измерения рабочего тока состоит из образцовых катушек сопротивления $R310$, включенных в цепь температурных ламп, потенциометра $R348$ с нормальным элементом

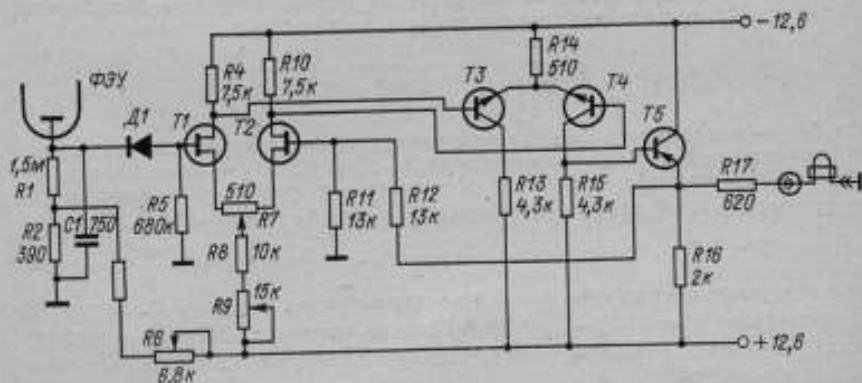


Рис. 5. Принципиальная схема фотоголовки

и батарей. Рабочий ток измеряется с погрешностью менее 0,001 А. Для питания трех ФЭУ фотоголовок был разработан стабилизированный источник высокого напряжения.

Стабилизированное напряжение на ФЭУ подается с выхода высоковольтного стабилизатора, собранного на лампе 6Н2П [1]. Все три стабилизатора подключены на выход общей системы выпрямителя, в котором высокое напряжение (~ 2 кВ) вырабатывается схемой умножения. В результате удалось изготовить компактный и надежный высоковольтный блок.

Особенности оптической системы установки, в частности примененные зеркала 5, а также различие фокусных расстояний объективов 2 и 4, привело к тому, что ветви схемы существенно несимметричны. Поэтому опорные импульсы источника сравнения необходимо прокалибровать. Для этого на место исследуемого источника устанавливается градуированная температурная лампа и изменением рабочего тока в ней уравнивают вершину импульса от этой лампы с первым опорным импульсом, затем со вторым и т. д. Таким образом, каждому опорному импульсу будет соответствовать температура, определяемая по градуировочной кривой лампы для данного рабочего тока. Рабочий ток лампы — источника сравнения при калибровке импульсов и при измерении — поддерживается неизменным. Указанная процедура производится для каждой рабочей длины волны.

При исследовании установки были определены пороговые значения яркостных температур — 1200 К в красной области и 1400 К в фиолетовой — при отношении сигнал — шум не менее 10. Чувствительность установки для этого диапазона составляет $\sim 0,2-0,4$ К на уровне 1400 К.

Температуру T исследованного источника рассчитывают по формуле

$$\frac{1}{T_x} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda_e}{c_2} (1 - e^{-c_2/\lambda_e T}) = A, \quad (2)$$

где λ_e — эффективная длина волны при экстраполяции от температуры T_x к температуре T ; $A = \frac{\ln \tau}{c_2}$ — пиromетрическое ослабление светофильтра с коэффициентом поглощения τ .

Составляющие погрешности определения температуры T подробно исследованы в работе [2], которые являются основными и для рассматриваемого пиromетра. К ним относятся ΔT_1 — погрешность определения T_x , ΔT_2 — погрешность, вызванная неточным определением λ_e , и ΔT_3 — погрешность, вызванная неточностью определения пиromетрического ослабления. В работе [2] приведены формулы расчета этих частных погрешностей:

$$\Delta T_1 = \sqrt{\delta T_1^2 + \delta T_2^2 + \delta T_3^2 + \delta T_4^2 + \delta T_5^2}.$$

где δT_1 — погрешность градуировки калибровочного источника; для лампы II разряда это 3–6 К для диапазона 1000–2000 К; δT_2 — погрешность, вызванная учетом нелинейной связи яркости и температуры в формуле (1), не превышает 0,5 К; δT_3 — погрешность измерения раствора $T_0 - T'_0$ не превышает 3К; δT_4 — погрешность, связанная с определением $\left(\frac{a}{b}\right)$, вызванная неточностью измерения a и b по осциллограмме (см. рис. 1). При величине раствора 20 мм ($T_0 - T'_0 \approx 30$ К) она не превышает 3К; δT_5 — погрешность, вызванная нелинейностью приемнорегистрирующего трака и влияющая на определение $\left(\frac{a}{b}\right)$, не превосходит 0,5 К.

Таким образом, $\Delta T_1 \approx 7,5$ К при $T \sim 2000$ К.

Вторая составляющая погрешность определения температур исследуемого источника

$$\Delta T_2 = T \left[\frac{T}{T_x} (-e^{-c_2/\lambda_e T}) - 1 \right] \frac{\Delta \lambda_e}{\lambda_e}.$$

При использовании интерференционных светофильтров можно положить $\Delta \lambda_e = 2$ нм.

Составляющая погрешность, вызванная неточным определением пиromетрического ослабления

$$\Delta T_3 = T (1 - e^{-c_2/\lambda_e T}) \Delta A.$$

Аттестация поглощающих светофильтров производится с погрешностью ΔA , меньшей $1,0 \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$.

Суммарная относительная погрешность $\Delta T/T$ была вычислена для $\lambda_e = 650$ нм при T , равной 4000 и 8000 К, и составила соответственно 0,9 и 1,8%.

Следует отметить, что приведенные значения погрешностей могут быть существенно снижены применением более точных калибровочных источников, а также более точной аттестацией интерференционных и поглощающих светофильтров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зорин Д. И., Шестопапов Ю. П. Высоковольтные стабилизаторы для питания маломощных постоянных нагрузок.— Труды метрологических институтов СССР, 1968, вып. 97 (157), с. 188—192.
2. Бражниченко Г. Н. Погрешности измерения температуры плазменных источников на новой спектропирометрической установке типа ИПСП-1, ВНИИМ.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105 (165), с. 49—53 с ил.

Поступила в редакцию 15/XI 1974 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Усовершенствование температурных эталонов	
<i>И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова, Л. И. Ошарина.</i> Определение температуры плавления платины	5
<i>И. И. Киренков, К. С. Израилов, У. В. Дийков.</i> Метрологические особенности газового термометра, работающего по методу двух резервуаров	6
<i>А. Х. Фаянс, О. С. Ефимова.</i> Интерполяция температуры с помощью высокотемпературных термометров сопротивления в диапазоне от 630 до 1064° С	14
<i>Э. А. Лапина.</i> Образцовые излучатели для пирометров излучения	19
<i>Л. И. Ошарина.</i> Влияние внешних условий на градуировочные характеристики температурных ламп	23
<i>Н. Л. Гоголев.</i> Спектр испускания импульсного плазменного источника типа ЭВ-45 в диапазоне 230—1000 нм	25
Прикладная метрология. Повышение и контроль точности	
<i>Б. К. Брагин, Б. П. Павлов.</i> Термоэлектрическая неоднородность термоэлектродных проволок	28
<i>М. С. Каяндер.</i> Установка для проверки инфракрасных пирометров суммарного излучения	40
<i>И. И. Киренков.</i> Еще раз об ошибках градуировки термометра	42
<i>Ю. Б. Беспалов, М. С. Каяндер, П. В. Минаев.</i> Плазменные источники яркости и возможность их применения в высокотемпературной метрологии	45
<i>Ю. Б. Беспалов, Г. Н. Бражниченко, М. С. Каяндер.</i> Комплекс аппаратуры для реализации и исследования плазменного излучателя высокой яркости	59
<i>В. А. Чистяков.</i> Исследование погрешностей терморadiометра излучательной способности	66
<i>Ю. Б. Беспалов, О. М. Жагулло, М. А. Карташова.</i> Некоторые особенности ленточных вольфрамовых ламп	70
<i>И. И. Киренков.</i> Погрешность термометра от теплообмена	74
<i>М. С. Каяндер.</i> О методике испытаний поверочных установок	77
Техника температурных измерений	
<i>К. Г. Черкасова, Е. В. Хованская.</i> Показания поверхностного термометра при интенсивном теплообмене с окружающей средой	82
<i>А. С. Утенюк.</i> Применение флукуационного кипения для сигнализации температуры	88
<i>О. М. Жагулло.</i> О возможностях метода пирометрии двойного спектрального отношения	91
<i>И. И. Киренков.</i> Эффективная длина волны и центр тяжести спектральной кривой пирометра	97
<i>Г. Н. Бражниченко.</i> Некоторые вопросы оптической пирометрии нагретых тел, излучение которых описывается формулой Планка	101
<i>О. М. Жагулло.</i> О некоторых особенностях схем измерения отношения потоков излучения	104
<i>Г. С. Амброк, Ю. Б. Беспалов, Г. Н. Бражниченко, В. И. Угольников.</i> Трехцветный регистрирующий яркостный пирометр	116
Рефераты публикуемых статей	123

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 536.421.4 : 536.5

Определение температуры плавления платины. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А., Ошарина Л. И. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 5—6.

Приведены предварительные результаты определения температуры затвердевания платины фотоэлектрическим методом, показывающие, что значение, полученное для точки платины в НФЛ (Англия) и СССР, согласуются и отличаются от принятого по таблице вторичных реперных точек МПТШ-68. Библ. 5.

УДК 536.5.11.081

Метрологические особенности газового термометра, работающего по методу двух резервуаров. Киренков И. И., Израилев К. С., Дьяков У. В. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 6—14.

Описан новый метод, позволяющий объединить в одном прецизионном приборе основные методические и технические достижения высокоточной газовой термометрии. Метод дает возможность определять термодинамические температуры единым образом, опираясь непосредственно только на тройную точку воды во всем диапазоне, в котором газ может еще применяться как термометрическое вещество.

Приводятся основные сведения из теории, лежащей в основе метода, параметры и принципиальная схема нового газового термометра с двумя рабочими резервуарами, работающими при постоянных одинаковой и известной температурах соответственно. Преимущество метода — уменьшение влияния наиболее существенных источников погрешности и, в том числе, эффектов сорбции газа и конденсации возможных в нем примесей, не поддающихся достаточному расчету.

Уточнено значение термодинамической температуры в точке кипения кислорода $190, 200 \pm 0,004$ К, являющейся основной реперной точкой МПТШ-68 в области низких температур. Ил. 1. Табл. 1. Библ. 12.

УДК 536.531

Интерполяция температуры с помощью высокотемпературных термометров сопротивления в диапазоне от 630 до 1084°С. Файнс А. Х., Ефимова О. С. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 14—19.

Рассматриваются вопросы интерполяции температуры в области выше 630°С с помощью высокотемпературных термометров сопротивления. Приведенные данные подтверждают приемлемость предложенной методики для работы с термометрами, выпускаемыми различной шкалы температур с МПТШ-68 в области 630°С. Расчеты, основанные на градуировках группы ВТС, аттестованных в НБС и НФЛ, показывают, что предложенная авторами методика позволяет поднять точность измерения температуры в три — пять раз по сравнению с термоэлектрическими термометрами и обеспечивает достаточно точную стыковку в области реперной точки затвердевания сурьмы. Табл. 2.

Библ. 6.

УДК 536.521.2 : 535.241.34

Образцовые излучатели для пирометров излучения. Лапина Э. А. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 19—23.

Рассмотрены образцовые излучатели — температурные лампы, ламповые модели черных тел, применяемые для передачи значения яркостной и цветовой температур в видимой и близкой инфракрасной областях спектра. Рассмотрены требования к корригирующим светофильтрам, приближающие излучение ламп к излучению абсолютно черного тела.

Указано на возможность применения ламп со специально подобранными светофильтрами для определения эффективных длин волн. Приведено описание специального источника излучения с цветовой температурой до 6000° С. Ил. 3. Библ. 8.

УДК 535.241.3 : 536.521

Влияние внешних условий на градуировочные характеристики температурных ламп. Ошарина Л. И. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 21—24.

Приведены сравнительные данные о влиянии внешних условий на градуировочные характеристики серийно выпускаемых в СССР излучателей — газонаполненных температурных ламп типа СИ10—300, применяемых для метрологических и других работ в области оптической пирометрии и вакуумных лучевых ламп, изготовленных на их основе.

Результаты исследований указывают на реальную возможность повышения точности метрологических работ при применении вакуумных температурных ламп взамен газонаполненных в ограниченном диапазоне температур, а также показывают своевременность разработки и выпуска новых отечественных температурных ламп в двух вариантах — газонаполненном и вакуумном. Табл. 1. Библ. 4.

УДК 536.521.3 : 533.916

Спектр испускания импульсного плазменного источника [типа ЭВ-45] в диапазоне 230—1000 нм. Гоголев Н. Л. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 25—27.

Проведено спектроскопическое исследование излучения конденсированного разряда в капиллярах из органических материалов: текстолита ПТК, В4, полиметилметакрилата, капролона и полиэтилена. Показано, что спектры испускания плазмы разрядов в указанных материалах в диапазоне 230—990 нм сходны и содержат сравнительно малое количество линий поглощения и излучения. Однако наличие уширенных линий поглощения затрудняет экстраполяцию значения яркостной температуры 39100 К, измеренного в области 500—844 нм, на инфракрасный диапазон. По таблице спектральных линий спектра источника ЭВ-45 можно выбрать достаточно широкие участки сплошного спектра, свободные от спектральных линий, чтобы провести калибровку и использовать источник ЭВ-45 в качестве источника сравнения в яркостной пирометрии плазмы. Ил. 1. Библ. 7.

УДК 536.212.033.081

Термоэлектрическая неоднородность термоэлектродных проволок. Брагина В. К., Павлов Б. П. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 28—30.

Проведен сравнительный анализ методов измерения термоэлектрической неоднородности, дана классификационная схема методов, проведен обзор количественных оценок термо-з. д. с. неоднородности, полученных различными авторами, введены статистические критерии неоднородности термоэлектродных проволок, даны рекомендации по определению погрешности от неоднородности ее электродов в различных температурных полях. Ил. 2. Библ. 19.

УДК 536.521.2.089.5

Установка для проверки инфракрасных пирометров суммарного излучения. Каяндер М. С. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 40—42.

Приводится описание и результаты испытания макета установки ДИКУР для проверки радиационных инфракрасных пирометров суммарного излучения.

В установке использован силиконовый излучатель и флюоритовая оптика. Установка ДИКУР позволяет производить сравнение телескопов в диапазоне 100—1200° С. Библ. 2.

УДК 536.5.089.6

Еще раз об ошибках градуировки термометра. Киренков И. И. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 42—45.

Рассматривается вопрос о погрешностях термометра, вызванных ошибками его градуировки по реперным точкам. Обсуждаются различные мнения по этим вопросам и причины их расхождений. Библ. 5.

УДК 621.387.143

Плазменные источники яркости и возможность их применения в высокотемпературной метрологии. Беспалов Ю. Б., Каяндер М. С., Минаев П. В. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 45—59.

Рассмотрены различные типы источников высокотемпературного излучения: импульсные плазменные излучатели, индукционные высокочастотные, дуговые плазменные излучатели непрерывного действия, а также материалы исследований этих источников, проведенных в СССР, США, Франции, ФРГ, Англии и т. д.

Из проведенного анализа следует, что наиболее перспективны для метрологических целей источники с импульсными дуговым разрядом в канальном с искрящейся стенкой и каскадные аргоновые дуги постоянного тока повышенного давления. Ил. 10. Библ. 46.

УДК 621.387.143

Комплекс аппаратуры для реализации и исследования плазменного излучателя высокой яркости. Беспалов Ю. Б., Бражниченко Г. Н., Каяндер М. С. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 59—66.

Излагаются результаты разработки плазменного источника высокой яркости, рассчитанного для работы при давлении рабочего газа выше атмосферного.

Приводится описание конструкции источника электрического питания и установки для исследования характеристик излучения плазматрона. Ил. 6. Библ. 6.

УДК 535.214.4.088 : 536.3

Исследование погрешностей термораднометра излучательной способности. Чистяков В. А. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 66—69.

Приведены результаты государственных приемочных испытаний термораднометра излучательной способности ТИС. Выявлены дополнительные погрешности прибора ТИС. Табл. 2. Библ. 6.

УДК 535.241.3 : 536.521.3

Некоторые особенности ленточных вольфрамовых ламп. Беспалов Ю. В., Жагулло О. М., Карташева М. А. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 70—74.

Рассматривается влияние поляризации излучения вольфрамовой ленты в сочетании с поляризующим действием оптики пирометров на погрешность измерения ее яркостной температуры, а также влияние отражения излучения ленты от стеклянного баллона лампы. Ил. 2. Табл. 2. Библ. 5.

УДК 536.5.088 : 536.24

Погрешность термометра от теплообмена. Кирейков И. И. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 74—76.

Рассматривается вопрос об испытаниях термометра на погрешность от теплообмена, возникающую из-за того, что термометр находится в тепловом контакте не только с объектом, температура которого измеряется, но и с посторонними деталями. Обсуждается целесообразность, возможность и условия выбора стандартной методики таких испытаний.

УДК 536.521.2.089.62

О методике испытаний поверочных установок. Каяндер М. С. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 77—81.

Для оценки дополнительных погрешностей поверочных установок при государственных испытаниях предполагается создавать более жесткие условия, чем при их эксплуатации. Приводится пример подобной методики при испытании установки УРПД-3. Библ. 3.

УДК 536.5.089.6 : 536.2

Показания поверхностного термометра при интенсивном теплообмене с окружающей средой. Черкасова К. Г., Ховаянская Е. В. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 82—88.

Рассматриваются особенности градуировки поверхностных термометров, а также приводится вывод зависимости тепловой проводимости поверхностного термометра от коэффициента теплообмена его с окружающей средой. Это, в свою очередь, позволяет производить пересчет поправок на показания поверхностного термометра, полученных при градуировке, к новым значениям, соответствующим реальным условиям эксплуатации. Ил. 3. Библ. 4.

УДК 536.423.1

Применение флукуационного кипения для сигнализации температуры. Утенюк А. С. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 88—91.

Показана целесообразность применения флукуационного кипения жидкостей для регистрации достижения заданных температур в условиях воздействия осложняющих внешних факторов.

Приведены примеры практического использования и материалы экспериментальной проверки стабильности сигнализатора температуры, основанных на флукуационном кипении щелочных металлов. Ил. 3. Библ. 7.

УДК 536.521.081

О возможности метода пирометрии двойного спектрального отношения. Жагулло О. М. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 91—97.

Рассматриваются возможности метода, связанные с исключением методической погрешности измерения температуры. Ил. 4. Библ. 13.

УДК 536.521.3

Эффективная длина волны и центр тяжести спектральной кривой пирометра. Киряков И. И. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 97—101.

Рассматриваются возможности и пути строгого расчета эффективной длины волны яростного пирометра по центру тяжести площади фигуры, заключенной между осью абсцисс и спектральной кривой пирометра. Библи. 4.

УДК 536.521 : 535.234

Некоторые вопросы оптической пирометрии нагретых тел, излучение которых описывается формулой Планка. Бражниченко Г. Н. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 101—104.

Показана возможность применения формул расчета эффективной длины волны, выведенной для узких рабочих спектральных интервалов пирометра, для расчета эффективных длин волны пирометра, использующих широкие (порядка 100—400 нм) рабочие спектральные участки.

Рассматривается способ оценки изменения с температурой эффективной длины волны пирометра при произвольной его аппаратной функции и применение этого способа для получения точных формул для расчета истинной и цветовой температуры нагретых тел, излучение которых описывается законом Планка. Библи. 6.

УДК 536.521.3 : 535.23

О некоторых особенностях схем измерения отношения потоков излучения. Жагулло О. М. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 104—115.

Делается попытка классифицировать схемы измерения отношения двух потоков излучения. Рассматривается применение этих схем для измерения цветовой температуры и излучательной способности материалов; обсуждаются их преимущества и недостатки. Табл. 1. Ил. 11. Библи. 17.

УДК 536.521.3.087

Трехцветный регистрирующий яркостный пирометр. Амброн Г. С., Беспалов Ю. Б., Бражниченко Г. Н., Угольников В. И. — Труды метрологических институтов СССР. «Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 181 (241), с. 116—121.

Дается описание рабочей установки для регистрации яркостной температуры объектов, длительность излучения которых не менее 0,2 с и более, в трех длинах волн. Рабочие спектральные интервалы выделяются интерференционными светофильтрами.

Приводятся оптическая и электрическая схемы конструкции, формулы для расчета температуры и погрешностей. Погрешности измерения для температур 4000 К и 8000 К составили величину соответственно 0,9 и 1,8%. Ил. 5. Библи. 2.

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

Труды метрологических институтов СССР

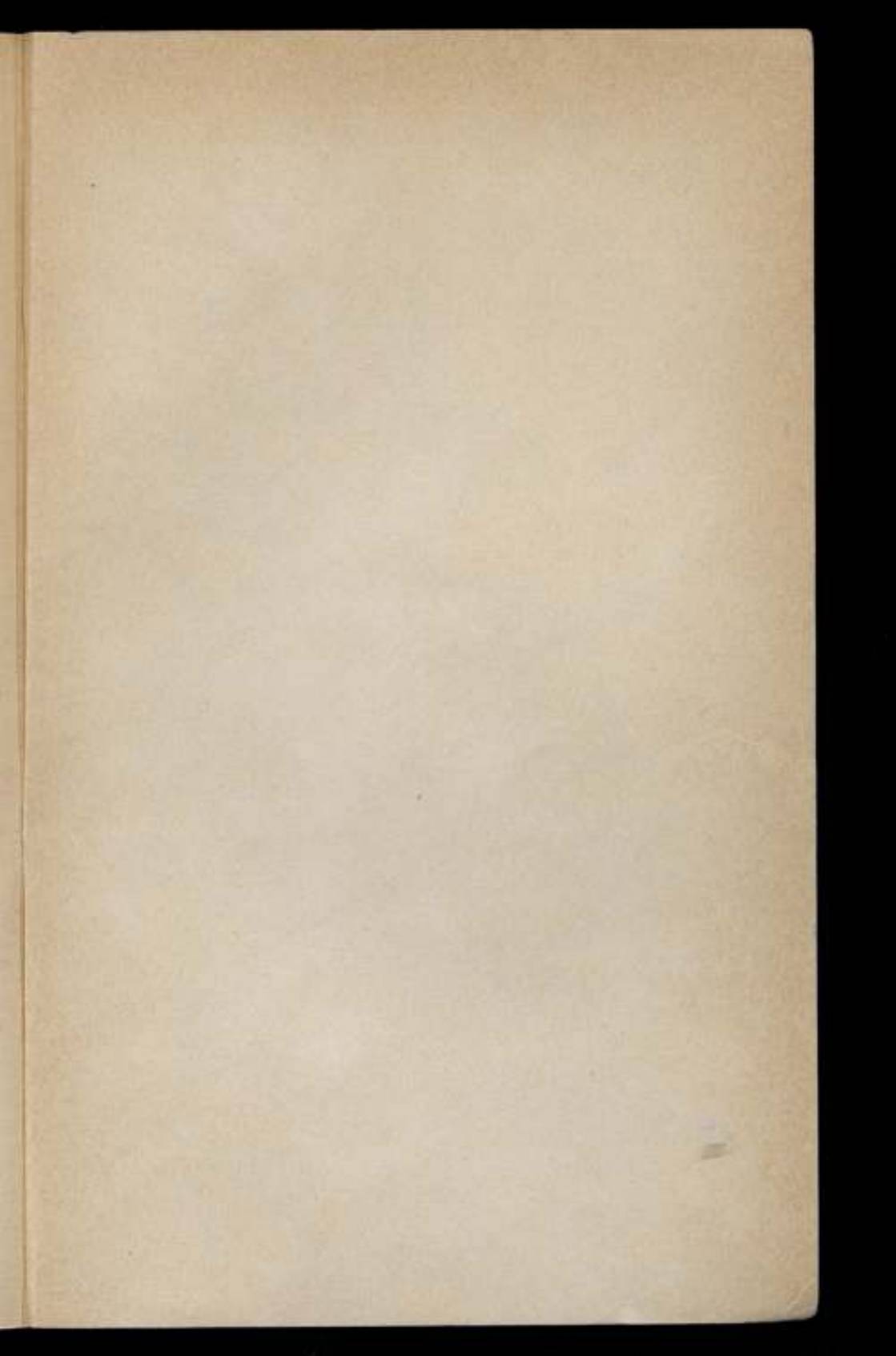
Выпуск 181 (241)

Редактор *Н. А. Шайкевич*
Технический редактор *В. И. Ботикова*
Корректор *Э. В. Лобова*

Сдано в набор 30/VI 1975 г. Подписано к печати 16/Х 1975 г.
М-24238. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 3. Печ.
л. 8. Уч.-изд. л. 10,92. Тираж 1000 экз. Заказ № 1358. Цена
1 р. 09 к.

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

Ленинградская типография № 4 Союзполиграфпрома при
Государственном комитете Совета Министров СССР по де-
лам издательства, полиграфии и книжной торговли.
195126, Ленинград, Ф-126, Социалистическая ул., 14.



Цена 1 р. 09 к.