

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

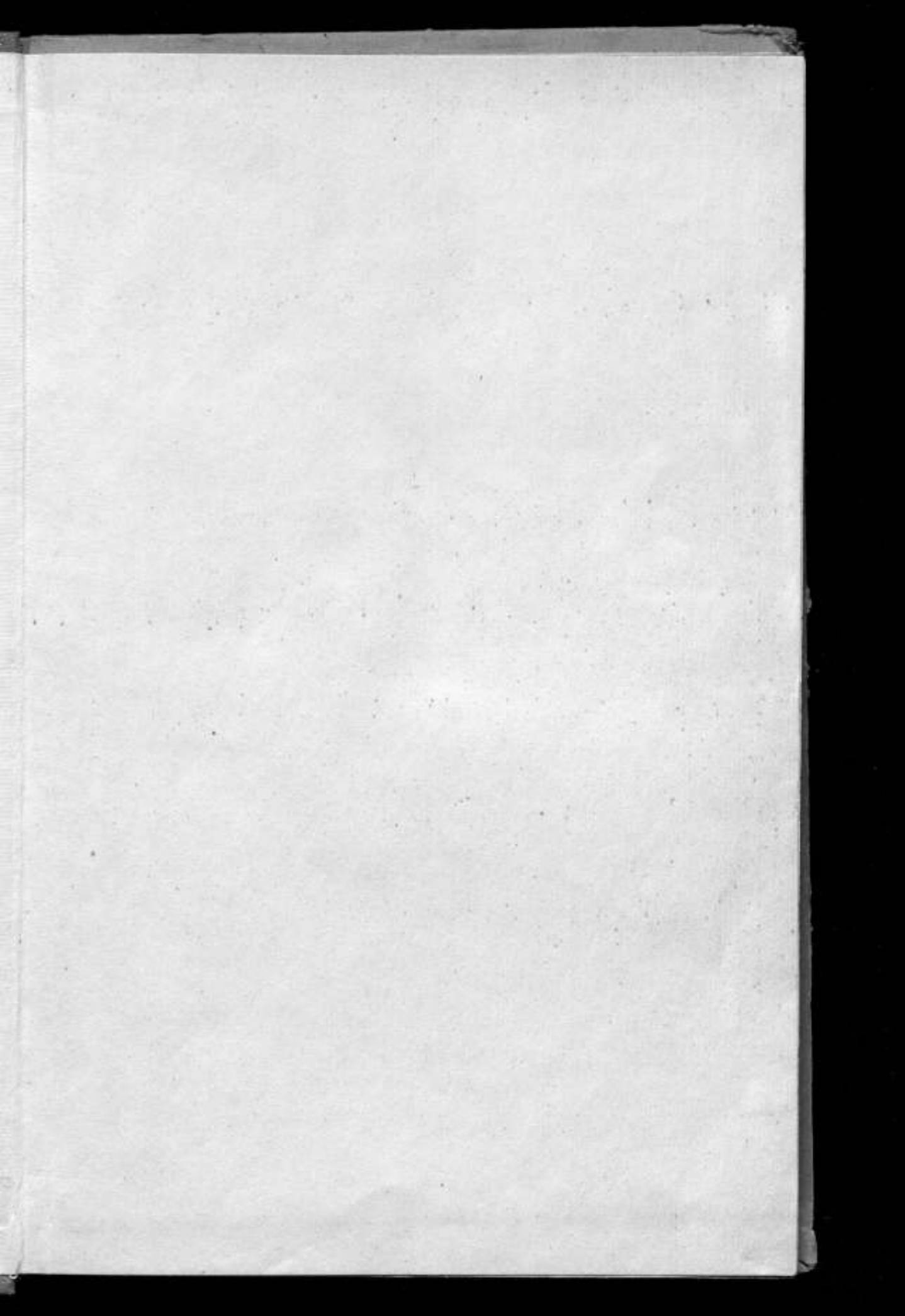
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

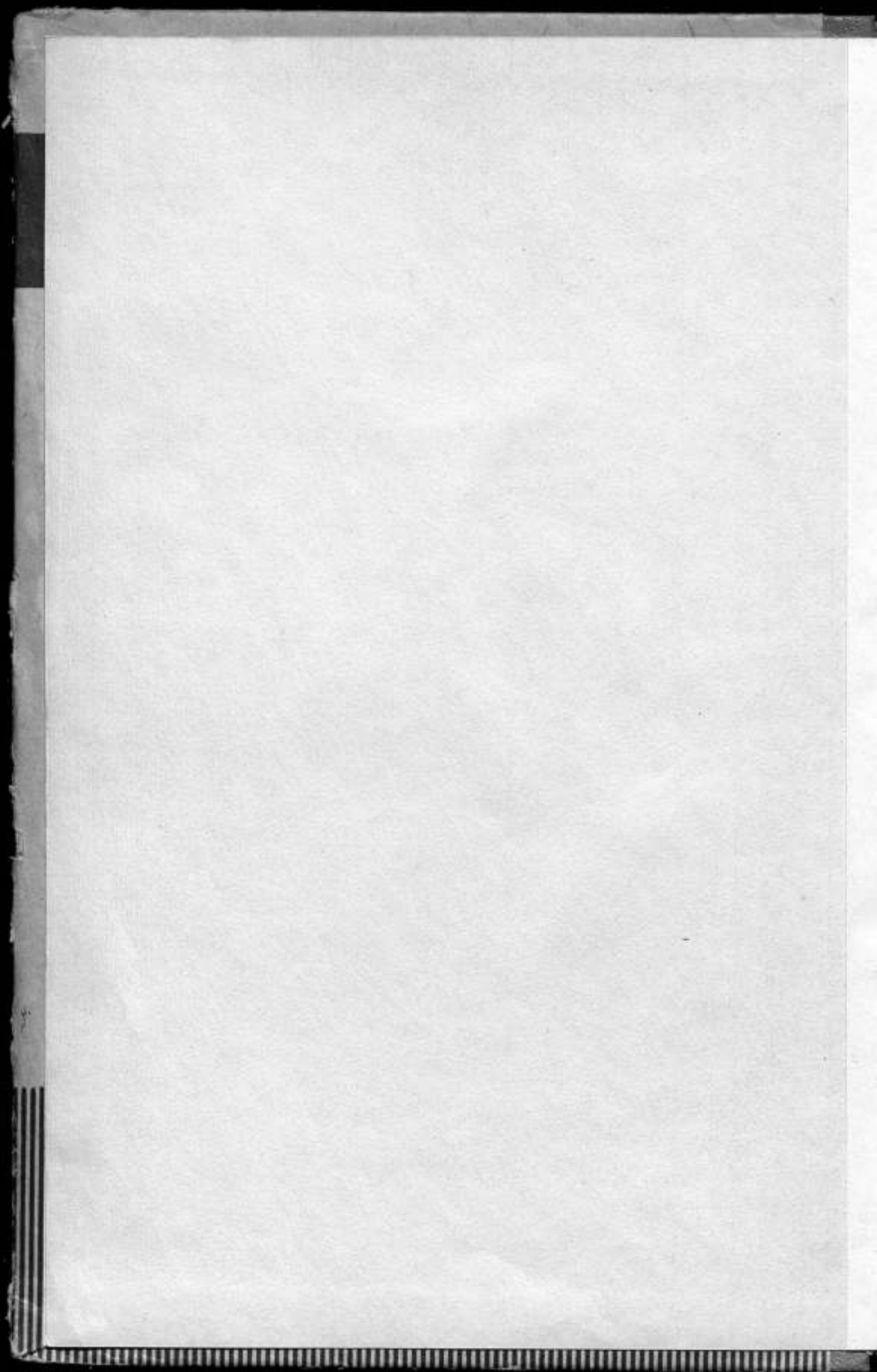
ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 105 (165)









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

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

ш 14469-6

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 105 (165)

Под редакцией
д. т. н. И. И. КИРЕНКОВА



ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ

МОСКВА—ЛЕНИНГРАД

1969

Редакционный совет

П. Н. Агаецкий, Н. Н. Александрова, В. О. Арутюнов, С. В. Горбаченко,
Е. Ф. Долинский, М. К. Жоховский, Л. М. Закс, В. В. Кандыба, Л. К. Каяк,
И. И. Киренков, Д. К. Коллеров, К. П. Широков, Е. Г. Шрамков

Ответственный редактор

д-р техн. наук проф. В. О. Арутюнов

ПРЕДИСЛОВИЕ

Особенностью температурной метрологии является проблема шкалы. В настоящее время широкое признание получили две температурные шкалы — термодинамическая и международная практическая.

Во ВНИИМ и других метрологических институтах СССР активно ведутся работы по усовершенствованию эталонной аппаратуры для осуществления температурных шкал, по повышению их точности и расширению области применения. Кроме того, разрабатываются новые эталоны и образцовые приборы, отвечающие новейшим требованиям метрологической практики. Все это требует детального исследования погрешностей температурных измерений. Описанию указанных работ и посвящен настоящий сборник.

Для осуществления термодинамической температурной шкалы ВНИИМ имеет газовый, электроакустический и термошумовой термометры. В дальнейшем для этой цели может быть использован ядерный квадрупольный термометр.

Исследования термодинамической шкалы создают научную основу для осуществления практической шкалы, что позволяет применять ее для всех (в том числе и точных) практических измерений температуры.

С помощью газовых термометров № 1 и 3 измерены термодинамические температуры ряда реперных точек. Результаты этих измерений, а также измерений, выполненных в ФРГ, по решению Консультативного комитета по термометрии, послужили основой для пересмотра Международной практической температурной шкалы (МПТШ).

Применение естественных эталонов — реперных точек, а отчасти и интерполяционных зависимостей — делает результаты исследований термодинамической температурной шкалы всеобщим достоянием, так как они используются в равной мере как в стране, выполнившей эксперимент, так и в любой другой стране. Поэтому метрологические организации освобождаются от необходимости хранить эталоны этой шкалы. Кроме того, не требуются повторные измерения температур реперных точек на том же уровне точности.

Измерения температуры по термодинамической шкале основаны на общих физических законах, связанных с определением понятия температуры. Как при всех абсолютных измерениях, точность и воспроизводимость результатов здесь ниже, чем при относительных измерениях, в частности, по практической температурной шкале. Абсолютные измерения требуют тщательного исследования работы всех деталей аппаратуры и глубокого физического анализа явлений, сопровождающих процесс измерения.

При измерении температуры эталонными приборами по практической шкале воспроизводимость результатов в десятки раз выше, чем при изме-

рении газовым термометром. Точность температурной шкалы наилучшим образом контролируется при международных сличениях. Основой практической температурной шкалы являются реперные точки. Решающее значение для точности градуировки любого термометра имеет однородность температурного поля термостата, реализующего реперную точку или обеспечивающего сличение термометров. При этом необходимо изучить все физические процессы, влияющие на температурное поле. Если же термостат реализует модель черного тела, то необходимо также всесторонне исследовать характеристики его излучения.

При измерениях выше 1064°C различия между практической и термодинамической шкалами фактически исчезают, так как при этом МПТШ осуществляется по общим физическим законам — законам излучения абсолютно черного тела. В последние годы широко применяют фотоэлектрический метод измерений. Дальнейшее повышение точности этого метода требует совершенствования оптической и фотоэлектронной аппаратуры и методики измерений, устранения в первую очередь погрешностей, связанных с рассеянием и поляризацией излучения в оптических системах и с неполным совмещением пучков света сравниваемых источников. Необходимо также разработать и усовершенствовать излучатели метрологического назначения.

Ряд статей сборника посвящен расширению пределов температур, измеряемых эталонными методами. Метрологические работы по пирометрии должны быть распространены на область высоких температур, которые наблюдаются при исследованиях плазмы.

Значительный интерес представляют также статьи сборника по вопросам практической термометрии. Сюда относятся разработка новой аппаратуры и исследование методических погрешностей, в частности, динамических погрешностей, возникающих при измерении быстро меняющихся температур.

Редактор

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ МОДЕЛИ ЧЕРНОГО ТЕЛА

Определение степени отличия реальной модели черного тела от абсолютно черного тела связано с существенными трудностями, так как известные методы определения коэффициентов излучения неприменимы к этим моделям. Между тем оценка качества модели необходима для выполнения многих точных работ в области экспериментальной пирометрии. При расчете коэффициента излучения модели нередко трудно учесть влияние ее конфигурации и неоднородности температуры внутренних стенок [1—3].

Во ВНИИМ разработана методика экспериментального определения коэффициента излучения для моделей в виде излучающей полости с малым отверстием.

Остановимся на следующей особенности рассматриваемых моделей черного тела. Погрешности такой модели в первом приближении пропорциональны коэффициенту отражения визируемой задней стенки полости. В самом деле, погрешность, связанная с наличием отверстия и с происходящим из-за него отражением внешнего излучения, в первом приближении (без учета многократных отражений) определяется формулой

$$\rho_{\text{чт}} = 1 - \epsilon_{\text{чт}} = \rho_{\text{д}} \cdot \frac{S}{\pi l^2}, \quad (1)$$

где $\rho_{\text{чт}}$ и $\epsilon_{\text{чт}}$ — соответственно коэффициенты отражения и излучения модели черного тела;

$\rho_{\text{д}}$ — коэффициент отражения материала дна полости модели;

S — площадь излучающего отверстия модели;

l — глубина полости.

Точно так же при неоднородности температуры полости возникает погрешность, пропорциональная коэффициенту отражения дна полости. В самом деле, если температура дна не равна температуре остальных стенок полости, то интенсивность $B_{\text{чт}}$ излучения, выходящего из отверстия (при пренебрежении другими источниками погрешностей), равна

$$B_{\text{чт}} = \epsilon_{\text{д}} B_{\text{д}}^0 + \rho_{\text{д}} B_{\text{ст}}^0 = B_{\text{д}}^0 + \rho_{\text{д}} (B_{\text{ст}}^0 - B_{\text{д}}^0),$$

где $B_{\text{д}}^0$ и $B_{\text{ст}}^0$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре, равной соответственно температуре дна и боковых стенок полости модели.

Из этого уравнения следует, что соответствующая погрешность модели, рассматриваемая как разность между реальным излучением из отверстия модели и излучением абсолютно черного тела при температуре, равной температуре визируемой задней стенки полости, подчиняется выражению

$$B_{\text{чт}} - B_{\text{д}}^0 = \rho_{\text{д}} (B_{\text{ст}}^0 - B_{\text{д}}^0).$$

Таким образом, с приближением, достаточным для поставленной задачи (тем более, что в окончательные формулы входят лишь отношения коэффициентов отражения), можно принять

$$\rho_{\text{чт}} = \rho_{\text{д}} f(\Delta T, l_1, l_2), \quad (2)$$

где $f(\Delta T, l_1, l_2)$ — коэффициент пропорциональности, зависящий от неоднородности температуры излучающей полости и от ее конфигурации.

Установим вблизи дна полости модели черного тела дополнительную деталь, два участка поверхности которой имеют различные коэффициенты отражения $\rho_{\text{д}}^{\prime}$ и $\rho_{\text{д}}^{\prime\prime}$. Для этого можно использовать, например, вспомогательную модель черного тела в виде металлического блока с глухим отверстием (см. рисунок).

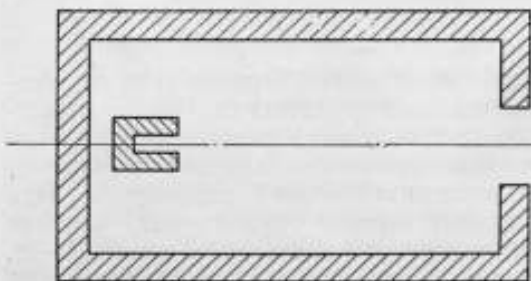


Схема эксперимента

Рассмотрим излучение, испускаемое передней торцовой поверхностью блока и его отверстием и измеряемое через отверстие модели. Будем считать, что блок имеет однородную температуру и что его коэффициенты отражения открытой поверхности и отверстия приближенно известны. При простой геометрической форме коэффициент отражения

отверстия можно приближенно рассчитать, например, по уравнению (1).

Отношение энергий излучения, измеренных через отверстие модели черного тела пирометром, визируемым на переднюю стенку блока и на его отверстие поочередно, равно

$$\frac{B'_{\text{чт}}}{B''_{\text{чт}}} = \frac{\epsilon'_{\text{чт}}}{\epsilon''_{\text{чт}}}, \quad (3)$$

где $\epsilon'_{\text{чт}}$ и $\epsilon''_{\text{чт}}$ — коэффициенты излучения модели, определяемые соответственно для двух случаев: в первом дном полости является отверстие блока, во втором — его торцовая поверхность.

Согласно уравнению (2), коэффициенты $\epsilon'_{\text{чт}}$ и $\epsilon''_{\text{чт}}$ связаны с коэффициентами отражения поверхности блока и его отверстия отношением

$$\frac{1 - \epsilon'_{\text{чт}}}{1 - \epsilon''_{\text{чт}}} = \frac{\rho'_{\text{чт}}}{\rho''_{\text{чт}}} = \frac{\rho_{\text{д}}^{\prime}}{\rho_{\text{д}}^{\prime\prime}}, \quad (4)$$

где $\rho_{\text{д}}^{\prime}$ и $\rho_{\text{д}}^{\prime\prime}$ — коэффициенты отражения торцовой поверхности блока и его отверстия.

Преобразуем уравнение (4) к виду

$$1 - \epsilon'_{\text{чт}} = \frac{1 - \frac{\epsilon''_{\text{чт}}}{\rho_{\text{д}}^{\prime\prime}}}{\frac{\rho_{\text{д}}^{\prime}}{\rho_{\text{д}}^{\prime\prime}} - \frac{\epsilon'_{\text{чт}}}{\rho_{\text{д}}^{\prime}}} \approx \frac{\frac{\epsilon'_{\text{чт}} - \epsilon''_{\text{чт}}}{\rho_{\text{д}}^{\prime\prime}}}{\frac{\rho_{\text{д}}^{\prime}}{\rho_{\text{д}}^{\prime\prime}} - 1}$$

или с учетом уравнения (3) запишем

$$1 - \varepsilon_{\text{от}} = \frac{\Delta B_{\text{от}}}{B_{\text{от}}} \cdot \frac{\rho_d}{\rho_d - \rho_d'} \quad (5)$$

где $\Delta B_{\text{от}}$ — разность яркостей торцевой поверхности и отверстия блока, измеренных через излучающее отверстие модели.

В уравнении (5) в силу симметрии исходных уравнений, одинарные индексы можно отнести к параметрам поверхности блока, а двойные — к параметрам отверстия или наоборот.

Рассмотрим случай исследования модели черного тела большого размера (например, для градуировки радиационных или фотоэлектрических пирометров). Будем считать, что одинарные индексы относятся к торцевой поверхности блока. В этом случае пренебрегаем величиной ρ_d' и запишем уравнение (5) в виде

$$1 - \varepsilon_{\text{от}} \cong \frac{\Delta B_{\text{от}}}{B_{\text{от}}} \quad (6)$$

Если коэффициент отражения задней стенки полости отличается от коэффициента отражения поверхности блока, то правую часть уравнения (6) нужно дополнительно умножить на отношение этих коэффициентов.

Теперь рассмотрим случай, когда исследуется модель черного тела малого размера (например, для градуировки визуальных или фотоэлектрических пирометров), представляющая собой блок (металлический, графитовый, из огнеупоров и т. д.), помещенный в трубчатую или иную печь. При этом для точных работ обеспечивают однородность температурного поля в центральной части печи. В этом случае дополнительный блок для эксперимента обычно не нужен — используется имеющийся. В уравнении (5) отнесем одинарные индексы к интересующему нас в этом случае излучению отверстия блока. Пренебрегая ρ_d' по сравнению с ρ_d , запишем уравнение (5) так

$$1 - \varepsilon_{\text{от}} = \frac{\Delta B_{\text{от}}}{B_{\text{от}}} \cdot \frac{\rho_d}{\rho_d} \quad (7)$$

Наличие множителя ρ'/ρ'' указывает на высокую чувствительность метода.

Рассмотрим третий случай, когда в задней стенке полости модели черного тела высверлено большое число глухих отверстий, что часто практикуется для повышения коэффициента излучения [4]. Как и выше, измерим отношение яркостей отверстий и промежутков между ними. Произведя расчет дважды, как и в двух предыдущих случаях, найдем коэффициенты отражения модели, соответствующие отверстиям и промежуткам. Общий коэффициент отражения для модели черного тела легко найти по данным этих измерений и по соотношению площадей отверстий и промежутков между ними.

Описанная методика охватывает все основные случаи исследования моделей черного тела, предназначенных для точных (градуировочных и др.) работ. Для эксперимента необходим пирометр с малым показателем визирования, что обычно не вызывает затруднений при измерении высоких температур. Измерение невысоких температур затрудняется необходимостью учитывать отражаемое излучение окружающих тел, имеющих комнатную (или иную) температуру. Это выражается в некотором усложнении уравнения (3) и его следствий.

Коэффициент излучения модели черного тела, измеренный предложенным методом, естественно, относится к той спектральной области, где определены яркости $B_{\text{чт}}^+$ и $B_{\text{чт}}^-$. Это особенно необходимо иметь в виду при ощутимой неоднородности температуры стенок полости модели, т. е. при исследовании моделей черного тела не очень высокого качества.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Vos J. C. Physica, v. XX, N 10, 1954.
2. Wagenbreth H. «Zeitschrift für angewandte Physik», v. X, N 11, 1958.
3. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота. «Труды институтов Комитета», вып. 51 (111). М.—Л., Стандартгиз, 1961.
4. Каяндер М. С. Аппаратура для градуировки и проверки радиационных пирометров до 2500° С. «Информационный листок ИТ-5, Группа измерения температуры». М.—Л., Стандартгиз, 1956.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

**ПРЕДЕЛЬНАЯ ТОЧНОСТЬ ИМПУЛЬСНОЙ
ШУМОВОЙ ТЕРМОМЕТРИИ
И ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
ИМПУЛЬСНОГО ШУМОВОГО ТЕРМОМЕТРА**

Разработанный во ВНИИМ импульсный метод использования электрических флуктуаций (теплового шума) для измерения термодинамической температуры и созданный на его основе [1—3] импульсный шумовой термометр (ИШТ) находится в стадии усовершенствования и метрологического исследования, имеющих целью создать эталонный ИШТ, предназначенный для воспроизведения нижнего участка термодинамической шкалы температур. На современном уровне развития термометрии поставленная цель будет оправдана только в том случае, если разработанный метод обеспечивает точность абсолютных измерений низких температур не хуже $0,03^\circ \text{K}$. Это обстоятельство привело к необходимости рассмотреть вопрос о потенциальных возможностях (с точки зрения минимизации случайной погрешности измерений) импульсной шумовой термометрии, реализуемых оптимальными параметрами ИШТ. И то и другое являются объектами предлагаемого теоретического исследования, на основании которого в совокупности с другими метрологическими и физическими факторами может быть определено место импульсной шумовой термометрии в ряду известных методов, служащих для воспроизведения термодинамической шкалы температур.

Роль термометрического параметра в импульсной шумовой термометрии играет \bar{n} — среднее число за 1 сек шумовых импульсов напряжения, превышающих по амплитуде заданное значение порога дискриминации V . Для случая узкополосного ($\frac{\Delta f}{f_{\text{ср}}} \ll 1$) шума, представляющего в настоящее время наибольший интерес, установлена следующая функциональная связь термометрического параметра \bar{n} с термодинамической температурой T :

$$\bar{n} = D \exp \left[-\frac{V^2}{2(b+d+cT)} \right], \quad (1)$$

где $D \approx f_{\text{ср}}$, b , d , c — константы прибора.

Регистрируемое число импульсов n является случайной величиной, а при конечном времени измерения $\tau_{\text{изм}}$ ($[\tau_{\text{изм}}] = \text{сек}$) случайной величиной будет и \bar{n} , с той только разницей, что ее дисперсия будет меньше дисперсии n в $\tau_{\text{изм}}$ раз, т. е. $\sigma^2(\bar{n}) = \frac{\sigma^2(n)}{\tau_{\text{изм}}}$. Это обстоятельство и накладывает принципиальное ограничение на предельно достижимую точность измерения температуры, поскольку при конечном времени измерения

точное значение \bar{n} остается неизвестным. Чтобы определить погрешность измерения температуры, обусловленную случайным характером величины n и конечностью времени измерения $\tau_{\text{изм}}$, необходимо располагать данными о чувствительности метода $\left(\frac{dn}{dT}\right)_V$, с одной стороны, и доверительным интервалом значений \bar{n} — с другой. Тогда, разделив вторую величину на первую, получим формулу для интересующей нас минимально возможной погрешности измерения температуры импульсным шумовым методом.

Формулу чувствительности метода получим дифференцированием формулы (1) по T при $V = \text{const}$

$$\left(\frac{dn}{dT}\right)_V = \frac{DcV^2}{2(b+d+cT)^2} \exp\left[-\frac{V^2}{2(b+d+cT)}\right]. \quad (2)$$

Доверительный интервал значений \bar{n} можно определить, пользуясь тем, что:

а) случайная величина n распределена по закону Пуассона [2, 3], в силу чего ее дисперсия $\sigma^2(n) = \bar{n}$;

б) при больших \bar{n} ($\bar{n} \geq 50$) функция распределения вероятностей величины n будет

$$F(n < m) \approx \Phi\left(\frac{m + 0,5 - \bar{n}}{\sqrt{\bar{n}}}\right),$$

где $\Phi\left(\frac{m + 0,5 - \bar{n}}{\sqrt{\bar{n}}}\right)$ — интеграл вероятностей [4].

Поэтому

$$F(\bar{n} - \sqrt{\bar{n}} \leq n < \bar{n} + \sqrt{\bar{n}}) \approx \frac{1}{2} \Phi(1) - \frac{1}{2} \Phi(-1) \approx 0,683$$

или

$$F(\bar{n} - 3\sqrt{\bar{n}} \leq n < \bar{n} + 3\sqrt{\bar{n}}) \approx \frac{1}{2} \Phi(3) - \frac{1}{2} \Phi(-3) \approx 0,997,$$

т. е. с доверительными вероятностями $P = 68,3\%$ или $P = 99,7\%$ доверительные интервалы значений n равны соответственно $\pm \sqrt{\bar{n}}$ или $\pm 3\sqrt{\bar{n}}$. Так как дисперсия величины \bar{n} в $\tau_{\text{изм}}$ раз меньше дисперсии величины n , то при тех же доверительных вероятностях доверительные интервалы значений \bar{n} будут равны $\pm \beta \sqrt{\bar{n}/\tau_{\text{изм}}}$, где β — коэффициент, зависящий от доверительной вероятности P и времени измерения $\tau_{\text{изм}}$. Значения коэффициента β , взятые из таблиц распределения Стьюдента, приведены ниже.

$\tau_{\text{изм}}, \text{сек}$	Относительный доверительный интервал β при доверительной вероятности P		$\tau_{\text{изм}}, \text{сек}$	Относительный доверительный интервал β при доверительной вероятности P	
	68,3%	99,7%		68,3%	99,7%
3	1,2	≈ 8	20	1,03	3,4
5	1,1	5,4	30	1,02	3,25
10	1,05	3,9	60	1,01	3,10

Неопределенность значения \bar{n} приведет к статистической погрешности Θ измерения температуры, определяемой формулой

$$\Theta = \frac{\beta \sqrt{\frac{\bar{n}}{\tau_{\text{изм}}}}}{\left(\frac{\partial \bar{n}}{\partial T}\right)_V} = \frac{\beta y^{-1} e^{y/2}}{V D \tau_{\text{изм}}} (\gamma + T), \quad (3)$$

где

$$y = \frac{V^2}{2(b+d+cT)}, \quad \gamma = \frac{b+d}{c}.$$

Из анализа формулы (3) следует, что при $y = 2$, т. е. когда порог дискриминации $V = V_{\text{opt}}$, причем

$$V_{\text{opt}} = 2\sqrt{b+d+cT} \quad (4)$$

функция

$$\Theta(y) = \Theta_{\text{min}},$$

где

$$\Theta_{\text{min}} = \frac{\beta c}{2V D \tau_{\text{изм}}} (\gamma + T) = \frac{1,36\beta}{V D \tau_{\text{изм}}} (\gamma + T). \quad (5)$$

В области своего минимума функция $\Theta(y)$ довольно слабо зависит от аргумента. Поэтому при измерениях не требуется точно выполнять условие $V = V_{\text{opt}}$ и допустимы значительные отклонения V от V_{opt} без существенного увеличения погрешности Θ . Так, полуторакратное отклонение (в обе стороны) V от V_{opt} приводит к увеличению Θ по сравнению с Θ_{min} приблизительно только на 8%. Принимая этот интервал значений V в качестве рабочего, можно пересчитать его по формуле (1) в эквивалентный ему интервал рабочих значений \bar{n}

$$\frac{1}{3} \frac{D}{e^2} \leq \bar{n} \leq 2 \frac{D}{e^2}. \quad (6)$$

Кстати, при выполнении условия $V = V_{\text{opt}}$ будем иметь

$$\bar{n} = \bar{n}_{\text{opt}} = \frac{D}{e^2}.$$

Формула (5) позволяет дать априорную оценку минимально возможной случайной погрешности измерения температуры методом импульсной шумовой термометрии (узкополосный вариант), если известны две основные величины: шумовая постоянная γ и константа прибора D . А так как их значения могут быть самыми разнообразными в зависимости от конструктивного исполнения ИШТ, то необходимо определить оптимальные конструктивные параметры ИШТ, от которых зависят γ и D и реализация которых (параметров) обеспечивает минимально возможное значение $\Theta_{\text{min opt}}$. Эта величина, соответствующая оптимальным параметрам ИШТ, и будет использована для интересующей нас оценки предельной точности импульсной шумовой термометрии.

Рассмотрим сначала условия, при которых величина γ будет минимальной. Для этого воспользуемся некоторыми из ранее полученных [5, 3] и приведенных ниже соотношений, справедливых для случая идеально-полосовой амплитудно-частотной характеристики усилительного тракта с граничными частотами f_1 и f_2 , относительной полосой пропускания $x = \frac{f_2}{f_1} \gg 1$, коэффициентом усиления K_0 и усилительным каскадом в качестве головного. Эти соотношения следующие:

1) Оптимальное значение сопротивления термочувствительного элемента, соответствующее максимуму генерируемого им теплового шума

$$R_{\text{д опт}} = \frac{\sqrt{x}}{2\pi C_{\text{вх}} f_2}, \quad (7)$$

где $C_{\text{вх}}$ — суммарная входная емкость первого каскада усилителя, включая собственную емкость термоприемника;

2) При выполнении условия (7) уровни основных компонентов шума на выходе усилителя: теплового шума термочувствительного элемента $U_{\text{шт}}^2$; шума, создаваемого флуктуациями сеточного тока входной лампы $U_{\text{шт}}^2$; и шума анодного тока (дробового шума) $U_{\text{шт}}^2$ той же лампы вместе с шумом последующих каскадов усилителя определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} \frac{H}{U_{\text{шт}}^2} &= cT = \frac{4k}{\pi C_{\text{вх}}} K_0^2 \left(\text{arctg} \sqrt{x} - \frac{\pi}{4} \right) T = \text{max}; \\ \frac{H}{U_{\text{шт}}^2} &= d = \frac{e_0 I_c}{\pi^2 C_{\text{вх}}^2 f_2} K_0^2 \left(\text{arctg} \sqrt{x} - \frac{\pi}{4} \right) \sqrt{x}; \\ \frac{H}{U_{\text{шт}}^2} &= b = 4kT_n R'_{\text{шл}} f_2 K_0^2 \left(1 - \frac{1}{x} \right), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $I_c = \sum |I_{c\alpha}|$ — сумма абсолютных значений всех составляющих сеточного тока входной лампы;

$R'_{\text{шл}} \approx (1,1 \div 1,2) R_{\text{шл}}$, где $R_{\text{шл}}$ — эквивалентное шумовое сопротивление входной лампы (отнесено к температуре $T_n = 293^\circ \text{K}$);

$e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{К}$ — заряд электрона;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{дж/град}$ — постоянная Больцмана.

Тогда формула интересующей нас шумовой постоянной γ , численно равной температуре термочувствительного элемента, при которой уровни теплового и собственного шумов усилителя на его выходе равны, примет вид

$$\gamma = \pi T_n R'_{\text{шл}} f_2 F_a(x) + \frac{e_0 I_c}{4\pi k C_{\text{вх}} f_2} F_c(x), \quad (9)$$

где

$$F_a(x) = \frac{1-x^{-1}}{\text{arctg} \sqrt{x} - \frac{\pi}{4}}, \quad F_c(x) = \sqrt{x}.$$

После элементарных преобразований формула (9) становится более компактной

$$\gamma = \lambda_a \xi_2(x) \left[\frac{z}{\xi_1(x)} + \frac{\xi_1(x)}{z} \right]. \quad (10)$$

Здесь

$$\lambda_a = B_2 \sqrt{B_1 R'_{\text{шл}} I_c} = B_2 \sqrt{a_m}; \quad (11)$$

$$B_1 = \frac{e_0}{4\pi^2 k T_n} \approx 10^{-1}, \quad B_2 = \pi T_n \approx 910^\circ \text{K}; \quad (12)$$

$$\xi_1(x) = \sqrt{\frac{F_c(x)}{F_a(x)}}, \quad \xi_2(x) = \sqrt{F_a(x) F_c(x)}; \quad (13)$$

$$z = \frac{f_2}{f_0}; \quad (14)$$

$$f_0 = \frac{\sqrt{B_1 R'_{\text{шл}} I_c}}{R'_{\text{шл}} C_{\text{вх}}} = \frac{\sqrt{a_m}}{\tau_{\text{ш}}}; \quad (15)$$

$$\tau_{\text{ш}} = R'_{\text{шл}} C_{\text{вх}} \quad ([\tau_{\text{ш}}] = \text{сек}); \quad a_m = B_1 R'_{\text{шл}} I_c, \quad (16)$$

где $\tau_{ш}$ — шумовая постоянная времени входного каскада усилительного тракта ИШТ;

$a_{ш}$ — безразмерная шумовая постоянная того же каскада.

На рис. 1 приведены графики функций $\xi_1(x)$ и $\xi_2(x)$, иллюстрирующие их монотонное возрастание по мере расширения полосы пропускания x усилителя.

Обращаясь к формуле (10), легко заметить, что

$$\gamma(z) = \min = 2\lambda_n \xi_2(x) \text{ при } z = z_{opt}, \quad (17)$$

где

$$z_{opt} = \xi_1(x), \text{ или } f_{2opt} = f_0 \xi_1(x). \quad (18)$$

Анализ семейства кривых обобщенной функции $\frac{\gamma}{\lambda_n} \left(\frac{z}{z_{opt}} \right)$, приведенных на рис. 2, позволяет сделать следующие выводы:

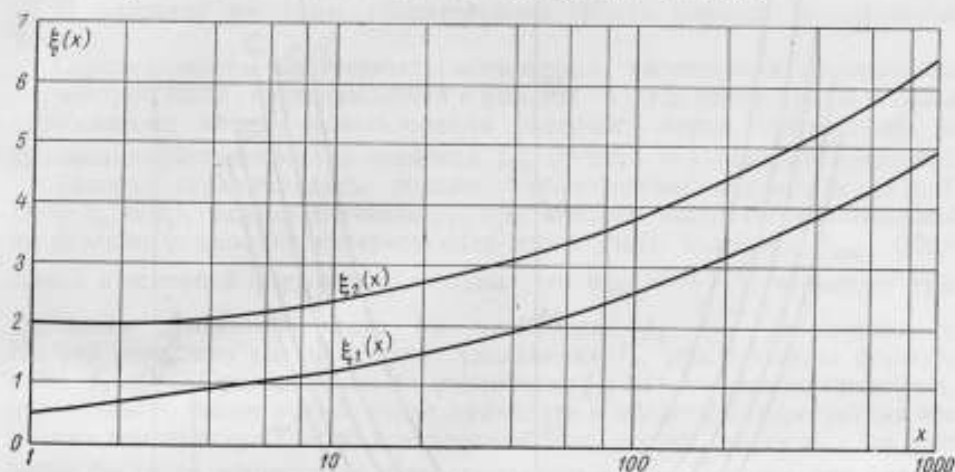


Рис. 1. График функций $\xi_1(x)$ и $\xi_2(x)$.

1) наилучшим с точки зрения получения минимального значения постоянной γ , а следовательно, и соотношений уровней шума, зависящего от температуры, и собственного шума аппаратуры, является узкополосный вариант ($x \approx 1$), хотя при умеренной широкополосности ($x \leq 10$) вполне приемлем и широкополосный вариант;

2) более существенное влияние на значение шумовой постоянной γ оказывает выбор верхней границы полосы пропускания усилителя f_2 : чем больше f_2 отличается от f_{2opt} , тем больше γ (двукратное отклонение f_2 от f_{2opt} приводит к увеличению γ приблизительно только на 22%, тогда как четырехкратное — уже приблизительно в 2,2 раза); отсюда следует и рекомендация в отношении допустимого интервала значений f_2 :

$$\frac{1}{2} f_0 \xi_1(x) \leq f_2 \leq 2 f_0 \xi_1(x) \quad (19)$$

и, в частности, для узкополосного варианта

$$\frac{1}{4} f_0 \leq f_2 \leq f_0. \quad (19a)$$

Эти выводы, равно как и лежащие в их основе формулы (8)—(19), справедливы при условии $R_n = R_{nopt}$ [см. формулу (7)]. Подставляя в формулу (7) значение $f_2 = f_{2opt} = f_0 \xi_1(x)$, после несложных преобразований с учетом формул (13) и (15) получим окончательную формулу

для оптимального значения $R_{д\text{opt}}$ сопротивления термочувствительного элемента

$$R_{д\text{opt}} = \frac{R'_{шл}}{2\pi\sqrt{a_{ш}}} \xi_2(x) = \frac{R'_{шл}}{2\pi\sqrt{B_1 R'_{шл} I_c}} \xi_2(x) \quad (20)$$

и для узкополосного варианта, когда $\xi_2(x) = 2$,

$$R_{д\text{opt}} = \frac{1}{\pi} \frac{R'_{шл}}{\sqrt{a_{ш}}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{R'_{шл}}{\sqrt{B_1 R'_{шл} I_c}} \quad (20a)$$

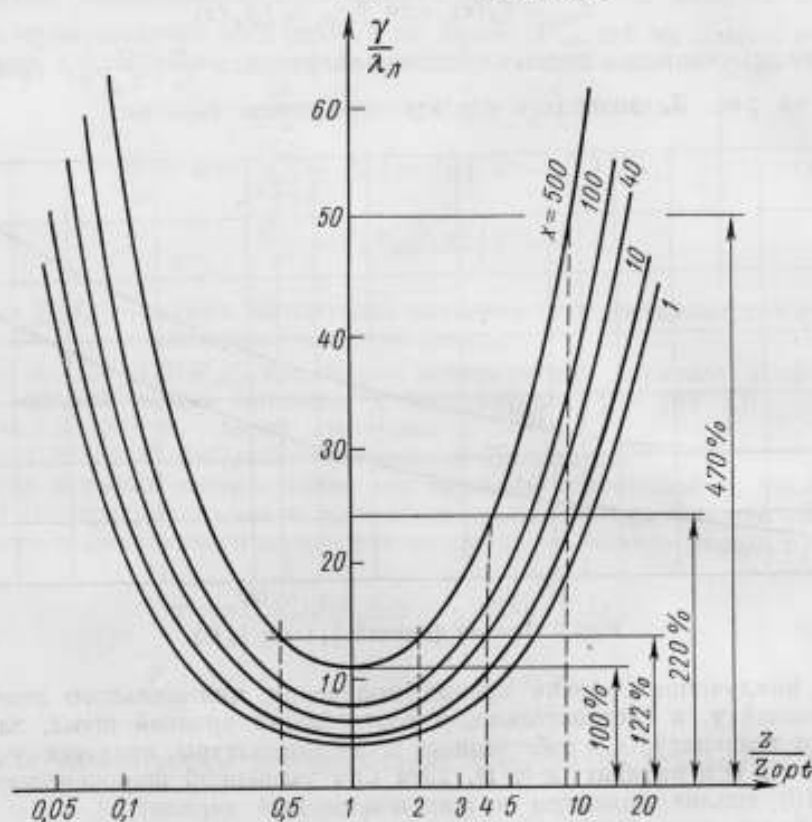


Рис. 2. Семейство кривых функции $\frac{Y}{\lambda_d} \left(\frac{z}{z_{\text{opt}}} \right)$.

Можно показать, что графики зависимости $\frac{Y}{\lambda_d} \left(\frac{R_d}{R_{д\text{opt}}} \right)$ имеют тот же вид (рис. 2), что и для $\frac{Y}{\lambda_d} \left(\frac{f_2}{f_{2\text{opt}}} \right)$. Поэтому для отношения $R_d/R_{д\text{opt}}$ допустимы те же пределы изменения, что и для $f_2/f_{2\text{opt}}$, т. е.

$$\frac{1}{2} R_{д\text{opt}} \leq R_d \leq 2R_{д\text{opt}} \quad (21)$$

Но вследствие существующей функциональной связи между $R_{д\text{opt}}$ и f_2 [см. формулу (7)] необходимо придерживаться следующего соотношения между величинами R_d и f_2 :

$$R_d f_2 \approx R_{д\text{opt}} f_{2\text{opt}} = \frac{\sqrt{x}}{2\pi C_{\text{вх}}} \quad (21a)$$

Равенство (21a) означает, что увеличение f_2 по сравнению с $f_{2\text{opt}}$ должно сопровождаться пропорциональным, пусть даже очень грубым, уменьшением значения сопротивления термочувствительного элемента R_x и наоборот. В противном случае мы попадаем на круто восходящие участки кривых рис. 2, что эквивалентно значительному увеличению шумовой постоянной γ .

Все сказанное применимо к любому методу использования теплового шума в целях термометрии, поскольку от отношения теплового шума к собственному зависит как чувствительность, так и точность температурных измерений и поскольку проблема оптимизации этого отношения решалась здесь в довольно общем аспекте, ограниченном двумя предположениями:

а) все рассмотренные компоненты общего шума — независимые случайные процессы;

б) входным каскадом усилительного тракта служит усилительный каскад.

Справедливость полученных соотношений, касающихся оптимальных параметров ИШТ, подтверждается и работой [6], где рассмотрены условия оптимизации метода использования теплового шума, основанного на сравнении (балансировке) значений \bar{U}_m^2 от двух термопреобразователей.

Теперь, ограничиваясь только узкополосным вариантом ($x \approx 1$, $D \approx f_{cp} \approx f_2$), найдем значение f_2 , при котором была бы минимальной не столько γ , сколько интересующая нас в итоге величина θ_{\min} . Обращаясь к основной формуле (5), видим, что $\theta_{\min} \sim \frac{\gamma + T}{V f_2}$, и потому тривиальным решением было бы увеличение f_2 без увеличения γ . Но это возможно только за счет увеличения f_0 , ибо, согласно формуле (19a), $f_2 \leq f_0$. Произвольное же увеличение f_2 , как это можно проверить, пользуясь кривыми рис. 2, будет приводить в области интересующих нас низких температур ($T < \gamma$) к медленному, но, все же, росту θ_{\min} за счет более быстрого возрастания γ по сравнению с $V f_2$. Поэтому для указанной области температур можно рекомендовать в качестве верхней границы полосы пропускания

$$f_{2\text{opt}} = f_0. \quad (22)$$

При этом

$$z = \frac{f_2}{f_0} = 1, \quad \xi_1(x) = \frac{1}{2}, \quad \xi_2(x) = 2$$

и потому в соответствии с формулой (10) $\gamma = 5\lambda_n$. Подставляя это значение γ и рекомендованное значение $f_2 \approx f_{2\text{opt}} = f_0$ в формулу (5), получим

$$\theta_{\min\text{opt}} = \frac{1,36\beta}{V f_0 \tau_{\text{нзм}}} (5\lambda_n + T). \quad (23)$$

Заменяя λ_n и f_0 в формуле (23) их эквивалентными выражениями из формул (11) и (15) и полагая $\tau_{\text{нзм}} \gg 50 \text{ сек}$, чем определится значение коэффициента β , получим после несложных преобразований окончательную формулу минимальной возможной погрешности измерения температуры при доверительной вероятности ее оценки $P = 99,7\%$:

$$\begin{aligned} \theta_{\min\text{opt}} &= 21 \sqrt{\frac{\tau_{\text{ш}}}{\tau_{\text{нзм}}}} \left(B_2 \sqrt[4]{a_{\text{ш}}} + \frac{T}{5 \sqrt[4]{a_{\text{ш}}}} \right) = \\ &= 21 \sqrt{\frac{R'_{\text{шл}} C_{\text{вх}}}{\tau_{\text{нзм}}}} \left(B_2 \sqrt[4]{B_1 R'_{\text{шл}} J_c} + \frac{T}{5 \sqrt[4]{B_1 R'_{\text{шл}} J_c}} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Формула (24), а также формулы (4), (6), (15), (20), (20а) и (22), определяющие оптимальные значения параметров ИШТ, решают поставленную задачу, ибо с помощью их найдена однозначная зависимость всех интересующих нас величин от первичных параметров $R'_{шл}$, I_c , $C_{вх}$. Надо полагать, что эти формулы справедливы для любой схемы входного каскада усилительного тракта, а не только для рассмотренного нами случая усилительного каскада. Обоснуем это утверждение на примере катодного повторителя — альтернативного варианта усилительного каскада.

Достоинство катодного повторителя — малая суммарная входная емкость $C_{вх}$, что дает возможность повысить оптимальное значение сопротивления термочувствительного элемента $R_{д опт}$ [см. формулу (7)], а сле-

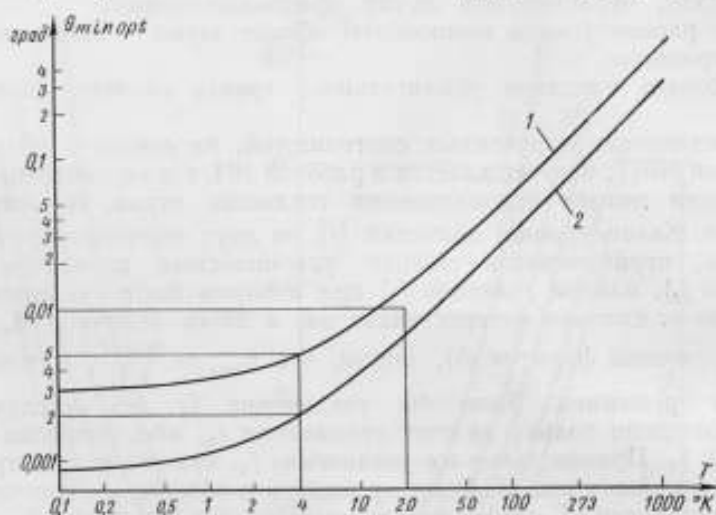


Рис. 3. Графики зависимости предельной точности импульсной шумовой термометрии $\theta_{\min \text{opt}}(T)$ для ИШТ:

1 — созданного и 2 — принципиально возможного.

довательно, и уровень полезного теплового шума. Зато недостаток катодного повторителя — большое эквивалентное шумовое сопротивление входной лампы $R'_{шл}$ за счет возросшего вклада шумов последующих каскадов усилительного тракта и дополнительного шума пассивных элементов схемы катодного повторителя. В итоге величина $\tau_{ш} = R'_{шл} C_{вх}$, входящая в формулу (24), практически не изменится. Поэтому не может существенно измениться и количественная оценка минимальной погрешности измерения температуры, которая будет служить, таким образом, показателем возможности самого метода, а не какого-либо конкретного варианта его осуществления.

На основании формулы (24) рассчитаны два графика зависимости $\theta_{\min \text{opt}}(T)$ (рис. 3), которые дают представление о возможностях как уже созданного ИШТ (кривая 1), так и принципиально осуществимого ИШТ, базирующегося на шумовых параметрах лучших современных усилительных радиоламп ($R'_{шл} \approx 200 \text{ ом}$, $I_c \leq 2 \cdot 10^{-9} \text{ а}$) и минимальной входной емкости первого усилительного каскада $C_{вх} \approx 10 \text{ пф}$ (кривая 2). Кривые рис. 3 позволяют сделать следующие выводы относительно импульсной шумовой термометрии:

1) при современном высоком уровне развития точных температурных измерений предложенный метод может успешно конкурировать с извест-

ными методами только в области температур ниже точки кипения водорода, где его минимальная погрешность не превышает 0,01 град;

2) нельзя требовать от импульсной шумовой термометрии большой точности в области более высоких температур, где наряду со статистической погрешностью регистрации среднего числа шумовых импульсов имеется и малая температурная чувствительность, которая растет только с понижением температуры [2];

3) наиболее перспективной областью применения импульсной шумовой термометрии является область гелиевых и еще более низких температур ($4 \div 0,1^\circ \text{K}$), где при доверительной вероятности $P = 99,7\%$ минимально возможная погрешность составляет $(0,002 \div 0,001)$ град.

В заключение сопоставим полученные выводы о предельно достижимой точности импульсной шумовой термометрии с аналогичными выводами Шторма [6], касающимися методов сравнения (балансировки) шумов по их средним квадратическим значениям. Минимальная относительная погрешность для температур $T \geq 100^\circ \text{K}$ в обоих случаях совпадает и составляет $(0,03 \div 0,05\%)$, тогда как в области низких температур преимущества импульсного метода бесспорны: при $T = 1^\circ \text{K}$ погрешность импульсного метода 0,1% против 10% по Шторму, т. е. на два порядка ниже.

Можно надеяться, что настоящая статья внесет определенную ясность в вопрос о месте и роли импульсной шумовой термометрии в ряду методов, предназначенных для измерения термодинамической температуры и воспроизведения термодинамической шкалы температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бродский А. Д., Саватеев А. В. Новый метод абсолютного измерения температуры. «Измерительная техника», 1960 № 5.
2. Саватеев А. В. Компенсационный импульсный термошумовой термометр. «Измерительная техника», 1962, № 2.
3. Саватеев А. В. Новый метод и аппаратура для измерения низких температур с помощью тепловых электрических флуктуаций. Автореферат диссертации. Ленинград, 1963.
4. Большев Л. Н., Смирнов Н. В. Таблицы математической статистики. М., Изд-во «Наука», 1965.
5. Саватеев А. В. Выбор условий наибольшей чувствительности импульсного термошумового термометра и возможный способ определения его постоянных. «Труды института комитета стандартов», вып. 51 (111), 1961.
6. Storm L. Z. für angew. Phys., 1962, Bd. 14, H. 3, S. 117.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.



НОВЫЙ ВАРИАНТ ИМПУЛЬСНОГО ШУМОВОГО ТЕРМОМЕТРА ДЛЯ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУР

Статья этого сборника «Предельная точность импульсной шумовой термометрии и оптимальные параметры импульсного шумового термометра»* имела целью дать перспективную количественную оценку минимально возможной погрешности измерения температуры методом импульсной шумовой термометрии, когда конструктивные параметры импульсного шумового термометра (ИШТ) выбраны в соответствии с их оптимальными значениями. Было показано, что эта погрешность

$$\theta_{\min \text{ опр}} \sim \sqrt{\tau_{\text{ш}}} = \sqrt{R'_{\text{шл}} C_{\text{вх}}}.$$

Отсюда следует, что задача конструктивного исполнения ИШТ — довести до минимума значение $\tau_{\text{ш}}$ — шумовой постоянной времени входного каскада усилительного тракта ИШТ путем снижения любой из двух входящих в нее величин: эквивалентного шумового сопротивления $R'_{\text{шл}}$ и входной емкости $C_{\text{вх}}$ головного каскада или обеих одновременно.

Цель настоящей статьи — рассмотреть пути снижения шумовой постоянной времени $\tau_{\text{ш}}$ и описать новый вариант ИШТ, способный реализовать ту перспективную точность температурных измерений, оценка которой дана в указанной выше статье.

При использовании усилительного каскада в качестве головного величина $R'_{\text{шл}}$ мало зависит от его конструктивного исполнения и определяется в основном величиной $R_{\text{шл}}$ — эквивалентным шумовым сопротивлением входной усилительной радиолампы ($R'_{\text{шл}} \approx 1,2 R_{\text{шл}}$). В этом случае приходится ограничиваться только выбором типа и экземпляра усилительной лампы с минимальным значением $R_{\text{шл}}$ (у лучших современных радиоламп $R_{\text{шл}} \approx 300 \div 200 \text{ ом}$). Однако в нашем распоряжении остается еще величина $C_{\text{вх}}$. Ее неизбежные компоненты — собственная емкость термопреобразователя $C_{\text{д}}$ и входная емкость лампы первого усилительного каскада $C_{\text{вх. л.}}$, т. е. $C_{\text{вх. шл}} = C_{\text{д}} + C_{\text{вх. л.}}$. Термопреобразователи коаксиальной конструкции, специально разработанные для ИШТ [1], имеют $C_{\text{д}} \approx 6 \text{ пф}$ для кислородно-азотных температур и $C_{\text{д}} \approx 10 \text{ пф}$ для водородно-гелиевых. Уменьшая диаметр центрального провода с 0,5 до 0,1 мм, удается несколько снизить значения $C_{\text{д}}$, доведя их приблизительно до 4,5 и 8 пф соответственно. И это, видимо, предел. Что касается $C_{\text{вх. л.}}$, то эта величина, наименьшая у каскодных

* См. стр. 9.

усилительных каскадов, для разработанной схемы предусилителя ИШТ равнялась 6 пф. Следовательно, $C_{вх. мин} \approx (10+15) \text{ пф}$ — вполне реальный нижний предел значения $C_{вх}$ для ИШТ. Однако созданный во ВНИИМ и описанный в работах [1, 2] ИШТ имел $C_{вх} \approx 35 \text{ пф}$, т. е. в (2+4) раза больше минимально возможной. Объясняется это следующим.

С целью исключения собственной нестабильности радиотехнической аппаратуры (усилителя и амплитудного дискриминатора) и повышения за счет этого точности температурных измерений была принята коммутационная методика измерений. Суть ее заключалась в том, что попеременно и с необходимой частотой к одному и тому же предусилителю присоединяли два термопреобразователя, находившихся в разных температурных средах: один — при измеряемой температуре T_x , другой — при заранее известной и неизменной температуре T_0 . Последний служил как бы источником опорного эталонного шума. Поэтому любая не слишком кратковременная нестабильность аппаратуры приводила к одностороннему изменению числа импульсов,



Блок-схема импульсного шумового термометра (ИШТ).

ТП — термопреобразователь, $C_{ш}$ — шунтирующая емкость, ПУ — предусилитель, ОА — омни-
 directional attenuator, У — усилитель, АД — амплитудный дискриминатор, СУ-1 и СУ-2 —
 счетные устройства, P_1 , P_2 и P_3 — переключатели.

зарегистрированных от обоих термопреобразователей, что позволяло исключить влияние указанной нестабильности на результаты измерения. Но такая методика привела к почти двукратному снижению температурной чувствительности ИШТ за счет увеличения $C_{вх}$ по сравнению с возможной $C_{вх. мин}$, вызванному необходимостью удалить друг от друга и, следовательно, от предусилителя термопреобразователи, находившиеся в разных кривостатах. А отдаление термочувствительных элементов — сопротивлений R_d — от сетки входной лампы снижало вдобавок стабильность коэффициента усиления и устойчивость предусилителя к самовозбуждению, вследствие чего уменьшалась надежность и точность температурных измерений с помощью ИШТ.

Во ВНИИМ разработан новый вариант ИШТ, сохраняющий все преимущества коммутационной методики и свободный от указанных ее недостатков. Сущность его состоит в следующем:

1. Из двух термопреобразователей остается только один — рабочий, конструктивно составляющий с предусилителем одно целое. Благодаря этому удается максимально приблизить R_d к сетке входной лампы, а значит, получить малую $C_{вх}$, близкую к $C_{вх. мин}$, и повысить стабильность коэффициента усиления предусилителя и его устойчивость к самовозбуждению.

2. Роль опорного, или эталонного шума играет собственный шум предусилителя, когда вход его шунтируется емкостью $C_{ш}$ ($C_{ш} \gg C_{вх}$), смонтированной непосредственно у сетки входной лампы.

Принципиальное отличие блок-схемы этого варианта ИШТ (см. рисунок) от всех предыдущих схем ИШТ [2, 3] — использование одного термопреобразователя и большой ($\sim 10^4 \text{ пф}$) емкости $C_{ш}$. Назначение $C_{ш}$ —

свести на нет шум сеточного тока входной лампы L_1 предусилителя ПУ и тепловой шум термопреобразователя ТП при подключении емкости $C_{ш}$ к сетке L_1 , поскольку эта операция эквивалентна огромному (около 10^3 раз) увеличению входной емкости ПУ. Эту емкость $C_{ш}$ то подключают к сетке L_1 (переключатель P_1 в положении 1), и уровень шума на выходе ПУ определяется только его собственным шумом $U_{соб}^2 = b$, то отключают от сетки (P_1 в положении 2), и тогда на выходе ПУ уровень шума будет выше, определяясь всеми компонентами, в том числе и тепловым шумом термопреобразователя, т. е.

$$U_{общ}^2 = b + d + cT.$$

Здесь d — средний квадрат напряжения на выходе ПУ дробового шума сеточного тока лампы L_1 ;

cT — то же теплового шума термопреобразователя, находящегося при температуре T .

Между предусилителем ПУ и основным усилителем У расположен омический аттенюатор ОА и переключатель P_2 . Когда вход ПУ зашунтирован емкостью $C_{ш}$, шум подается на основной усилитель без ослабления (P_2 в положении 1) и усиливается им до эффективных значений $\approx (15+30) \sigma$, являющихся оптимальными как для усилителя У, так и для амплитудного дискриминатора АД. Когда емкость $C_{ш}$ отключена от сетки L_1 (P_1 в положении 2) и уровень шума ПУ значительно выше, шум ослабляется (P_2 в положении 2) омическим аттенюатором с фиксированным коэффициентом ослабления κ , подобранным так, чтобы в обоих положениях переключателей P_1 и P_2 уровни шума на выходе усилителя У были близки. Это позволяет пользоваться одними и теми же значениями порога дискриминации V амплитудного дискриминатора АД, что исключает, в свою очередь, систематическую погрешность, вызываемую несоответствием номинальных значений V их истинным значениям. Итак, на выходе У будем иметь, в зависимости от положения переключателей P_1 и P_2 , разные по физической природе, но близкие по уровню (благодаря омическому аттенюатору ОА и переключателю P_2) шумы, со следующими значениями средних квадратов напряжения $\bar{\Sigma}^2$:

при P_1 и P_2 в положении 1

$$\bar{\Sigma}_c^2 = b; \quad (1)$$

при P_1 и P_2 в положении 2

$$\bar{\Sigma}_T^2 = \kappa^2(b + d + cT). \quad (1')$$

Для узкополосного шума, используемого в ИШТ, справедлива формула

$$\bar{n} = D \exp\left(-\frac{V^2}{2\bar{\Sigma}^2}\right), \quad (2)$$

где \bar{n} — среднее число регистрируемых счетным устройством СУ за 1 сек шумовых импульсов напряжения, амплитуда которых превышает заданное значение порога дискриминации V ;

$D \approx f_{cp}$ — средняя частота узкополосного шума.

На основании формул (2) и (1) для двух различных положений переключателей P_1 , P_2 и P_3 получим два уравнения:

в положении 1

$$\ln \bar{n}_c = \ln D - \frac{V^2}{2b}; \quad (3)$$

в положении 2

$$\ln \bar{n}_T = \ln D - \frac{V^2}{2\kappa^2(b + d + cT)}. \quad (3')$$

Шунтирование входа предусилителя ПУ емкостью C_m , эквивалентное увеличению его входной емкости, не влияет на амплитудно-частотную характеристику усилительного тракта и потому величины D и b в обоих уравнениях одинаковы. В этом заключается существенное преимущество данного варианта ИШТ перед ранее предложенным вариантом ИШТ с закорачиванием входа ПУ [3], поскольку величина сопротивления утечки сетки L_1 влияет на амплитудно-частотную характеристику предусилителя [4] и потому значения D и b изменяются при закорачивании входа предусилителя ПУ.

В результате деления уравнения (3) на (3') получаем

$$\frac{\ln \frac{D}{n_C}}{\ln \frac{D}{n_T}} = \kappa^2 \frac{b+d+cT}{b}. \quad (4)$$

Обозначив

$$\frac{\ln \frac{D}{n_C}}{\ln \frac{D}{n_T}} = A, \quad \frac{b}{c} = \gamma_1, \quad \frac{d}{c} = \gamma_2 \quad (5)$$

и решив уравнение (4) относительно T , получим простую и удобную формулу для расчета измеряемой температуры

$$T = \frac{A - \kappa^2}{\kappa^2} \gamma_1 - \gamma_2. \quad (6)$$

Как видно из формулы (6), результат измерения температуры совершенно не зависит от значения порога дискриминации V , что до сих пор являлось источником наибольшей аппаратной погрешности ИШТ. Таким образом, измерение температуры в предлагаемом варианте ИШТ сводится только к счету большого числа импульсов, что само по себе является самой точной и прогрессивной методикой измерения в современной метрологии. Отметим также, что величина A служит очень удобным критерием как правильности теоретических предпосылок, так и качества работы аппаратуры ИШТ. Во-первых, A не должна зависеть от V , если справедлива формула (2) и правильно работает амплитудный дискриминатор АД. Во-вторых, постоянство A при $T = \text{const}$ свидетельствует о стабильности параметров аппаратуры и о хорошей воспроизводимости результатов измерения. Для того, чтобы все это проверить, достаточно измерить \bar{n}_C и \bar{n}_T при нескольких значениях V .

Остановимся теперь на входящих в формулу (6) постоянных D [через A , см. формулу (5)], κ , γ_1 , γ_2 и способах их экспериментального определения. Постоянную D находят элементарно, измеряя \bar{n}_C или \bar{n}_T при $V = 0$, ибо $D = \bar{n}|_{V=0}$ [см. формулу (2)]. Таким образом,

$$D = \bar{n}_C|_{V=0} = \bar{n}_T|_{V=0}. \quad (7)$$

Следует отметить, что равенство $\bar{n}_T|_{V=0} = \bar{n}_{CV=0}$ также служит критерием правильности работы аппаратуры ИШТ.

Точное измерение значения коэффициента ослабления κ не представляет особого труда, поскольку может быть выполнено на постоянном токе при соответствующем исполнении омического аттенюатора ОА [1].

Пользуясь формулами (8) и (7) предыдущей статьи*, легко показать,

* См. стр. 9.

что

$$\gamma_2 = \frac{e_0}{2k} I_c R_d \approx 5,8 \cdot 10^3 I_c R_d. \quad (8)$$

Чтобы рассчитать значение γ_2 по формуле (8), необходимо измерить R_d и $I_c = \sum |I_{c_j}|$, где I_{c_j} — различные, в том числе и по знаку, компоненты сеточного тока I_1 . Измерение R_d вообще не является проблемой и выполняется на потенциометрической установке с точностью, значительно превышающей требуемую. Что же касается $I_c = \sum |I_{c_j}|$, то из всех известных компонентов сеточного тока усилительной радиолампы только один, обусловленный захватом электронов сеткой, имеет знак, отличный от других, и резко падает с возрастанием ее отрицательного потенциала [5, 6]. Это дает возможность, подобрав режим работы, поставить входную лампу I_1 в такие условия, когда $I_c = \sum I_{c_j}$ (все компоненты одного знака), и измерять сеточный ток чувствительным гальванометром. При допустимой погрешности температурных измерений меньше 0,01 град погрешность измерения I_c может быть меньше 2%, поскольку, как показали измерения, $\gamma_2 \approx 0,5^\circ \text{K}$.

Наибольшие трудности связаны с определением γ_1 . Для этого необходим дополнительный опыт, методически ничем не отличающийся от опытов по измерению температуры, но осуществляемый при известной температуре T_0 . Тогда из формулы (6) легко получить формулу для расчета значения постоянной γ_1

$$\gamma_1 = \frac{x_0^2}{A_0 - x_0^2} (\gamma_2 + T_0), \quad (9)$$

где индекс «0» указывает на то, что соответствующие величины относятся к опыту по определению γ_1 при температуре T_0 . В зависимости от диапазона измеряемых температур в качестве T_0 можно использовать и различные температурные (реперные) точки.

Диапазон измеряемых температур, °K	Реперные точки, T_0
273+78	Тройная точка воды
78+20	Точка кипения кислорода
20+4	» » водорода
≤ 4	» » гелия-4

Такой порядок построения шкалы низких температур методом ИШТ, с одной стороны, ни в чем не противоречит методу построения термодинамической шкалы, ибо исходной температурной точкой является тройная точка воды, а каждая последующая опорная точка T_0 определяется по предыдущей, а с другой стороны, обеспечивает необходимую точность измерений тем, что измеряемые и опорная температуры принадлежат к одному, не очень широкому, температурному диапазону.

Значением шумовой постоянной γ_1 , определенным указанным выше методом, можно пользоваться только в том случае, если оно не меняется от опыта по ее определению к опытам по измерению температуры. Для этого нужно, чтобы, во-первых, R_d и $C_{вх}$ были одинаковы в обоих случаях и, во-вторых, чтобы обеспечивалась хорошая воспроизводимость значения γ_1 в многочисленных опытах по ее определению. Первому требованию можно удовлетворить, имея два совершенно идентичных термопреобразователя, но таких, чтобы при T_0 и T_x значения R_d были равны в пределах допустимых отклонений. При идентичности обоих термоприемников их замена не должна влиять на γ_1 , если равны R_d . Балансировать $C_{вх}$ можно непосредственно на предусилителе с помощью микромет-

рического подстроечного конденсатора. Удовлетворить второму требованию значительно труднее, для этого требуется всестороннее исследование и усовершенствование аппаратуры ИШТ. В настоящее время во ВНИИМ всесторонне исследуется описанный новый вариант ИШТ, целевое назначение которого — измерение термодинамических температур в диапазоне $(20 \pm 2)^\circ \text{K}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саватеев А. В. Новый метод и аппаратура для измерения низких температур с помощью тепловых и электрических флуктуаций. Автореферат диссертации. ВНИИМ. Л., 1963.
2. Саватеев А. В. Компенсационный импульсный термошумовой термометр. «Измерительная техника», 1962, № 2.
3. Бродский А. Д., Саватеев А. В. Новый метод абсолютного измерения температуры. «Измерительная техника», 1960, № 5.
4. Persey H., Pyatt E. C. J. of Sci Instr., 1959, v. 36, № 6, p. 260.
5. Власов В. Ф. Электронные и новые приборы. М., Связьиздат, 1960.
6. Faierstein E. Rev. of Sci. Instr., 1958, v. 29, № 6, p. 524.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

НОВЫЙ ЭТАЛОННЫЙ СПЕКТРОПИРОМЕТР

Основной задачей метрологии в области температурных измерений является создание и применение эталонов температуры, воспроизводящих Международную практическую шкалу температур с предельной точностью. Во ВНИИМ для основных метрологических работ в области высоких температур используют эталонный спектропирометр СП-4К [1]. Применение этого прибора позволило внедрить фотоэлектрический метод построения и передачи шкалы высоких температур, при котором точность эталонов повышается в 3—5 раз по сравнению с визуальным методом [2].

Для дальнейшего повышения точности воспроизведения температурной шкалы, наряду с улучшением температурного поля и стабильности излучателей, необходимо продолжать работы по усовершенствованию оптической аппаратуры.

Одним из основных источников погрешностей спектропирометра СП-4К является рассеянный свет, возникающий во внешней (по отношению к монохроматору) оптической системе и затрудняющий фиксацию рабочего участка излучателя, яркость которого измеряется. Влияние рассеянного света не устраняется даже при измерениях, проводимых распространением в пирометрии относительным методом. Особенно это проявляется при построении шкалы высоких температур фотоэлектрическим методом, требующим высокой точности [3].

Основным источником рассеянного света в установке СП-4К является разделительная призма. В установках типа СПК применяют поворачивающие призмы, которые вызывают эту же погрешность. Кроме того, призмы являются источником еще одной погрешности, вызванной поляризацией света.

Степень поляризации света, отраженного от алюминированной поверхности под углом $\sim 45^\circ$, в значительной мере зависит от угла его падения. Сумма углов падения двух лучей на две рабочие грани призмы вблизи разделительного угла равна $180^\circ - a$ (a — угол между рабочими гранями призмы). При изменениях юстировки оптической системы увеличение угла падения одного луча сопровождается уменьшением угла падения второго луча. При этом степень поляризации одного луча увеличивается, а другого уменьшается, что существенно влияет на симметрию поглощения лучей от двух сравниваемых источников. Изменение юстировки в процессе измерений, вызванное недостаточной жесткостью конструкции, нагревом от излучателей или другими причинами, приводит к нестабильности показаний.

Во ВНИИМ разработана новая спектропирометрическая установка СПКУ. Особенностью ее оптической системы является отсутствие разделительных и поворотных призм или других деталей между объективами внешней оптической системы и диафрагмой поля зрения.

Основные принципы конструкции нового спектропирометра аналогичны принятым в установках СПК, созданных в ХГНИИМ [4, 5] и СП-4К, разработанной во ВНИИМ. Блок-схема установки СПКУ представлена на рис. 1.

Принцип действия установки основан на нулевом модуляционном методе. Излучение сравниваемых источников, пройдя через двойной монохроматор, попадает на фотоумножитель. Специальный модулятор направляет световые потоки от сравниваемых источников поочередно в щель монохроматора с заданной частотой. При замещении одного потока другим при равных яркостях источников суммарный световой поток, попадающий на фотоумножитель, остается постоянным по времени и в пространстве, а фототок не содержит переменной составляющей. В случае неравных яркостей фототок имеет переменную составляющую с частотой, равной частоте модуляции. Эта составляющая после усиления и детектирования вызывает отклонение стрелки прибора, указывающее на неравенство яркостей. Установка обнаруживает изменение яркостной температуры источника до сотых градуса.

Расположение основных узлов

Установка СПКУ состоит из оптической и электрической частей.

На оптической скамье (рис. 2) размещены рельсы для перемещения кареток, на которых укреплены держатели температурных ламп; внешняя оптическая система с модулятором, объективами и микроскопом; двойной монохроматор и сменные фотоячейки для фотоумножителей различных типов.

В горизонтальной части электрического стенда (рис. 3) спектрометра вмонтированы реостаты температурных ламп и потенциометр типа Р308. В центре стенда под выдвижной крышкой столика находятся катушки сопротивления и нормальный элемент, а в вертикальной части стенда — электронные и показывающие приборы. Выпрямитель типа ВС-12 подает выпрямленное и стабилизированное напряжение (300 в) на электронное устройство и струнный модулятор, а блок высоковольтного стабилизатора БВ-2 изменяет его от 500 до 2500 в для питания фотоумножителей. Осциллограф типа С1-5 контролирует работу модулятора. Электронное устройство (узкополосный усилитель и синхронный детектор) предназначено для усиления и детектирования фототока. Указатель равенства яркостей сравниваемых источников, включенный на выходе синхронного детектора, представляет собой микроамперметр с нулем в середине шкалы. Струнный генератор с модулятором модулирует световой поток и подает опорное напряжение на синхронный детектор. Блок генератора расположен на оптической скамье под монохроматором.

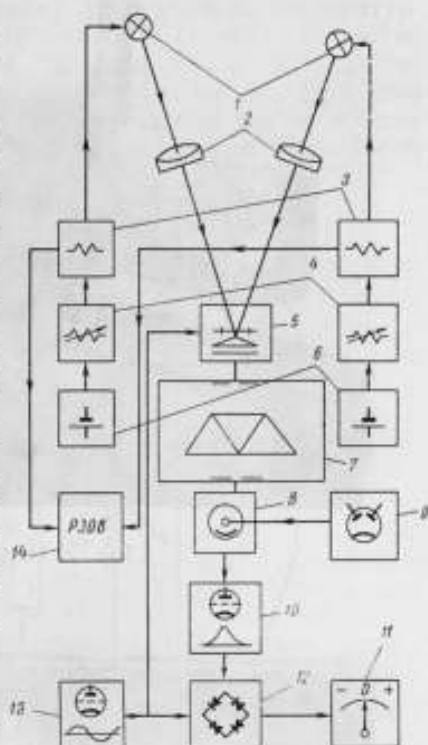


Рис. 1. Блок-схема установки СПКУ.

1 — сравниваемые излучатели; 2 — объективы; 3 — образцовые катушки сопротивления; 4 — реостаты; 5 — модулятор; 6 — батареи; 7 — двойной монохроматор с зеркальными параболическими объективами; 8 — ФЭУ; 9 — источник питания; 10 — узкополосный усилитель; 11 — указатель равенства яркостей; 12 — синхронный детектор; 13 — струнный генератор; 14 — потенциометр.

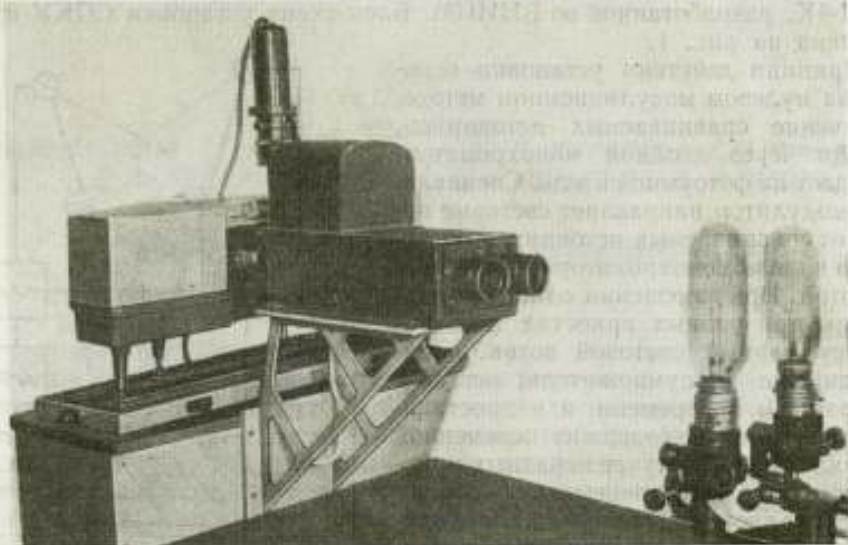


Рис. 2. Оптическая часть СПКУ.



Рис. 3. Электрическая часть СПКУ.

Оптическая система

Оптическая система (рис. 4) спектропиromетра имеет два канала с углом $2\alpha = 14^\circ$ между ними. Такая схема исключает применение в оптической системе поворотных призм или зеркал. Излучение от температурных ламп направляется сменными объективами O_1 и O_2 через отверстие диаметром 0,9 мм зеркальной диафрагмы $З$ на бипризму $Б$ модулятора. Бипризма разделяет световой пучок от каждой лампы на два. При этом крайние пучки поглощаются диафрагмой $Д$, а остальные два поступают на линзу O_3 , которая собирает их и дает изображение ламп в плоскости входной щели S_1 монохроматора. Линза O_3 работает с увеличением порядка 1 : 1.



Рис. 4. Оптическая схема СПКУ.

Изображения ламп образуются на поверхности зеркальной диафрагмы и накладываются одно на другое. Чтобы наводить на щель одно и то же, отмеченное индексом место на ленте температурной лампы, изображения ламп в плоскости зеркальной диафрагмы рассматривают с помощью микроскопа. Плоскость зеркальной диафрагмы наклонена к оптической оси входной трубы монохроматора под углом 12° . При этом отраженный от плоскости зеркала свет не попадает обратно в объектив и на линзу лампы, что могло бы привести к ошибке в измерениях. Пучки отражаются от зеркала, и один из них в зависимости от положения микроскопа попадает на его объектив. На зеркале нанесены штрихи, указывающие расположение изображений относительно щели. Обойма микроскопа подвижна и фиксируется в четырех положениях. В двух положениях рассматривают изображения температурных ламп в плоскости зеркал $З$, в двух других — проверяют юстировку и ход лучей от модулятора до входной щели монохроматора S_1 .

По принципу действия модулятор в СПКУ аналогичен модулятору в СПК-1, но отличается от него конструктивно. Он представляет собой небольшую стеклянную бипризму с размерами $1,5 \times 2,0 \times 0,5$ мм и углами при основании 14° , укрепленную на струне, которая колеблется с частотой 760 гц и амплитудой $\sim 0,3$ мм. При неподвижной струне ребро призмы делит щель на две равные части, и половина каждого из двух падающих на щель пучков попадает на первое параболическое зеркало монохроматора. При движении бипризмы один из пучков, попадающих в объектив, уменьшается, а другой — увеличивается, но при равных яркостях источников сумма их остается постоянной. Струна пересекает поле постоянного

магнита и приводится в движение проходящим через нее переменным током. Она включена в цепь обратной связи трехкаскадного усилителя и образует вместе с ним струнный генератор с самовозбуждением.

Бипризма модулятора расположена непосредственно за зеркалом 3. Зазор между ее ребром и плоскостью зеркальной диафрагмы (плоскостью изображения) составляет около 0,9 мм. Бипризму нужно располагать на середине струны, чтобы избежать крутящего момента. Концы струны закреплены на специальных каретках так, что положение точек крепления можно изменять, добиваясь правильного расположения призмы относительно щели. Чтобы уменьшить износ опор струны, вызывающий

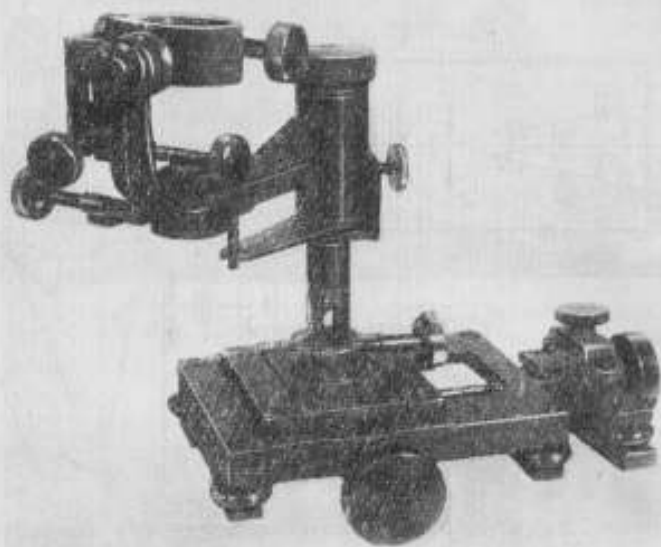


Рис. 5. Каретки для перемещения и установки температурных ламп на СПКУ.

рост декремента затухания, струна изготовлена в виде ленты (сечением $0,4 \times 0,05 \text{ мм}^2$) из фосфористой бронзы и опирается на рубиновые призмы, закрепленные на этих же каретках. Натяжение струны регулируют специальными винтами.

В спектропирометре СПКУ применен двойной призмный монохроматор, работающий в видимой области спектра 450—1000 нм. Конструкция монохроматора обеспечивает доступ к его деталям при юстировке. В качестве объективов использованы внеосевые параболические зеркала диаметром 80 мм с фокусным расстоянием 270 мм. Независимость результатов измерения от геометрических параметров системы обеспечена наличием апертурной диафрагмы на одном объективе монохроматора, которая всегда должна быть заполнена светом. Тридцатиградусные диспергирующие призмы изготовлены из стекла ТФ-2. Существенным отличием этого монохроматора от примененного в СП-4К является добавление в оптическую систему двух зеркал, которые поворачивают оптическую ось, а вместе с ней и изображение пучка на 90° при движении бипризмы модулятора в плоскости спектра. Иначе наблюдалась бы зависимость используемого спектрального интервала от амплитуды колебаний бипризмы. Поворотные зеркала работают аналогично известной призме Порро.

В комплект спектропирометра СПКУ входят горизонтальная и вертикальная фотоячейки, что позволяет использовать большое число различных фотоумножителей. Так, в процессе работы в горизонтальной ячейке применяли ФЭУ-22 и ФЭУ-17, а в вертикальной — ФЭУ-51 и ФЭУ-25.

Механизмы крепления ламп

Для установки температурных ламп в рабочее положение применяют специальные каретки (рис. 5). Патрон лампы снабжен змеевиком для охлаждения водой. Лампы устанавливаются в строго определенное положение на оптической оси с помощью механизмов, перемещающих их по шести степеням свободы.

Относительно трех взаимноперпендикулярных осей лампы поворачивают с помощью юстировочных винтов в пределах $15-20^\circ$. Поступательные движения лампы происходят как грубо, так и плавно. Поперек оптической оси лампы передвигают, перемещая верхнюю каретку в направляющих типа «ласточкин хвост». Для значительного смещения лампы параллельно оптической оси (например, при работе с устройством для удвоения яркостей [2]) служит кронштейн, который поворачивают относительно вертикальной оси и закрепляют в нужном положении.

Испытание установки

Чувствительность фотоэлектрического спектропирометра зависит от температуры ламп, ширины входной и выходной щелей, входной апертуры пирометра, напряжения питания фотоумножителя, флуктуаций фототока, длины волны, при которой сличают лампы, точности совпадения частоты и фазы узкополосного усилителя и струнного генератора. Поэтому можно лишь указать максимальную чувствительность при определенной температуре, ширине щелей и длине волны. Чувствительность системы определяли экспериментально при условиях, при которых чаще всего сличают температурные лампы на установке СП-4К, т. е.

ширина входной щели	0,6 мм
» выходной щели	1,5 »
температура сличаемых ламп	1063° С
длина волны	656,3 нм
напряжение ФЭУ-51	1800 в

Наблюдаемая при этом чувствительность $0,02-0,05$ град на одно деление указателя равенства яркостей является достаточно высокой, так как колебания его стрелки от флуктуационных шумов не превышают 1—2 деления.

Влияние амплитуды колебания струны модулятора на результаты измерения устанавливали экспериментально. Данные экспериментов приведены в таблице. Как видно из таблицы, при отклонении амплитуды от рабочей нарушения равенства яркостей оставляют от $-0,2$ до $+0,3$ град. Они могут быть вызваны неоднородностью температурного поля ленты лампы. При измерениях опасность внесения такой ошибки мала, так как ток в струне стабилизирован и с помощью микроскопа амплитуда контролируется достаточно надежно ($\pm 0,01-0,02$ мм).

Сила тока лампы, а		Амплитуда, мм	Отклонение силы тока	
образцовой	сличаемой		а	град
10,7335	11,1462	0,25	—	—
10,7335	11,1496	0,21	+0,0034	+0,3
10,7335	11,1455	0,27	-0,0007	-0,1
10,7335	11,1444	0,29	-0,0018	-0,2

Для определения воспроизводимости градуировки ламп Си-10-300 их многократно сличали между собой при температуре 1063°C и длине волны $656,3\text{ мкм}$. Яркость ламп сравнивали двумя методами — тары и взаимного сличения, т. е. их сличали попарно, переставляя на оптической скамье спектропирометра. Средняя квадратическая погрешность ряда измерений, как и в пирометре СП-4К, составляла $\pm 0,4\text{ град}$ и, по-видимому, была вызвана нестабильностью ламп Си-10—300.

Кроме того, две лампы Си-10—300 № 58 и 67, входящие в состав первичного эталона, многократно сличали при длине волны $656,3\text{ мкм}$ и температуре 1063°C . Результаты сличения совпадали с полученными ранее на установке СП-4К в пределах $0,1\text{ град}$.

Исследование влияния рассеянного света

При сличении ламп на спектропирометрических установках влияние рассеянного света проявляется в основном в монохроматоре и во внешней оптической системе. В первом случае оно затрудняет определение эффективной длины волны и устраняется, как и в установке СП-4К, применением двойного монохроматора даже при различных спектральных характеристиках сравниваемых излучателей. Во внешней оптической системе рассеянный свет затрудняет фиксацию рабочего участка излучателя, яркость которого измеряется, а также фиксацию апертурного угла, в пределах которого измеряют яркость.

Внешняя оптическая система воспроизводит действительное изображение излучателя в плоскости входной щели монохроматора, причем изображение рабочего участка излучателя проецируется на щель. При этом источником рассеянного света в головке внешней оптики могут быть как нерабочие, так и рабочие участки излучателя.

Излучение боковые, нерабочие участки излучателя не проецируется непосредственно на щель, однако, рассеиваясь во внешней оптической системе, частично попадает в нее. Это вызывает погрешность, величина которой зависит от геометрических размеров периферийной яркости и нерабочей части излучателя. Чтобы исключить рассеянный свет, в пирометре СПКУ предусмотрена зеркальная диафрагма.

Во ВНИИМ разработана следующая методика определения этой погрешности. В качестве регулируемого источника света большого размера перед одним из объективов спектропирометра устанавливали матовое стекло, подсвечиваемое лампой накаливания. Яркость этого стекла уравнивали с яркостью лампы с известной температурой. Затем перед матовым стеклом прикрепляли кружок из черной бумаги, изображение которого надежно перекрывало входную щель монохроматора. Другой объектив внешней оптической системы закрывали, после чего сила фототока и отклонение указателя равенства яркостей зависели только от излучения периферийных участков излучателя, рассеянного во внешней оптической системе. Разработанная методика позволяет количественно оценить влияние рассеянного света в пределах той точности, с которой размеры, конфигурация и распределение яркости матового стекла имитируют те же характеристики излучателя, влияние боковых лучей которого подлежит изучению. Описанный эксперимент позволил сделать вывод, что погрешность от влияния боковых лучей отсутствует в пределах чувствительности установки ($0,03$ — $0,05\text{ град}$ на одно деление), если черный кружок перекрывает не только входную щель, но и кромку отверстия в зеркальной диафрагме. Если же кромка остается незакрытой хотя бы частично, тогда эта погрешность возрастает до $0,3$ — $0,4\text{ град}$. Очевидно, сама кромка и является источником погрешности и для сличения объектов с однородным

полем малых размеров следует тщательно исключить рассеиваемый ею свет.

Излучение от рабочего участка излучателя в зависимости от его конструкции может распространяться в телесном угле, большем телесного угла спектропирометра. В любом оптическом пирометре, в котором сравнивают яркости двух излучателей, апертурная диафрагма расположена там, где лучи от обоих источников совмещены. В пирометрах СП-4К и СПКУ она находится в монохроматоре, в плоскости первого параболического зеркала. Детали внешней оптической системы должны иметь запас по апертурному углу, чтобы не виньетировать лучи, которые должны заполнить апертурную диафрагму. При этом лучи, выходящие из рабочего участка излучателя, но заполняющие периферийную нерабочую часть объективов внешней оптической системы задерживаются апертурной диафрагмой и не попадают на фотоумножитель. Однако объективы внешней оптической системы фокусируют эти лучи на диафрагму поля зрения и на щель монохроматора. Рассеиваясь на створках щели и других оптических деталях, они могут частично попадать на ФЭУ. Погрешность сличения при этом возникает в том случае, когда яркость излучателя зависит от телесного угла, в котором она измеряется. Это наблюдается, например, при работе с моделями черного тела, установленными в трубчатой печи. У ламп Барбера [6]* вследствие неоднородности температурного поля излучающей полости, где стенки трубки горячее дна полости, яркость зависит от телесного угла, что также вызывает погрешность от рассеянного света.

Погрешность от рабочих участков излучателя определяли следующим образом. Перед одним из объективов пирометра установили ленточную вольфрамовую лампу Си-10—300, а перед другим—лампу Барбера. Уравнивали их яркости, а затем на один из объективов, надевали апертурную диафрагму, надежно пропускающую обратный луч. При этом излучение от лампы Барбера изменялось на 0,7—0,9 град при температуре 1063° С и длине волны 656,3 нм. Изменение показаний лампы Си-10-300, не имеющей повышенной яркости в направлении больших углов с нормалью к ленте, составило около 0,1 град.

Заключение

Во ВНИИМ изготовлена и введена в действие новая спектропирометрическая установка СПКУ со струнным модулятором. Принцип действия ее основан на нулевом модуляционном методе уравнивания яркостей. Приемниками излучения являются различные фотоумножители для работы во всей видимой области спектра. Монохроматизация света осуществляется двойным призмным монохроматором с внеосевыми параболическими зеркалами. Монохроматор позволяет работать в интервале длин волны от 450 до 1000 нм, при этом линейная дисперсия составляет от 4 до 50 нм/мм. Порог чувствительности равен 0,02 град при температуре 1063° С.

Отсутствие в головке внешней оптики поворотных призм позволило избежать систематических погрешностей от рассеяния света и от его поляризации. Частота колебаний струнного модулятора равна 760 гц при амплитуде 0,3 мм. Сменные объективы позволяют работать с различным увеличением, что необходимо при градуировке источников различных размеров и конструкций.

Испытания показали, что установка обладает хорошей чувствительностью и воспроизводимостью сличения ламп, существенно ослабленным влиянием рассеянного света, поляризации и изменения юстировки.

* См. также стр. 125.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.
2. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.
3. Киренков И. И. Влияние рассеянного света в оптических устройствах точной пирометрии. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.
4. Кандыба В. В., Ковалевский В. А. Фотоэлектрический спектропирометр высокой точности. ДАН СССР, т. 4, 1956.
5. Ковалевский В. А., Иоссельсон Г. Л., Кандыба В. В. Объективная спектропирометрическая установка СПК-1. «Измерительная техника», 1956, № 2.
6. T. J. Quinn and C. R. Barber A Lamp as a Reproducible Source of near Black — Body Radiation for Precise Pyrometry untu 2700° C, Metrologia, vol 3, No 1, 1967, 19—22.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

*Г. С. АМБРОК, Ю. Б. БЕСПАЛОВ, Г. Н. БРАЖНИЧЕНКО,
И. Н. ДОЛИЦКИЙ, Д. И. ЗОРИН, М. С. КАЯНДЕР, И. И. КИРЕНКОВ,
Е. А. КОРОЛЕВА*

ВНИИМ

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОПИРОМЕТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ТИПА ИПСП-1 ВНИИМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

В результате работ по расширению верхнего предела (выше 10 000° К) Международной практической температурной шкалы во ВНИИМ создана спектропирометрическая фотоэлектрическая установка ИПСП-1 для измерения температур плазменных источников.

В установке использован фотоэлектрический объективный метод измерения высоких температур, впервые предложенный в СССР [1, 2].

При разработке новой установки, кроме трудностей, с которыми сталкиваются при создании эталонных фотоэлектрических спектропирометров для диапазона температур до 2500—3000° С [3] (чувствительность, рассеяние света, шумы), пришлось решать сложные задачи, связанные с импульсным характером исследуемого источника и с высоким значением измеряемой температуры. Последнее не позволяло пользоваться принятыми в оптической пирометрии упрощениями, связанными с заменой закона Планка законом Вина, и вызвало необходимость теоретически обосновать метод расчета поглощающих пирометрических фильтров для излучения, выражаемого законом Планка [4].

Импульсный характер исследуемого излучателя [5] привел к созданию быстроредействующей электронной измерительной аппаратуры, синхронизированной с импульсным источником излучения.

Необходимость измерения одиночного импульса потребовала преобразовать излучение источника сравнения (температурной лампы) в импульсы, продолжительность которых соизмерима с длительностью измеряемого импульса. Это было осуществлено с помощью вращающегося диска-обтюратора с тремя отверстиями, расположенными так, что излучение от температурной лампы попадает на фотоумножитель в виде коротких импульсов до и после измеряемого импульса от плазменного источника. Опорные импульсы от температурной лампы несколько различаются по амплитуде, так как одно из отверстий диска закрыто тонкой стеклянной пластинкой.

Ток в температурной лампе выбирают таким, чтобы ее яркость примерно соответствовала яркости импульсного плазменного источника, ослабленной поглощающими светофильтрами, и чтобы один из опорных импульсов был больше, а другой меньше, чем измеряемый импульс. При этом по известным температурам, соответствующим опорным импульсам, можно рассчитать температуру измеряемого импульса [7].

Установка ИПСП-1 состоит из двух частей: оптической части и пульта управления, в котором скомпонованы основные узлы электронной схемы управления и измерительные приборы как самой установки ИПСП-1, так и исследуемого источника ЭВ-45 [5].

Оптический стол, на котором установлены излучатель, источник сравнения и оптическая система, находится в экранированном помещении, что значительно снижает электромагнитные наводки на измерительную электронную аппаратуру и звуковое воздействие разряда источника на оператора.

Оптическая система установки

Назначение всех деталей оптической системы можно проследить по схеме (рис. 1).

Световые пучки от плазменного излучателя 1 и источника сравнения 2 (температурной лампы типа СИ-10-300) проецируются с помощью объективов 3 и 4 в плоскость диска-объектатора 7.

При этом световой пучок от плазменного источника по выходе из объектива 3 проходит сквозь кассету 6 с набором поглощающих светофильтров, ослабляющих яркость плазменного источника примерно до яркости источника сравнения. Затем оба световых пучка с помощью объективов 8

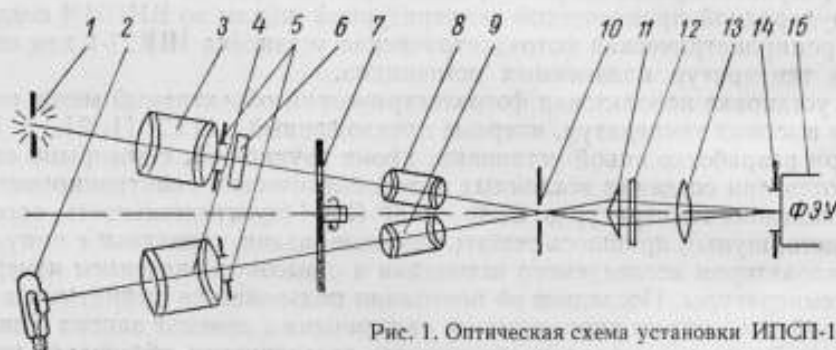


Рис. 1. Оптическая схема установки ИПСП-1.

и 9 фокусируются на входной диафрагме 10 фотоголовки. Эта диафрагма является полевой и ее должны перекрывать изображения обоих светящихся тел. Бипризма 11 за диафрагмой изменяет направление пучков таким образом, чтобы при прохождении ими интерференционного светофильтра 12, служащего в установке монохроматизирующим устройством, они имели угол встречи с фильтром, близким к 90° , что устраняет в достаточной степени изменение эффективной длины волны. Линза 13 изображает зрачки объективов 8 и 9 в плоскости фотокатода 15 ФЭУ таким образом, что на нем получают совмещенные изображения этих зрачков диаметром примерно 8 мм.

В плоскости фотокатода расположена апертурная диафрагма 14 диаметром 4 мм. Она вырезает из совмещенных изображений зрачков один и тот же участок, т. е. является общей для обоих световых пучков, обеспечивая тем самым одинаковый телесный угол.

Объективы 3 и 4 дают на плоскости диска-объектатора 7 уменьшенное в два раза изображение светящихся объектов, а объективы 8 и 9 вновь увеличивают эти изображения до их первоначальных размеров. Все объективы оптической системы можно смещать вдоль оптической оси. Это обеспечивает быструю и удобную фокусировку системы, а также позволяет изменять в широких пределах ее увеличение.

Диск-обтюратор диаметром 170 мм (рис. 2) создает в установке опорные импульсы от источника сравнения; разделяет эти импульсы и импульсы от плазменного источника во времени; запускает электронный затвор установки, выделяющий из непрерывной последовательности опорных импульсов источника сравнения только два импульса, синхронизированных во времени с импульсом плазменного источника. Приводит во вращение диск синхронный мотор типа Г-33, имеющий 3000 об/мин. Вырезанные в диске отверстия 1 и 4 (диаметр средней линии 140 мм, высота 20 мм) предназначены для пропускания светового пучка от источника сравнения, который после преобразования в электронной схеме создает на экране осциллографа опорные импульсы. С помощью этих импульсов рассчитывают температуру импульсного плазменного источника, излучение которого проходит через отверстие 3. Отверстие 1 закрыто тонкой стеклянной пластинкой 2 (коэффициент пропускания примерно 90%). Следовательно, опорные импульсы от источника сравнения отличаются друг от друга на строго определенную величину, значения которой определяют экспериментально для каждой длины волны. Три других отверстия служат для баланса диска.

Размещение отверстий на диске обеспечивает следующую последовательность импульсов на экране осциллографа (рис. 2 и 3). Когда при вращении диска отверстие 4 пересекает световой пучок от источника сравнения, световой поток от этого источника, пройдя через отверстие 4, попадает на ФЭУ и создает на экране осциллографа первый опорный импульс 1 (рис. 3). При дальнейшем повороте диска на пути второго светового пучка оказывается отверстие 3 (рис. 2), а в это время световой поток от источника сравнения перекрыт поверхностью диска. В момент, когда отверстие 3 находится на оси второго пучка, система синхронизации установки запускает импульсный плазменный источник, и его излучение, пройдя отверстие 3, попадает, в свою очередь, на ФЭУ, и на экране осциллографа появляется импульс 2, соответствующий измеряемой яркости.

С окончанием плазменного разряда при дальнейшем повороте диска на пути светового пучка от источника сравнения оказывается отверстие 1, закрытое стеклом. Световой пучок, ослабленный этим поглотителем, создает на экране осциллографа второй опорный импульс 3. Таким образом, на экране осциллографа наблюдаются разделенные во времени три импульса: два опорных и один от исследуемого источника.

Зная температуру источника сравнения, соответствующую первому опорному импульсу, и разность температур между первым и вторым опорными импульсами, легко рассчитать температуру плазменного источника.

Имеющаяся на диске щель 5 длиной 4 мм служит для пропускания света от лампочки перед диском на фотоэлемент устройства, запускающего электронный затвор установки. Размеры и размещение отверстий и щели на диске рассчитаны таким образом, чтобы:

- а) электронный затвор открывался за 200 мксек до появления первого опорного импульса;
- б) длительность опорных импульсов составляла примерно 450 мксек;
- в) длительность между окончанием первого опорного импульса и началом второго составляла примерно 1000 мксек;
- г) промежуток времени, за который отверстие 3 открывает путь для пучка от плазменного источника, составлял примерно 800 мксек, причем начало этого промежутка было сдвинуто относительно конца первого опорного импульса примерно на 100 мксек.

Монохроматизирующее устройство установки (рис. 4) состоит из подвижной панели 2, в гнездах 3 которой закрепляют набор интерферен-

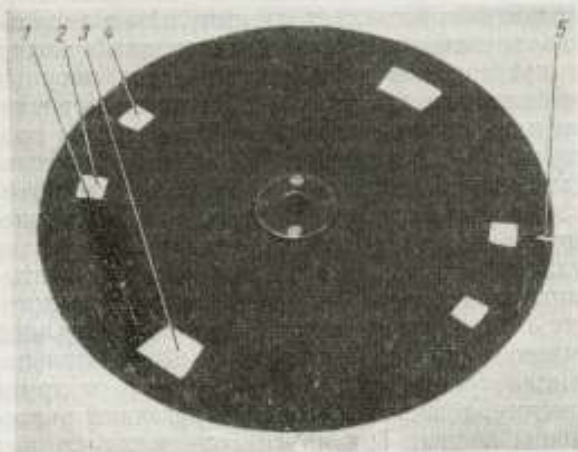


Рис. 2. Диск-объектор.

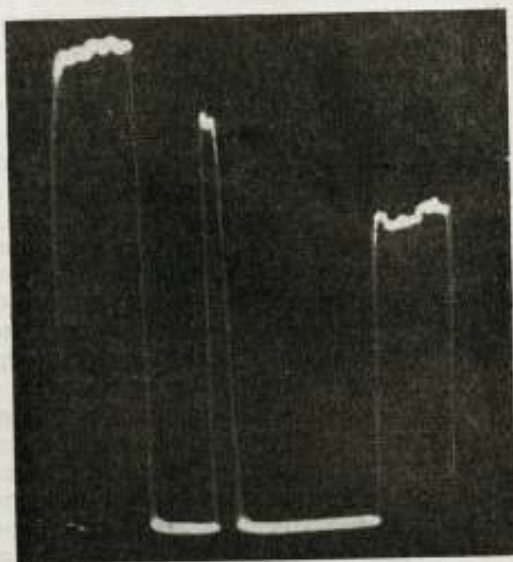


Рис. 3. Осциллограмма для расчета температуры исследуемого источника.

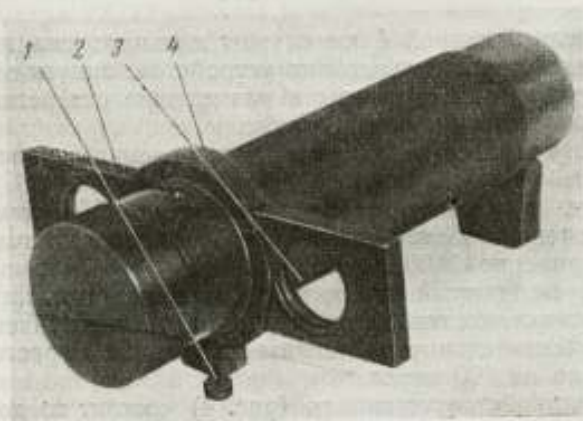


Рис. 4. Монохроматизирующее устройство установки ИПСП-1.

ционных светофильтров (в форме круглых дисков диаметром 20 мм), позволяющий исследовать излучение источников в оптическом диапазоне длин волн. Полоса пропускания светофильтров — порядка 8—10 нм при коэффициенте пропускания $0,3 \pm 0,5$. Панель помещена в неподвижной обойме 4, в нижнем основании которой имеется фиксатор 1, ограничивающий ее перемещение.

Поглощающие пирометрические светофильтры

Световой поток от исследуемого плазменного источника прежде чем попасть на приемное устройство установки — ФЭУ, проходит через каскаду с набором поглощающих светофильтров, которые ослабляют яркость плазменного источника примерно до яркости источника сравнения.

В работе [4] показано, что ослаблять излучение источников, яркость которых выражается законом излучения Планка, можно с помощью широко применяемых в оптической пирометрии светофильтров, предложенных Футом [6].

Поэтому при разработке светофильтров для установки ИПСП-1 к поглощающим стеклам были предъявлены два обычных требования: а) стабильность оптической плотности, б) заданный ход спектральной характеристики, которая должна удовлетворять критерию Фута $\lambda \ln \tau_\lambda = \text{const}$.

Для таких светофильтров пирометрическое ослабление A — величина постоянная, не зависящая от температуры источника визирования.

В оптической пирометрии для обеспечения высокой точности измерения температур исследуемых источников стеклянные пирометрические светофильтры с заданным ходом спектральной характеристики подбирают для достаточно узких спектральных участков. При подборе светофильтров для установки ИПСП-1 была использована новая методика, разработанная во ВНИИМ* и позволяющая подобрать поглощающие стекла с такими характеристиками, чтобы изготовленные из них светофильтры обладали постоянным пирометрическим ослаблением для довольно широкого участка спектра (от 0,5 до 0,7 мкм).

Эти светофильтры рассчитывали, исходя из предполагаемой температуры исследуемого плазменного источника и температуры вольфрамовой ленточной лампы, применяемой в качестве источника сравнения. Изготовленные четыре светофильтра состоят из поглощающих стекол двух типов: НС-13 и ОС-6, склеенных по периметру.

Как показали расчеты, для ослабления яркости плазменного источника типа ЭВ-45, примененного в наших исследованиях, до яркости температурной лампы с яркостной температурой 2000° С необходимы светофильтры с пирометрическим ослаблением порядка $400 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$.

Особенности прецизионных фотоэлектрических спектропирометров ВНИИМ, а также интервал температур, в котором с наибольшей точностью градуируют эталонные лампы, ограничивают значением порядка $200 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ пирометрическое ослабление, определяемое с наименьшей относительной погрешностью. Поэтому каждый из разработанных поглощающих светофильтров состоял из двух частей. Пирометрическое ослабление четырех стекол, составляющих два поглощающих светофильтра, измеряли для трех значений эффективной длины волны на фотоэлектрическом спектропирометре СПП-58.

Электронное устройство установки

Электронное устройство (рис. 5) установки служит для:

1) преобразования световых импульсов от источника сравнения и исследуемого источника в электрические;

* См. стр. 119.

2) выделения из непрерывной последовательности пар импульсов от источника сравнения одной определенной пары, необходимой для измерения температуры исследуемого источника;

3) запуска разряда импульсного плазменного источника с определенным запаздыванием во времени по отношению к первому опорному импульсу от источника сравнения;

4) синхронизации запуска развертки луча осциллографа, при которой можно наблюдать все три импульса одновременно.

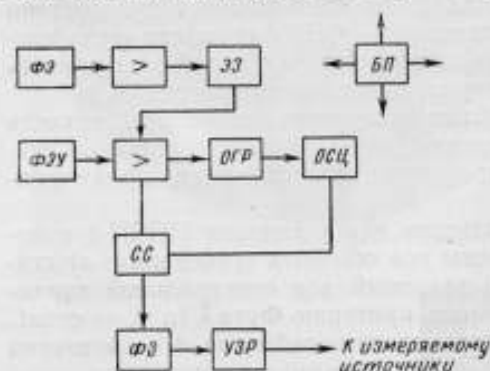


Рис. 5. Структурная схема электронного устройства установки ИПСП-1.

ФЭ — фотоэлемент; ЭЗ — электронный затвор; БП — блок питания; ФЭУ — фотоэлектрический усилитель; ОГР — ограничитель; ОСЦ — осциллограф; СС — система синхронизации; ФЭ — формирователь задержки; УЗР — устройство запуска развертки и плазменного источника.

ней оптической системы. В тубусе расположены монохроматизирующее устройство с бипризмой и оправка с длиннофокусной линзой и апертурной диафрагмой. В фотоголовке помещаются фотоумножитель, усилитель и катодный повторитель, согласующий ФЭГ-1 с другими каскадами, входящими в БЭ-1, и частично выполняющий функции ограничителя. Фотоумножители закрепляют в фотоголовке в специальных панелях, различных для отдельных типов ФЭУ. Фотоголовка соединена с блоком БЭ-1 коаксиальными кабелями.

Чтобы на установке ИПСП-1 можно было измерять температуру плазменных источников в довольно широком спектральном интервале, необходимо было подобрать фотоумножители, обеспечивающие повышенную точность измерения во всем рабочем интервале длин волн. При этом для удобства измерений наиболее желательным было найти ФЭУ, спектральные характеристики которого позволили бы работать во всем необходимом спектральном участке. По характеристикам, приведенным в каталогах, был выбран ФЭУ-27.

Электронный затвор

Электронный затвор ЭЗ служит для выделения одной пары опорных импульсов от источника сравнения из непрерывной последовательности их, получающейся при вращении диска-обтюратора. При наличии светового импульса от исследуемого плазменного источника временная диаграмма на экране осциллографа должна выглядеть, как показано на рис. 3.

Применяемые обычно для осуществления такого временного селектирования механические или электромеханические затворы (шторки, флажки)

Электронное устройство выполнено в виде трех отдельных блоков: фотоголовки ФЭГ-1, расположенной непосредственно на оптическом столе; основного электронного блока БЭ-1 и осциллографа типа С1-4, расположенных на пульте управления.

Фотоголовка ФЭГ-1 установки

Фотоголовка помещена на подъемном столике, облегчающем юстировку световых пучков на фотокатод ФЭУ. Столик установлен в пазах оптического стола на пути световых пучков, выходящих из объективов 8 и 9 (рис. 1).

К передней стенке фотоголовки прикреплен на винтах тубус, в передней торцевой части которого находится полевая диафрагма внешней оптической системы.

обладают значительной инерционностью и малой надежностью. Поэтому более целесообразным представлялось временное селектирование не световых, а электрических сигналов (после ФЭУ), с использованием для этого известных в вычислительной технике способов и устройств.

Принцип работы электронного затвора (рис. 6) заключается в следующем. Входной импульс через кнопку «Пуск» и диодный ключ ДК, управляемый триггером, запускает ждущий мультивибратор ЖМ, находящийся в устойчивом состоянии. Импульс от ЖМ открывает схему совпадений (логическую схему И) на время, равное его длительности, и селектируемые



Рис. 6. Блок-схема электронного затвора установки ИПСП-1.

импульсы проходят далее в измерительную схему. Передним фронтом того же импульса от ЖМ триггер Т переводится в другое устойчивое состояние, и ключ ДК закрывается. Дальнейшее попадание каких-либо импульсов в измерительную схему невозможно до тех пор, пока, нажав кнопку «Подготовка», триггер не возвратит в исходное устойчивое состояние.

Входной импульс на электронный затвор поступает от фотозлемента, освещаемого отдельной лампочкой, через прорезь 5 в диске (рис. 2).

Система запуска разряда исследуемого плазменного источника и синхронизации осциллографа

Запуск разряда импульсного плазменного источника должен быть жестко связан по времени с импульсами от источника сравнения так, чтобы световой импульс от плазменного источника располагался примерно в середине паузы между опорными импульсами от источника сравнения. Эта задача осуществлена в устройстве путем создания определенного временного сдвига между передним фронтом первого опорного импульса от источника сравнения и моментом выдачи запускающего импульса от блока БЭ-1 на тиратрон импульсного источника. В устройство входит формирователь задержки ФЗ и устройство запуска разряда УЗР, выполненные в виде ждущих мультивибраторов. При этом схема работает следующим образом. Для воздействия на формирователь задержки ФЗ выходное напряжение ограничителя дифференцируется (рис. 7), отрицательные импульсы ограничиваются, а оставшиеся положительные импульсы

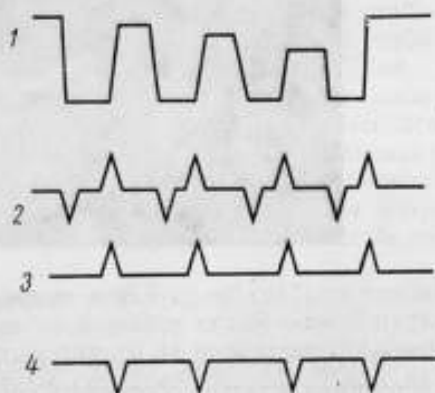


Рис. 7. Форма напряжений:

1 — с выхода ограничителя; 2 — после дифференцирования; 3 — после ограничения; 4 — импульсы внешней синхронизации развертки.

усиливаются двухкаскадным усилителем с коэффициентом усиления $K_y = 150$. После прохождения ФЗ положительные импульсы длительностью примерно 600 мксек задним фронтом запускают УЗР, выдающее положительные импульсы амплитудой более 180 в и длительностью около 50 мксек для поджига тиратрона импульсного плазменного источника. Очевидно, что на тиратрон попадают четыре поджигающих импульса. Но так как для запуска разряда импульсного плазменного источника достаточно первого из этих импульсов, то остальные три импульса влияния на работу аппаратуры не оказывают.

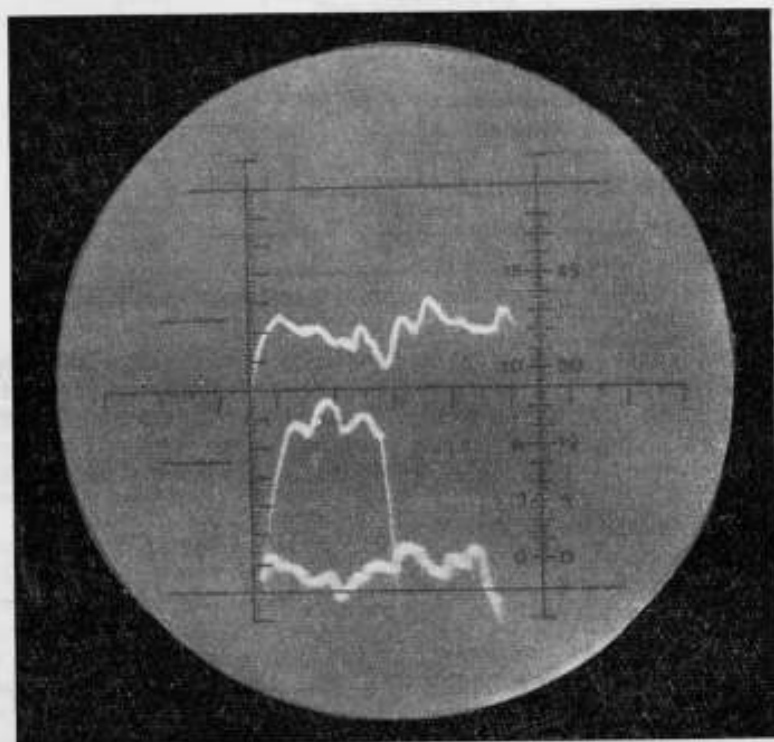


Рис. 8. Совмещение импульсов.

Чтобы наиболее точно измерить амплитуду импульса плазменного источника, следует обеспечить совмещение разверток всех трех импульсов на экране осциллографа, как показано на рис. 8. Такая картина получается при внешнем запуске развертки луча осциллографа в моменты времени, соответствующие началу очередного светового импульса. Указанную задачу выполняет система синхронизации осциллографа, в которой для получения импульсов внешней синхронизации развертки луча используются импульсы дифференцирования (рис. 7) после первого каскада усиления, имеющие амплитуду порядка 5 в при длительности около 40 мксек. Для регистрации и обработки результатов измерения фотографируют изображения, получаемые на экране осциллографа. Но при картине, приведенной на рис. 8, когда импульсы совмещены, резко падает яркость изображения на экране осциллографа. Простое увеличение яркости невозможно из-за появления на экране яркой точки, засвечивающей фотопленку в момент съемки импульсов. Наилучшим выходом в этом случае

оказалась переделка системы подсветки экрана осциллографа С1-4 для увеличения подсвечивающего импульса: сопротивление делителя в аноде лампы L_{26} осциллографа было изменено с 51—3 на 36—18. Наблюдающееся при этом некоторое ухудшение качества изображения практически не заметно на фотопленке.

Блок питания

Блок питания электронного устройства установки ИПСП-1 включает: высоковольтный стабилизатор питания ФЭУ с выходным напряжением, регулируемым в пределах 650 + 1400 в; стабилизаторы анодных и накальных цепей и стабилизатор смещения (—150 в) для устройств фотоэлектронной головки ФЭГ-1; выпрямитель с фильтром для питания анодных цепей ламп управляющего блока БЭ-1 и источники питания накала ламп этого блока.

Высоковольтный стабилизатор (в виде стабилизатора тока с коэффициентом стабилизации 1000) собран по каскадной схеме катодного повторителя на лампе 6Н2П с большим коэффициентом усиления. Возможность стабилизации напряжения питания ФЭУ путем поддержания постоянства выходного тока стабилизатора объясняется значительным превышением тока через делитель над током нагрузки ФЭУ. В делителе применены обычные сопротивления типа МЛТ, поскольку они стареют медленно, и изменением общего сопротивления делителя за цикл измерений можно пренебречь. Это подтверждено экспериментом.

Стабилизаторы анодных и накальных цепей и стабилизатор смещения (—150 в) необходимы для питания усилителя постоянного тока и катодного повторителя. Стабильность питания в значительной мере обеспечивает стабильность режима фотоголовки. Вместе с тем вследствие кратковременности процесса измерения (2 мсек) особых требований к этим стабилизаторам не предъявляли. Коэффициент стабилизации анодного стабилизатора равен 100 при пульсациях выходного напряжения 5—6 мв.

Ввиду малости тока нагрузки стабилизатора смещения (1 ма) оказалось возможным применить схему одноступенчатого параметрического стабилизатора на стабилитроне СГ2П с коэффициентом стабилизации около 700. Накальный стабилизатор тока 0,47 а (коэффициент стабилизации равен 50 при амплитуде пульсации не более 3 мв) выполнен на полупроводниковом триоде П4Б, режим которого поддерживается стабилизатором Д810.

Анодные цепи ламп каскадов, входящих в БЭ-1, не требуют стабилизированного питания. Необходимо лишь хорошее сглаживание пульсаций, для чего применен малогабаритный фильтр на полупроводниковом триоде П4Б, дающий хорошие результаты при значительных токах нагрузки.

Силовой трансформатор блока БЭ-1 имеет, кроме обмоток, питающих перечисленные выше цепи, несколько накальных обмоток с напряжением на зажимах 6,3 в. Эти обмотки необходимы для питания накальных цепей ламп анодного и высоковольтного стабилизаторов. Все остальные накальные цепи питаются от одной общей обмотки. Для повышения надежности обмотки, питающие высоковольтный стабилизатор, имеют дополнительную изоляцию.

Конструкция установки ИПСП-1

Оптическая часть установки состоит из оптической системы с диском-обтюратором и поглощающими светофильтрами, монохроматизирующего устройства, фотоголовки, направляющих для перемещения кареток с температурной лампой и исследуемым плазменным источником и устройства

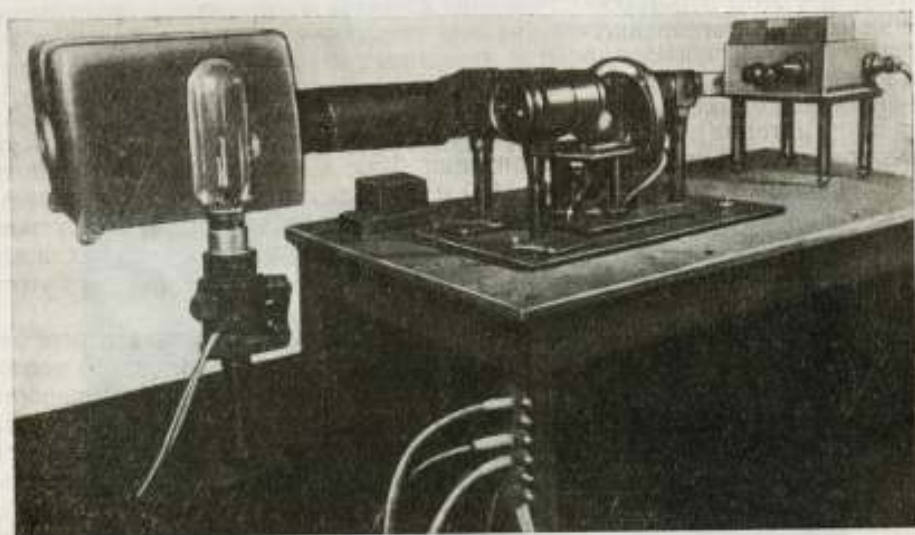


Рис. 9. Оптико-механическая часть установки ИПСП-1.

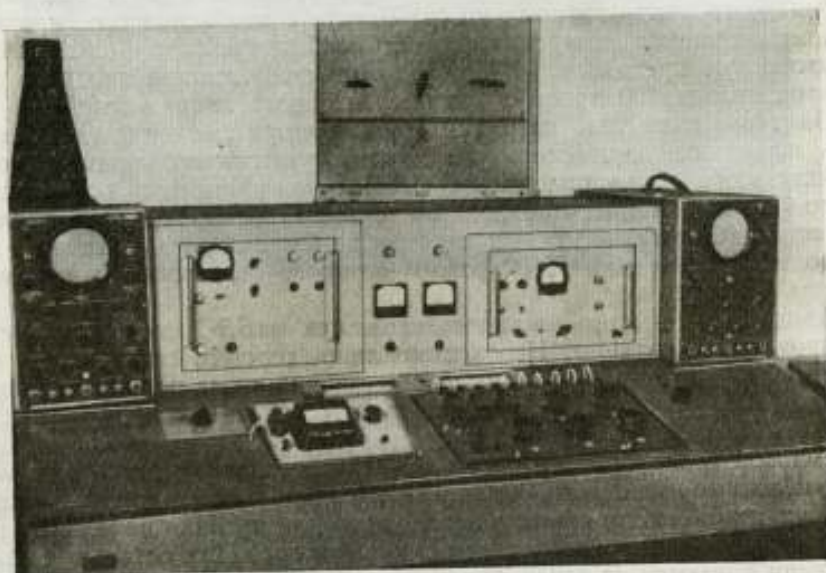


Рис. 10. Пульт управления установки.

для запуска электронного затвора установки (рис. 9), смонтированных на оптическом столе.

В качестве монохроматизирующего устройства применены интерференционные светофильтры с полосой пропускания порядка 8—10 нм.

Электрическая часть установки сосредоточена в пульте управления, где размещены электронные и регистрирующие устройства, источники питания схемы, реостаты для изменения тока в источнике сравнения (температурной лампе) и все регистрирующие и измерительные приборы.

В горизонтальной части пульта управления (рис. 10) вмонтированы потенциометр типа Р-330 с гальванометром типа Р-325; переключатель, обеспечивающий поочередное измерение силы тока в источнике сравнения и напряжения заряда формирующей линии плазменного источника. Это напряжение измеряют с помощью электростатического вольтметра типа С-50. Для регистрации напряжения на шунте, применяемого для измерения тока разряда плазменного источника, служит пиковый вольтметр типа С-50.

Электронное регистрирующее устройство установки ИПСП-1, расположенное в гнездах вертикальной части пульта управления, включает электронный блок БЭ-1 и низкочастотный осциллограф типа С1-4 с тубусом для фотографирования осциллограмм с помощью фотоаппарата.

Устранение влияния помех от импульсного источника на работу измерительной аппаратуры

Установка ИПСП-1 предназначена для измерения высоких температур импульсных плазменных источников. В процессе работы был исследован плазменный источник типа ЭВ-45. Этот источник мог оказывать определенное воздействие на приемную аппаратуру в виде разного рода электромагнитных наводок, и вполне естественно, что выяснению причин такого воздействия и их устранению пришлось посвятить специальное исследование. Указанные наводки обусловлены поджигающим импульсом, напряжением порядка 40 кВ, пробивающим основной разрядный промежуток, и протеканием в момент разряда импульса тока (порядка 10 000 а). Возникающие при этом в цепях электронных устройств наведенные э. д. с. приводят к следующим неполадкам в регистрирующей аппаратуре:

- 1) нарушению работы схемы управления и синхронизации, в результате чего нарушается работа всего устройства («сбой»);
- 2) искажению результатов измерения.

В ходе исследования работы установки было отмечено, что в момент времени, соответствующий пробоем основного разрядного промежутка поджигающим импульсом, каскады электронного затвора ЭЗ возвращаются в исходное положение. Поскольку кнопку «Пуск» нажимают не менее 1 сек, то при очередном обороте диска с фотоэлемента ФЭ на ЭЗ успевает поступить следующий импульс, в результате чего последний срабатывает нормально еще раз. Наблюдаемая при этом на экране осциллографа картина приведена на рис. 11; измеряемый импульс от исследуемого источника теряется.

Возможность отказа работы электронного устройства при воздействии поджигающего импульса учтена в период его конструирования, для чего и фотоголовка ФЭГ-1 и электронный блок БЭ-1 были помещены в металлические корпуса, а соединение между ними выполнено экранированными кабелями. Однако практика показала недостаточность подобного простого экранирования.

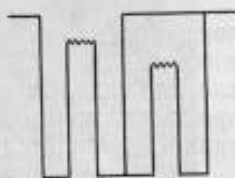


Рис. 11. Осциллограмма импульсов до устранения наводки первого типа.

Первым слабым звеном в электронном блоке *БЭ-1* оказался каскад *УЗР*. Наводка через этот каскад действовала, по-видимому, следующим образом. Поджигающий импульс наводил э. д. с. в выходной цепи *УЗР* (через кабель запуска разряда плазменного источника, соединяющий *БЭ-1* с плазменным источником, и цепи, подключенные к этому кабелю внутри источника), откуда эта наводка нарушала работу электронного затвора *ЭЗ* как по цепям анодного питания и накальным, так и путем излучения. С помощью надлежащих мер экранировки каскада *УЗР* наводка с него была устранена.

Вторым уязвимым каскадом оказался триггер электронного затвора, на который наводка попадала из-за недостаточной экранировки кабеля, соединяющего *ФЭГ-1* с электронным блоком *БЭ-1*. Предотвратив возмож-

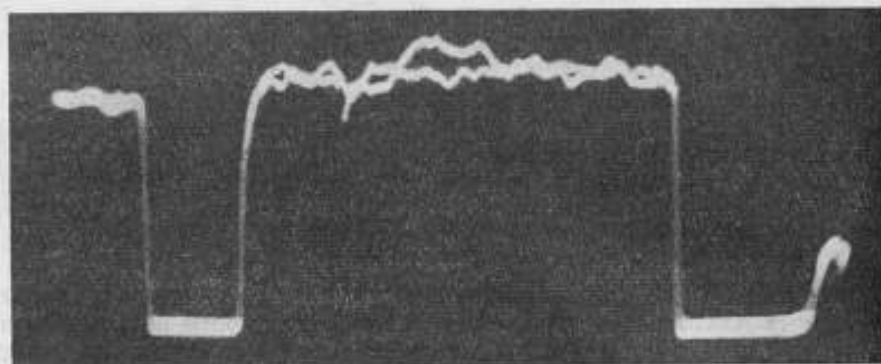


Рис. 12. Подъем импульса, вызванный недостаточным коэффициентом стабилизации стабилизаторов.

ность попадания наводки по этому пути, а также поставив на входе сетевого кабеля в *БЭ-1* П-образный фильтр низких частот, предназначенный для ликвидации высокочастотных наводок через сеть, которые иногда происходили из-за недостаточной мощности сети, указанные нарушения удалось окончательно устранить.

Неполадки второго рода — искажения результатов измерений были выявлены следующим образом. Если на установке поставлены два одинаковых источника сравнения, то при разряде импульсного плазменного источника, излучение которого при этом не попадает на фотоумножитель, осциллограмма в ряде случаев имеет вид, представленный на рис. 12. Как видно из рисунка, легко отметить в момент разряда и после него «незаконное» изменение уровня, соответствующего излучению источника сравнения, заменяющего плазменный источник, вызванное, по-видимому, двумя причинами:

- 1) недостаточностью коэффициентов стабилизации стабилизаторов, питающих *ФЭГ-1*;
- 2) наличием переходных процессов в каскадах фотоголовки.

После улучшения работы стабилизаторов подъем уровня в момент разряда и после него исчез (рис. 13).

Остановимся несколько подробнее на переходных процессах в фотоголовке. Каскады усилителя и катодного повторителя выполнены с непосредственной связью, поэтому влияние переходных процессов в межкаскадных цепях отсутствует. Емкости в этих цепях выбраны таким образом, чтобы постоянные времени соответствующих зарядно-разрядных цепей были во много раз больше продолжительности всего процесса (2 мсек).

Переходные процессы в фотоголовке могут происходить только по вине паразитных емкостей и конденсатора, сужающего рабочую область частот. Нетрудно показать, что постоянные времени цепей, включающие паразитные емкости, меньше 1 мксек, т. е. что эти емкости практически не искажают наблюдаемые осциллограммы.

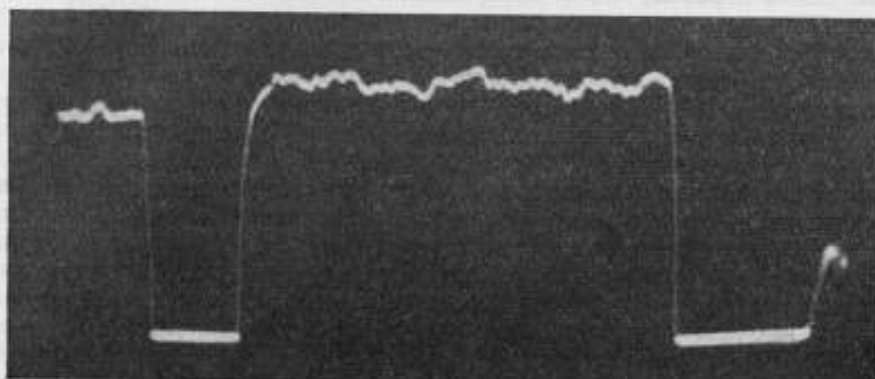


Рис. 13. Вид импульса после улучшения работы стабилизаторов.

Несколько иначе обстоит дело с емкостью упомянутого конденсатора. Постоянная времени его заряда и разряда составляет около 10 мксек. Поэтому эта емкость может как затягивать фронты спада импульсов, в силу чего начало следующего импульса оказывается искаженным, так и при-

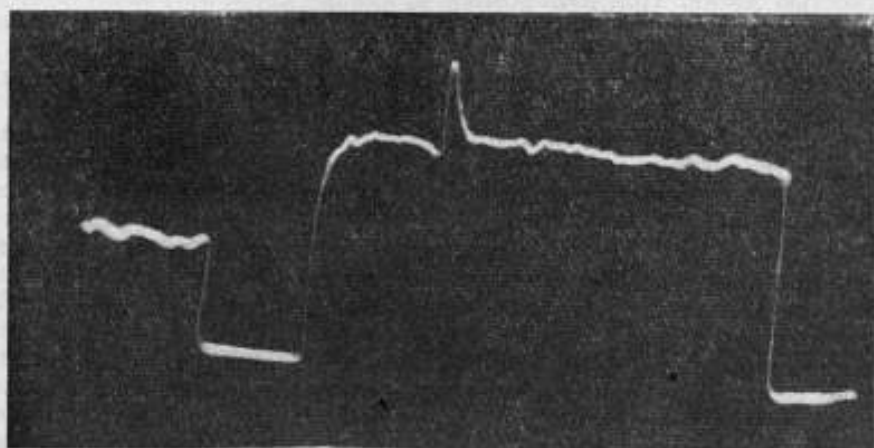


Рис. 14. Подъем импульса, вызванный поджигающим импульсом порядка 40 квт.

поднимать плоскую часть измеряемого импульса. Так как паузы между импульсами составляют около 200 мксек, то искажение их начала практически не заметно. Но резкий подъем плоской части измеряемого импульса, вызываемый поджигающим импульсом, с постепенным спадом существует (рис. 14) и продолжается примерно 30 мксек. Однако в момент начала основного разряда влияние такого подъема практически исключено.

Методика измерения и расчета температуры импульсных плазменных источников

Источник сравнения (температурная лампа типа СИ-10-300) и плазменный источник устанавливают на направляющих оптического стола установки таким образом, чтобы изображения их тел свечения перекрывали полевую диафрагму, вырезающую центральные участки изображения. Световой поток от источника сравнения непрерывно попадает на фотоприемник устройства, но поступление сигналов от ФЭУ на регистрирующий осциллограф С-1-4 невозможно, так как закрыт электронный затвор. При нажатии кнопки «Пуск», расположенной на передней панели электронного блока управления БЭ-1 (рис. 10), входной импульс, выработанный фотоэлементом ФЭ, при попадании на него света от вспомогательной лампочки через прорезь в диске открывает электронный затвор. При этом сигнал с фотоумножителя, соответствующий известному световому потоку от источника сравнения, прошедшему отверстию 4 в диске, попадает на регистрирующий прибор, и на экране осциллографа появляется первый опорный импульс (рис. 3). Передний фронт этого импульса запускает каскад УЗР (рис. 5), который выдает импульсы для поджига тиратрона плазменного источника ЭВ-45. Происходит его разряд. В это время отверстие 3 в диске находится как раз на оси второй оптической ветви, проецирующей на входную диафрагму фотоголовки капилляр источника, в котором происходит разряд. Поэтому излучение источника, предварительно ослабленное поглощающими светофильтрами, через второе отверстие попадает на фотоумножитель. На экране осциллографа появляется второй импульс, соответствующий излучению плазменного источника, ослабленному светофильтрами.

В то же самое время световой поток от источника сравнения перекрыт плоскостью диска. При дальнейшем вращении диск закрывает вторую ветвь и открывает опять путь световому потоку от источника сравнения, который через отверстие 1, закрытое плоским поглощающим стеклом 2, в свою очередь, попадает на фотоумножитель. При этом на экране осциллографа появляется второй опорный импульс.

Для удобства расчета вместо осциллограммы рис. 3 используют осциллограмму, показанную на рис. 8, которую обрабатывают на спектропроекторе типа ПС-18, дающем увеличение изображения в 10 раз, что облегчает расчет температуры.

Прежде чем рассчитывать температуру, соответствующую световому потоку от исследуемого плазменного источника, ослабленному поглощающими светофильтрами, необходимо определить разность температур ΔT между первым и вторым опорными импульсами. Ее определяют с помощью источника сравнения (температурной лампы). Для этого на экране осциллографа фиксируют положение вершин опорных импульсов, затем изменяют ток температурной лампы до тех пор, пока вершина первого опорного импульса не займет положение, которое занимала вершина второго опорного импульса. Зная значение тока I_1 , соответствующего первому опорному импульсу, и тока I_2 , соответствующего второму опорному импульсу, а также градуировочную кривую лампы, легко рассчитать разность температур по формуле

$$\Delta T = \frac{I_1 - I_2}{df/dT}.$$

Проведенные измерения показали, что если разность между опорными импульсами не превышает 25 град, то можно считать, что температура в этом интервале меняется линейно.

Тогда температуру T_1 , соответствующую измеряемому уровню, задаваемому излучением плазменного источника, ослабленным поглощающими светофильтрами, рассчитывают по формуле

$$T_1 = T_1^0 - \frac{a}{b} \Delta T,$$

где T_1^0 — температура, соответствующая первому опорному импульсу, определяемому световым потоком от источника сравнения;
 a и b — расстояния соответственно от вершины первого опорного импульса до измеряемого импульса и между первым и вторым опорными импульсами (мм.)

Для того, чтобы рассчитать искомую температуру плазменного источника, необходимо использовать основное уравнение пирометрии, полученное в работе [4]

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} - \frac{\lambda_e}{c_2} \ln(1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2}) = \frac{\lambda_e}{\lambda_r} A_1(T_1). \quad (1)$$

Так как полоса пропускания интерференционных светофильтров, используемых в установке ИПСП-1 в качестве монохроматизирующего устройства, мала (порядка 8—10 мкм), можно с достаточной степенью точности положить $\lambda_e = \lambda_r$, и тогда уравнение (1) для расчета искомой температуры импульсного источника примет вид

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\lambda_e}{c_2} \ln \left[1 + \exp \frac{c_2}{\lambda_e} \left(\frac{1}{T_1} - A_1(T_1) \right) \right]. \quad (2)$$

Подставляя значение T_1 в уравнение (2) и зная эффективную длину волны λ_e рабочего спектрального интервала, легко рассчитать температуру плазменного источника.

Исследование установки ИПСП-1

Исследование установки показало, что в области спектра от 0,5 до 0,7 мкм при полосе пропускания 8÷10 мкм и температуре исследуемого источника 40 000° К порог чувствительности ее составляет 150 град. При правильной эксплуатации установки влияние на ее работу напряжения ФЭУ или сети, температуры помещения и т. д. очень мало.

Воспроизводимость результатов измерения на установке оценивали, многократно сличая температурные лампы, отградуированные методом сличения с эталонами на эталонной установке СП-4К ВНИИМ.

Лампы устанавливали по принятой в метрологических организациях методике с использованием обратного луча. Температуры двух ламп многократно взаимно сличали в течение длительного промежутка времени. Результаты такого сличения воспроизводятся с погрешностью ± 1 град.

Важным этапом исследования установки ИПСП-1 явилось изучение рассеянного света в монохроматизирующем устройстве и во внешней оптической системе. Рассеянный свет в этих устройствах может приводить к систематической погрешности.

Так как установка ИПСП-1 предназначена для измерения температуры плазменных источников, яркость которых намного превосходит яркость источника сравнения, то при данной ее конструкции большую опасность составляет рассеянный в помещении свет самого исследуемого источника. Для устранения возможности попадания этого света на фотоприемник установки был применен телескопический тубус, один конец которого закрепляли на разрядной камере плазменного источника, а другой был надет на оправу объектива. Саму разрядную камеру при этом за-

крывали светонепроницаемым чехлом. Указанные меры полностью предотвращали попадание рассеянного света от плазменного источника на фотоприемник установки. Отметим, что вся система внешней оптики закрыта общим светонепроницаемым кожухом.

Приведенные исследования фотоэлектрической спектропирометрической установки ИПСП-1 подтвердили возможность применения ее для точного измерения температуры импульсных плазменных источников высокой яркости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И., Ковалевский В. А., Крахмальникова Г. А. Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом. «Измерительная техника», 1960, № 2.
2. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.
3. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.
4. Бражниченко Г. Н. Применение пирометрических светофильтров, удовлетворяющих критерию Фура, для измерения высоких температур. «Измерительная техника», 1967, № 12.
5. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела при температуре $\sim 40\,000^\circ$. «Оптико-механическая промышленность», 1960, № 1.
6. Foote C. D., Mohler F. L., Feirchild C. O. J. Wash., Acad Sciences., 1917, v. VII, № 18.
7. Амброк Г. С., Беспалов Ю. Б., Бражниченко Г. Н., Долицкий И. Н., Зорин Д. И., Каяндер М. С., Киренков И. И., Королева Е. А. Способ измерения температур импульсных источников света. Авторское свидетельство № 186736. «Бюллетень изобретений» 1966, № 19.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

**ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ НА НОВОЙ
СПЕКТРОПИРОМЕТРИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ
ТИПА ИПСП-1 ВНИИМ**

Спектральный пирометр типа ИПСП-1, разработанный во ВНИИМ*, представляет собой быстродействующий яркостный фотоэлектрический спектропирометр, предназначенный для измерения температуры импульсных плазменных излучателей. Действие этого пирометра заключается в непосредственном сличении исследуемых высокотемпературных импульсных плазменных источников с эталонами ВНИИМ, хранящими температурную шкалу в диапазоне умеренно высоких температур [1]. При этом температуру T_2 исследуемого плазменного источника рассчитывают по основному уравнению пирометрии [2]

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} - \frac{\lambda_e}{c_2} \ln(1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2}) = A; \quad (1)$$

где T_1 — температура, соответствующая потоку от исследуемого плазменного источника, яркость которого ослаблена поглощающими светофильтрами примерно до яркости источника сравнения (температурной лампы типа СИ-10-300);

λ_e — эффективная длина волны при экстраполяции от температуры T_1 к температуре T_2 ;

$A = -\frac{\lambda_e \ln \tau}{c_2}$ — пирометрическое ослабление поглощающих светофильтров с суммарным коэффициентом поглощения τ , градуируемых с помощью эталонной фотоэлектрической аппаратуры [2, 3];

c_2 — постоянная закона излучения Планка.

Значение температуры T_1 определяют согласно методике измерения, разработанной для спектропирометра ИПСП-1*.

Факторы, обусловленные огромной разницей между температурами источников сравнения и исследуемых плазменных источников, применением поглощающих светофильтров большой оптической плотности и использованием при расчете измеряемой температуры уравнений, полученных с учетом закона излучения Планка, обуславливают возрастание погрешностей измерения температуры выше 10 000° К по сравнению с погрешностями при измерении температуры источников, яркость которых выражается законом излучения Вина. Это привело к необходимости рассчитать погрешности измерения температуры T_2 плазменных излучателей на спектропирометре ИПСП-1, для чего было проанализировано уравнение (1) и всесторонне метрологически исследована установка.

* См. стр. 33.

Как видно из уравнения (1), погрешность определения температуры T_2 исследуемого плазменного источника является функцией частных погрешностей ΔT_1 , ΔT_2 и $\Delta T_2'$. Эти погрешности возникают соответственно из-за неточного определения: эффективной длины волны λ_e ($\Delta T_2'$), пирометрического ослабления примененных поглощающих светофильтров Λ ($\Delta T_2''$) и температуры T_1 ($\Delta T_2'''$).

Рассмотрим каждую из перечисленных частных погрешностей отдельно. Погрешность $\Delta T_2'$ определяют по формуле

$$\Delta T_2' = T_2 \left[\frac{T_2}{T_1} (1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2}) - 1 \right] \frac{\Delta \lambda_e}{\lambda_e}, \quad (2)$$

вытекающей из уравнения (1) при его дифференцировании по λ_e .

В установке ИПСП-1 для выделения узкого спектрального интервала порядка 8—10 нм используют интерференционные светофильтры. Эффективную длину волны этих светофильтров определяют с погрешностью $\Delta \lambda_e$ по формуле

$$\lambda_0 - \lambda_e = \frac{1 - e^{-k}}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} (1 - e^{-k})} \cdot \frac{a^2}{6} \left\{ \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \eta - \zeta \left(\frac{6}{\lambda_0} - I_f' \right) \right\}, \quad (3)$$

где принято

$$\zeta = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}; \quad \eta = \frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{T_2^2} \quad \text{и} \quad k = c_2/\lambda_0 T_2.$$

Согласно уравнению (3), погрешность $\Delta \lambda_e$ зависит от погрешностей определения: $(\Delta \lambda_e)_{\lambda_0}$ — длины волны λ_0 , соответствующей максимуму пропускания фильтра; $(\Delta \lambda_e)_a$ — полуширины a спектральной характеристики фильтра; $(\Delta \lambda_e)_{I_f'}$ — относительного наклона спектральной характеристики I_f' лучеприемника (ФЭУ) установки и, наконец, от погрешностей $(\Delta \lambda_e)_{T_1}$ и $(\Delta \lambda_e)_{T_2}$ определения температур T_1 и T_2 соответственно.

Погрешности $(\Delta \lambda_e)_T$ определяют по полученным из уравнения (3) формулам:

$$(\Delta \lambda_e)_{\lambda_0} = \Delta \lambda_0 - \frac{a^2}{6} \cdot \frac{1 - e^{-k}}{\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k}} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2} \left[\frac{c_2}{T_2} \cdot \frac{1}{(1 - e^{-k}) \left(\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k} \right)} + \frac{c_2}{\lambda_0} \eta - 6\zeta \right] \Delta \lambda_0; \quad (4)$$

$$(\Delta \lambda_e)_a = \frac{1 - e^{-k}}{\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k}} \left\{ \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \eta - \zeta \left(\frac{6}{\lambda_0} - I_f' \right) \right\} \frac{a \Delta a}{3}; \quad (5)$$

$$(\Delta \lambda_e)_{I_f'} = \frac{1 - e^{-k}}{\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k}} \cdot \frac{a^2}{6} \zeta \Delta I_f'. \quad (6)$$

$$(\Delta \lambda_e)_{T_1} = \frac{1 - e^{-k}}{\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k}} \cdot \frac{a^2}{6 T_1^2} \left\{ \frac{1 - e^{-k}}{\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k}} \left[\frac{c_2}{2\lambda_0^2} \eta - \zeta \left(\frac{6}{\lambda_0} - I_f' \right) \right] + \frac{6}{\lambda_0} - \frac{c_2}{\lambda_0^2 T_1} - I_f' \right\} \Delta T_1; \quad (7)$$

$$(\Delta \lambda_e)_{T_2} = \frac{1 - e^{-k}}{\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k}} \cdot \frac{a^2}{6} \cdot \frac{1}{T_2^2} \left\{ \frac{e^{-k} \left[1 + \frac{c_2 (1 - e^{-k})^{-1}}{\lambda_0 T_2} \right]}{\frac{1}{T_1} - \zeta e^{-k}} \times \right. \\ \left. \times \left[\zeta \left(\frac{c_2}{2\lambda_0^2} - \frac{6}{\lambda_0} + I_f' \right) \right] - \frac{6}{\lambda_0} + \frac{c_2}{\lambda_0^2 T_2} + I_f' \right\} \Delta T_2. \quad (8)$$

Расчеты по формулам (4)—(8) показали, что для интерференционных фильтров при полосе пропускания порядка 10—20 $\mu\text{м}$, температуре плазменного источника порядка 40 000° К и температуре источника сравнения порядка 2200° К главное влияние на погрешность $\Delta\lambda_e$ оказывает погрешность $(\Delta\lambda_e)_{\lambda_0}$; влияние остальных погрешностей на $\Delta\lambda_e$ — на два порядка меньше. Поэтому следует считать, что при использовании интерференционных светофильтров с полосой пропускания порядка 10—20 $\mu\text{м}$ погрешность определения эффективной длины волны целиком определяется погрешностью $(\Delta\lambda_e)_{\lambda_0}$.

Спектральное пропускание примененных в установке ИПСП-1 интерференционных светофильтров измерено во ВНИИМ, причем предельная погрешность $\Delta\lambda_0$ была определена в 1 $\mu\text{м}$. При таком значении погрешности $\Delta\lambda_0$ расчеты по формуле (2) показали, что для рассматриваемых температур T_1 и T_2 и указанной полосы пропускания интерференционных светофильтров погрешность ΔT_2^* не превышает 650 град для диапазона длин волн 0,5—0,65 $\mu\text{м}$, что составляет 1,6% от температуры T_2 .

Заметим, что эта погрешность может быть значительно снижена (в 5—10 раз) при повышении точности измерений характеристик интерференционного светофильтра.

Погрешность ΔT_2^* определяют по формуле

$$\Delta T_2^* = T_2^2 (1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2}) \Delta A, \quad (9)$$

полученной таким же путем, что и формула (2).

В установке ИПСП-1 для ослабления яркости плазменного источника с температурой T_2 порядка 40 000° К применяли пирометрический светофильтр, спектральный коэффициент пропускания которого удовлетворял критерию Фуа [2, 4]. Пирометрическое ослабление этого светофильтра измеряли на эталонной установке СП-4К ВНИИМ с погрешностью ΔA , не превышающей $0,5 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹ для одного стекла в оптическом диапазоне длин волн. Светофильтр установки ИПСП-1 состоял из двух стекол, поэтому следует считать, что его погрешность ΔA равнялась $0,7 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹.

Подставляя найденное значение ΔA в формулу (9), получим, что погрешность ΔT_2^* не превышает в рассматриваемом диапазоне длин волн 550 град, составляя 1,4% от измеряемой температуры T_2 порядка 40 000° К.

Погрешность ΔT_2^* определяют по формуле

$$\Delta T_2^* = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2 (1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2}) \Delta T_1. \quad (10)$$

Температуру T_1 , соответствующую потоку излучения от исследуемого плазменного источника, яркость которого ослаблена поглощающими светофильтрами, вычисляют, согласно разработанной методике*, с помощью осциллограммы (см. рисунок) по формуле

$$T_1 = T_0 - \frac{a}{b} \Delta T, \quad (11)$$

где T_0 — температура источника сравнения;

a и b — расстояния соответственно от вершины первого опорного импульса до измеряемого импульса и между первым и вторым опорными импульсами ($\mu\text{м}$);

ΔT — промежуток между опорными импульсами (град).

Согласно формуле (11), погрешность ΔT_1 определения температуры T_1 зависит от следующих погрешностей:

1) ΔT_0 — передачи значения температуры T_0 образцовой лампе. При $T_0 = 2200^\circ \text{К}$ эта погрешность составляет приблизительно 2 град;

* См. стр. 33.

2) $\Delta(\Delta T)$ — случайной погрешности определения интервала ΔT между опорными импульсами, которая не превышает 0,5 град;

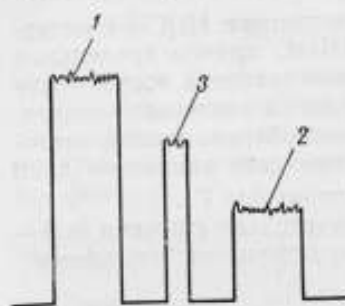
3) ΔT_1^* — обусловленной применением самой формулы (11), не учитывающей нелинейный характер зависимости яркости от температуры. Эта погрешность для середины интервала, где она наибольшая, не превышает 0,25 град;

4) случайных погрешностей измерения интервалов a и b по осциллограмме, которые в свою очередь зависят от погрешностей:

а) обусловленной нелинейностью электронной регистрирующей аппаратуры, при правильной регулировке ограничения сигнала в интервале $6 \div 12$ в, составляющей около 2% от b (0,5 град);

б) случайной, отсчета по осциллограмме, обусловленной флуктуациями, амплитуда которых не превышает 10% от b ; Отсчет проводили по средней линии, которую проводили с погрешностью ± 1 мм при интервале между опорными импульсами порядка 40 мм, что вносило погрешность в определение a и b , не превышающую 0,5% ($< 0,1$ град);

в) от пульсаций анодного напряжения и напряжения независимого смещения, создающих помехи, искажающие плоскую часть импульсов. Эти погрешности не превышают 0,3% от b ($< 0,1$ град).



Осциллограмма для расчета температуры исследуемого импульсного плазменного источника.

1 и 2 — опорные импульсы от источника сравнения, 3 — измеряемый импульс

Погрешность ΔT_1 , определяемая по формуле

$$\Delta T_1 = \sqrt{\Delta T_0^2 + \left[\Delta \left(\frac{a}{b}\right) \Delta T\right]^2 + \left[\frac{a}{b} \Delta(\Delta T)\right]^2 + \Delta T_1^{*2}}, \quad (12)$$

для середины интервала между опорными импульсами, где она максимальна, не превышает 2,5 град. Подставляя значение погрешности ΔT_1 в формулу (10), легко рассчитать погрешность ΔT_2^* , которая для рассматриваемого значения температур T_1 и T_2 не превышает 500 град в диапазоне длин волн $0,5 \div 0,65$ мкм, что составляет 1,2% от T_2 .

Подводя итог проведенному анализу погрешностей измерения температуры импульсных плазменных источников высокой яркости на новом спектропирометре типа ИПСП-1, можно заключить, что он позволяет измерять температуру таких источников с погрешностью, не превышающей 2,5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.
2. Бражниченко Г. Н. Применение пирометрических светофильтров, удовлетворяющих критерию Фура, для измерения высоких температур. «Измерительная техника», 1967, № 12.
3. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.
4. Foote P. D., Mohler F. L., Fairchild C. O. J. Wash. Acad. Sciences., 1917, v. VII, № 18.

Поступила в редакцию
3/VIII 1967 г.

**МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА
ТИПА ЭВ-45**

Измерение температуры плазмы может быть существенно облегчено при наличии меры сравнения — излучателя, температура которого известна и близка к измеряемой. Применение таких образцовых излучателей целесообразно при использовании для пирометрии плазмы методов измерения относительной заселенности энергетических уровней, абсолютных или относительных интенсивностей спектральных линий или континуума, а также в других случаях диагностики плазмы [1, 2]. Образцовый излучатель можно применять либо в отдельном эксперименте для градуировки пирометрической аппаратуры, либо в качестве меры сравнения при измерении температуры плазмы. В этом случае должны быть известны характеристики излучения образцового излучателя в используемой при измерении спектральной области.

Для исследования и градуировки образцовых плазменных излучателей необходима температурная шкала, охватывающая область реализуемых в них высоких температур. Для построения такой шкалы непригодны методы, применяемые в области умеренно высоких температур [3]. Эталонные фотоэлектрические пирометры, с помощью которых осуществляется температурная шкала в диапазоне, необходимом для метрологического обеспечения пирометрии твердых и жидких тел ($1000-6000^\circ\text{K}$), а также эталонные и образцовые излучатели этого диапазона неприменимы для измерения температуры плазмы в силу физических особенностей плазменного состояния вещества и свойств его излучения.

Существенным достижением в этой области является создание импульсного источника сплошного спектра типа ЭВ-45 [4, 5], спектр излучения которого близок к спектру излучения черного тела при температуре около $40\,000^\circ\text{K}$, время горения — от 150 до 400 мксек. При использовании источника ЭВ-45 как для градуировки и поверки пирометрических устройств, так и непосредственно для экспериментальных работ по диагностике плазмы, большое значение имеет близость его свойств к свойствам абсолютно черного тела; в этом случае не требуется полного совпадения спектральных характеристик аппаратуры при градуировке источника и его применении.

Во ВНИИМ разработан спектральный пирометр типа ИПСП-1 для измерения высоких температур импульсных излучателей.* Принцип действия пирометра заключается в непосредственном сличении исследуемых высоко-

* См. стр. 33.

температурных импульсных излучателей с эталонами ВНИИМ, хранящими температурную шкалу в диапазоне умеренно высоких температур [6]. При сличении применяют поглощающие светофильтры, которые градуируют с помощью эталонной фотоэлектрической аппаратуры [7, 8]. В настоящей работе пирометр ИПСП-1 применяли для исследования и градуировки излучателя ЭВ-45.

В работе [3] указано, что для построения температурной шкалы выше $10\,000^\circ\text{C}$ необходимо предварительно разработать излучатель и пирометр, свойства которых должны соответствовать специфике этой задачи. Импульсный источник ЭВ-45 и спектральный пирометр ИПСП-1 предназначены для работ такого рода в области плазменных исследований и удовлетворяют поставленным требованиям. Заключительная часть намеченной работы — исследование плазменного излучателя и его градуировка сличением с существующими эталонами температурной шкалы изложена в настоящей статье. Описываемая работа представляет собой по существу расширение температурной шкалы до $40\,000^\circ\text{K}$. Выбранная методика построения шкалы обеспечивает возможность ее практического применения для измерения температуры плазмы.

В процессе работы возник ряд вопросов, касающихся теории шкалы высоких температур, методики ее расчета по данным эксперимента, а также учета спектральных характеристик тепловых излучателей и оптической аппаратуры. Эти теоретические исследования выполнены во ВНИИМ и описаны в работах [7, 9, 10].

В настоящей работе исследована зависимость излучения источника ЭВ-45 от его электрических параметров, от материала стенки капилляра и его геометрических размеров, а также распределение излучения по сечению капилляра. Были исследованы излучение источника по спектру и коэффициент непрерывного поглощения плазмы в видимом диапазоне длин волн с целью определения отступления излучения источника ЭВ-45 от излучения черного тела.

Зависимость излучения источника от его электрических параметров

В импульсном плазменном источнике ЭВ-45 излучателем является канал разряда в открытом с торцов капилляре диаметром 2 мм и длиной 10 мм. Капилляры высверливают в пластинах из текстолита или полиметилметакрилата. Практически в источнике используют излучение, выходящее из открытых торцов капилляра в направлении его оси. Импульс излучения источника имеет П-образную форму, длительность его на уровне 0,05 амплитуды при включении одной, двух или трех секций формирующей линии соответственно равна ~150, ~300 или ~450 мксек. Форма и длительность светового импульса не зависят от длины волны.

Электрические параметры источника определяют мощность, выделяющуюся при разряде, а тем самым излучение разряда и его температуру.

Следует заметить, что зависимость излучения разряда в капилляре от электрических параметров разрядной цепи уже была исследована рядом авторов [11—13]. Однако в их работах из-за неоднородности физических условий опытов полученные результаты носят, как правило, качественный и чисто оценочный характер, числовые количественные сведения в них почти отсутствуют. Исключением является работа [5], посвященная разработке и исследованию источника типа ЭВ-45. Но чтобы метрологически оценить стабильность и воспроизводимость характеристик излучения источника в зависимости от его электрических параметров, желательно было применить более чувствительную аппаратуру, чем использованная в работе [5]. Кроме того, исследования [5] не коснулись ряда факторов, кото-

рые могут влиять на интенсивность излучения разряда, длительность и форму светового импульса.

Как показали электрические испытания, изучаемый образец ЭВ-45 по своим характеристикам идентичен источнику, созданному в ГОИ [4]. Ток разряда имеет П-образную форму, что указывает на согласование сопротивления нагрузки с волновым сопротивлением линии. Амплитуда разрядного тока для первого импульса при длительности ~ 150 мксек составляет 8100 а, при ~ 300 мксек — 8300 а, при ~ 450 мксек она равна 8400 а.

При заданных геометрических размерах и материале стенки капилляра основными параметрами, определяющими яркость разряда, форму и длительность светового импульса, являются мощность, выделяющаяся в единице объема разрядного промежутка, и форма разрядного тока. Очевидно, что электрическая мощность зависит от сопротивлений разрядного промежутка и электродов, а также от запасенной энергии формирующей линии, т. е. от напряжения заряда конденсаторов и их емкости. Кроме того, на нее оказывает влияние сопротивление формирующей линии и подводных кабелей, но оценку этих факторов не проводили.

У капилляра определенного диаметра сопротивление разрядного промежутка (расстояние между концами электродов, включающее длину капилляра) почти не зависит от расстояния концов электродов до выходного отверстия. При исследовании концы электродов устанавливали в $0,5 \pm 3$ мм от выходных отверстий капилляров. Установить их на большее расстояние не представлялось возможным, так как это нарушило бы работу источника. Исследования показали, что в диапазоне длин волн 0,5–0,61 мкм температура * разряда не изменяется в пределах погрешности измерений.**

Сопротивление электродов двояко влияет на выделяющуюся в разряде удельную мощность, а тем самым и на температуру разряда.

Во-первых, от угла заточки электродов может зависеть стекание заряда в разрядный промежуток, заполненный плазмой. Как показала экспериментальная проверка, при изменении угла заточки от 30 до 180° температура (яркость) разряда не изменяется в пределах погрешности измерения.

Во-вторых, выделяемая в разряде удельная мощность может зависеть от способа закрепления электродов. Так, при закреплении графитовых электродов в металлических трубках ток разряда меняется. Для исследования влияния такого изменения тока разряда на его температуру (яркость) графитовые электроды помещали в медные трубки, которые были на 20 мм короче электродов. Капилляры имели длину $8 \pm 0,1$ мм и диаметр $2 \pm 0,01$ мм. Одновременно с измерением температуры фиксировали разрядный ток. При закреплении графитовых электродов в медных трубках ток разряда увеличивается на 700–900 а, т. е. уменьшается сопротивление электродов, что приводило к увеличению температуры разряда на 2–2,5%. Если предположить, что вся энергия разряда расходуется на излучение, то его температура T примерно пропорциональна \sqrt{I} , т. е.

$$T \sim \sqrt{I}, \quad (1)$$

где I — ток разряда.

* Излучение источника ЭВ-45 весьма близко к излучению абсолютно черного тела и его яркостная температура практически совпадает, как показано Н. Н. Огурцовой и нами, с температурой разряда.

** Во всех опытах для предотвращения влияния на результаты измерений поля температур по сечению капилляра полевая диафрагма оптической системы ИПСП-1 вырезала из изображения капилляра поперечную зону диаметром 0,7 мм, в пределах которой поле температур отсутствует. При этом выходное отверстие капилляра проецировалось на полевую диафрагму в масштабе 1 : 1.

Эксперименты показали, что если для упрочнения электродов в источнике ЭВ-45 используют устройства из проводящего материала, то источник необходимо прогревавать заново вместе с этими устройствами.

Энергия, запасенная в формирующей линии источника ЭВ-45, определяется напряжением заряда конденсаторов и их суммарной емкостью, которые оказывают существенное влияние на выделяющуюся в разряде удельную мощность, а тем самым и на его температуру (яркость).

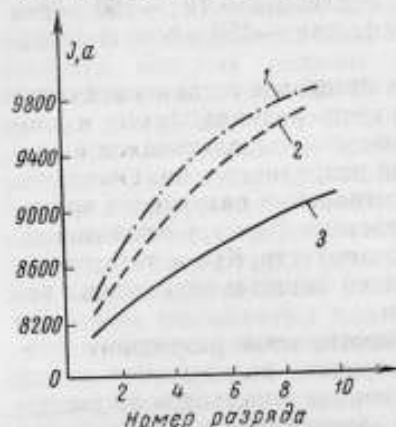


Рис. 1. Влияние длительности разряда ~ 450 (1), ~ 300 (2) и 150 мксек (3) на силу разрядного тока.

Зависимость температуры разряда от напряжения заряда конденсаторов формирующей линии исследовали на капиллярах длиной $8 \pm 0,1$ мм и диаметром $2 \pm 0,01$ мм, высверленных в пластине из текстолита марки ВЧ. Длительность разряда составляла 150 мксек, а напряжение заряда менялось от 2700 до 3100 в через каждые 100 в. Наряду с напряжением фиксировали ток разряда. Как показали измерения, с уменьшением напряжения заряда уменьшается ток и температура разряда. При этом уменьшение напряжения на 100 в приводит к падению температуры разряда на 500 град, т. е. на $1,3\%$, так как удельная мощность W_0 уменьшается с уменьшением напряжения заряда конденсаторов и вызывает

$$T \sim \sqrt[4]{W_0}. \quad (2)$$

уменьшение температуры разряда. Если предположить, что вся выделяющаяся в единице объема мощность W_0 идет на излучение [5], то падение температуры с уменьшением мощности W_0 происходит с закономерностью (2).

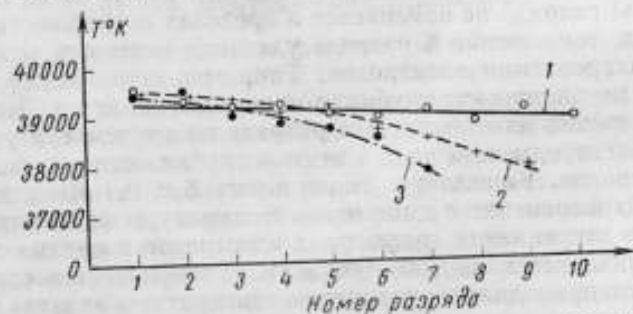


Рис. 2. Влияние длительности разряда ~ 150 (1), ~ 300 (2) и ~ 450 мксек (3) на его температуру.

Таким образом, изменение напряжения заряда формирующей линии на 2% вызывает изменение температуры источника на 1% . Аналогичная зависимость температуры разряда источника ЭВ-45 от напряжения заряда конденсаторов формирующей линии сохраняется и для разрядов большей длительности.

Зависимость температуры (яркости) разряда источника ЭВ-45 от суммарной емкости конденсаторов формирующей линии исследовали на капиллярах длиной $10 \pm 0,1$ мм и диаметром $2 \pm 0,01$ мм. Увеличение числа конденсаторов способствовало увеличению длительности разрядного им-

пульса. В исследованиях применяли три комбинации ячеек линии, соответствующие длительности разрядного импульса ~ 150 , ~ 300 и ~ 450 мксек.

Измерения показали, что увеличение длительности способствует росту разрядного тока (рис. 1), но температура разряда при этом не увеличивается (рис. 2), несмотря на возрастание мощности, выделяющейся в капилляре. Ток разряда увеличивается из-за большего выгорания материала стенки капилляра (рис. 3), уменьшающего сопротивление проводящего канала. Отсутствие роста и даже некоторое снижение температуры разряда при этом объясняется тем, что несмотря на увеличение суммарной мощности, удельная мощность W_0 , выделяющаяся в единице объема, из-за большего выгорания стенок капилляра снижается (рис. 4).

Так как при разряде выгорание стенок капилляра приводит к увеличению

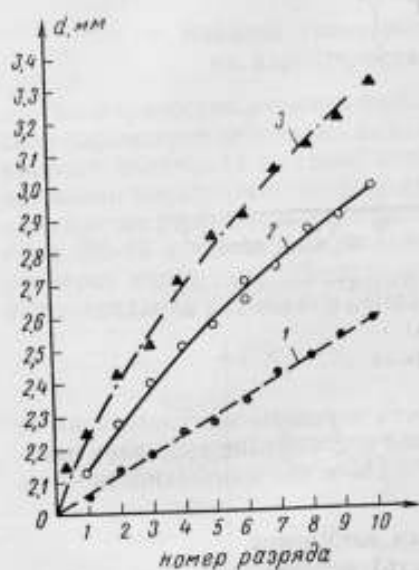


Рис. 3. Выгорание от разряда к разряду капилляра в пластинах из текстолита марки ПТК при длительности разрядного импульса ~ 150 (1), ~ 300 (2) и ~ 450 мксек (3).

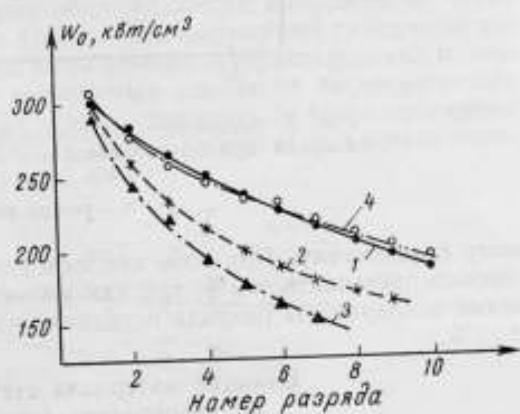


Рис. 4. Влияние длительности разряда на выделяющуюся в нем удельную мощность.

Длительность разрядов в капиллярах, высверленных в текстолите марки ПТК: ~ 150 (1), ~ 300 (2), ~ 450 мксек (3) и в полиметилметакрилате ~ 150 мксек (4).

его диаметра, возрастанию разрядного тока и уменьшению удельной мощности W_0 , было определено влияние этого явления на температурные характеристики источника. Для каждой из рассмотренных длительностей установлено определенное число разрядов, при котором температура разряда остается неизменной. При длительности ~ 150 мксек температура разряда остается неизменной в пределах ± 700 град для первых восьми—девяти разрядов, при ~ 300 мксек — для пяти—шести разрядов и при ~ 450 мксек — только для трех—четырех разрядов. Характер изменения мощности W_0 (рис. 4) в зависимости от числа разрядов при разных длительностях разрядного импульса соответствует поведению температуры. Зависимость температуры разряда от удельной мощности W_0 приведена на рис. 5.

Если запасенная в формирующей линии энергия влияет в основном на температуру (яркость) разряда, то форма разрядного тока определяет не только температуру (яркость), но также длительность и форму светового импульса. При этом ток разряда является наиболее легко измеряемым параметром, поэтому целесообразно с его помощью предварительно калибровать источники.

Исследования показали, что при изготовлении источников ЭВ-45 следует обращать серьезное внимание на подбор индуктивностей ячеек формирующей линии, наиболее близких по расположению к основному разряду.

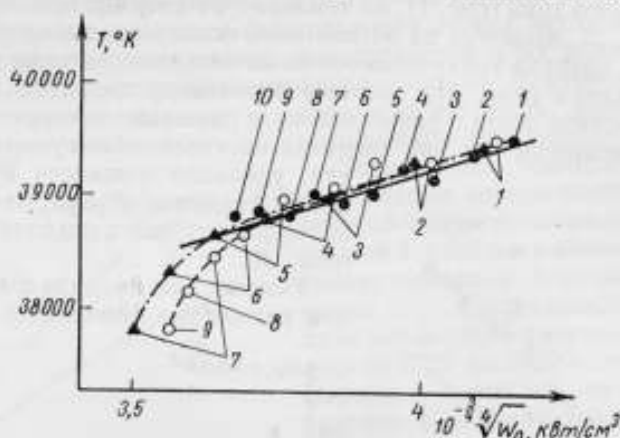


Рис. 5. Зависимость от удельной мощности температуры разряда при длительности его ~ 150 (\bullet), ~ 300 (\circ) и ~ 450 мксек (\blacktriangle).
1—10 — номера разрядов.

ному промежутку. При этом неплоскостность вершины импульса тока не должна превышать $\pm 3\%$, так как уже такое отступление вызывает изменение температуры разряда источника на $\pm 1\%$ и его длительности — на $\pm 10\%$.

Влияние материала стенки капилляра на температуру (яркость) источника

Эксперименты по установлению зависимости излучения и температуры источника ЭВ-45 от материала стенки капилляра позволили отобрать материалы, наиболее подходящие с точки зрения стабильности и воспроизводимости характеристик излучения разряда, осуществляемого в источнике. При исследовании выбирали материалы с высокой механической прочностью и ударной вязкостью: текстолиты марок ПТК, ВЧ и СТ (стеклотекстолит), винипласт и полиметилметакрилат двух сортов (обыкновенное поделочное и авиационное органическое стекло). Из этих материалов были изготовлены пластины толщиной $10 \pm 0,1$ мм, в которых высверливали капилляры диаметром $2 \pm 0,01$ мм.

Указанные материалы прекрасно выдержали высокое давление, возникающее в канале при прохождении разрядов длительностью ~ 150 , ~ 300 и ~ 450 мксек. Правда, для предотвращения микротрещин в стенках, капилляры в пластинах из полиметилметакрилата приходилось высверливать в масле несколькими сверлами с увеличивающимся диаметром. Исследования показали, что в диапазоне длин волн $0,5—0,7$ мкм разряд в капиллярах, высверленных в текстолите обеих марок и в полиметилметакрилате, излучает равномерный сплошной спектр с небольшим числом линий поглощения. Аналогичный спектр излучения был получен при разряде в винипласте, хотя линий поглощения у него несколько больше. В спектре разряда в стеклотекстолите довольно много линий поглощения элементов, входящих в материал стенок капилляра, которые снижают интенсивность излучения сплошного спектра. Спектры излучения разрядов в капилляре исследовали на спектрографе ДФС-13 с линейной дисперсией $0,4$ нм/мм.

Большое число линий поглощения в спектре разряда затрудняет применение стеклотекстолита для излучателя с постоянными по спектру яркостными характеристиками. Винипласт неудобен в эксплуатации, так как в процессе разряда торцовые отверстия капилляра оплавляются, что затрудняет наводку на него приемного устройства измерительной установки. Температуру разрядов в рассмотренных материалах измеряли для области спектра 0,5—0,61 мкм. Наиболее высокая температура ($\sim 39\,000^\circ\text{K}$) была достигнута в капиллярах, высверленных в текстолите марок ПТК и ВЧ и полиметилметакрилате.

Влияние геометрических размеров капилляра на характеристики излучения источника

Геометрические размеры капилляра являются вторым после электрических параметров источника важнейшим фактором, определяющим характеристики излучения плазмы, которая образуется при прохождении через капилляр электрического разряда. Именно они формируют граничные условия этого разряда. В ходе работы были уточнены характеристики источника ЭВ-45 в части определения допустимых изменений геометрических размеров капилляра. Исследования в этом направлении были проведены и при создании источника ЭВ-45 [5]. В данной работе использовали стан-

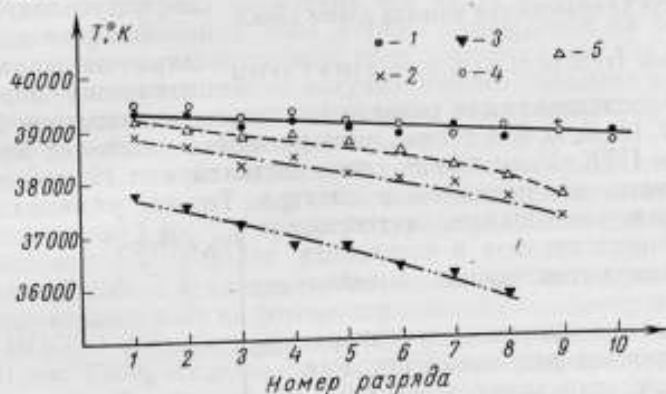


Рис. 6. Влияние на температуру разряда начального диаметра капилляра, равного в пластинах из текстолита марки ПТК: 2 (1); 2,5 (2); 3 мм (3) и в пластинах из полиметилметакрилата: 2 (4) и 2,5 мм (5).

дартный режим этого источника при длительности разрядного импульса ~ 150 мксек. Температуру измеряли в диапазоне 0,5—0,61 мкм. Капилляры высверливали в пластинах из текстолита марки ПТК и полиметилметакрилата.

Исследовали излучение разряда в капилляре длиной $10 \pm 0,1$ мм при изменении его начального диаметра от 2 до 3 мм. На спектрографе ДФС-13 были получены фотографии спектров излучения разряда через капилляры выбранных диаметров. В рабочем участке спектра замечено незначительное уменьшение абсолютной интенсивности сплошного спектра и увеличение относительной интенсивности линейчатого спектра. Как показали измерения (рис. 6), при увеличении начального диаметра капилляра в текстолите с 2 до 2,5 мм уже в первом разряде температура снижается на 1%. При этом она непостоянна от разряда к разряду; после девяти разрядов в одном и том же капилляре температура уменьшается на 3,5% и достигает $37\,300^\circ\text{K}$.

При увеличении начального диаметра капилляра до $3 \pm 0,1$ мм в первом разряде температура уменьшается на 3,5%, причем спад ее ускоряется от разряда к разряду, и уже после восьми разрядов составляет $36\,000^\circ\text{K}$.

Уменьшение температуры разряда с увеличением диаметра капилляра объясняется тем, что несмотря на рост разрядного тока, при расширении канала уменьшается не только его сопротивление, но и мощность W_0 , выделяющаяся в единице объема капилляра. Уменьшение мощности W_0 , по-видимому, снижает количество испаряющегося вещества стенки капилляра, в результате чего уменьшается плотность и давление плазмы. Уменьшение этих параметров плазмы способствует уменьшению коэффициента непрерывного поглощения и интенсивности ее излучения.

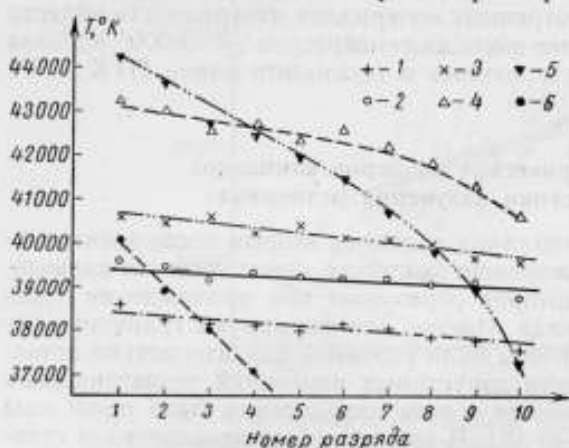


Рис. 7. Влияние на температуру разряда длины капилляра.

Длина капилляра: 12 (1), 10 (2), 8 (3), 6 (4); 5 (5) и 4 мм (6).

Исследовали для разряда в капиллярах диаметром $2 \pm 0,01$ мм и длиной 12, 10, 8, 6, 5, 4 и 3 мм, высверленные в пластинках из текстолита марок ВЧ и ПТК. Уменьшение длины капилляра от 12 до 5 мм не вызвало заметного изменения вида спектра. Только у капилляров длиной 4 и 3 мм уменьшалась интенсивность сплошного спектра и возрастала относительная интенсивность линейчатого спектра.

Одновременно с измерением температуры фиксировали разрядный ток. Как показали результаты измерения (рис. 7), с уменьшением длины капилляра от 12 до 5 мм температура разряда возрастает. Постоянство температуры от разряда к разряду наблюдается только у капилляров длиной не меньше 8 мм, у капилляров длиной 5 и 4 мм она непрерывно уменьшается от разряда к разряду. Отсутствие стабильности температуры для разрядов в капиллярах малой длины объясняется более быстрым уменьшением мощности, чем в капиллярах большой длины.

Увеличение температуры разряда в капиллярах малой длины (но не меньше 5 мм), несмотря на падение мощности, выделяющейся во всем капилляре, можно объяснить тем, что мощность W_0 , выделяющаяся в единице объема таких капилляров, при заданных параметрах формирующей линии источника ЭВ-45, больше аналогичной мощности в капиллярах большой длины (рис. 8). Как следует из формулы (2), изменение температуры разряда соответствует изменению мощности W_0 .

Влияние длины капилляра на характеристики излучения плазмы источника

излучения плазмы источника

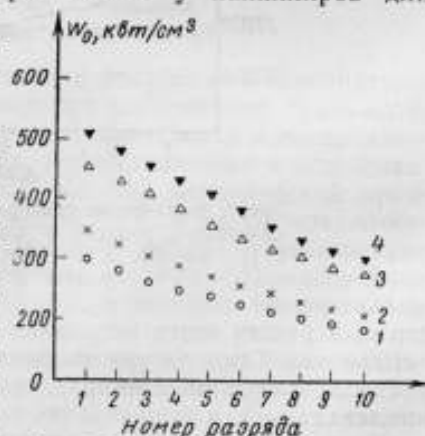


Рис. 8. Зависимость удельной мощности от числа разрядов в капиллярах длиной: 10 (1); 8 (2); 6 (3) и 5 мм (4).

Таким образом, можно сделать вывод, что у капилляров, длина которых намного превосходит их диаметр, изменение длины на 1 мм вызывает изменение температуры разряда на 1,3—1,5%. Следовательно, допуски на длину, заданные при создании источника ЭВ-45, не обеспечивают заданных стабильных характеристик излучения источника. Поэтому, чтобы средняя температура соответствующего числа разрядов определенной длительности в одном и том же капилляре воспроизводилась с погрешностью $\pm 0,5\%$, необходимо его длину выдерживать с погрешностью $\pm 0,1$ мм, а диаметр — с погрешностью $\pm 0,05$ мм.

Распределение излучения разряда в капилляре по его сечению. Коэффициент поглощения плазмы

В отличие от температурных ламп, где излучателем является поверхность раскаленной вольфрамовой ленты, источник типа ЭВ-45, в котором используется свечение разряда, является объемным излучателем, спектральная плотность излучения которого, кроме температуры, определяется коэффициентом непрерывного поглощения плазмы и толщиной ее излучающего слоя. Наличие холодной стенки капилляра предопределяет распределение излучения по его сечению с резко выраженным спадом к стенке. Поэтому при визировании оптической системой пирометра различных по диаметру участков разряда показания его будут различными. Наличие более холодной пристеночной зоны должно сказываться на результатах измерения при изменении апертурного угла пирометра, так как увеличение его может привести к регистрации излучения более холодных зон разряда. Все это вызвало необходимость исследовать поле температур (яркостей) в капилляре и выбрать оптимальные апертурные углы.

Следует отметить, что исследование в работе [5] распределения яркостей по сечению капиллярного разряда показало наличие в приосевой зоне его площадки диаметром 1 мм, где яркость разряда в области спектра ≤ 400 нм остается постоянной в пределах $\pm 2\%$.

В настоящей работе аналогичные исследования были проведены в видимом диапазоне длин волн на фотоэлектрической спектропирометрической установке ИПСП-1 с двенадцатью полевыми диафрагмами диаметром от 0,32 до 1,81 мм. Было исследовано распределение температуры и яркости по сечению капилляра длиной $10 \pm 0,1$ мм и начальным диаметром $2 \pm 0,05$ мм.

Для расчета значения яркости $B(r)$ и температуры $T(r)$ разряда в каждой точке поперечного сечения капилляра выведены формулы

$$B(r) = B_n(r) + \frac{r}{2} \cdot \frac{dB_n(r)}{dr} \quad (3)$$

$$T(r) = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{\ln \left[1 + \left(e^k - 1 + \frac{rc_2}{2\lambda T_n(r)} \cdot \frac{e^k}{(e^k - 1)^2} \cdot \frac{dT_n(r)}{dr} \right)^{-1} \right]}, \quad (4)$$

где $B_n(r)$ и $T_n(r)$ — интегральные значения яркости и температуры для приосевой зоны радиусом r ;

$$k = c_2/\lambda T_n(r).$$

Очевидно, что у капилляра круглого сечения распределение яркости и температуры разряда зависит только от радиуса, т. е. здесь имеется осевая симметрия.

Экспериментальные значения $B_n(r)$ и $T_n(r)$ аппроксимированы функцией вида

$$\Phi(r) = \frac{r_0 - r}{a + b(r_0 - r)},$$

где a и b — постоянные аппроксимации;
 r_0 — радиус капилляра до разряда.

Из результатов измерений и расчетов по формулам (3) и (4) следует (рис. 9 и 10), что яркость разряда остается постоянной в пределах $\pm 1\%$

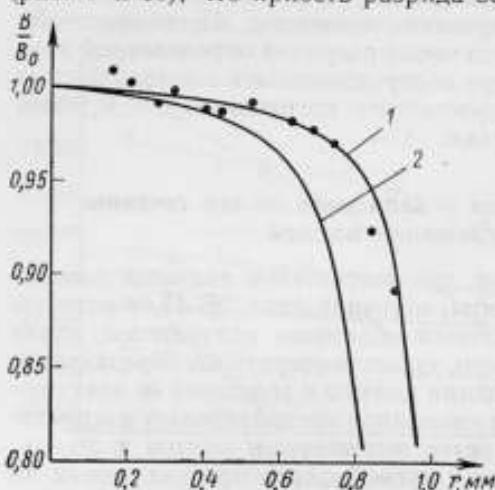


Рис. 9. Распределение яркости по сечению капилляра.

1 — кривая аппроксимации интегральных значений яркости приосевой зоны радиуса r ; 2 — яркость для радиуса r . ● — экспериментальные значения интегральной яркости.

4 и 5,9 мм и апертурных углах соответственно 3° ; $5^\circ 24'$ и $8^\circ 24'$.

Направление излучения во всех рассмотренных случаях совпадает с направлением xx' . Независимость температуры от апертурных углов объясняется тем, что при таких малых значениях их на лучеприемник из-за большой оптической плотности плазмы излучение холодных пристеночных зон $a_2 a_3 b_3 b_2$ практически не попадает.

Аналогичная картина наблюдалась при наводке оптической системы установки на середину капилляра — на сечение bb . В этом случае при использовании апертурной диафрагмы диаметром 5,9 мм излучение из зоны $b_2 b_3 a$, где температура на 0,9% ниже, чем в приосевой зоне, попадает на лучеприемник, но вклад этого излучения в общий поток незначителен.

При наводке оптической системы на конец капилляра, т. е. на сечение $a_i a_i$ ($i = 1, 2, 3$), применение апертурной диафрагмы диаметром 4 мм снижает измеряемую температуру на 0,5% из-за того, что в зоне $a_1 a_2 b_2 b_1$ спад температуры разряда значителен, а излучение из нее полностью попадает на лучеприемник установки. Применение диафрагмы диаметром 5,9 мм приво-

в приосевой зоне диаметром 0,7 мм, а температура — в зоне диаметром 0,9 мм. В каждой точке приосевой зоны диаметром 1,0—1,1 мм значения этих параметров отличаются от интегральных (измеренных фотоэлектрическим методом) не более, чем на $\pm 1\%$.

Зависимость температуры разряда от апертурного угла пирометра и наводки на разные по длине участки капилляра была исследована в капиллярах длиной $10 \pm \pm 0,1$ мм и диаметром $2 \pm 0,05$ мм. Диаметр полевой диафрагмы оптической системы установки составлял 0,65 мм. Выяснилось, что при наводке оптической системы установки ИПСП-1 на передний срез капилляра aa (рис. 11) измеряемая температура в пределах ± 200 град не изменяется при диаметрах апертурной диафрагмы установки 2,2;

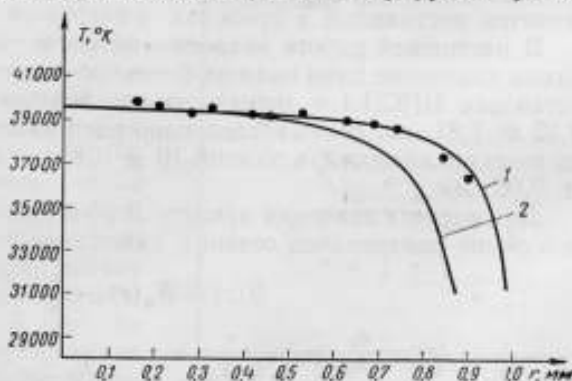


Рис. 10. Распределение температуры по сечению капилляра.

1 — аппроксимация интегральных значений температуры приосевой зоны радиуса r ; 2 — температура для радиуса r . ● — экспериментальные значения интегральной температуры.

дит к тому, что установка начинает фиксировать излучение из всех зон капилляра. При этом излучение из холодных зон $a_2a_3b_3b_2$ и $a_1a_2b_2b_1$ способствует снижению температуры на 3%. Таким образом, влияние холодных пристеночных зон капилляра при наводке оптической системы установки на его передний срез не наблюдается, если апертурный угол не превышает 8° . Если невозможно осуществить наводку на передний срез капилляра, апертурный угол оптической системы не должен превышать 5° .

Коэффициент непрерывного поглощения плазмы высокого давления является вторым после температуры параметром, характеризующим спек-



Рис. 11. Ход лучей в капилляре при различных апертурных углах установки.

тральную плотность излучения плазмы. Этот коэффициент, позволяющий оценить степень отступления излучения разряда от излучения абсолютно черного тела, определен путем измерения абсолютного значения интенсивности излучения слоя плазмы заданной толщины. Применение для этой цели капилляров особой формы (рис. 12) длиной 10 мм и диаметром $2 \pm 0,05$ мм позволило подбором угла и длины наклонного участка варьировать толщину излучающего слоя плазмы от 4,5 до 1,6 мм. По электрическим характеристикам разряда (форма и амплитуда тока, напряжение на разрядном промежутке) такие капилляры не отличаются от обычных прямых.

Наводку оптической системы установки осуществляли в направлении cc . За толщину излучающего слоя плазмы было принято расстояние d от стенки капилляра до плоскости торцового отверстия. Интенсивность излучения I_λ этого слоя плазмы связана с коэффициентом ее непрерывного поглощения x_λ уравнением

$$\frac{I_\lambda}{B_\lambda} = 1 - e^{-x_\lambda d},$$

где B_λ — интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре плазмы.

Как показали дальнейшие исследования, излучение разряда в капилляре длиной 10 мм в области спектра 0,5—0,61 мкм соответствует излучению абсолютно черного тела при температуре $\sim 39\,000^\circ$ К. Следовательно, измерив I_λ/B_λ , легко рассчитать x_λ .

Аналогичные измерения были выполнены в работе [5]. При $\lambda = 694,2$ нм десятимиллиметровый слой плазмы просвечивали излучением

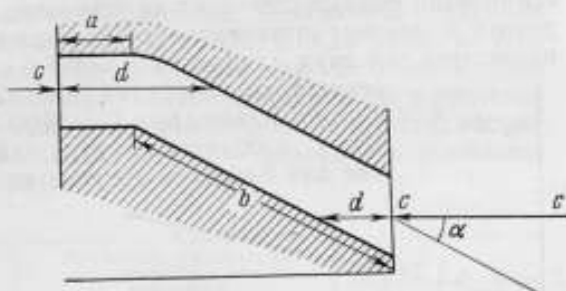


Рис. 12. Кривой капилляр.

a и b — прямой и наклонный участки; cc — направление визирования; d — оптическая глубина слоя; α — угол между осью струи и направлением визирования.

ОКГ на рубине, причем значение x_λ оценено как $>11 \text{ см}^{-1}$. Для области спектра 200—300 мкм применяли фотоэлектрический метод регистрации излучения 3-миллиметрового слоя плазмы. При этом из-за высокой степени насыщения излучения различие в интенсивностях 3- и 10-миллиметровых слоев плазмы было незначительным, что затрудняло возможность обеспечить точность фотоэлектрического метода.

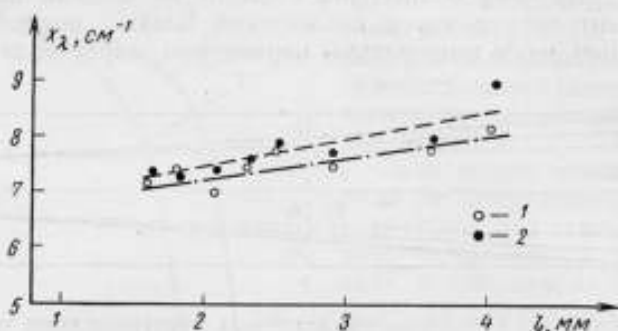


Рис. 13. Зависимость коэффициента непрерывного поглощения плазмы от оптической толщины излучающего слоя. Экспериментальные значения для длины волн λ : ~ 500 (1) и ~ 551 мкм (2).

В настоящей работе излучение слоев плазмы различной толщины регистрировали фотоэлектрически на установке ИПСП-1, позволяющей фиксировать изменение интенсивности излучения на 0,5%. Измерения были проведены для двух длин волн $\lambda_1=497,5 \text{ мкм}$ и $\lambda_2=551 \text{ мкм}$. Как показали результаты измерений (рис. 13), коэффициент поглощения x_λ плотной плазмы при $T \sim 39000^\circ \text{ К}$ и давлении $\sim 500 \text{ ат}$ очень высок; в области спектра 0,5—0,6 мкм его среднее значение для 3-миллиметрового слоя плазмы равно $7,7 \text{ см}^{-1}$ при



Рис. 14. Зависимость коэффициента непрерывного поглощения плазмы от длины волны λ при $T \approx 39000^\circ \text{ К}$ и давлении $P \approx 500 \text{ ат}$.

Экспериментальные значения, полученные: 1 — в работе [5]; 2 — во ВНИИМ; 3 — теоретические значения работы [5].

На рис. 14 приведены значения x_λ для 3-миллиметрового излучающего слоя плазмы, измеренные во ВНИИМ, а также полученные в работе [5] для других длин волн фотоэлектрическим методом и рассчитанные теоретически при $T \sim 39000^\circ \text{ К}$ и $P \sim 500 \text{ ат}$. Как видно из рис. 14, все значения x_λ удовлетворительно согласуются между собой и с наиболее достоверными экспериментальными и теоретическими значениями x_λ , полученными в работе [5], и характеризуются монотонным убыванием с уменьшением длины волны.

**Исследование излучения источника ЭВ-45
в оптическом диапазоне длин волн**

Исследование было проведено на капиллярах длиной $10 \pm 0,1$ мм и диаметром $2 \pm 0,05$ мм, высверленных в пластинках из текстолита марки ПТК и полиметилметакрилата. Температуру разряда измеряли в присоединенной зоне канала диаметром 0,65 мм, в пределах которой практически отсутствует градиент температур. Длительность разрядного импульса составляла ~ 150 , ~ 300 и ~ 450 мксек, напряжение заряда формирующей линии — 3000 в. На установке ИПСП-1 сравнивали яркость источника с яркостью лампы накаливания типа СИ-10-300 № 122, отградуированной на эталонной установке ВНИИМ СП-4К. Яркость разряда источника ЭВ-45 ослабляли пирометрическими светофильтрами, удовлетворяющими критерию Фута. Стекла для светофильтров были подобраны так, чтобы их пирометрическое ослабление составляло около $450 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$ и позволяло поддерживать на лампе температуру около 2000° С для обеспечения стабильности ее градуировки. Для монохроматизации излучения применяли интерференционные светофильтры с полосой пропускания $8 \div 10$ нм. Погрешность измерения яркостной температуры разряда в капилляре определена в $\pm 2,5\%$ при воспроизводимости результата измерения в $\pm 0,5\%$.

Яркостную температуру разряда первоначально измеряли для трех длин волн: $\lambda_1 = 497,5$ нм, $\lambda_2 = 551$ нм и $\lambda_3 = 644$ нм. Измерения при $\lambda = 656$ нм не производили, так как из работы [5] было известно о наличии в этой области сильно уширенной (~ 8 нм) линии поглощения водорода H_{α} . Поэтому рабочую длину волны λ_3 выбирали на некотором удалении от линии H_{α} , чтобы избежать влияния ее поглощения. Результаты измерений в течение около полутора лет представлены в табл. 1. Как видно из этой таблицы, сходимость результатов измерений высокая. В области длин волн 500—551 нм яркостная температура остается постоянной в пределах разброса температур отдельных разрядов различной длительности, составляющего ± 700 град, и равна $39\ 100^\circ$ К, при $\lambda_3 = 644$ нм она снижается примерно на 8% и составляет $36\ 000^\circ$ К.

Таблица 1

Материал	Длина волны λ , нм	Яркостная температура разряда ($^\circ$ К) и период измерений			Среднее значение $T_{\text{ср}}$ из всех измерений, $^\circ$ К	Отклонение от среднего $T_{\text{ср}}\%$
		январь — июль 1966 г.	сентябрь — октябрь 1966 г.	январь — март 1967 г.		
Текстолит марки ПТК	500	39 100	39 100	38 900	39 000	0,26
	551	39 400	39 200	39 100	39 200	0,43
	644	36 200		36 000	36 100	0,26
Полиметилметакрилат (органическое стекло)	500		39 100	39 000	39 000	0,26
	551	39 250	39 200	39 150	39 200	0,16
	644	36 000		35 900	35 950	0,16

Такое изменение температуры разряда в красной области спектра объясняется, по-видимому, тем, что в плазменной струе, вытекающей из капилляра, имеются скачки уплотнения с температурой порядка $30\ 000^\circ$ К [5], которые и являются своеобразными поглотителями излучения из канала. Кроме того, линия H_{α} может быть уширена гораздо сильнее, чем предполагалось, и в ее крыльях также может происходить поглощение излучения. Эти предположения были проверены на указанных капиллярах особой формы (рис. 12). Прозрачность полиметилметакрилата, в котором были

высверлены капилляры, обеспечивала хорошую наводку. Температуру разряда измеряли со стороны прямого участка капилляра, когда оптическая глубина излучающего слоя велика, и излучение разряда проходит через всю плазменную струю, а также со стороны наклонного участка, когда оптическая глубина слоя плазмы мала (не более 3 мм), и излучение разряда проходит через незначительный слой струи. Результаты этих измерений приведены в табл. 2. При наводке на выходное отверстие наклонного участка капилляра погрешность измерения температуры составляла 3—4%, что объясняется случайными ошибками при наводке.

Таблица 2

Участок наводки и его оптическая глубина	Яркостная температура участка (°K) при значениях длины волны, нм		
	500	551	644
Прямой, 3,5÷4,4 мм	39 000	39 200	36 200
» 2,5 мм	37 500	37 700	36 100
Наклонный, 2,1÷2,2 мм	36 000	35 900	36 200
» 1,5÷1,7 »	34 200	34 300	34 500

Как видно из табл. 2, поглощающее действие плазменной струи наиболее велико в красной области спектра. При устранении струи (отведении ее в сторону) температура выравнивается и во всем исследуемом диапазоне длин волн (497,5—644 нм) не меняется в пределах ± 1000 град. Меньшее значение ее при всех длинах волн при наводке на выходное отверстие наклонного участка капилляра объясняется меньшей оптической глубиной излучающего слоя плазмы.



Рис. 15. Зависимость яркостной температуры источника ЭВ-45 от длины волны для разрядов в пластинах из текстолита при длительности разряда ~ 150 (1), ~ 300 (2), ~ 450 мксек (3) и в пластинах из полиметилметакрилата: ~ 150 (4) и ~ 300 мксек (5).

В дальнейшем излучение разряда исследовали в области спектра, более удаленной от линии H_{α} , причем яркостную температуру измеряли при $\lambda_4 = 596$ нм. Результаты последних измерений, представленные на рис. 15 и в табл. 3, свидетельствуют о том, что яркостная температура разряда в импульсном плазменном источнике ЭВ-45 в области спектра 500—600 нм остается постоянной в пределах ± 700 град и составляет $39\ 100^\circ\text{K}$, а его излучение соответствует излучению абсолютно черного тела при этой температуре, на что указывает и значение коэффициента поглощения плазмы.

Таблица 3

Материал пластины	Длительность разряда, мксек	Яркостная температура разряда (*K) при значениях длины волны, мμ			
		500	551	596	644
Текстолит марки ПТК	150	38 900	39 100	39 200	35 950
	300	39 100	39 100	39 300	36 100
	450	39 100	39 200	39 350	36 200
Полиметилметакрилат	150	38 900	39 000	39 300	36 000
	300	39 000	39 300	39 400	36 100

ЛИТЕРАТУРА

1. Соболев Н. Н. Оптические методы измерения температуры пламен. «Труды ФИАН СССР», вып. VII, 1956.
2. Киренков И. И. Измерение температуры светящихся пламен. «Труды ВНИИМ», вып. 9 (69), 1950.
3. Киренков И. И. Методы осуществления температурной шкалы. «Труды институтов Комитета», вып. 63 (123). М.—Л., Стандартгиз, 1962.
4. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела при температуре $\sim 40\,000^\circ$. «Оптико-механическая промышленность», 1960, № 1.
5. Огурцова Н. Н. Автореферат диссертации, ГОИ, 1964.
6. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
7. Бражниченко Г. Н. Применение пирометрических светофильтров, удовлетворяющих критерию Фуа, для измерения высоких температур. «Измерительная техника», 1967, № 12.
8. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Поглощающие светофильтры для температурных измерений в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
9. Бражниченко Г. Н. Об аддитивности пирометрических поглощающих светофильтров. «Труды институтов Комитета», вып. 84 (144). М.—Л., Издательство стандартов, 1966.
10. Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метод расчета эффективной длины волны с учетом формулы Планка. «Труды институтов Комитета», вып. 87 (147). М.—Л., Издательство стандартов, 1966.
11. Anderson I. A. «Astrophys J.», 1932, v. 75, p. 394.
12. Ванюков М. П., Мак А. А., Урес М. Я. «Оптика и спектроскопия», 1958, № 4, стр. 539.
13. Бабушкин А. А. «ЖЭТФ», 1944, № 14, стр. 156, 184, 279.

Поступила в редакцию
25/VIII 1967 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМА ВРЕДНОГО ПРОСТРАНСТВА ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА

Газовый термометр, с помощью которого в широком диапазоне (от точки гелия до точки золота) и наиболее точно осуществляется эталонная термодинамическая шкала температур, представляет собой комплекс прецизионной измерительной аппаратуры и высокостабильных термостатов, воспроизводящих искомую температуру. Высокие требования к точности определения термодинамической температуры (0,01 град в точке цинка, 0,05 ÷ ÷ 0,1 град в точке золота и т. д.), а следовательно, и к работе газового термометра делают газотермометрические измерения весьма трудоемкими и ставят перед исследователями очень сложную задачу: выявить, оценить и по возможности исключить влияние на результат измерения температуры различных источников погрешностей и особенно источников систематических погрешностей [1]. В значительной мере это достигается корректировкой опытных данных соответствующими поправками, в частности, на вредное пространство газового термометра — поправкой на вредный объем.

Для определения этой поправки создают отдельную аппаратуру, проводят специальные измерения и всегда стремятся так усовершенствовать газовый термометр, чтобы поправка эта была возможно меньше.

В настоящей статье рассмотрен вопрос повышения точности измерений с помощью нового эталонного газового термометра № 3 ВНИИМ, а также описана методика теоретического и экспериментального определения вредного объема, что может представить научный интерес и для исследователей других специальностей.

Постановка задачи

Газовый термометр № 3 [2, 3] принадлежит к числу наиболее совершенных по конструкции и точности приборов, работающих по методу постоянного объема. Основным условием применения этого метода является постоянство массы M термометрического газа и занимаемого им объема V , т. е.

$$M = \text{const} \text{ и } V = \text{const}. \quad (1)$$

В данном случае определение температуры T_x сводится к измерению давления газа при опорной T_0 (давление P_0) и искомой T_x (давление P_x), температурах а затем — к расчету по формуле

$$T_x = T_0 \frac{P_x}{P_0} + \Delta T_{ид}, \quad (2)$$

где $\Delta T_{ид}$ — поправка, учитывающая неидеальность газа.

Расчет усложняется тем, что не весь термометрический газ массой M имеет температуру, равную измеряемой. Основная его часть действительно принимает эту температуру, поскольку она заключена в резервуаре AB

термометра (рис. 1) и находится вместе с ним в рабочем пространстве термостата, в котором искомая температура поддерживается с большой точностью. Однако остальная часть газа, занимающая хотя и много меньший, чем у резервуара, но все же ощутимый объем системы $BCDM$, расположена вне рабочего пространства.

Температура газа на различных участках системы $BCDM$ может быть весьма неодинаковой. Она, например, близка к T_x (или T_0) у конца B резервуара, к комнатной температуре — около разделительной мембранной

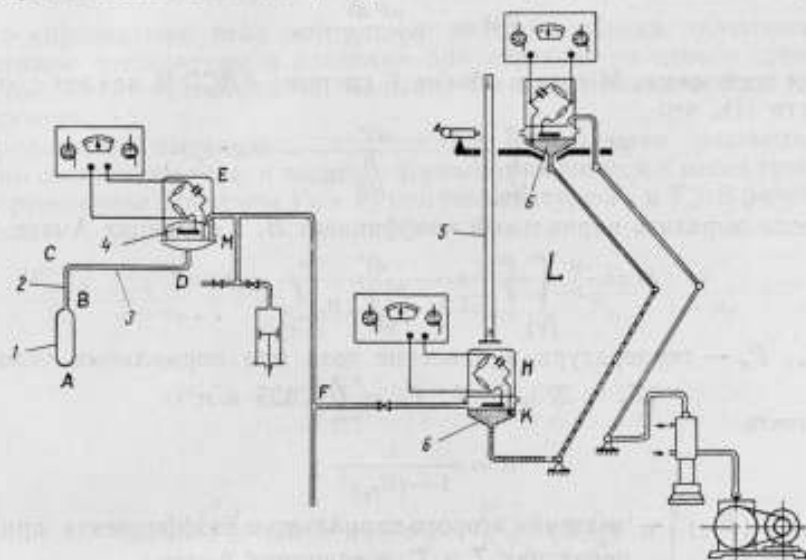


Рис. 1. Принципиальная схема газового термометра № 3 ВНИИМ:

1 — рабочий резервуар; 2 — капиллярная трубка из кварца; 3 — стальная трубка; 4 — разделительная камера; 5 — отсчетная шкала; 6 — манометр.

камеры DM [4] и имеет промежуточные значения вдоль газопровода BCD , причем на трубке BC , примыкающей к резервуару, градиент температуры может быть очень велик. Поэтому для получения полного соответствия, согласно равенству (2), между температурой в резервуаре AB и измеряемым давлением в системе $ABCDM$ необходимо внести поправку, учитывающую наличие вредного объема, т. е. той части объема системы, в которой газ имеет температуру, отличную от температуры в рабочем резервуаре.

Расчет поправки на вредный объем

Реальный газ с критической температурой T_k ниже 150°K (в данной работе — азот, $T_k = 126,02^\circ \text{K}$) при давлении около $101\,325 \text{ н/м}^2$ (1 атм) и в области температур выше 0°C подчиняется с достаточной точностью уравнению состояния

$$PV = \frac{M}{\mu} (RT + B_T P), \quad (3)$$

где M , μ , V , P , T — соответственно масса, молекулярный вес, объем, давление и температура газа;

B_T — второй вириальный коэффициент газа при температуре T ;

R — универсальная газовая постоянная.

Допустим, что газ на разных участках системы $ABCDM$ имеет неодинаковую температуру и что газотермометрические измерения ведутся при указанных условиях. Применим выражение (3) к элементарной массе dM термометрического газа в объеме dV . Как обычно, будем предполагать объем dV настолько малым, что парциальную массу dM можно без ущерба отнести к одной температуре T при давлении P , и вместе с тем достаточно большим, чтобы для газа в объеме dV температуры и давления не утратили обычного смысла. Тогда получим

$$dM = \frac{\mu P dV}{RT + B_T P} \quad (4)$$

Для всей массы M газа в объеме V системы $ABCDM$ найдем с учетом равенств (1), что

$$M = \frac{\mu}{R} \int_{(V)} \frac{P}{T} \cdot \frac{dV}{1 + \frac{P}{RT} B_T} = \text{const}, \quad (5)$$

или, если выразить вириальный коэффициент B_T в единицах Амага

$$M = \frac{\mu}{R} \int_{(V)} \frac{P}{T} \cdot \frac{dV}{1 + \frac{PT_n}{P_n T} (B_T)^A a} = \text{const}, \quad (6)$$

где T_n , P_n — температура и давление газа при нормальных условиях ($T_n = 273,15^\circ \text{K}$, $P_n = 101\,325 \text{ н/м}^2$);

множитель

$$a = \frac{1}{1 - (B_{T_n})^A}; \quad (7)$$

$(B_T)^A$, $(B_{T_n})^A$ — значения второго вириального коэффициента при температурах T и T_n в единицах Амага.

Для расчета по формуле (6) необходимо установить закон распределения температуры T и давления P в системе. Сделать это строго теоретически особенно для температуры в системе $BCDM$ не удается, так как температурное поле здесь, несмотря на меры по поддержанию его стабильности, изменяется довольно заметно во время измерения P и T . Этого достигают экспериментально, постоянно контролируя температуру газа на различных участках системы $BCDM$ с помощью измерительных средств, в частности, прецизионных термопар.

При рациональном расположении термопар и надлежащем термостатировании системы можно на каждом ее участке без большой погрешности характеризовать газ средней температурой T_i ($i = 1, 2, \dots, n$), определяемой на основании показаний этих термопар. Взяв интеграл (6) в пределах i -го участка и суммируя полученный результат по индексу i , получим

$$M = \frac{\mu}{R} \sum_{i=1}^n \frac{P_i}{T_i} \cdot \frac{\Delta V_i}{1 + \frac{P_i T_n}{P_n T_i} (B_{T_i})^A a} = \text{const}, \quad (8)$$

где ΔV_i и P_i — объем и давление газа на i -том участке системы $ABCDM$.

Вопрос о распределении давления P_i решается сравнительно просто. Если учесть поправки на влияние гравитационных сил* и на эффект Кнудсена, особенно заметный при разрежении, можно принять, что давление в замкнутой системе $ABCDM$ всюду одинаково.

Рассмотрим термометрический газ в двух состояниях, соответствующих погружению рабочего резервуара AB последовательно в термостаты с тем-

* См. стр. 81.

пературой T_0 и T_x . Разделим соответствующим образом весь вредный объем $BCDM$ для первого состояния на m частей со средней температурой T_{j_0} и объемом ΔV_{j_0} на участке с индексом j_0 ($j_0 = 1, 2, \dots, m$), а для второго — на k частей с аналогичными параметрами T_j и ΔV_j ($j = 1, 2, \dots, k$). Допустим, что вредный объем будет одинаков для обоих состояний газа, т. е. что

$$\sum_{j_0=1}^m \Delta V_{j_0} = \sum_{j=1}^k \Delta V_j = V_{\text{вп}}. \quad (9)$$

Это справедливо, если деформации вредного объема, обусловленные изменением температуры и давления при переходе из одного состояния в другое, будут пренебрежимо малыми, что практически всегда удается реализовать.

Приравняем выражения, полученные применением равенства (8) к обоим состояниям газа, и выделим члены, относящиеся к массе газа в рабочем резервуаре с объемом V_0 и V_T при температуре T_0 и T_x . В результате получим

$$\frac{P_{20}^0 V_0}{T_0} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_0} + P_{20}^0 \sum_{j_0=1}^m \left[\frac{\Delta V_{j_0}}{T_{j_0}} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_{j_0}} \right] = \frac{P_{20}^x V_T}{T_x} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_T} + P_{20}^x \sum_{j=1}^k \left[\frac{\Delta V_j}{T_j} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_j} \right], \quad (10)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0 &= \frac{P_{20}^0 T_n}{P_n T_0} (B_{T_0})^A a; & \sigma_{j_0} &= \frac{P_{20}^0 T_n}{P_n T_{j_0}} (B_{T_{j_0}})^A a \\ \sigma_T &= \frac{P_{20}^x T_n}{P_n T_x} (B_{T_x})^A a; & \sigma_j &= \frac{P_{20}^x T_n}{P_n T_j} (B_{T_j})^A a \end{aligned} \right\}; \quad (11)$$

P_{20}^0, P_{20}^x — давление термометрического газа соответственно при температурах T_0 и T_x .

Объемы V_0 и V_T можно выразить через объем V_{20} , который имеет резервуар в момент калибровки при комнатной температуре

$$V_0 = V_{20} + \Delta V_0 \quad \text{и} \quad V_T = V_{20} + \Delta V_T. \quad (12)$$

Слагаемые

$$\Delta V_0 = x_0 V_{20} \quad \text{и} \quad \Delta V_T = x_T V_{20} \quad (13)$$

выражают собой поправки на тепловое расширение резервуара и его деформации, обусловленные разностью между внутренним и наружным давлением.

Так как требования к точности газотермометрических измерений неодинаковы для различных температурных областей, то для конкретности числовых оценок будем опираться на пример, относящийся к точке золота.

Если при расчете T_x пренебречь малыми членами, не превышающими в сумме $5 \cdot 10^{-3}$ град, то после небольших преобразований получим

$$T_x = T_0 \frac{P_{20}^x}{P_{20}^0} \left[\frac{1 + x_T + \frac{T_x}{V_{20}} \sum_{j=1}^k \left(\frac{\Delta V_j}{T_j} \right)}{1 + x_0 + \frac{T_0}{V_{20}} \sum_{j_0=1}^m \left(\frac{\Delta V_{j_0}}{T_{j_0}} \right)} \right] + \Delta T_{\text{на}}. \quad (14)$$

Из выражения (14) легко определить, что искомая поправка на вредный объем будет при T_0

$$\Delta P_{20}^0 = P_{20}^0 \frac{T_0}{V_{20}} \sum_{j=1}^n \left(\frac{\Delta V_{j0}}{T_{j0}} \right); \quad (15)$$

при T_x

$$\Delta P_{20}^x = P_{20}^x \frac{T_x}{V_{20}} \sum_{j=1}^k \left(\frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} \right). \quad (16)$$

Из формул (15) и (16) следует, что поправка пропорциональна давлению, отношению измеряемой температуры к температуре во вредном объеме и отношению вредного объема к объему V_{20} резервуара. При условии равенства $T_0 = T_{j0}$ и $T_x = T_{jx}$ (для любого значения индексов j и j_0) газовый термометр вообще не будет иметь вредного объема. Когда это условие не соблюдается, поправку на вредный объем можно уменьшить за счет уменьшения $V_{вр}$ по сравнению с V_{20} .

Влияние вредного объема на точность измерения температуры легко представить, если, пользуясь выражением (14), найти производные $\partial T_x / \partial V_{вр}$, $\partial T_x / \partial V_{20}$ и $\partial T_x / \partial T_{вр}$, характеризующие вызванные им наиболее существенные частные погрешности. С достаточной для этой цели точностью будет

$$\frac{\partial T_x}{\partial V_{вр}} \approx \frac{T_x (T_x - T_0)}{V_{20} T_{вр}}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial T_x}{\partial V_{20}} \approx - \frac{T_x (T_x - T_0)}{T_{вр}} \cdot \frac{V_{вр}}{V_{20}^2}, \quad (18)$$

$$\left(\frac{\partial T_x}{\partial T_{вр}} \right)_0 \approx \frac{T_x T_0}{T_{вр}^2} \cdot \frac{V_{вр}}{V_{20}}, \quad (19)$$

$$\left(\frac{\partial T_x}{\partial T_{вр}} \right)_x \approx - \frac{T_x^2}{T_{вр}^2} \cdot \frac{V_{вр}}{V_{20}}, \quad (20)$$

где индексы 0 и x указывают на измерения при T_0 (в тройной точке воды) и T_x (в золоте) соответственно, а $T_{вр}$ — эффективная температура во вредном объеме, позволяющая установить верхнюю границу частной погрешности.

В качестве $T_{вр}$ достаточно взять для расчета значение $T_x = 296^\circ \text{K}$, близкое к температуре помещения, поскольку большая часть газа во вредном объеме находится при такой температуре.

Если считать, что частная абсолютная погрешность определения T_x для точки золота $(\Delta T_x)_i \leq 0,03 \text{ град}$, то при $V_{20} \approx 159\,000 \text{ мм}^3$, $T_x \approx 1337,5^\circ \text{K}$ ($t_x \approx 1064,4^\circ \text{C}$) и $T_{вр} = T_x = 296^\circ \text{K}$ отдельные параметры, входящие в формулы (17)–(20), должны быть измерены с погрешностью:

вредный объем $V_{вр}$

$$\Delta V_{вр} < \frac{V_{20} T_{вр}}{T_x t_x} \Delta T_x \approx 1 \text{ мм}^3; \quad (21)$$

объем рабочего резервуара V_{20}

$$\Delta V_{20} < \frac{T_{вр}}{T_x (T_x - T_0)} \cdot \frac{V_{20}^2}{V_{вр}} \Delta T_x \approx \frac{V_{20}}{V_{вр}} \text{ мм}^3; \quad (22)$$

температура во вредном объеме $T_{вр}$

$$(\Delta T_{вр})_x < \left(\frac{T_{вр}}{T_x} \right)^2 \frac{V_{20}}{V_{вр}} \Delta T_x \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \frac{V_{20}}{V_{вр}} \text{ град}; \quad (23)$$

$$(\Delta T_{вр})_0 < \frac{T_{вр}^2}{T_x T_0} \cdot \frac{V_{20}}{V_{вр}} \Delta T_x \approx \frac{T_x}{T_0} (\Delta T_{вр})_x \approx 7,2 \cdot 10^{-3} \frac{V_{20}}{V_{вр}} \text{ град}. \quad (24)$$

Эта оценка показывает, что погрешность определения вредного объема не должна превышать

$$\Delta V_{\text{вр}} \approx 1 \text{ мм}^3, \quad (25)$$

что является выполнимым, но достаточно жестким требованием. Вместе с тем, если вредный объем окажется сравнимым по величине с объемом резервуара ($V_{\text{вр}} \approx V_{20}$), то необходимую точность измерения обеспечить практически невозможно из-за возникающих при этом чрезвычайно больших требований к точности определения V_{20} и $T_{\text{вр}}$. Даже при $V_{\text{вр}}/V_{20} = 10\%$ это будет затруднительно, так как необходимо измерить объем V_{20} с погрешностью $\Delta V_{20} \approx 10 \text{ мм}^3$, а температуру $T_{\text{вр}}$ — с погрешностью $(\Delta T_{\text{вр}})_x \approx 0,02 \text{ град}$, т. е. относительная погрешность в обоих случаях должна быть менее $0,01\%$.

Поэтому стремятся создавать газовый термометр с предельно малым вредным объемом, во всяком случае такой, чтобы $V_{\text{вр}}/V_{20} \leq 1\%$. Однако уменьшать отношение $V_{\text{вр}}/V_{20}$ за счет увеличения V_{20} нецелесообразно, так как при этом значительно возрастают тепловые погрешности. Ведь чем больше резервуар, тем больше должно быть рабочее пространство у термостата и тем труднее обеспечить в нем стабильность и однородность температурного поля.

Построить точный газовый термометр для области средних и высоких температур вообще без вредного объема подобно тому, как это было сделано для низких температур в НГИМИП [5], не удастся из-за больших технических трудностей и погрешностей, возникающих в связи с работой узлов и деталей прибора при температурах выше 0°C .

Применение в газовом термометре № 3 ВНИИМ разделительной мембранной камеры не только улучшило существующие, но и придало ему новые метрологические свойства [4], что облегчило решение задачи о вредном объеме. Наряду с обеспечением отношения $V_{\text{вр}}/V_{20}$ около $0,5\%$ при оптимальном объеме резервуара ($V_{20} \approx 159\,000 \text{ мм}^3$), повысилась надежность и точность определения $V_{\text{вр}}$. Однако и в этом случае поправка на вредный объем будет

$$\Delta P_{20}^0 \approx 0,815 \text{ мм рт. ст.}$$

$$\text{для } T_0 = 273,16^\circ \text{ К при } P_{20}^0 = 161,235 \text{ мм рт. ст.}$$

$$\text{и } \Delta P_{20}^x = 16,883 \text{ мм рт. ст.}$$

$$\text{для } T_x = 1337,5^\circ \text{ К при } P_{20}^x = 775,637 \text{ мм рт. ст.}$$

что в пересчете на температуру дает довольно заметную коррекцию в точке золота $(\Delta T_x)_0 = -6,64 \text{ град}$ и $(\Delta T_x)_x = 28,58 \text{ град}$ соответственно.

Таким образом, при газотермометрических измерениях (особенно выше 0°C) точное определение вредного объема является важной задачей.

Определение вредного объема

Прецизионное измерение вредного объема производят в основном двумя методами: газволюметрически (сжатием газа) и калибровкой объема с помощью подходящей жидкости (дистиллированной воды или ртути высокой чистоты), взвешиваемой на точных весах. Для узлов аппаратуры, объем которых строго фиксируется лишь после монтажа с другими частями газового термометра (на рис. 1 узел *СДМ*), пригоден газволюметрический метод, поскольку он не требует демонтажки узлов и не вносит заметных изменений в их геометрические размеры.

Метод калибровки жидкостью связан с отделением рассматриваемого узла от остальной аппаратуры и, следовательно, пригоден в том случае, когда демонтаж узла не снижает точность определения искомого объема (на рис. 1 участок *BC*). Оба метода обладают необходимой точностью.

Газволюметрический метод не только обладает большой чувствительностью, но и не требует демонтажа исследуемой аппаратуры. Кроме того, заполнение искомого объема калибровочной жидкостью не всегда допустимо, в особенности для металлических частей, у которых жидкость может вызвать их коррозию.

Объем $V_{вр}$ вредного пространства газового термометра № 3 складывается из объемов: $V_{кк}$ — капиллярной трубки BC из кварца, приваренной к рабочему резервуару AB термометра; V'' — нижнего отсека DM разделительной камеры и V' — рабочей части запорного крана (на рис. 1 не показан) вместе с узкой трубкой CD из нержавеющей стали, соединяющей

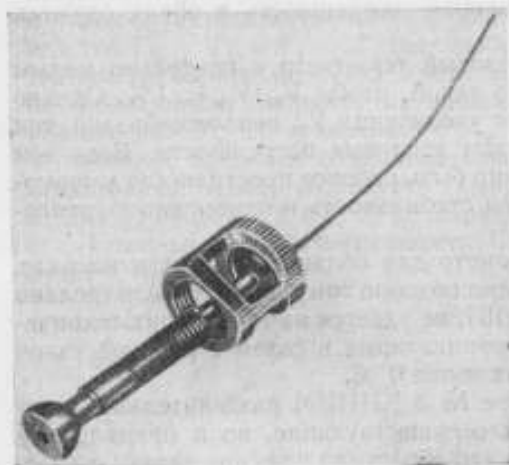


Рис. 2. Специальный наконечник с соединительной муфтой.

которые погружается резервуар, создавался неблагоприятный температурный режим для манометра и его отсчетных устройств. Вместе с тем, при уменьшении размеров колен и, следовательно, диаметра зеркала ртути, становилась заметной капиллярная депрессия ртути. Определение объема газа над мениском ртути затруднялось необходимостью учитывать форму и размеры мениска, зависящие от характера капиллярных сил, которые действуют на поверхности ртути и на границе ее со стенками короткого колена. Большое влияние при этом оказывали давление, температура, чистота газа, ртути и стенок колена, а также размеры его сечения. Все это ограничивало возможность повышения точности измерения давления и искомой температуры.

Исследованию этих вопросов посвящен ряд работ [6—11], в которых предложены различные методы, и, в частности, применялось фотографирование мениска ртути в рентгеновских лучах. На этой основе производили расчет объема газа над мениском и определяли капиллярную постоянную ртути. Данные различных исследований плохо согласуются друг с другом, что свидетельствует о недостаточной надежности этих методов.

Газовый термометр № 3 благодаря разделительной камере освободился от недостатков, присущих термометру классического типа, и для него, как было сказано, вредный объем системы $ABCDM$ составляет

$$V_{вр} = V_{кк} + V' + V'' \quad (26)$$

Важной конструктивной особенностью системы является то, что трубки BC и CD имеют на торцах тщательно шлифованные друг к другу пло-

все эти элементы.

Заметим, с целью сравнения, что в газовом термометре классического типа, работающем без разделительной камеры, но в остальном по той же схеме рис. 1 в состав вредного объема входит и часть $MEFHK$, включающая объем газа над мениском ртути в коротком колене HK манометра L . Для уменьшения вредного объема здесь приходилось удовлетворять весьма противоречивым требованиям. Например, чтобы уменьшить объем системы $MEFHK$, необходимо было применять для колен манометра узкие трубки и располагать его вплотную к резервуару AB . Но тогда из-за присутствия

вблизи печей-термостатов, в ко-

ские поверхности, по которым они, образуя оптический контакт, плотно соединяются с помощью специального наконечника (рис. 2). Такой способ соединения составных частей системы позволяет, не изменяя рабочий объем, отделить резервуар AB вместе с трубкой BC от остальных элементов аппаратуры для измерения объемов резервуара и $V_{\text{вк}}$ методом

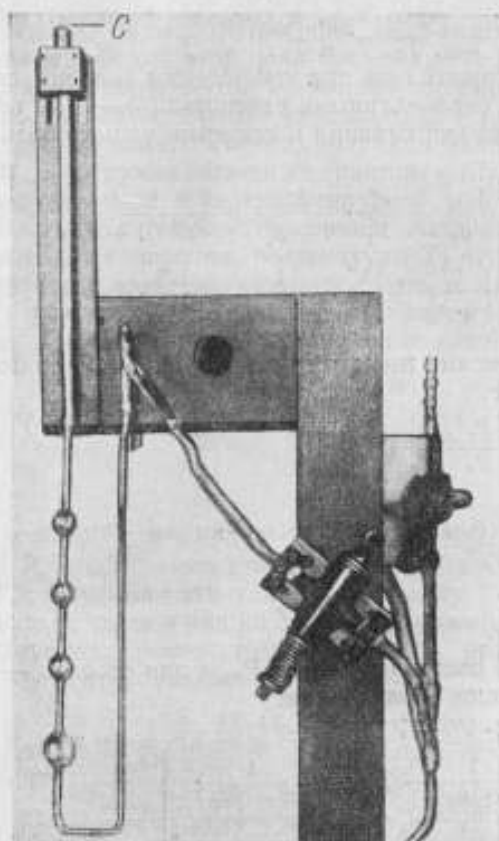


Рис. 3. Система стеклянных калиброванных шариков.

калибровки жидкостью, а объемов V'' и V''' — газволюметрически.

При газволюметрическом измерении к открытому концу C трубки CD вместо узла ABC присоединяют посредством того же наконечника особое устройство, основную часть которого составляет система стеклянных калиброванных шариков (рис. 3). Шарики связаны между собой стеклянными капиллярными трубками с нанесенными на них отсчетными шкалами. Объемы шариков, трубок устройства и цена деления шкал известны с большой точностью (порядка $0,01 \text{ мл}^3$). Схема подключения шариков к системе CDM , объем которой $V'' + V'''$ подлежит определению, представлена на рис. 4. Заполним шарики ртутью до некоторой отметки $x-x$ на какой-либо из отсчетных шкал ($I-V$), а свободный от ртути объем заполним газом (например, воздухом) с массой M . Обозначим объем стеклянной трубки устройства между местом соединения C и начальным делением $0-0$ первой

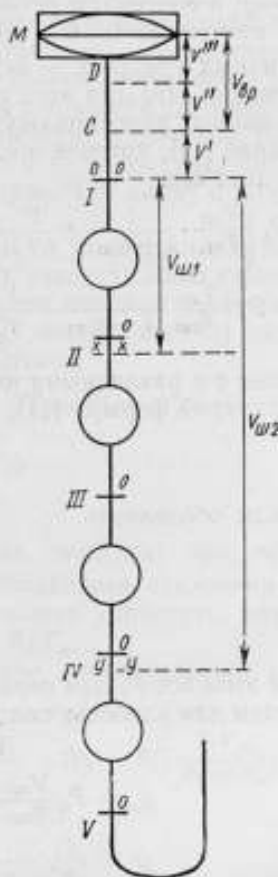


Рис. 4. Схема соединения калиброванных шариков с системой, объем которой определяют:

$x-x$ $y-y$ — уровень ртути в первом и втором положениях соответственно.

отсчетной шкалы через V' , а объем между этим делением и уровнем ртути на отметке $x-x$ — через V_{m1} .

Пусть газ имеет давление P_1 и среднюю температуру T_{m1} в объеме V_{m1} , T_1' — в объеме V' , T_1'' — в объеме V'' и T_1''' — в объеме V''' . Переведем газ в другое состояние, изменяя его объем путем перемещения ртути на уровень $y-y$, и обозначим установившееся при этом давление через P_2 , объем между отметками $0-0$ и $y-y$ — через V_{m2} , а средние температуры на аналогичных участках — через T_{m2} , T_2' , T_2'' и T_2''' .

Очевидно, что для этих состояний газа при соблюдении условий, сформулированных ранее, окажутся справедливыми равенства (3)—(9), а также выражение (10), которое после развертывания и введения новых обозначений примет вид

$$P_1 \left\{ \frac{V_{m1}}{T_{m1}} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_{m1}} + \frac{V'}{T_1'} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1'} + \frac{V''}{T_1''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1''} + \frac{V'''}{T_1'''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1'''} \right\} = \\ = P_2 \left\{ \frac{V_{m2}}{T_{m2}} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_{m2}} + \frac{V'}{T_2'} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_2'} + \frac{V''}{T_2''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_2''} + \frac{V'''}{T_2'''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_2'''} \right\}. \quad (27)$$

Члены σ с различными индексами имеют структуру, сходную по форме со структурой формул (11), т. е.

$$\sigma_j = \frac{P_j}{P_n} \cdot \frac{T_n}{T_j} (B_{Tj})^A a, \quad (28)$$

или, если обозначить

$$\frac{T_n (B_{Tj})^A}{P_n T_j} = -Q_j, \quad (29)$$

то

$$\sigma_j = -P_j Q_j a. \quad (30)$$

При этом все P_j для первого состояния равны P_1 , а для второго — P_2 . Введем для удобства следующие обозначения:

$$V' + V'' + V''' = V_s; \quad (31)$$

$$\left. \begin{aligned} y_m &= P_1 \frac{V_{m1}}{T_{m1}} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_{m1}} - P_2 \frac{V_{m2}}{T_{m2}} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_{m2}}; \\ y' &= \frac{P_1}{T_1'} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1'} - \frac{P_2}{T_2'} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_2'}; \\ y'' &= \frac{P_1}{T_1''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1''} - \frac{P_2}{T_2''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_2''}; \\ y''' &= \frac{P_1}{T_1'''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_1'''} - \frac{P_2}{T_2'''} \cdot \frac{1}{1 + \sigma_2'''} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Заменяя V'' в уравнении (27) $V'' = V_s - (V' + V''')$ и решая его относительно V_s , получим

$$V_s = -\frac{y_m}{y''} + V' \left(1 - \frac{y'}{y''} \right) + V''' \left(1 - \frac{y'''}{y''} \right). \quad (33)$$

Тогда искомую часть вредного объема можно определить по формуле

$$V'' + V''' = V_s - V'. \quad (34)$$

Из равенств (28)—(34) видно, что газволюметрическое измерение вредного объема сводится к измерению давлений P_1 и P_2 в двух состояниях газа, средних температур T_{mj} , T_j' , T_j'' и T_j''' на участках V_{mj} , V' ,

V'' , V''' в тех же состояниях и к расчету по формулам (33) и (34) при условии, что объемы V' и $V_{шт}$, принадлежащие к газволюметрическому устройству, известны. Как и при газотермометрических измерениях, указанные давления определяют точным манометром газового термометра, присоединенным к верхнему отсеку ME разделительной камеры (рис. 1). При этом, как обычно, корректируют отсчеты давления вводя надлежащие поправки.

Температуру газа на всех участках измеряемого объема контролируют с помощью термопар (обычно медь-константановых), за исключением шариков, где для этой цели применяют более точные, образцовые ртутно-стеклянные термометры, поскольку требования к точности здесь несколько выше, чем на остальных участках. Для обеспечения требуемой точности вся калиброванная система шариков находится не в воздухе, как часть CDM , а погружена почти до границы с CDM (рис. 4) в ванну с тщательно перемешиваемой и термостатируемой водой.

Благодаря термостатированию аппаратуры и помещения, в котором производят измерения, температуры T_j на всех участках мало изменяются с течением времени. Поэтому, взяв в качестве опорной близлежащую к T_j некоторую условную температуру T_k , можно все T_j выразить через T_k и небольшие отклонения от нее θ_j . Отсюда

$$T_{шт1} = T_k + \theta_1, \quad T_{шт2} = T_k + \theta_2, \quad T_j^* = T_k + \theta_j^*; \quad (35)$$

$$(B_{Tj})^A = B_{T_k}^A + \Delta B_j, \quad (36)$$

где

$$\theta_j \ll T_j; \quad (37)$$

$B_{T_k}^A$ — второй вириальный коэффициент газа (воздуха) при температуре T_k и ΔB_j — его изменение, вызванное небольшими отклонениями T_j от T_k . Учитывая эти условия, формулу (33) можно упростить, разложив правую ее часть в ряд по степеням множителя θ_j/T_k .

Опуская промежуточные расчеты, приведем окончательный результат этих преобразований

$$V_s = x + \frac{1}{T_k} \left\{ x \frac{[P_1(\theta_1^* - \theta_2) - P_{2н}(\theta_2^* - \theta_2)]}{P_1 - P_{2н}} - (\theta_2 - \theta_1) \frac{P_1 V_{шт1}}{P_1 - P_{2н}} + \right. \\ \left. + V' \frac{[P_1(\theta_1^* - \theta_1^*) - P_{2н}(\theta_2^* - \theta_2^*)]}{P_1 - P_{2н}} + \right. \\ \left. + V'' \frac{[P_1(\theta_1^* - \theta_1^*) - P_{2н}(\theta_2^* - \theta_2^*)]}{P_1 - P_{2н}} \right\} + R_2, \quad (38)$$

где

$$x = \frac{P_1 V_{шт1} - P_{2н} V_{шт2}}{P_{2н} - P_1}; \quad (39)$$

$$P_{2н} = P_2 [1 + Q(P_2 - P_1)]; \quad (40)$$

(формула (40) учитывает отклонение реального газа от идеального состояния)

$$Q = - \frac{T_k B_{T_k}^A}{P_n T_k}; \quad (41)$$

R_2 — остаточный член ряда, состоящий из слагаемых, содержащих в качестве множителя степени θ_j/T_k выше первой.

Формула (38) удобна прежде всего тем, что она представляет собой разложение искомой величины V_s в ряд по малому параметру θ_j/T_k , т. е. является суммой главного по величине члена x и малых поправок, убывающих по мере роста показателя степени y параметра θ_j/T_k . При

необходимости определить V_s с точностью около 0,1% в формуле (38), можно не учитывать R_2 , т. е. ограничиться выражением $V_s \approx x + \epsilon$, содержащим только первую поправку ϵ , обратно пропорциональную первой степени T_k/θ_1 . Чаще всего ϵ немногим больше 0,2% от x , а следующий за ϵ поправочный член меньше ϵ примерно в T_k/θ_1 раз. Например, при $x = 900 \text{ мм}^3$, $\epsilon = 2 \text{ мм}^3$, а весь остаточный член $R_2 \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^3$.

Кроме того, формула (38) наглядно выражает температурную зависимость V_s , что позволяет определить оптимальный температурный режим и условия измерений и расчетов V_s . Очевидно, например, что точность определения V_s и значение поправки ϵ зависят от разности температур θ_1 на участках объема V_s . Если температура окажется везде одинаковой или близкой к T_k , то $\epsilon = 0$, а значение V_s слабо зависит от температуры и практически равно

$$V_s \approx x = \frac{P_1 V_{ш1} - P_{2ш} V_{ш2}}{P_{2ш} - P_1}.$$

Эта формула вполне пригодна для расчета частных погрешностей измерения V_s , обусловленных неточным определением давлений P_1 , P_2 и объемов $V_{ш1}$ и $V_{ш2}$.

Присутствие в формуле (38) члена $(\theta_2 - \theta_1) \frac{P_3 V_{ш1}}{P_1 - P_{2ш}}$, где множитель $V_{ш1}$ может иметь большую величину, приводит к необходимости измерять температуру шариков $T_{ш1}$ и $T_{ш2}$ более точно, чем на других участках системы.

Входящий в формулу (38) второй вириальный коэффициент B_T^A воздуха и соответствующее ему значение Q можно рассчитать с достаточной точностью, пользуясь данными РТВ (ФРГ), согласно которым

$$B_T^A = a + bT + \frac{c}{T} + \frac{e}{T^2},$$

где постоянные коэффициенты равны:

$$a = 1,850 \cdot 10^{-3}, \quad b = -0,290 \cdot 10^{-6}, \quad c = -0,5978 \quad \text{и} \quad e = -3,102 \cdot 10^3.$$

Недостатком формулы (38), как и других аналогичных формул, является то, что в правую часть равенства входит подлежащая определению составляющая V'' . Но так как V'' входит в состав малого поправочного члена, то этот объем можно найти простым расчетом по приближенным данным измерения соответствующих геометрических размеров. Действительно, взяв частную производную от V_s по V'' , получим

$$\frac{\partial V_s}{\partial V''} = -\frac{1}{T_k} \cdot \frac{P_1}{P_{2ш} - P_1} \left[\frac{P_{2ш}}{P_1} (\theta_2'' - \theta_1'') - (\theta_1'' - \theta_1') \right].$$

При характерных для эксперимента числовых значениях: $P_1 = 516,493 \text{ мм рт. ст.}$; $P_{2ш} = 346,649 \text{ мм рт. ст.}$; $T_k = 293,15^\circ \text{ К}$; $\theta_2'' - \theta_1'' = 2,0 \text{ град}$ и $\theta_1'' - \theta_1' = 2,0 \text{ град}$

$$\frac{\partial V_s}{\partial V''} \approx -7 \cdot 10^{-5}.$$

Следовательно, если допустимая частная погрешность определения V_s составляет ΔV_s , то допустимая погрешность измерения V'' будет

$$\Delta V'' = \frac{\Delta V_s}{7 \cdot 10^{-5}}.$$

Поскольку V'' — объем цилиндрической капиллярной трубки, то отсюда можно установить и допустимую погрешность измерения ее длины Δh :

$$\Delta h = \frac{\Delta V''}{\frac{\pi}{4} d^2} \approx \frac{10^6 \Delta V_s}{\frac{\pi}{4} 7d^2}$$

При $\Delta V_s = 0,1 \text{ мм}^3$ и диаметре трубки $d = 0,7 \text{ мм}$ легко найти, что $\Delta V'' = 15 \text{ мм}^3$ и $\Delta h = 40 \text{ мм}$, что нетрудно обеспечить.

Найдя частные производные от V_s по другим параметрам, входящим в формулу (38), аналогично можно установить допустимые погрешности определения этих параметров, исходя из требования, выраженного равенством (25), для результирующей погрешности. При этом, если частные погрешности определения параметров будут для давления $\Delta P_j = 0,01 \text{ мм рт. ст.}$, объема калиброванной системы $\Delta V_{\text{шт}} = 0,1 \text{ мм}^3$, $\Delta V' = 0,1 \text{ мм}^3$, температуры газа в ней $\Delta T_{\text{шт}} = 0,02 \text{ град}$, температуры газа во вредном объеме $\Delta T_j = 0,1 \text{ град}$, второго вириального коэффициента $\Delta B_j = 1 \cdot 10^{-6}$ Амага, то средняя квадратическая погрешность определения V_s не превысит $\Delta V_s = 0,8 \text{ мм}^3$.

Согласно равенству (26), для определения вредного объема кроме V_s , необходимо знать объем $V_{\text{кк}}$ трубки BC из кварца, приваренной к резервуару AB . Как уже отмечалось, объем $V_{\text{кк}}$ измеряли методом калибровки жидкостью, основанным на определении объема столбика ртути, заполняющего трубку, путем взвешивания его (ртуть марки Р-1, плотность которой известна).

Чтобы рассчитать поправку на вредный объем [формулы (15) и (16)], необходимо также установить объемы отдельных участков трубки. Поэтому для калибровки наряду со столбиками ртути, равными по длине всей трубке, применяли короткие столбики (не более 100 мм), которые засасывались в трубку и перемещались вдоль нее. Затем ртуть удаляли из трубки в тарированный сосуд и точно взвешивали. Все измерения многократно повторяли, соблюдая ряд условий: термостатирование, изъятие из капилляра всей ртути без потери, точность определения размера и положения столбика ртути и др.

При тщательном измерении и выполнении указанных условий погрешность определения $V_{\text{кк}}$ не превышает $0,5 \text{ мм}^3$.

Таким образом, суммарная погрешность измерения $V_{\text{вр}}$ не превосходит 1 мм^3 , что полностью отвечает требованию условия (25).

В статье рассмотрены в основном теоретическая и методическая стороны поставленной задачи, поэтому описанию аппаратуры, применяемой для измерения $V_{\text{вр}}$, отведено мало места. В заключение приведем результаты последних измерений $V_{\text{вр}}$ (февраль 1966 г.).

$$V_{\text{вр}} = 860,2 \text{ мм}^3,$$

при средней квадратической погрешности результата.

$$S = \pm 0,3 \text{ мм}^3.$$

Выводы

1. В статье рассмотрены методика и средства теоретического и экспериментального определения (и учета) вредного объема $V_{\text{вр}}$ газового термометра — одного из основных источников погрешности газотермических измерений.

2. Выведены формулы (15)—(16) для расчета поправки на вредный объем исходя из вириальной формы уравнения состояния реального газа и с учетом только второго вириального коэффициента. Анализ формулы позволяет установить условия, обеспечивающие необходимую точность

измерения термодинамической температуры. Чтобы частная погрешность, например, в точке золота, была около $0,03$ град, вредный объем необходимо измерять с погрешностью не более $\Delta V_{\text{вр}} = 1 \text{ мм}^3$ и обеспечить отношение $V_{\text{вр}}/V_{20}$ не более 1% .

3. Этим требованиям полностью удовлетворяет газовый термометр № 3 ВНИИМ благодаря наличию разделительной мембранной камеры, которая, кроме того, улучшила другие метрологические свойства газового термометра. Как показали проведенные в феврале 1966 г. измерения, $V_{\text{вр}} = 860,2 \text{ мм}^3$. Следовательно, при оптимальном объеме резервуара ($V_{20} = 1509\,480 \pm 10 \text{ мм}^3$), отношение $V_{\text{вр}}/V_{20} \approx 0,5\%$.

Вредный объем измеряли двумя методами: газволюметрически и калибровкой отдельного узла с помощью ртути, которую затем взвешивали на точных весах.

4. Выведена формула (38) для определения $V_{\text{вр}}$, отличающаяся тем, что она полностью разрешена относительно искомой величины $V_s = V_{\text{вр}} - V$ и представлена в виде разложения в ряд по малому параметру θ/T_x . Такое представление удобно во многих отношениях, в частности, позволяет получить для расчета гибкую приближенную формулу, точность которой легко повышать, сохраняя в ряде необходимое число членов. В формуле (38) наглядно выступает температурная зависимость V_s , что позволяет определить оптимальные режим работы аппаратуры и условия измерений и расчетов $V_{\text{вр}}$ с наименьшей погрешностью.

Измерения, описанные в статье, выполнены коллективом сотрудников группы газовой термометрии лаборатории № 61 ВНИИМ.

Эти измерения являются развитием газотермометрических исследований, которые много лет проводились во ВНИИМ под руководством и при участии д. т. н. А. Н. Гордова и к. т. н. Б. И. Пилипчука.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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 погружения резервуара газового термометра. «Измерительная техника», 1967, № 1.
2. Арефьева Н. В., Дийков У. В., Израйлов К. С., Киренков И. И., Шеметилло Н. В. Термодинамические температуры равновесия между твердым и жидким цинком и между твердым и жидким золотом. «Труды институтов Комитета», вып. 51 (111), М.—Л., Стандартгиз, 1961.
3. Израйлов К. С., Киренков И. И., Емкостный ртутный манометр для газового термометра. «Труды институтов Комитета», вып. 51 (111), М.—Л., Стандартгиз, 1961.
4. Израйлов К. С. Разделительная камера с емкостным отсчетом. «Труды институтов Комитета», вып. 63 (123), М.—Л., Стандартгиз, 1962.
5. Боровик-Романов А. Ф., Стрелков П. Г. Газовый термометр нового типа и определение температуры кипения водорода. ДАН СССР, вып. 83, 1952.
6. Heuse W., Zs. f. Instr., 47, 324, 1927.
7. Sawood W., Patterson H. S., Trans. Faraday Soc., 29, 514, 1933.
8. Keesom W. H., Van der Horst H., Taconis K. W., Kamerlingh Onnes Lab. Univ. Leiden, Comm. 230d, (1933—1934), 248a, 1—5, 1937.
9. Blaisdell B. E. J. Math. Phys. MIT, 19, 186—245, 1940.
10. Beattie J., Jacobus D., Gaines M., Benedict M., Blaisdell B., Proc. Am. Acad. Arts. Sci., 74, 327—342, 1941.
11. Beattie J. A., Blaisdell B. E., Kaye J., Proc. Am. Acad. Arts. Sci., 74, 389—397, 1941.

Поступила в редакцию
12/III 1967 г.

ВЛИЯНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ НА РЕЗУЛЬТАТЫ МАНОМЕТРИЧЕСКИХ И ГАЗОТЕРМОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Термодинамическую температуру в широком интервале (4 — 1340° К) наиболее точно определяют газовым термометром. Термометрическим параметром при этом служит давление рабочего газа. Требования к точности зависят от области измерения и составляют в настоящий момент, например, в точке золота (1337,53° К) * около $\pm 0,05$ град. Чтобы обеспечить необходимую точность при измерении давления и температуры термометрического газа, надо учесть влияние различных источников систематических и случайных погрешностей. Прецизионные газотермометрические измерения связаны с большим числом таких источников [1], поэтому обусловленные ими частные погрешности не должны превышать $0,02 \div 0,05$ град.

Пренебрежение влиянием силы тяжести на давление термометрического газа может привести к ощутимой систематической погрешности порядка 0,04 град.

Рассмотрим принципиальную схему одного из лучших термометрических приборов — газового термометра № 3 ВНИИМ [2].

Термометрический газ заключен в систему *ABCDE* (рис. 1), состоящую из рабочего резервуара *AB*, нижнего отсека *DE*, разделительной мембранной камеры *DF* и соединительной трубки *BCD*. К верхнему отсеку *EF* камеры [2], отделенному от нижнего чувствительной к малой разности давлений мембраной *E*, присоединен с помощью газопровода *FK* точный ртутный манометр *LM* [3].

Пусть измерению подлежит давление P_{20} газа на дно резервуара *AB*. Обычно принимают, что если в разделительной камере *DF* давление P_k^m газа на мембрану *E*, специально созданное в верхнем отсеке *EF*, уравновешивает давление P_k^p на мембрану в нижнем отсеке *DE*, то в момент этой компенсации ($P_k^m = P_k^p$) строго выполняются равенства

$$P_{20} = P_k^p = P_k^m = P_m.$$

Здесь

$$P_m = P_h + \sigma_2 \quad (1)$$

обозначает давление газа на мениск *L* ртути в коротком колене манометра, равное в момент компенсации высоте $P_h = H_k - H_0$ соответствующего ртутного столба с учетом коррекции σ_2 . Величина σ_2 равна сумме попра-

* В статье в качестве примера рассматривается преимущественно точка золота — одна из основных точек термодинамической и практической температурных шкал.

вок, учитывающих градиент температуры вдоль столба ртути и отсчетной шкалы $H_0 H_K$, неточность калибровки шкалы, остаточное давление газа над мениском ртути M в длинном колене, а также неполную компенсацию давлений P_K^p и P_K^m в камере.

Таким образом, считают, что при компенсации

$$P_{20} = P_K^p = P_K^m = P_h + \sigma_2.$$

Однако вследствие действия сил гравитационного поля на молекулы газа его давление P_j в различных точках системы $ABCDEFKL$ не будет

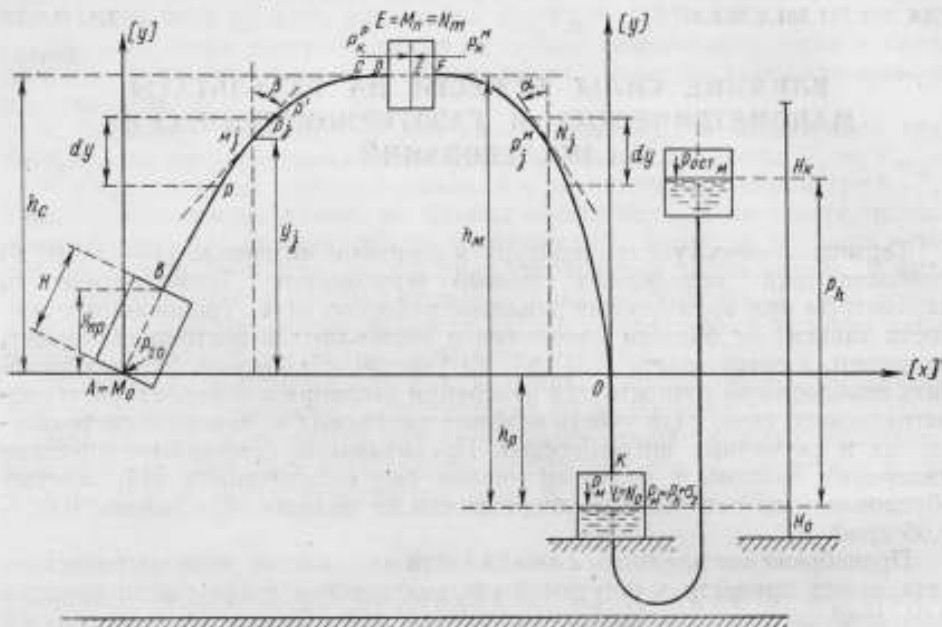


Рис. 1. Принципиальная схема газового термометра № 3 ВНИИМ.

одинаковым. Поэтому в момент компенсации давление P_m всегда равно $P_h + \sigma_2$, не равно P_j и, в частности, давлению $P_K^p = P_K^m$, которое по той же причине должно отличаться от P_{20} .

Отклонение P_{20} от $P_m = P_h + \sigma_2$ будет зависеть от расположения частей рассматриваемой системы по высоте и от распределения в ней температуры газа.

Определим поправку для измеряемого давления P_{20} и искомой температуры T_x газа в рабочем резервуаре AB , обусловленную гравитационным эффектом. Установим методику числовой оценки поправки и условия, при которых она становится исчезающе малой. При расчете распространяем вывод известной барометрической формулы на случай, когда температуры на отдельных участках системы с газом различны. Подобное рассмотрение и полученные результаты пригодны не только для газовой термометрии, но и для других областей науки и техники, где требуется высокая точность измерения давления.

Обобщение барометрической формулы

Обозначим ось системы $ABCDE$ через S , а ось системы $LKFE$ — через θ и изобразим каждую из них в виде некоторой непрерывной кривой, производная в каждой точке которой имеет конечное значение или может

претерпевать скачок в конечном числе точек. Разделим дуги AE и LE осями S и θ точками деления $M_0 = A, M_1, M_2, \dots, M_{n-1}, M_n = E$, $N_0 = L, N_1, N_2, \dots, N_{m-1}, N_m = E$ соответственно на n и m достаточно малых дуг. Определим положение точек M_j на дуге AE и N_j на дуге LE длинами дуг S_j и θ_j соответственно, измеряя их в положительном направлении оси системы от начала отсчетов $M_0 = A$ (у дна резервуара) и $N_0 = L$ (у мениска ртути) к точке E . Пусть оси S и θ в каждой своей точке образуют с направлением вертикали, задаваемым осью координат y с началом в точке A , соответственно углы $\beta = \beta(S)$ и $\alpha = \alpha(\theta)$. Обозначим площадь сечения, перпендикулярного оси S или θ у точки M_j или N_j , через $b_j = b(S)$ или $b_{jN} = b(\theta)$, плотность газа $\rho_j = \rho(S)$ или $\rho_{jN} = \rho(\theta)$, его давление $P_j = P(S)$ или $P_{jN} = P(\theta)$, температуру $T_j = T(S)$ или $T_{jN} = T_M(\theta)$ и высоту по вертикали y_j или y_{jN} . Очевидно, что в окрестности точки M_j или N_j

$$dy = dS \cos \beta \text{ или } dy = d\theta \cos \alpha, \quad (2)$$

а элементарный объем газа в системе

$$dV = b(S) dS \text{ или } dV = b(\theta) d\theta$$

соответственно.

Давление газа $P(S)$ в системе $ABCDE$ на расстоянии S будет отличаться от давления $P'(S + dS)$ на расстоянии $S + dS$ на величину dP . Эта величина, как известно, равна силе, с которой газ, заключенный в элементе объема dV , действует нормально на единицу площади основания элемента системы по той причине, что молекулы его находятся в гравитационном поле. Очевидно, что

$$dP = P' - P = -\rho(S) g dy = -\rho(S) g \cos \beta dS, \quad (3)$$

где g — ускорение силы тяжести.

Будем считать газ реальным, подчиняющимся уравнению состояния

$$PV = \frac{M}{\mu} (RT + B_T P) \quad (4)$$

справедливого, как известно, в пределах требуемой точности в области достаточно высоких температур (выше 0°C) и низких давлений ($\sim 101325 \text{ н/м}^2$, т. е. 1 атм) для газов, критическая температура которых ниже 150°K .

Комбинируя равенства (3) и (4), получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu g}{R} \cdot \frac{\varphi(S) dS}{1 + \Phi(S) P(S)},$$

где

$$\varphi(S) = \frac{\cos \beta}{T}; \quad \Phi(S) = \frac{B_T}{RT};$$

B_T — второй вириальный коэффициент газа при температуре T ;

μ — молекулярный вес газа;

R — универсальная газовая постоянная.

Поскольку T (следовательно, и B_T), P и β в общем случае являются функциями от S , то сложность решения дифференциального уравнения будет зависеть от вида функций $\varphi(S)$, $\Phi(S)$ и $P(S)$.

Будем предполагать, что все рассматриваемые функции от S и θ непрерывны, а их производные если и могут иметь разрыв, то в конечном числе точек. В условиях работы газового термометра такое допущение всегда оправдывается.

Интегрирование этого дифференциального уравнения приводит формально к выражению

$$P(S) = P_j(S) = P_{20} \exp \left[-\frac{\mu g}{R} \int_{AM_j} \frac{\varphi(S) dS}{1 + \Phi(S) P(S)} \right],$$

где $j = 1, 2, \dots, n$.

Если принять во внимание малость вириального коэффициента B_T и функции $\Phi(S)$, то в знаменателе под интегралом можно заменить $P(S)$ на P_{20} , пренебрегая членами высшего порядка малости. Тогда получим

$$P(S) = P_j(S) = P_{20} \exp \left[-\frac{\mu g}{R} \int_{AM_j} \frac{\varphi(S) dS}{1 + \Phi(S) P_{20}} \right] = P_{20} \exp Q_{AM_j}(S), \quad (5)$$

где

$$Q_{AM_j}(S) = -\frac{\mu g}{R} \int_{AM_j} \frac{\varphi(S) dS}{1 + \Phi(S) P_{20}}. \quad (6)$$

По формуле (5) можно рассчитать распределение давления реального газа вдоль оси и по вертикали (по высоте) системы с учетом температуры в каждой ее точке. При $\beta = 0$, $T = \text{const}$ и $B_T = 0$ (идеальный газ) равенство (5) переходит в известную барометрическую формулу, для которой

$$P(y) = P_{20} \exp \left(-\frac{\mu g}{RT} y \right).$$

Поправка давления

Исходя из известных законов распределения температуры по оси системы $T = T(S)$ и отклонения этой оси от вертикали $\beta = \beta(S)$, по формуле (5) можно определить давление P_j в точке M_j , зная давление P_{20} при $S = 0$ (у дна рабочего резервуара). Эти законы нетрудно установить для каждого газового термометра в каждом конкретном случае, исходя из его конструкции и данных эксперимента. Например, результаты измерений температуры в различных точках оси системы с помощью термопар можно достаточно строго аппроксимировать некоторой функцией $T = T(S)$.

Криволинейный интеграл вида (6) вдоль оси S системы известными приемами сводится к обыкновенному. Учитывая равенство (2) и то, что для данной задачи основное значение имеет распределение давления по высоте (вдоль оси y), можно принять, что оси S и θ лежат с осью y в одной плоскости $хоу$ (рис. 1).

Применим формулу (5) к системе $LKFE$ и обозначим

$$\begin{aligned} \Phi(\theta) &= \frac{B_{T_m}}{RT_m(\theta)}; \quad \varphi(\theta) = \frac{\cos \alpha}{T_m(\theta)}; \\ Q_{LN_j}(\theta) &= -\frac{\mu g}{R} \int_{LN_j} \frac{\varphi(\theta) d\theta}{1 + \Phi(\theta) P_m}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для точки N_j найдем

$$P(\theta) = P_{jN} = P_m \exp [Q_{LN_j}(\theta)]. \quad (8)$$

Здесь $j = 1, 2, \dots, m$ и в знаменателе под интегралом вместо точной величины $P(\theta)$ взято близкое к ней значение P_m (можно взять и P_h).

Выразим давления P_{20} и $P_j(S)$ через компенсирующее давление P_m газа в системе манометра.

Давление вблизи точки E со стороны резервуара определим из равенства (5)

$$P_{\kappa}^p = P_{20} \exp [Q_{AE}(S)], \quad (9)$$

а давление со стороны манометра — из равенства (8)

$$P_{\kappa}^m = P_m \exp [Q_{LE}(\theta)].$$

При компенсации $P_{\kappa}^m = P_{\kappa}^p$. Следовательно,

$$P_{20} = P_m e^{\gamma}, \quad (10)$$

где

$$\gamma = Q_{LE}(\theta) - Q_{AE}(S) = \text{const.} \quad (11)$$

В равенстве (11) при $P_{\kappa}^m = P_{\kappa}^p$ можно принять

$$P_{20} \approx P_m \approx P_n. \quad (12)$$

Нетрудно показать, что допустимая при этом погрешность будет, по указанной ранее причине, пренебрежимо малой.

Формула (10) выражает связь между давлениями на дно резервуара P_{20} и на мениск ртути в коротком колене манометра P_m .

Подставив P_{20} из выражения (10) в формулу (5), найдем, что

$$P(S) = P_j(S) = P_m e^{\eta(S)}, \quad (13)$$

где

$$\eta(S) = \gamma + Q_{AM_j}(S). \quad (14)$$

Формула (13) является наиболее общей, поскольку при известном давлении в манометре позволяет определить давление в любой точке системы, связанной с рабочим резервуаром термометра. В частности, при $S = 0$ имеем $\eta(0) = \gamma$ и $P(0) = P_{20} = P_m e^{\gamma}$, а при S , равном длине дуги AE , имеем $P(S) = P_{\kappa}^p$.

Искомую поправку к давлению, обусловленную действием гравитационных сил, для газотермометрического измерения выразим формулой

$$\Delta P_{гр} = P_{20} - P_m = P_m (e^{\gamma} - 1). \quad (15)$$

Представив e^{γ} в виде ряда и отбросив степени γ выше первой, поскольку γ мало (см. ниже), в первом приближении получим

$$\Delta P_{гр} = P_{20} - P_m \approx \gamma P_m. \quad (16)$$

Выведем аналогичную формулу для поправки давления, не связанную непосредственно с газовой термометрией.

Если за отсчетный уровень взять точку $M_0 = A$ ($S = 0$), в которой давление равно P_{20} , то изменение давления будет:

а) в точке M_j

$$(\Delta P_{гр})_j = P_{20} - P_j(S) = P_{20} [1 - \exp Q_{AM_j}(S)], \quad (17)$$

или в прежнем приближении

$$(\Delta P_{гр})_j = P_{20} - P_j(S) \approx -P_{20} Q_{AM_j}(S); \quad (18)$$

б) на высоте h_c , когда $j = n$ и $P_j(S) = P_{\kappa}^p$

$$(\Delta P_{гр})_{h_c} = P_{20} - P_{\kappa}^p = P_{20} [1 - \exp Q_{AE}(S)], \quad (19)$$

или в первом приближении

$$(\Delta P_{гр})_{h_c} = P_{20} - P_{\kappa}^p \approx -P_{20} Q_{AE}(S). \quad (20)$$

**Поправка температуры
при газотермометрических измерениях**

Масса газа в элементе объема $dV = b(S) dS$ с точкой M_j в соответствии с выражениями (4) и (13) равна

$$(dm)_{гр} = \frac{\mu b(S) P_M}{RT(S)} \cdot \frac{e^{\eta(S)} dS}{1 + \Phi(S) P_M e^{\eta(S)}},$$

где

$$\Phi(S) = \frac{B_T}{RT(S)}. \quad (21)$$

Экспоненциальный множитель $e^{\eta(S)}$ представим в виде

$$e^{\eta(S)} = 1 + \frac{\eta(S)}{1!} + \frac{[\eta(S)]^2}{2!} + \dots = 1 + \Gamma(S), \quad (22)$$

где

$$\Gamma(S) = \eta(S) + \frac{[\eta(S)]^2}{2!} + \frac{[\eta(S)]^3}{3!} + \dots \quad (23)$$

Тогда, обозначив

$$P_M \Phi(S) = \frac{P_M B_T}{RT(S)} = \sigma(S) \quad (24)$$

и

$$\frac{\mu b(S) P_M}{RT(S)} = N(S), \quad (25)$$

после небольшого преобразования получим

$$(dm)_{гр} = \frac{N(S)}{1 + \sigma(S)} \left[1 + \frac{1}{1 + \sigma(S)} \cdot \frac{\Gamma(S)}{1 + \frac{\sigma(S)}{1 + \sigma(S)} \Gamma(S)} \right] dS. \quad (26)$$

Формула (26) позволяет определить элементарную массу газа с учетом влияния гравитационных сил, представленных аналитически добавочным членом с функцией $\Gamma(S)$. При заданном dS и $d\theta$ и при $\beta = \alpha = \frac{\pi}{2}$ (система с газом в горизонтальном положении) функция $\Gamma(S)$ обращается в нуль и тогда выражение для $(dm)_{гр}$ можно записать так:

$$dm = \frac{N(S) dS}{1 + \sigma(S)} = \frac{\mu P_M dV}{RT(S) [1 + \sigma(S)]}. \quad (27)$$

Равенство (27) выражает собой массу газа в слое толщиной dS , когда гравитационные силы не принимаются в расчет. Подобная идеализация оправдана, если изменение давления газа вследствие гравитации меньше допустимой частной погрешности определения давления.

Из формул (11) и (14) следует, что $\Gamma(S)$ может обратиться в нуль не только при $\alpha = \beta = \frac{\pi}{2}$, но и тогда, когда при соответствующем распределении температуры в системе с газом и при определенном взаимном расположении ее частей AE и LE наступает компенсация влияний, учитываемых этими формулами.

Таким образом, равенство (26) можно представить как сумму

$$(dm)_{гр} = dm + (\delta m)_{гр},$$

где

$$(\delta m)_{гр} = \frac{dm}{1 + \sigma(S)} \cdot \frac{\Gamma(S)}{1 + \frac{\sigma(S)}{1 + \sigma(S)} \Gamma(S)}$$

является формулой для гравитационной поправки к элементарной массе газа в слое толщиной dS , находящемся на высоте $y = \int_{AM_i} \cos \beta dS$ при температуре $T(S)$ и давлении $P(S)$.

Масса газа во всей системе $ABCDE$, связанной с рабочим резервуаром AB , равна

$$M_{rp} = \frac{\mu P_M}{R} \int_{AE} \frac{b(S) dS}{T(S) [1 + \sigma(S)]} + \frac{\mu P_M}{R} \int_{AE} \frac{b(S) \Gamma(S) dS}{T(S) [1 + \sigma(S)]^2 \left[1 + \frac{\sigma(S)}{1 + \sigma(S)} \Gamma(S) \right]} \quad (28)$$

Второе слагаемое формулы (28) характеризует собой полную поправку (ко всей массе газа в системе, соединенной с резервуаром), обусловленную гравитацией. Введем обозначение

$$\delta_{rp} = \int_{AE} \frac{b(S) \Gamma(S) dS}{T(S) [1 + \sigma(S)]^2 \left[1 + \frac{\sigma(S)}{1 + \sigma(S)} \Gamma(S) \right]} \quad (29)$$

Тогда полная поправка для массы газа будет

$$(\delta M)_{rp} = \frac{\mu P_M}{R} \delta_{rp}$$

и

$$M_{rp} = \frac{\mu P_M}{R} \int_{AE} \frac{b(S) dS}{T(S) [1 + \sigma(S)]} + \frac{\mu P_M}{R} \delta_{rp} \quad (30)$$

Перейдем к расчету гравитационной поправки температуры при газотермометрических измерениях. Определение температуры T_x газовым термометром постоянного объема ($V = \text{const}$) основано, как известно, на измерении давлений одной и той же массы газа ($M = \text{const}$) при искомой T_x и известной T_0 температуре. Применяв формулу (30) для этих измерений, получим для T_0

$$M_{rp} = \frac{\mu P_M^0}{R} \int_{AE} \frac{b(S) dS}{T_0(S) [1 + \sigma_0(S)]} + \frac{\mu P_M^0}{R} \delta_{rp}^0 \quad (31)$$

для T_x

$$M_{rp} = \frac{\mu P_M^x}{R} \int_{AE} \frac{b(S) dS}{T_x(S) [1 + \sigma_x(S)]} + \frac{\mu P_M^x}{R} \delta_{rp}^x \quad (32)$$

Разбив каждый интеграл на два, выделив предел интегрирования AB , относящийся к расчету массы газа для рабочего резервуара, и приравняв выражения (31) и (32), получим

$$\begin{aligned} P_M^0 \left\{ \int_{AB} \frac{b(S) dS}{T_0(S) [1 + \sigma_0(S)]} + \int_{BE} \frac{b(S) dS}{T_0(S) [1 + \sigma_0(S)]} + \delta_{rp}^0 \right\} = \\ = P_M^x \left\{ \int_{AB} \frac{b(S) dS}{T_x(S) [1 + \sigma_x(S)]} + \int_{BE} \frac{b(S) dS}{T_x(S) [1 + \sigma_x(S)]} + \delta_{rp}^x \right\} \end{aligned} \quad (33)$$

В соответствии с данными эксперимента для резервуара ($S = AB$)

$$T_0(S) = T_0 = \text{const}, \quad \sigma_0(S) = \frac{P_M^0 B_0}{RT_0} \approx \sigma_0 = \text{const},$$

$$T_x(S) = T_x = \text{const}, \quad \sigma_x(S) = \frac{P_M^x B_x}{RT_x} = \sigma_x = \text{const},$$

тогда

$$I_1 = \int_{AB} \frac{b(S) dS}{T_0(S) [1 + \sigma_0(S)]} = \frac{V_{20} (1 + x_0)}{T_0 (1 + \sigma_0)}$$

и

$$I_2 = \int_{AB} \frac{b(S) dS}{T_x(S) [1 + \sigma_x(S)]} = \frac{V_{20} (1 + x_T)}{T_x (1 + \sigma_x)}$$

Здесь

$$V_{20} (1 + x_0) = V_0 \text{ и } V_{20} (1 + x_T) = V_T$$

соответственно объемы рабочего резервуара при T_0 и T_x , выраженные через объем V_{20} , который имел резервуар при температуре калибровки T_{20} . Члены $x_0 V_{20}$ и $x_T V_{20}$ являются известными [1] поправками на деформацию объема, обусловленную тепловым расширением и разностью давлений внутри и снаружи резервуара. Строго говоря, эти поправки следует определять для давлений газа непосредственно внутри резервуара при T_0 и T_x , т. е. через P_{20}^0 и P_{20}^x или, точнее, через соответствующее значение $P(S)$ при этих температурах (см. равенства (10) и (13)). Однако, учитывая малость γ , $\eta(S)$ и самих поправок, можно с точностью до высшего порядка малости брать для этих поправок давление, равное P_m^0 или P_m^x соответственно.

Таким образом

$$\begin{aligned} & \frac{P_m^0}{T_0} \left\{ \frac{1 + x_0}{1 + \sigma_0} + \frac{T_0}{V_{20}} \int_{BE} \frac{b(S) dS}{T_0(S) [1 + \sigma_0(S)]} \right\} + \frac{P_m^0}{V_{20}} \delta_{гр}^0 = \\ & = \frac{P_m^x}{T_x} \left\{ \frac{1 + x_T}{1 + \sigma_x} + \frac{T_x}{V_{20}} \int_{BE} \frac{b(S) dS}{T_x(S) [1 + \sigma_x(S)]} \right\} + \frac{P_m^x}{V_{20}} \delta_{гр}^x. \end{aligned}$$

Отсюда термодинамическая температура T_x , измеряемая газовым термометром, равна

$$T_x = T_0 \frac{P_m^x}{P_m^0} \left\{ \frac{(1 + x_T) \frac{1 + \sigma_0}{1 + \sigma_x} + \frac{T_x}{V_{20}} \int_{BE} \left[\frac{1 + \sigma_0}{1 + \sigma_x(S)} \cdot \frac{b(S)}{T_x(S)} \right] dS}{(1 + x_0) + \frac{T_0}{V_{20}} \int_{BE} \left[\frac{1 + \sigma_0}{1 + \sigma_0(S)} \cdot \frac{b(S)}{T_0(S)} \right] dS + \frac{\Delta P_{гр}^x}{P_m^0}} \right\}, \quad (34)$$

где T_x — известное приближенное числовое значение T_x найденное с учетом допустимой погрешности методом последовательных приближений, а

$$P_m^0 = P_h^0 + \sigma_2^0;$$

$$P_m^x = P_h^x + \sigma_2^x.$$

Здесь σ_2^0 и σ_2^x — упомянутые в выражении (1) поправки к отсчету по манометру при измерении T_0 и T_x .

Нетрудно видеть, что для тех же условий интегралы в числителе и знаменателе формулы (34) выражают собой обычные поправки на температуру вредного пространства BE газового термометра*, а члены с $(1 + x_T)$ и $(1 + x_0)$ — поправки на тепловое расширение, механическую деформацию резервуара термометра и отклонение термометрического газа от идеального состояния.

Следовательно, новый добавочный член в знаменателе равенства (34)

$$\Delta P_{гр}^x = \frac{T_0 (1 + \sigma_0)}{V_{20}} [P_m^0 \delta_{гр}^0 - P_m^x \delta_{гр}^x], \quad (35)$$

* См. стр. 68.

учитывающий действие гравитационных сил, является поправкой давления для полного цикла газотермометрического измерения. Эта поправка связана с гравитационной поправкой температуры $(\Delta T_x)_{гр}$, формулу для которой получим, дифференцируя равенство (34) с учетом малости поправки

$$(\Delta T_x)_{гр} = \frac{\partial T_x}{\partial \beta_1} \Delta \beta_1 \approx -T_x \frac{\Delta P_{гр}^x}{P_m^0 \beta_1},$$

где

$$\beta_1 = (1 + x_0) + \frac{T_0}{V_{20}} \int_{BE} \left[\frac{1 + \sigma_0}{1 + \sigma_0(S)} \cdot \frac{b(S)}{T_0(S)} \right] dS.$$

Подставив в эту формулу выражение (35), найдем гравитационную поправку для температуры

$$(\Delta T_x)_{гр} = -\frac{T_x T_0 (1 + \sigma_0)}{\beta_1 P_m^0 V_{20}} (P_m^0 \delta_{гр}^0 - P_m^x \delta_{гр}^x). \quad (36)$$

Анализ и методика числовой оценки поправки

Выражение для гравитационных поправок давления и температуры в формулах (35) и (36) найдены применительно к конечной цели газовой термометрии: определить температуру, а не давление газа. Поэтому формула (36) выражает суммарный результат действия гравитационных сил, который равен разности эффектов, проявляющихся во время измерения давления P_{20}^0 при T_0 и P_{20}^x при T_x . Следовательно, могут быть такие условия измерения, когда каждый из эффектов в отдельности существует, но их влияние на результат определения температуры взаимно компенсируется, т. е. когда $P_m^0 \delta_{гр}^0 = P_m^x \delta_{гр}^x$. Эти условия можно обеспечить соответствующим расположением узлов газового термометра (см. ниже) и подбором их температурных режимов.

Формулу для T_x можно вывести и с таким расчетом, чтобы учитывалось влияние гравитационных сил при измерении T_0 отдельно от измерения T_x . В этом случае формула (34) после небольшого преобразования примет вид

$$T_x = T_0 \frac{P_m^x}{P_m^0} \left[\frac{(1 + x_T) \frac{1 + \sigma_0}{1 + \sigma_x} + \frac{T_x}{V_{20}} \int_{BE} \left(\frac{1 + \sigma_0}{1 + \sigma_x(S)} \cdot \frac{b(S)}{T_x(S)} \right) dS + \frac{\Delta P_{гр}^x}{P_m^x}}{(1 + x_0) + \frac{T_0}{V_{20}} \int_{BE} \left(\frac{1 + \sigma_0}{1 + \sigma_0(S)} \cdot \frac{b(S)}{T_0(S)} \right) dS + \frac{\Delta P_{гр}^0}{P_m^0}} \right],$$

где

$$\Delta P_{гр}^x = P_m^x \frac{T_x (1 + \sigma_0)}{V_{20}} \delta_{гр}^x \quad \text{и} \quad \Delta P_{гр}^0 = P_m^0 \frac{T_0 (1 + \sigma_0)}{V_{20}} \delta_{гр}^0$$

являются гравитационными поправками к давлению при измерении T_0 и T_x соответственно.

Все основные формулы выведены, по возможности, без упрощений, если не считать приближенности исходного уравнения состояния газа (4) и вполне допустимой замены $P(S)$ на P_{20} и $P(\theta)$ на P_m в знаменателе выражений (5) и (6). Такая строгость расчета необходима, поскольку требования к точности различны в зависимости от поставленной задачи, т. е. от области применения этих формул.

Для числовой оценки поправок (35) и (36) в нашем случае достаточно ограничиться первым приближением. Учитывая это, в равенствах (11), (14) и (24) примем $\gamma, \eta, B_T, \sigma \ll 1$, поэтому в формулах (29) и (35) будет

$\sigma \approx 0$ и $\Gamma(S) \approx \eta(S)$ для всех видов $\sigma(S)$, что равносильно замене функции $e^{\eta(S)}$ на $e^{\eta(S)} \approx 1 + \eta(S)$ и $P(S)$ на

$$P(S) \approx P_m [1 + \eta(S)]. \quad (37)$$

Погрешность, которая возникает при аппроксимировании функции $P(S)$ выражением (37), легко оценить, если найти остаточный член R_n в разложении

$$e^{\eta(S)} = 1 + \frac{\eta(S)}{1!} + \frac{[\eta(S)]^2}{2!} + \dots + \frac{[\eta(S)]^n}{n!} + R_n,$$

где, согласно формуле Лагранжа,

$$R_n = \frac{[\eta(S)]^{n+1}}{(n+1)!} e^{\theta\eta(S)} \text{ при } 0 < \theta < 1.$$

Для $n = 1$

$$R_n = R_1 = \frac{[\eta(S)]^2}{2} e^{\theta\eta(S)}.$$

Поэтому, если $P(S)$ заменить приближенным равенством $P(S) \approx P_m [1 + \eta(S)]$, то погрешность аппроксимации составит

$$\Delta P_a = P_m R_1 = P_m \frac{[\eta(S)]^2}{2} e^{\theta\eta(S)} \leq P_m \frac{[\eta(S)]_{\max}^2}{2} [e^{\theta\eta(S)}]_{\max}.$$

Поскольку по порядку величины

$$[e^{\theta\eta(S)}]_{\max} \approx 1,$$

а

$$[\eta(S)]_{\max}^2 \approx \gamma_{\max}^2 = \frac{\mu^2 g^2 y_{\max}^2}{R^2 T_{\min}^2},$$

то максимальная погрешность будет

$$(\Delta P_a)_{\max} \leq \frac{P_m}{2} \cdot \frac{\mu^2 g^2 y_{\max}^2}{R^2 T_{\min}^2}.$$

Найдем величину $(\Delta P_a)_{\max}$ для условий, характерных при измерениях газовым термометром № 3 ВНИИМ:

$y_{\max} = 516$ мм, $T_{\min} = 273,16^\circ$ К, $g\mu/R = 3,3 \cdot 10^{-5}$ град/мм, тогда

$$(\Delta P_a)_{\max} \leq 2 \cdot 10^{-9} P_m.$$

Для измерений в тройной точке воды ($P_m = P_m^0 = 160$ мм рт. ст.) $(\Delta P_a)_{\max} = 3 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст., а для измерений в точке золота ($P_m = P_m^x = 760$ мм рт. ст.) $(\Delta P_a)_{\max} \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., что можно не принимать в расчет.

Следовательно, в дальнейшем будем считать

$$\Delta P_{гр}^r \approx \frac{T_0}{V_{20}} (P_m^0 \delta_{гр}^0 - P_m^x \delta_{гр}^x) = I_3 - I_4; \quad (38)$$

$$\delta_{гр} = \int_{AE} \frac{b(S) \eta(S) dS}{T(S)}; \quad (39)$$

$$I_3 = \frac{T_0}{V_{20}} P_m^0 \int_{AE} \frac{b(S) \eta_0(S) dS}{T_0(S)}; \quad (40)$$

$$I_4 = \frac{T_0}{V_{20}} P_m^x \int_{AE} \frac{b(S) \eta_x(S) dS}{T_x(S)}. \quad (41)$$

При этих условиях преобразуем формулы (11), (14) и (39)—(41), учитывая равенства $h_p + h_c = h_m$ (рис. 1) и $dy = dS \cos \beta = d\theta \cos \alpha$, а также приняв относительно температуры на AB и LE соответственно $T(S) = T = \text{const}$ и $T_m(\theta) = T_m = \text{const}$. Тогда получим

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\mu g}{R} \left(\int_{AB} \frac{\cos \beta dS}{T(S)} + \int_{BE} \frac{\cos \beta dS}{T(S)} - \int_{LE} \frac{\cos \alpha d\theta}{T_m(\theta)} \right) = \\ &= \frac{\mu g}{R} \left(\frac{H_{np}}{T} - \frac{h_m}{T_m} + \int_{BE} \frac{dy}{T(S)} \right); \end{aligned} \quad (42)$$

$$\eta(S) = \frac{\mu g}{R} \left(\frac{H_{np}}{T} - \frac{h_m}{T_m} + \int_{BE} \frac{dy}{T(S)} - \int_{AM_i} \frac{dy}{T(S)} \right), \quad (43)$$

где H_{np} — проекция высоты H рабочего резервуара AB на вертикальную ось y .

Поскольку резервуар AB по форме близок к цилиндру высотой H и площадью сечения b_H , то для него

$$\begin{aligned} b(S) &= b_H = \text{const}, \quad \cos \beta = \cos \beta_H = \text{const}, \quad H_{np} = H \cos \beta_H \\ &\text{и } V_{AB} = V_{20} = H b_H. \end{aligned} \quad (44)$$

Разобьем предел интегрирования AE для I_3 , а затем и для I_4 на две части, выделив интервал AB , относящийся к рабочему резервуару,

$$I_3 = \frac{T_0}{V_{20}} P_0^0 (I_{AB}^0 + I_{BE}^0),$$

где

$$\begin{aligned} I_{AB}^0 &= \int_{AB} \frac{b(S) \eta_0(S) dS}{T_0(S)} = \int_{AB} \frac{b(S)}{T_0(S)} \left(\gamma_0 - \frac{\mu g}{R} \int_{AM_i} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dS = \\ &= \frac{V_{20}}{T_0} \gamma_0 - \frac{\mu g}{R T_0^2} V_{20} y_c, \end{aligned}$$

поскольку

$$T_0(y) = T_0, \quad \int_{AB} b(S) dS = V_{AB} = V_{20}, \quad \text{а } y_c = \frac{\int y dV}{V_{AB}}$$

есть, как известно, ордината центра тяжести однородного тела с объемом $V_{AB} = V_{20}$.

В нашем случае расчета y_c неоднородность газа по высоте можно не учитывать, поэтому

$$y_c = \frac{1}{2} H_{np}$$

(при вертикальном расположении оси резервуара $\cos \beta_H = 1$, $H_{np} = H$).

Заменим γ_0 , пользуясь равенством (42). Тогда

$$I_{AB}^0 = \frac{V_{20}}{T_0} \cdot \frac{\mu g}{R} \left(\frac{1}{2} \frac{H_{np}}{T_0} - \frac{h_m}{T_{m0}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_0(S)} \right). \quad (45)$$

Следует заметить, что индексы 0 и x указывают на то, что параметры, входящие в формулы, относятся к измерениям при температурах T_0 и T_x соответственно.

Подставив в интеграл I_{BE}^0 из формулы (43) выражение $\eta(S) = \eta_0$, получим

$$\begin{aligned}
 I_{BE}^0 &= \int_{BE} \frac{b(S) \eta_0(S) dS}{T_0(S)} = \frac{\mu g}{R} \int_{BE} \frac{b(S)}{T_0(S)} \times \\
 &\times \left(\frac{H_{np}}{T_0} - \frac{h_m}{T_{m0}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_0(S)} - \int_{AM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dS = \\
 &= \frac{\mu g}{R} \left[\left(\frac{H_{np}}{T_0} - \frac{h_m}{T_{m0}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_0(S)} \right) \int_{BE} \frac{dV}{T_0(S)} - \right. \\
 &\left. - \int_{BE} \left(\frac{1}{T_0(S)} \int_{AM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV \right] = \frac{\mu g}{R} (I_5^0 + I_6^0). \quad (46)
 \end{aligned}$$

Поэтому

$$\begin{aligned}
 I_3 &= \frac{T_0}{V_{20}} P_m^0 (I_{AB}^0 + I_{BE}^0) = P_m^0 \frac{\mu g}{R} \times \\
 &\times \left[\frac{1}{2} \frac{H_{np}}{T_0} - \frac{h_m}{T_{m0}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_0(S)} + \frac{T_0}{V_{20}} (I_5^0 - I_6^0) \right], \quad (47)
 \end{aligned}$$

где

$$T_0 I_5^0 = \left(H_{np} - \frac{T_0}{T_{m0}} h_m + T_0 \int_{BE} \frac{dy}{T_0(S)} \right) \int_{BE} \frac{dV}{T_0(S)}, \quad (48)$$

$$\begin{aligned}
 T_0 I_6^0 &= T_0 \int_{BE} \left(\frac{1}{T_0(S)} \int_{AM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV = \\
 &= H_{np} \int_{BE} \frac{dV}{T_0(S)} + T_0 \int_{BE} \left(\frac{1}{T_0(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV \quad (49)
 \end{aligned}$$

и

$$T_0 (J_5^0 - J_6^0) = T_0 \left\{ - \frac{h_m}{T_{m0}} \int_{BE} \frac{dV}{T_0(S)} + \int_{BE} \left[\frac{1}{T_0(S)} \left(\int_{BE} \frac{dy}{T_0(S)} - \int_{BM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) \right] dV \right\}. \quad (50)$$

Сделав аналогично преобразования интеграла I_4 формулы (41), получим для его компонентов

$$I_{AB}^x = \frac{V_{20}}{T_x} \cdot \frac{\mu g}{R} \left(\frac{1}{2} \frac{H_{np}}{T_x} - \frac{h_m}{T_{mx}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_x(S)} \right), \quad (51)$$

$$\begin{aligned}
 I_{BE}^x &= \frac{\mu g}{R} \left[\left(\frac{H_{np}}{T_x} - \frac{h_m}{T_{mx}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_x(S)} \right) \int_{BE} \frac{dV}{T_x(S)} - \right. \\
 &\left. - \int_{BE} \left(\frac{1}{T_x(S)} \int_{AM_j} \frac{dy}{T_x(S)} \right) dV \right] = \frac{\mu g}{R} (I_5^x - I_6^x), \quad (52)
 \end{aligned}$$

что даст

$$\begin{aligned}
 I_4 &= \frac{T_0}{V_{20}} P_m^x (I_{AB}^x + I_{BE}^x) = \frac{T_0}{T_x} P_m^x \frac{\mu g}{R} \times \\
 &\times \left[\frac{1}{2} \frac{H_{np}}{T_x} - \frac{h_m}{T_{mx}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_x(S)} + \frac{T_x}{V_{20}} (I_5^x - I_6^x) \right].
 \end{aligned}$$

Если, учитывая малость искомым поправок, принять $T_x \approx T_0 \frac{P_m^x}{P_m^0}$,

то

$$I_4 = P_m^0 \frac{\mu g}{R} \left[\frac{1}{2} \frac{H_{np}}{T_x} - \frac{h_m}{T_{mx}} + \int_{BE} \frac{dy}{T_x(S)} + \frac{T_x}{V_{20}} (I_5^x - I_6^x) \right], \quad (53)$$

где

$$T_x I_5^x = \left(H_{np} - \frac{T_x}{T_{mx}} h_m + T_x \int_{BE} \frac{dy}{T_x(S)} \right) \int_{BE} \frac{dV}{T_x(S)}, \quad (54)$$

$$\begin{aligned} T_x I_6^x &= T_x \int_{BE} \left(\frac{1}{T_x(S)} \int_{AM_j} \frac{dy}{T_x(S)} \right) dV = \\ &= H_{np} \int_{BE} \frac{dV}{T_x(S)} + T_x \int_{BE} \left(\frac{1}{T_x(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_x(S)} \right) dV \end{aligned} \quad (55)$$

и

$$\begin{aligned} T_x (I_5^x - I_6^x) &= T_x \left[-\frac{h_m}{T_{mx}} \int_{BE} \frac{dV}{T_x(S)} + \int_{BE} \frac{1}{T_x(S)} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(\int_{BE} \frac{dy}{T_x(S)} - \int_{BM_j} \frac{dy}{T_x(S)} \right) dV \right]. \end{aligned} \quad (56)$$

Объединив I_3 и I_4 согласно равенству (38), представим формулу для гравитационной поправки давления в виде

$$\begin{aligned} \Delta P_{гр}^T &= P_m^0 \frac{\mu g}{R} \left\{ \frac{H_{np}(t_x - t_0)}{2T_x T_0} - \frac{h_m(t_{mx} - t_{m0})}{T_{m0} T_{mx}} + \right. \\ &+ \int_{BE} \left(\frac{1}{T_0(S)} - \frac{1}{T_x(S)} \right) dy + \frac{1}{V_{20}} \left[h_m \int_{BE} \left(\frac{T_x}{T_{mx} T_x(S)} - \frac{T_0}{T_{m0} T_0(S)} \right) dV + \right. \\ &+ \int_{BE} \left(\frac{T_0}{T_0(S)} \int_{BE} \frac{dy}{T_0(S)} - \frac{T_x}{T_x(S)} \int_{BE} \frac{dy}{T_x(S)} \right) dV + \left. \int_{BE} \left(\frac{T_x}{T_x(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_x(S)} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{T_0}{T_0(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV \right] \}. \end{aligned} \quad (57)$$

Из формулы (57) видно, что суммарная гравитационная поправка $\Delta P_{гр}^T$ тем больше, чем больше отличаются температуры газа во время измерения $P_m^0 (T_0)$ и $P_m^x (T_x)$. Когда эта разница исчезает, то поправка уменьшается. Однако, как следует из выражений (47) и (53), $\Delta P_{гр}^0$ и $\Delta P_{гр}^x$, взятые порознь, могут и не быть равными нулю. В самом деле, если учесть, что объем резервуара V_{20} намного больше объема остальной части системы $ABCDE$, и принять $T_0 = T_{m0} = T_0(S)$ и $T_x = T_{mx} = T_x(S)$, то

$$\begin{aligned} I_3 &= P_m^0 \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{1}{T_0} \left(\frac{1}{2} H_{np} - h_m + \int_{BE}^{h_c} \frac{dy}{T_{np}} \right) \approx P_m^0 \frac{\mu g}{R} \times \\ &\quad \times \frac{1}{T_0} \left(-\frac{1}{2} H_{np} - h_m + h_c \right) \neq 0 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} I_4 &= P_m^0 \frac{\mu g}{R} \frac{1}{T_x} \left(\frac{1}{2} H_{np} - h_m + \int_{BE}^{h_c} \frac{dy}{T_{np}} \right) \approx P_m^0 \frac{\mu g}{R} \times \\ &\quad \times \frac{1}{T_x} \left(-\frac{1}{2} H_{np} - h_m + h_c \right) \neq 0. \end{aligned}$$

$I_3 (\Delta P_{гр}^0)$ и $I_4 (\Delta P_{гр}^c)$ будут равны нулю только при таком положении систем, связанных с резервуаром и манометром, при котором $-\frac{1}{2} H_{гр} + h_c = h_m$, т. е. когда центр резервуара и уровень ртути в коротком колене манометра находятся на одной высоте.

Выражение для гравитационной поправки давления (57) получено практически при небольших ограничениях, касающихся температуры манометра, резервуара и его формы и поэтому может иметь достаточно широкое применение.

Числовое значение $\Delta P_{гр}^T$ будет зависеть от конкретных условий, в которых находится газ, и может быть лучше всего определено после преобразования формулы (57) к виду, удобному для такого расчета, следующим образом.

Разобьем предел интегрирования всех интегралов (кроме первого) на два интервала: BC и CE .

После приведения подобных членов найдем

$$\begin{aligned} \Delta P_{гр}^T = P_m^0 \frac{\mu g}{R} & \left\{ \frac{H_{гр}(t_x - t_0)}{2T_x T_0} - \frac{h_m(t_{mx} - t_{m0})}{T_{mx} T_{m0}} + \int_{BE} \left(\frac{1}{T_0(S)} - \frac{1}{T_x(S)} \right) dy + \right. \\ & + \frac{1}{V_{20}} \left[h_m \int_{BC} \left(\frac{T_x}{T_{mx} T_x(S)} - \frac{T_0}{T_{m0} T_0(S)} \right) dV + h_m \int_{CE} \left(\frac{T_x}{T_{mx} T_x(S)} - \frac{T_0}{T_{m0} T_0(S)} \right) dV + \right. \\ & + T_0 \int_{BC} \frac{dy}{T_0(S)} \int_{BC} \frac{dV}{T_0(S)} - T_x \int_{BC} \frac{dy}{T_x(S)} \int_{BC} \frac{dV}{T_x(S)} + \\ & + \int_{BC} \left(\frac{T_x}{T_x(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_x(S)} - \frac{T_0}{T_0(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV + T_0 \int_{CE} \frac{dy}{T_0(S)} \int_{BC} \frac{dV}{T_0(S)} - \\ & - T_x \int_{CE} \frac{dy}{T_x(S)} \int_{BC} \frac{dV}{T_x(S)} + T_0 \int_{CE} \frac{dy}{T_0(S)} \int_{CE} \frac{dV}{T_0(S)} - T_x \int_{CE} \frac{dy}{T_x(S)} \int_{CE} \frac{dV}{T_x(S)} + \\ & \left. + \int_{CE} \left(\frac{T_x}{T_x(S)} \int_{CM_j} \frac{dy}{T_x(S)} - \frac{T_0}{T_0(S)} \int_{CM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV \right\}. \quad (58) \end{aligned}$$

Для газового термометра № 3 ВНИИМ можно принять, что в системе манометра $T_{m0} = T_{mx} = T_k = \text{const}$, а систему с резервуаром $ABCDE$ можно рассматривать как состоящую из двух частей: вертикальной — от A до C (где $j = 1, 2, \dots, k$, $\cos \beta_0 = 1$; $H_{гр} = H$) и горизонтальной — от C до E (где $j = k + 1, k + 2, \dots, n$; $\cos \beta_j = 0$ и $dy = dS \cos \beta_j = 0$). Температуру T_j в горизонтальной части можно считать всюду одинаковой и близкой к T_k (температуре помещения), а объем этой части равным $\int_{CE} dV = V_{гор}$.

Поскольку при этих условиях $\int_{CE} \frac{dy}{T_0(S)}$ и $\int_{CE} \frac{dy}{T_x(S)}$ равны нулю, то

$$\begin{aligned} \Delta P_{гр}^T = P_m^0 \frac{\mu g}{R} & \left\{ \frac{H(t_x - t_0)}{2T_x T_0} + \int_{BE} \left(\frac{1}{T_0(S)} - \frac{1}{T_x(S)} \right) dy + \right. \\ & + \frac{1}{V_{20}} \left[\frac{h_m}{T_k} \int_{BC} \left(\frac{T_x}{T_x(S)} - \frac{T_0}{T_0(S)} \right) dV + \frac{h_m(t_x - t_0)}{T_k^2} V_{гор} + \right. \\ & + T_0 \int_{BC} \frac{dy}{T_0(S)} \int_{BC} \frac{dV}{T_0(S)} - T_x \int_{BC} \frac{dy}{T_x(S)} \int_{BC} \frac{dV}{T_x(S)} + \\ & \left. + \int_{BC} \left(\frac{T_x}{T_x(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_x(S)} - \frac{T_0}{T_0(S)} \int_{BM_j} \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV \right\}. \quad (59) \end{aligned}$$

Чтобы установить закон распределения температуры во вредном пространстве BE , весь его объем (в зависимости от характера температурного поля и требований к точности измерения температуры) разделим на некоторое число участков и припишем каждому из них среднюю температуру, устанавливаемую, например, по показаниям термовар.* Будем считать, что весь объем от A до E состоит из n частей, и в пределах j -той части средняя температура равна T_j ($j = 1, 2, \dots, n$). Тогда номеру $j = 1$ будет соответствовать участок AB , относящийся к рабочему резервуару и имеющий температуру T_1 , равную либо T_0 либо T_x , а значениям j от 2 до k — участки в вертикальной части системы BC со средними температурами T_2, T_3, \dots, T_k , равными $T_{20}, T_{30}, \dots, T_{k0}$ при измерении P_{20}^0 и $T_{2x}, T_{3x}, \dots, T_{kx}$ при измерении P_{20}^x . Участкам горизонтальной части системы при значении индекса j от $k+1$ до n можно без особой погрешности приписать одинаковую температуру $T_{k+1} = T_{k+2} = \dots = T_n = T_k$.

После этого, заменив интегралы в выражении (59) конечными суммами, получим

$$\Delta P_{\text{гр}}^T = P_M^0 \frac{\mu g}{R} \left\{ \frac{H(t_x - t_0)}{2T_x T_0} + \frac{V_{\text{top}} h_M (t_x - t_0)}{V_{20} T_k^2} + \left(\sum_{j=2}^{n_0} \frac{h_{j0}}{T_{j0}} - \sum_{j=2}^n \frac{h_{jx}}{T_{jx}} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{V_{20}} \left[T_x \sum_{j=2}^k \frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} \left(\sum_{q=j+1}^k \frac{h_{qx}}{T_{qx}} - \frac{h_M}{T_k} \right) - T_0 \sum_{j=2}^{k_0} \frac{\Delta V_{j0}}{T_{j0}} \left(\sum_{q=j+1}^{k_0} \frac{h_{q0}}{T_{q0}} - \frac{h_M}{T_k} \right) \right] \right\}, \quad (60)$$

где ΔV_j — объем j -го участка;

h_j — проекция его длины (по оси) на вертикальную ось y ;

T_j — средняя температура этого участка.

Считая сечение системы в пределах от B ($j = 2$) до E ($j = n$) приблизительно одинаковым и равным σ , получим

$$\Delta P_{\text{гр}}^T = P_M^0 \frac{\mu g}{R} \left\{ \frac{H(t_x - t_0)}{2T_x T_0} + \frac{V_{\text{top}} h_M (t_x - t_0)}{V_{20} T_k^2} + \frac{1}{b} \left(\sum_{j=2}^{n_0} \frac{\Delta V_{j0}}{T_{j0}} - \sum_{j=2}^n \frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{V_{20}} \left[T_x \sum_{j=2}^k \frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} \left(\sum_{q=j+1}^k \frac{h_{qx}}{T_{qx}} - \frac{h_M}{T_k} \right) - T_0 \sum_{j=2}^{k_0} \frac{\Delta V_{j0}}{T_{j0}} \left(\sum_{q=j+1}^{k_0} \frac{h_{q0}}{T_{q0}} - \frac{h_M}{T_k} \right) \right] \right\}. \quad (61)$$

Формулы (60) и (61) дают возможность рассчитать полную гравитационную поправку давления для любого практически реализуемого случая.

Обратимся в качестве иллюстрации методики расчета $\Delta P_{\text{гр}}^T$ к разделению вредного объема на участки, которое проводили во время измерений P_{20}^0 при температуре T_0 в тройной точке воды (табл. 1) и P_{20}^x — при температуре T_x в точке золота (табл. 2) в декабре 1965 г.

По данным табл. 1, при $k_0 = 4$, $h_M = 986$ мм, $T_k = 295^\circ \text{K}$ ($\frac{h_M}{T_k} = 3,342$) приведем числовую оценку последнего члена формулы (61) равного

$$T_0 \left[\frac{\Delta V_{20}}{T_{20}} \left(\frac{h_{20}}{T_{20}} + \frac{h_{40}}{T_{40}} - \frac{h_M}{T_k} \right) + \frac{\Delta V_{30}}{T_{30}} \left(\frac{h_{40}}{T_{40}} - \frac{h_M}{T_k} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta V_{40}}{T_{40}} \left(-\frac{h_M}{T_k} \right) \right] = -468,415 \text{ мм}^4/\text{град.}$$

* См. стр. 68.

Таблица 1

Участок					$\frac{\Delta V_{j0}}{T_{j0}} \cdot \frac{\text{мм}^3}{\text{град}}$	$\frac{h_{0j}}{T_{00}} \cdot \frac{\text{мм}}{\text{град}}$
Положение	Номер	Объем ΔV_{j0} , мм ³	Длина h_{0j} , мм	Средняя температура T_{j0} , °К		
Вертикальное; число участков $k_0 = 4$; общая длина 516 мм	2	97,07	253	273,16	0,355359	0,926
	3	50,20	183	293,66	0,170946	0,623
	4	28,24	80	294,57	0,095869	0,272
Горизонтальное; число участков $n_0 - k_0 = 3$; объем $V_{\text{гор}} = 684,68$ мм ³	5	291,038	579	294,62	0,987842	—
	6	148,284	295	293,78	0,504745	—
	7	245,358	$h_{\text{эф}} = \frac{V_{\text{к}}}{b_{\text{эф}}}$	293,55	0,835830	—

$$\sum_{j=2}^{n_0} \frac{\Delta V_{j0}}{T_{j0}} = 2,950591$$

Таблица 2

Участок					$\frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} \cdot \frac{\text{мм}^3}{\text{град}}$	$\frac{h_{qx}}{T_{qx}} \cdot \frac{\text{мм}}{\text{град}}$
Положение	Номер	Объем ΔV_{jx} , мм ³	Длина h_{qx} , мм	Средняя температура T_{jx} , °К		
Вертикальное; число участков $k = 6$; общая длина 516 мм	2	31,77	80	1337,69	0,023750	0,0598
	3	73,77	204	1245,53	0,059228	0,164
	4	24,33	83	578,71	0,042042	0,143
	5	16,23	64	333,00	0,048739	0,192
	6	29,41	85	297,90	0,098725	0,285
	Горизонтальное; число участков $n - k = 5$; объем $V_{\text{гор}} = 684,68$ мм ³	7	49,26	98	296,65	0,166055
8		68,864	137	295,87	0,232751	—
9		172,914	344	296,54	0,583104	—
10		148,284	295	293,86	0,504606	—
11		245,358	$h_{\text{эф}} = \frac{V_{\text{к}}}{b_{\text{эф}}}$	293,55	0,835830	—

$$\sum_{j=2}^n \frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} = 2,594830$$

Остальные параметры в формуле (61) имели следующий порядок величины: $V_{20} = 159\,450$ мм³, $H = 164$ мм, $T_x = 1337,53^\circ$ К, $t_x = 1064,38^\circ$ С, $T_0 = 273,16^\circ$ К, $V_{\text{гор}} = 684,68$ мм³, $h_m = 986$ мм, $T_k = T_{\text{ср}} = 295^\circ$ К, $g = 980,665$ см/сек², $\mu = 28,02$ г/г-моль, $R = 8,315 \cdot 10^7$ эрг/град·г-моль, $b = 0,5$ мм², $P_m^0 = 161,235$ мм рт. ст.

Пользуясь этими данными и табл. 1 и 2, оценим при $k = 6$ и $\frac{h_M}{T_K} = 3,342$ мм/град порядок поправки $\Delta P_{гр}^T$ и отдельных, входящих в нее выражений.

$$1) T_x \sum_{j=2}^{k-6} \frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} \left(\sum_{q=j+1}^{k-6} \frac{h_{qx}}{T_{qx}} - \frac{h_M}{T_K} \right) = T_x \left[\frac{\Delta V_{2x}}{T_{2x}} \left(\frac{h_{3x}}{T_{3x}} + \frac{h_{4x}}{T_{4x}} + \frac{h_{5x}}{T_{5x}} + \frac{h_{6x}}{T_{6x}} - \frac{h_M}{T_K} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta V_{3x}}{T_{3x}} \left(\frac{h_{4x}}{T_{4x}} + \frac{h_{5x}}{T_{5x}} + \frac{h_{6x}}{T_{6x}} - \frac{h_M}{T_K} \right) + \frac{\Delta V_{4x}}{T_{4x}} \left(\frac{h_{5x}}{T_{5x}} + \frac{h_{6x}}{T_{6x}} - \frac{h_M}{T_K} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta V_{5x}}{T_{5x}} \left(\frac{h_{6x}}{T_{6x}} - \frac{h_M}{T_K} \right) + \frac{\Delta V_{6x}}{T_{6x}} \left(-\frac{h_M}{T_K} \right) \right] = -1098,647 \text{ мм}^2/\text{град};$$

$$2) \frac{1}{2} \frac{H(t_x - t_0)}{T_x T_0} = 0,238885 \text{ мм/град};$$

$$3) g \left(\frac{\mu}{R} \right) = 3,305 \cdot 10^{-5} \text{ град/мм};$$

$$4) \frac{V_{гор} h_M (t_x - t_0)}{V_{20} T_K^2} = 0,051784 \text{ мм/град}.$$

На основании изложенного выше $\Delta P_{гр}^T = 3,33 \cdot 10^{-5} P_M^0$.

При расчете рекомендуется выражать величины в следующих единицах

Величина и ее обозначение	Единица измерения
Гравитационная поправка к давлению, $\Delta P_{гр}^T$	мм рт. ст.
Давление газа в тройной точке воды, P_M^0	» » »
Ускорение силы тяжести, g	см/сек ²
Молекулярный вес газа, μ	г/г-моль
Универсальная газовая постоянная, R	эрг/град·г-моль
Площадь сечения, b	мм ²
Объемы	мм ³
Высоты (расстояния)	мм

При $P_M^0 = 161,235$ мм рт. ст. получим $\Delta P_{гр}^T = 5,4 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Подставив эти значения в формулу (36), найдем, что гравитационная поправка температуры в точке золота равна (если учесть, что $\beta_1 \approx 1$), тогда

$$(\Delta T_x)_{гр} = -\frac{T_x \Delta P_{гр}^T}{\beta_1 P_M^0} \approx -0,045 \text{ град}.$$

Из расчета, следует, что наибольший вклад вносит член

$$\frac{1}{b} \left[\sum_{j=2}^{n_0} \frac{\Delta V_{j0}}{T_{j0}} - \sum_{j=2}^n \frac{\Delta V_{jx}}{T_{jx}} \right] = 0,71 \text{ мм/град}.$$

Второй по величине член

$$\frac{H(t_x - t_0)}{2T_x T_0} = 0,24 \text{ мм/град};$$

т. е. он почти в три раза меньше первого, тогда как сумма остальных членов меньше первого члена примерно в десять раз. Однако при $T_{j0} = T_{jx}$ первый член равен нулю.

Следовательно, основная причина возрастания влияния гравитационного поля состоит в том, что температуры газа в вертикальных участках системы (вредного объема) при измерениях в тройной точке воды и в точке

золота значительно различаются. Это подтверждает важность обобщения барометрической формулы для случая, когда температура газа в различных точках неодинакова.

Опираясь на исследования, проведенные с газовым термометром № 3, выясним роль и значение гравитационной поправки температуры в наиболее важной для газовой термометрии области температур. Напомним, что для этого термометра с достаточной точностью выполняются следующие условия.

На вертикальном ABC и горизонтальном CE участках системы AE

$$(\cos \beta)_{ABC} = 1 \text{ и } (\cos \beta)_{CE} = 0. \quad (62)$$

В зависимости от того, подлежит измерению T_0 или T_x , на участке AB

$$T(S) = T_{AB} = T_0 = \text{const}; \quad T(S) = T_{AB} = T_x = \text{const}. \quad (63)$$

На участке CE температура в обоих случаях постоянная и близка к температуре помещения T_k . Так что соответственно

$$T(S) = T_{CE} = T_{ок} = \text{const}; \quad T(S) = T_{CE} = T_{хк} = \text{const}. \quad (64)$$

На участке BC при каждом измерении устанавливается некоторое распределение температуры вдоль системы, которое в первом приближении можно описать линейным законом. Поэтому состояние газа на этом участке будем характеризовать средней температурой, равной при измерении T_0 постоянной величине

$$T_0(S) = T_{BC}^0 = T_{0\text{ср}} = \frac{T_0 + T_{ок}}{2}, \quad (65)$$

а при измерениях T_x — величине

$$T_x(S) = T_{BC}^x = T_{хср} = \frac{T_x + T_{хк}}{2}. \quad (66)$$

Так как температура газа в системе LE со стороны манометра для обоих измерений близка к температуре помещения, можно считать

$$T_m(\theta) = T_{LE} = T_k = \text{const},$$

а с учетом термостатирования помещения также

$$T_{ок} = T_{хк} = T_k = \text{const}. \quad (67)$$

Примем во внимание, что

$$\gamma, \eta, \sigma \ll 1. \quad (68)$$

При этих условиях можно значительно упростить выражения, входящие в формулу (36), учитывая выражения (62)–(67) и неравенство (68), согласно которому можно теперь принять

$$\alpha(S) = \Phi(S) = \Phi(\theta) = 0, \quad \text{а } \Gamma(S) \approx \eta(S).$$

Поскольку

$$\varphi(S) dS = \frac{\cos \beta dS}{T(S)} = \frac{dy}{T(S)}; \quad \varphi(\theta) d\theta = \frac{dy}{T_m(\theta)},$$

то

$$1) \gamma \approx \frac{\mu g}{R} \left(\int_{AB} \frac{dy}{T(S)} + \int_{BC} \frac{dy}{T(S)} + \int_{CE} \frac{dy}{T(S)} - \frac{1}{T_k} \int_{LE} dy \right),$$

что дает для измерения T_0

$$\gamma_0 \approx \frac{\mu g}{R} \left(\frac{H_{np}}{T_0} + \frac{(h_c - H_{np})}{T_{0\text{ср}}} - \frac{h_m}{T_{ок}} \right),$$

а для измерения T_x

$$\gamma_x \approx \frac{\mu g}{R} \left(\frac{H_{np}}{T_x} + \frac{(h_c - H_{np})}{T_{xcp}} - \frac{h_m}{T_{xk}} \right);$$

$$2) \eta(S) \approx \gamma - \frac{\mu g}{R} \int_0^y \frac{dy}{T(S)};$$

$$3) \delta_{cp} \approx \int_{AE} \frac{\eta(S) b(S) dS}{T(S)} = \int_{AB} \frac{\eta(S) b(S) dS}{T(S)} + \int_{BC} \frac{\eta(S) b(S) dS}{T(S)} + \int_{CE} \frac{\eta(S) b(S) dS}{T(S)}.$$

Для измерения T_0 получим

$$\begin{aligned} \delta_{cp}^0 \approx & \gamma_0 \left(\int_{AB} \frac{dV}{T_0(S)} + \int_{BC} \frac{dV}{T_0(S)} + \int_{CE} \frac{dV}{T_0(S)} \right) - \frac{\mu g}{R} \left[\int_{AB} \left(\frac{1}{T_0(S)} \int_0^y \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV + \right. \\ & + \int_{BC} \left(\frac{1}{T_0(S)} \int_0^y \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV + \left. \int_{CE} \left(\frac{1}{T_0(S)} \int_0^y \frac{dy}{T_0(S)} \right) dV \right] = \frac{\gamma_0 V_{20}}{T_0} \left[1 + \frac{T_0}{T_{ocp}} \frac{V_{np}^\perp}{V_{20}} + \right. \\ & + \left. \frac{T_0}{T_{ок}} \frac{V_{rop}}{V_{20}} \right] - \frac{\mu g}{RT_0^2} \left\{ \int_{AB} y dV + \left(\frac{T_0}{T_{ocp}} \right)^2 \int_{BC} y dV + \left(\frac{T_0}{T_{ок}} \right)^2 \int_{CE} y dV + \right. \\ & + \left. H_{np} V_{np}^\perp \frac{T_0^2}{T_{ocp}} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{ocp}} \right) + V_{rop} \frac{T_0^2}{T_{ок}} \left[H_{np} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{ocp}} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + h_c \left(\frac{1}{T_{ocp}} - \frac{1}{T_{ок}} \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Здесь

$$V_{BC} = V_{np}^\perp, \quad V_{CE} = V_{rop}, \quad y dV = y b dS = \frac{b}{\cos \beta} y dy,$$

поэтому

$$\int_{AB} y dV = \frac{b_{AB}}{(\cos \beta)_{AB}} \int_0^{H_{np}} y dy = \frac{b_{AB} H_{np}^2}{2 (\cos \beta)_{AB}} = \frac{1}{2} V_{20} H_{np} = (y_c)_{AB} V_{20},$$

где

$$\frac{H_{np}}{(\cos \beta)_{AB}} = H, \quad H \cdot b_{AB} = V_{AB} = V_{20}, \quad \frac{1}{2} H_{np} = (y_c)_{AB},$$

и для вертикального положения резервуара AB будет $H_{np} = H$.

Так же найдем

$$\int_{BC} y dV = \frac{b_{BC} (h_c^2 - H_{np}^2)}{2 (\cos \beta)_{BC}} = \frac{V_{np}^\perp (h_c + H_{np})}{2} = (y_c)_{BC} V_{np}^\perp,$$

где

$$V_{BC} = \frac{(h_c - H_{np}) b_{BC}}{(\cos \beta)_{BC}} = V_{np}^\perp \quad \text{и} \quad \frac{1}{2} (h_c + H_{np}) = (y_c)_{BC},$$

а также

$$\begin{aligned} \int_{CE} y dV &= \frac{b_{CE}}{(\cos \beta)_{CE}} \int_{h_c}^{h_E} y dy = \frac{b_{CE} (h_E^2 - h_c^2)}{2 (\cos \beta)_{CE}} = \\ &= \frac{1}{2} V_{rop} (h_E + h_c) = (y_c)_{CE} V_{rop}, \end{aligned}$$

где h_E ордината точки E ,

$$V_{CE} = \frac{(h_E - h_c) b_{CE}}{(\cos \beta)_{CE}} = V_{гор} \quad \text{и} \quad \frac{1}{2} (h_E + h_c) = (y_c)_{CE}.$$

Если участок CE расположен горизонтально, то

$$(\cos \beta)_{CE} = 0, \quad h_E = h_c, \quad (y_c)_{CE} = h_c \quad \text{и} \quad \int_{CE} y dV = h_c V_{гор}.$$

То же получим, исходя из формулы для ординаты центра тяжести рассматриваемых объемов газа, если пренебречь неоднородностью (относительно плотности) газа по высоте.

Следовательно,

$$\begin{aligned} \delta_{гр}^0 &= \frac{\gamma_0 V_{20}}{T_0} \left(1 + \frac{T_0}{T_{0cp}} \cdot \frac{V_{np}^\perp}{V_{20}} + \frac{T_0}{T_{ок}} \cdot \frac{V_{гор}}{V_{20}} \right) - \\ &- \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{1}{T_0^2} \left[\frac{V_{20} H_{np}}{2} + \left(\frac{T_0}{T_{0cp}} \right)^2 \frac{V_{np}^\perp (h_c + H_{np})}{2} + \right. \\ &+ H_{np} \left(1 - \frac{T_0}{T_{0cp}} \right) \left(V_{np}^\perp \frac{T_0}{T_{0cp}} + V_{гор} \frac{T_0}{T_{ок}} \right) + \\ &\left. + h_c V_{гор} \frac{T_0}{T_{ок}} \left(\frac{T_0}{T_{0cp}} - \frac{T_0}{T_{ок}} \right) + \left(\frac{T_0}{T_{ок}} \right)^2 V_{гор} h_c \right]. \end{aligned}$$

Аналогично для измерения T_x найдем

$$\begin{aligned} \delta_{гр}^x &\approx \frac{\gamma_x V_{20}}{T_x} \left(1 + \frac{T_x}{T_{xcp}} \cdot \frac{V_{np}^\perp}{V_{20}} + \frac{T_x}{T_{хк}} \cdot \frac{V_{гор}}{V_{20}} \right) - \\ &- \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{1}{T_x^2} \left[\frac{V_{20} H_{np}}{2} + \left(\frac{T_x}{T_{xcp}} \right)^2 \frac{V_{np}^\perp (h_c + H_{np})}{2} + \left(\frac{T_x}{T_{хк}} \right)^2 V_{гор} h_c + \right. \\ &+ H_{np} \left(1 - \frac{T_x}{T_{xcp}} \right) \left(V_{np}^\perp \frac{T_x}{T_{xcp}} + V_{гор} \frac{T_x}{T_{хк}} \right) + h_c V_{гор} \frac{T_x}{T_{хк}} \left(\frac{T_x}{T_{xcp}} - \frac{T_x}{T_{хк}} \right) \left. \right]. \end{aligned}$$

Подставив в эти формулы выражение для γ_0 и γ_x , получим

$$\begin{aligned} \delta_{гр}^0 &\approx \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{V_{20}}{T_0} \left\{ \left(\frac{H_{np}}{T_0} + \frac{(h_c - H_{np})}{T_{0cp}} - \frac{h_m}{T_{ок}} \right) \left(1 + \frac{T_0}{T_{0cp}} \cdot \frac{V_{np}^\perp}{V_{20}} + \frac{T_0}{T_{ок}} \cdot \frac{V_{гор}}{V_{20}} \right) - \right. \\ &- \frac{1}{T_0 V_{20}} \left[\frac{V_{20} H_{np}}{2} + \left(\frac{T_0}{T_{0cp}} \right)^2 \frac{V_{np}^\perp (h_c + H_{np})}{2} + \right. \\ &+ \left(\frac{T_0}{T_{ок}} \right)^2 V_{гор} h_c + H_{np} \left(1 - \frac{T_0}{T_{0cp}} \right) \left(V_{np}^\perp \frac{T_0}{T_{0cp}} + V_{гор} \frac{T_0}{T_{ок}} \right) + \\ &\left. \left. + h_c V_{гор} \frac{T_0}{T_{ок}} \left(\frac{T_0}{T_{0cp}} - \frac{T_0}{T_{ок}} \right) \right] \right\}; \quad (69) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta_{гр}^x &\approx \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{V_{20}}{T_x} \left\{ \left(\frac{H_{np}}{T_x} + \frac{(h_c - H_{np})}{T_{xcp}} - \frac{h_m}{T_{хк}} \right) \cdot \left(1 + \frac{T_x}{T_{xcp}} \cdot \frac{V_{np}^\perp}{V_{20}} + \frac{T_x}{T_{хк}} \cdot \frac{V_{гор}}{V_{20}} \right) - \right. \\ &- \frac{1}{T_x V_{20}} \left[\frac{V_{20} H_{np}}{2} + \left(\frac{T_x}{T_{xcp}} \right)^2 \frac{V_{np}^\perp (h_c + H_{np})}{2} + \right. \\ &+ \left(\frac{T_x}{T_{хк}} \right)^2 V_{гор} h_c + H_{np} \left(1 - \frac{T_x}{T_{xcp}} \right) \left(V_{np}^\perp \frac{T_x}{T_{xcp}} + V_{гор} \frac{T_x}{T_{хк}} \right) + \\ &\left. \left. + h_c V_{гор} \frac{T_x}{T_{хк}} \left(\frac{T_x}{T_{xcp}} - \frac{T_x}{T_{хк}} \right) \right] \right\}. \quad (70) \end{aligned}$$

Для газового термометра сумма $V_{\text{вр}}^{\perp} + V_{\text{гор}} = V_{\text{вр}}$ представляет собой так называемый вредный объем и составляет от объема рабочего резервуара V_{20} небольшую величину $V_{\text{вр}}^{\perp}/V_{20} = 5 \cdot 10^{-3}$.

Поэтому для некоторой области изменения температур $T_{0\text{ср}}$, $T_{\text{ок}}$, T_x , $T_{x\text{ср}}$ и $T_{xк}$ можно пренебречь членами, содержащими отношения $V_{\text{вр}}^{\perp}/V_{20}$ и $V_{\text{гор}}/V_{20}$. Эту температурную область можно определить условиями: для измерения T_x , т. е. для членов, входящих в формулу (70), будет

$$\left(\frac{T_x}{T_{x\text{ср}}}\right)\left(\frac{V_{\text{вр}}^{\perp}}{V_{20}}\right) < 1; \quad \left(\frac{T_x}{T_{xк}}\right)\left(\frac{V_{\text{гор}}}{V_{20}}\right) < 1;$$

$$\left(\frac{T_x}{T_{x\text{ср}}}\right)^2 \frac{V_{\text{вр}}^{\perp}(h_c + H_{\text{вр}})}{2V_{20}} < \frac{H_{\text{вр}}}{2}; \quad \left(\frac{T_x}{T_{xк}}\right)^2 \frac{V_{\text{гор}}}{V_{20}} h_c < \frac{H_{\text{вр}}}{2},$$

а для измерения T_0 ($273,16^\circ \text{K}$) можно сформулировать аналогичные требования к величине соответствующих членов, входящих в формулу (69).

Условимся, что указанное упрощение формул (69) и (70) допустимо, если значение отброшенных членов не превышает 10% от членов, оставленных в этих формулах, что еще более обеспечивается, если вместо $V_{\text{вр}}^{\perp}$ и $V_{\text{гор}}$ взять $V_{\text{вр}} = V_{\text{вр}}^{\perp} + V_{\text{гор}}$.

Следовательно, необходимо, чтобы для всех рассматриваемых соотношений между T_x и T_k выполнялись условия:

$$\frac{T_x}{T_{x\text{ср}}} \cdot \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} = 2 \frac{T_x}{T_x + T_k} \cdot \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} \leq 0,1; \quad (\text{а})$$

$$\frac{T_x}{T_{xк}} \cdot \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} = \frac{T_x}{T_k} \cdot \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} \leq 0,1; \quad (\text{б})$$

$$\left(\frac{T_x}{T_{x\text{ср}}}\right)^2 \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} \cdot \frac{h_c + H_{\text{вр}}}{2} = 4 \left(\frac{T_x}{T_x + T_k}\right)^2 \cdot \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} \cdot \frac{h_c + H_{\text{вр}}}{2} \leq 0,1 \frac{H_{\text{вр}}}{2}; \quad (\text{в})$$

$$\frac{2}{1 + \frac{T_x}{T_{xк}}} \cdot \left(\frac{T_x}{T_{xк}}\right)^2 \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} h_c = \left(\frac{T_x}{T_k}\right)^2 \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} h_c \frac{2}{1 + \frac{T_x}{T_k}} \leq 0,1 \frac{H_{\text{вр}}}{2}, \quad (\text{г})$$

где, согласно данным эксперимента, принято $T_{\text{ок}} = T_{xк} = T_x = \text{const}$, $V_{\text{вр}}/V_{20} = 5 \cdot 10^{-3}$, $h_c = 780 \text{ мм}$, $H_{\text{вр}} = 164 \text{ мм}$ и $T_k = 295^\circ \text{K}$.

Аналогичные неравенства можно было бы написать и для соответствующих членов в формуле (69). Поскольку $T_0 = 273,16^\circ \text{K}$ и $T_k = 295^\circ \text{K}$ фиксированы, то выполнимость этих неравенств очевидна. Поэтому определим только отношение T_x/T_k . Неравенство (а) практически не накладывает никаких ограничений на T_x , так как для $0 < T_x < \infty$ отношение

$$T_x/T_{x\text{ср}} = 2 \frac{T_x}{T_x + T_k} \leq 2,$$

и, следовательно, при указанных T_k и $V_{\text{вр}}/V_{20}$ неравенство (а) всегда выполняется.

Из неравенства (б) получим

$$\frac{T_x}{T_k} \cdot \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} \leq 0,1 \quad \text{или} \quad \frac{T_x}{T_k} \leq 0,1 \frac{V_{20}}{V_{\text{вр}}}$$

и, следовательно, выбор T_x ограничен весьма слабым требованием $T_x/T_k \leq 20$.

Из неравенства (в) найдем

$$4 \left(\frac{T_x}{T_x + T_k}\right)^2 \cdot \frac{V_{\text{вр}}}{V_{20}} \cdot \frac{h_c + H_{\text{вр}}}{2} \leq 0,1 \frac{H_{\text{вр}}}{2},$$

отсюда

$$\left(\frac{T_x}{T_x + T_k}\right)^2 \leq 25 \cdot 10^{-3} \frac{H_{np}}{H_{np} + h_c} \cdot \frac{V_{20}}{V_{np}} = \frac{5}{5,8}$$

Поэтому

$$\frac{T_x}{T_x + T_k} \leq 0,93$$

или $1 - \left(1 + \frac{T_x}{T_k}\right)^{-1} \leq 0,93$ и $0,07 \leq \left(1 + \frac{T_x}{T_k}\right)^{-1}$.

Следовательно, $\frac{T_x}{T_k} \leq 13,3$, что для $T_x < 3000^\circ \text{K}$ всегда выполняется.

Решив неравенство (г), получим

$$\frac{T_x}{T_{xk}} = \frac{T_x}{T_k} \leq \alpha + \sqrt{\alpha^2 + 2\alpha} \approx 1,87,$$

где

$$\alpha = \frac{0,1H}{8h_c \frac{V_{гop}}{V_{20}}} \approx 0,61.$$

Такое условие сужает область рассмотрения T_x . Чтобы снять это ограничение, можно в выражениях (69) и (70) сохранить член вида

$$\left(\frac{T_x}{T_{xk}}\right)^2 V_{10p} h_c \frac{2}{1 + \frac{T_x}{T_{xk}}},$$

либо в выражении (г) снизить указанные выше требования в 5 раз. Тогда все приведенные неравенства будут выполнены с запасом, если взять $T_x/T_k \leq 7$, а выражения (69) и (70) можно с учетом формул (65) и (66) представить в виде

$$\delta_{гp}^0 \approx \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{V_{20}}{T_0} \left[\frac{H_{np}(T_{ок} - 3T_0)}{2T_0(T_{ок} + T_0)} + \frac{2h_c}{T_{ок} + T_0} - \frac{h_m}{T_{ок}} - \frac{2}{T_0 \left(1 + \frac{T_0}{T_{ок}}\right)} \left(\frac{T_0}{T_{ок}}\right)^2 \frac{V_{гop}}{V_{20}} h_c \right]$$

и

$$\delta_{гp}^x \approx \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{V_{20}}{T_x} \left[\frac{H_{np}(T_{xk} - 3T_x)}{2T_x(T_{xk} + T_x)} + \frac{2h_c}{T_{xk} + T_x} - \frac{h_m}{T_{xk}} - \frac{2}{T_x \left(1 + \frac{T_x}{T_{xk}}\right)} \left(\frac{T_x}{T_{xk}}\right)^2 \frac{V_{гop}}{V_{20}} h_c \right].$$

Поэтому, согласно выражению (36),

$$\begin{aligned} (\Delta T_x)_{гp} &= -\frac{T_x T_0 (1 + \sigma_0)}{\beta_1 P_m^0 V_{20}} (P_m^0 \delta_{гp}^0 - P_m^x \delta_{гp}^x) \approx \\ &\approx -\frac{1}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{T_x}{T_k} \left[\frac{H_{np} \left(1 - 3 \frac{T_0}{T_k}\right)}{2 \frac{T_0}{T_k} \left(1 + \frac{T_0}{T_k}\right)} + \frac{2h_c}{1 + \frac{T_0}{T_k}} - \frac{H_{np} \left(1 - 3 \frac{T_x}{T_k}\right)}{2 \frac{T_x}{T_k} \left(1 + \frac{T_x}{T_k}\right)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2h_c}{1 + \frac{T_x}{T_k}} + 2 \frac{V_{гop}}{V_{20}} h_c \left(\frac{\frac{T_x}{T_k}}{1 + \frac{T_x}{T_k}} - \frac{\frac{T_0}{T_k}}{1 + \frac{T_0}{T_k}} \right) \right], \end{aligned} \quad (71)$$

где принято

$$1 + \sigma_0 \approx 1, T_{\text{ок}} = T_{\text{хк}} = T_{\text{к}} \text{ и } T_x \approx T_0 \frac{\rho_{\text{м}}^x}{\rho_{\text{м}}^0}.$$

Из выражения (71) видно, что гравитационная поправка температуры не зависит непосредственно от давления термометрического газа, что естественно, поскольку в газовом термометре постоянного объема давление газа прямо пропорционально измеряемой температуре. Поправка $(\Delta T_x)_{\text{гр}}$ зависит от температуры газа, ее распределения в системе (рис. 1) газового термометра, а также от взаимного расположения по высоте частей системы.

Если, например, в системе нет градиента температур, т. е. если

$$T_{\text{ок}} = T_0 \text{ и } T_{\text{хк}} = T_x, \text{ а } T_{\text{ок}} \neq T_{\text{хк}},$$

то при $V_{\text{гор}}/V_{20} \ll 1$

$$(\Delta T_x)_{\text{гр}} \approx -\frac{T_x}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \left[\left(\frac{H_{\text{нр}}}{2T_0} + \frac{h_c - H_{\text{нр}}}{T_0} - \frac{h_{\text{м}}}{T_0} \right) - \left(\frac{H_{\text{нр}}}{2T_x} + \frac{h_c - H_{\text{нр}}}{T_x} - \frac{h_{\text{м}}}{T_x} \right) \right]$$

или

$$(\Delta T_x)_{\text{гр}} \approx -\frac{T_x}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \left[\frac{1}{T_0} \left(h_c - \frac{H_{\text{нр}}}{2} - h_{\text{м}} \right) - \frac{1}{T_x} \left(h_c - \frac{H_{\text{нр}}}{2} - h_{\text{м}} \right) \right].$$

Чтобы практически получить $(\Delta T_x)_{\text{гр}} = 0$, надо расположить части системы газового термометра так, чтобы $h_c - \frac{H_{\text{нр}}}{2} = h_{\text{м}}$, т. е. поместить центр рабочего резервуара AB и уровень ртути L в коротком колене манометра на одной высоте. Однако и при таком расположении резервуара и манометра $(\Delta T_x)_{\text{гр}} \neq 0$, если градиент температуры в газе отличен от нуля.

Вместе с тем, можно так распределить температуру и расположить части системы по высоте, что в принципе поправка $(\Delta T_x)_{\text{гр}}$ станет близкой к нулю также и тогда, когда

$$\begin{aligned} & \frac{H_{\text{нр}}(T_{\text{ок}} - 3T_0)}{2T_0(T_{\text{ок}} + T_0)} + \frac{2h_c}{T_{\text{ок}} + T_0} - \frac{h_{\text{м}}}{T_{\text{ок}}} - \frac{2}{T_0 \left(1 + \frac{T_0}{T_{\text{ок}}}\right)} \left(\frac{T_0}{T_{\text{ок}}}\right)^2 \frac{V_{\text{гор}}}{V_{20}} h_c = \\ & = \frac{H_{\text{нр}}(T_{\text{хк}} - 3T_x)}{2T_x(T_{\text{хк}} + T_x)} + \frac{2h_c}{T_{\text{хк}} + T_x} - \frac{h_{\text{м}}}{T_{\text{хк}}} - \frac{2}{T_x \left(1 + \frac{T_x}{T_{\text{хк}}}\right)} \left(\frac{T_x}{T_{\text{хк}}}\right)^2 \frac{V_{\text{гор}}}{V_{20}} h_c. \end{aligned}$$

Таким образом, при условии (67) и при $T_x/T_{\text{к}} \leq 13$ с достаточной точностью справедливо равенство (71), а при $T_x/T_{\text{к}} \leq 7$ можно воспользоваться приближенной формулой

$$\begin{aligned} (\Delta T_x)_{\text{гр}} \approx & -\frac{1}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{T_x}{T_{\text{к}}} \left[\frac{H_{\text{нр}} \left(1 - \frac{3T_0}{T_{\text{к}}}\right)}{2 \frac{T_0}{T_{\text{к}}} \left(1 + \frac{T_0}{T_{\text{к}}}\right)} + \right. \\ & \left. + \frac{2h_c}{1 + \frac{T_0}{T_{\text{к}}}} - \frac{H_{\text{нр}} \left(1 - \frac{3T_x}{T_{\text{к}}}\right)}{2 \frac{T_x}{T_{\text{к}}} \left(1 + \frac{T_x}{T_{\text{к}}}\right)} - \frac{2h_c}{1 + \frac{T_x}{T_{\text{к}}}} \right]. \end{aligned} \quad (72)$$

Определим $(\Delta T_x)_{\text{гр}}$ в области температур T_x , характерных для газотермометрических измерений. Эта область со стороны низких температур лежит у точки кипения водорода $(T_x)_{\text{H}_2} = 20,39^\circ \text{K}$ $\left(\frac{(T_x)_{\text{H}_2}}{T_{\text{к}}} \approx 0,1\right)$, а со стороны

высоких температур — вблизи точки плавления золота $T_x = 1337,53^\circ \text{K}$ ($\frac{T_x}{T_k} \approx 4,5$). Отметим, что в области низких температур для обеспечения точности расчета в исходное уравнение (4) необходимо включить следующие вириальные коэффициенты, иначе приведенные здесь расчеты для этих температур будут носить скорее качественный характер. В дальнейшем будем пользоваться равенствами (71) и (72). Равенство (72) достаточно точно при $T_x/T_k \leq 1,87$ ($T_x \approx 552^\circ \text{K}$ — вблизи точки плавления олова $T_{Sn} \approx 505^\circ \text{K}$), но может быть использовано и в более широких пределах, при небольшом увеличении погрешности, если вместо условия (г) принять менее жесткое требование

$$\frac{2}{1 + \frac{T_x}{T_k}} \left(\frac{T_x}{T_k} \right)^2 \frac{V_{np}}{V_{20}} h_c \leq \frac{H_{np}}{4}.$$

Это позволило, не усложняя расчета $(\Delta T_x)_{гр}$ и не внося серьезной погрешности, расширить границы для T_x и формулы (72) до $T_x/T_k \leq 7$, что соответствует $T_x \approx 2065^\circ \text{K}$.

Теперь найдем экстремальное значение $(\Delta T_x)_{гр}$ и вычислим величину $(\Delta T_x)_{гр}$ для рабочего диапазона $0,1 \leq T_x/T_k \leq 5$.

Экстремум $(\Delta T_x)_{гр}$ определяется условием

$$\frac{\partial (\Delta T_x)_{гр}}{\partial T_x} = 0 \text{ с учетом знака } \frac{\partial^2 (\Delta T_x)_{гр}}{\partial T_x^2}.$$

Исходя из равенства (72), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\Delta T_x)_{гр}}{\partial T_x} = & -\frac{1}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \left(\frac{H_{np}}{2T_0} + 2 \frac{h_c - H_{np}}{T_0 + T_k} - \frac{H_{np}}{2T_x} - 2 \frac{h_c - H_{np}}{T_x + T_k} \right) - \\ & - \frac{T_x}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \left(\frac{H_{np}}{2T_x^2} + 2 \frac{h_c - H_{np}}{(T_x + T_k)^2} \right) = 0 \end{aligned}$$

или

$$\frac{H_{np}}{2T_0} + 2 \frac{h_c - H_{np}}{T_0 + T_k} - \frac{H_{np}}{2T_x} - 2 \frac{h_c - H_{np}}{T_x + T_k} + \frac{H_{np}}{2T_x} + \frac{2T_x(h_c - H_{np})}{(T_x + T_k)^2} = 0.$$

Отсюда

$$\frac{T_x}{T_k} = 2 \sqrt{\frac{\frac{h_c}{H_{np}} - 1}{\left[1 + \frac{4 \left(\frac{h_c}{H_{np}} - 1 \right)}{1 + T_x/T_0} \right] \frac{T_k}{T_0}}} - 1.$$

Для $\frac{h_c}{H_{np}} = \frac{780}{164} = 4,756$ и $\frac{T_k}{T_0} = \frac{295}{273,16} = 1,08$ экстремальное значение $\left(\frac{T_x}{T_k} \right)_s \approx 0,3006$, что при $T_k = 295$ дает $(T_x)_s = 0,3006 \cdot 295 = 88,68^\circ \text{K}$, лежащую вблизи точки кислорода ($T_{O_2} = 90,18^\circ \text{K}$).

Нетрудно найти, что

$$\frac{\partial^2 (\Delta T_x)_{гр}}{\partial T_x^2} = -\frac{4}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \cdot \frac{T_x (h_c - H_{np})}{(T_x + T_k)^3}. \quad (73)$$

Поскольку в нашем случае $h_c > H_{np}$ и все параметры выражения (73) больше нуля, то для любого $T_x \geq 0$ будет $\frac{\partial^2 (\Delta T_x)_{гр}}{\partial T_x^2} < 0$ и функция $(\Delta T_x)_{гр} = f(T_x)$ имеет один максимум при $T_x = (T_x)_s = 88,68^\circ \text{K}$.

Из формулы (71) найдем, что при некотором значении $T_x \neq 0$, удовлетворяющем уравнению

$$\frac{H_{np}}{2T_0} + 2 \frac{h_c - H_{np}}{T_0 + T_k} - \frac{H_{np}}{2T_x} - 2 \frac{h_c - H_{np}}{T_x + T_k} + 2 \frac{V_{rop}}{V_{20}} h_c \left(\frac{T_x/T_k}{1 + T_x/T_k} - \frac{T_0/T_k}{1 + T_0/T_k} \right) = 0,$$

функция $(\Delta T_x)_{гр} = f(T_x)$ проходит через нуль. Это значение T_x находится вблизи T_0 и равно $T_0 \approx 273^\circ \text{K}$.

При $T_x > T_0$ с ростом T_x поправка $(\Delta T_x)_{гр}$ растет по абсолютной величине, оставаясь все время отрицательной. При $T_x < T_0$ с уменьшением T_x поправка становится положительной и постепенно возрастает, достигая максимума для $\frac{T_x}{T_k} = \frac{(T_x)_s}{T_k} = 0,3$ и уменьшаясь при $\frac{T_x}{T_k} < 0,3$.

Величину $(\Delta T_x)_{гр}$ для различных значений температуры T_x найдем, если вместо параметров, входящих в формулу (71) или (72), подставим приведенные выше их числовые значения. При этом формула (71) примет вид

$$\begin{aligned} (\Delta T_x)_{гр} &= -\frac{2H_{np}}{\beta_1} \cdot \frac{\mu g}{R} \left\{ \left[\frac{1}{4} \cdot \frac{T_k}{T_0} + \frac{h_c}{H_{np}} \left(1 + \frac{V_{rop}}{V_{20}} \right) - 1 \right] \cdot \frac{T_x}{T_k} + \right. \\ &+ \left. \frac{h_c}{H_{np}} \left(1 + \frac{V_{rop}}{V_{20}} \right) - 1 \right\} - \left[\frac{h_c}{H_{np}} \left(1 + \frac{V_{rop}}{V_{20}} \right) - \frac{3}{4} \right] = \\ &= -11 \cdot 10^{-3} \left[2,2309 \frac{T_x}{T_k} + \frac{3,7766}{1 + \frac{T_x}{T_k}} - 4,0266 \right]. \end{aligned} \quad (74)$$

Пренебрегая в формуле (74) членом V_{rop}/V_{20} , получим аналогичное выражение для формулы (72).

Результаты числовой оценки $(\Delta T_x)_{гр}$ по формуле (71) представлены в табл. 3 и на рис. 2.

Таблица 3 $(\Delta T_x)_{гр} \cdot 10^3$

T_x/T_k	$T_x, ^\circ\text{K}$	$(\Delta T_x)_{гр} \times 10^3, \text{град}$	Измерения проведены вблизи точки кипения (плавления)	
0,1	29,5	+4,07	Водорода	
0,25	73,75	+4,92		
0,28	82,6	+4,97		
0,3	88,5	+4,98		
0,5	147,5	+4,33		
0,926	273,16	0,00	Кислорода	
0,93	274,35	-0,05		
1,0	295	-1,02		
2,0	590	-18,6		
3,0	885	-39,7		Олова и кадмия
4,0	1180	-62,2	Сурьмы	
5,0	1475	-85,3	Серебра Золота	

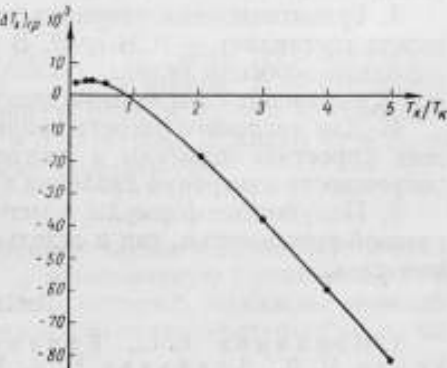


Рис. 2. Изменение гравитационной поправки $(\Delta T_x)_{гр}$ в зависимости от искомого отношения температур (T_x/T_k) .

Из рис. 2 видно, что в области средних температур роль гравитационной поправки особенно повышается, поскольку она близка к суммарной погрешности измерения.

При оценке $(\Delta T_x)_{гр}$ предполагалось, что распределение температур в системе подчиняется линейному закону.

В таком приближении значение поправки $(\Delta T_x)_{гр}$ несколько отличается от действительного значения, соответствующего закону распределения температур в эксперименте. Например, в точке золота вместо $-0,07$ град (по табл. 3) фактически $(\Delta T_x)_{гр} = -0,045$ град. Поэтому для более точного расчета $(\Delta T_x)_{гр}$ следует пользоваться не упрощенной формулой (71), а более строгим выражением (59) или (61).

Погрешность определения поправки $(\Delta T_x)_{гр}$ рассмотренным методом меньше 10% и, ввиду сравнительно небольшого значения самой поправки, может считаться пренебрежимо малой. Следовательно, такой учет гравитационной поправки позволяет полностью исключить влияние соответствующего источника систематической погрешности на результаты измерения давления и температуры.

Таким образом, показаны необходимость и методика расчета действия гравитационных сил на молекулы газа при прецизионных измерениях его давления и температуры.

Рассмотренную методику расчета можно применять и в том случае, когда действуют внешние силы другой природы, поскольку в основе вывода формул лежит в конечном счете известный закон распределения Больцмана, для которого требуется найти в соответствии с характером силового поля выражение для потенциальной энергии молекулы газа.

Выводы

1. Из рассмотрения влияния силы тяжести на давление газа следует, что при высоких требованиях к точности измерения давления (1—5 мк рт. ст.) манометром и термодинамической температуры газовым термометром постоянного объема (в точке золота 0,02—0,05 град) необходимо вводить соответствующие гравитационные поправки.

2. Для расчета этих поправок выведены формулы. Расчет основан на обобщенной барометрической формуле и на приближенном уравнении состояния реального газа в вириальной форме.

Основные результаты работы описываются формулами (5), (13), (17), (35) и (36).

3. Гравитационная поправка термодинамической температуры в точке золота составляет $\sim 0,04$ град. В области средних температур роль этой поправки особенно велика, поскольку здесь допустимая частная погрешность выражается тысячными долями градуса.

4. Для числового расчета поправки предлагается методика, позволяющая упростить формулы в соответствии с требованиями к допустимой погрешности измерения давления и температуры [формулы (59), (60), (71)].

5. Полученные формулы и методика расчета пригодны как для целей газовой термометрии, так и отдельно для прецизионных измерений давления газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Израйлов К. С., Кириков 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.

2. Израйлов К. С. Разделительная камера с емкостным отсчетом. «Труды институтов Комитета», вып. 63 (123). М.—Л., Стандартгиз, 1962.

3. Израйлов К. С., Кириков И. И. Емкостный ртутный манометр для газового термометра. «Труды институтов Комитета», вып. 51 (111). М.—Л., Стандартгиз, 1961.

Поступила в редакцию
12.111 1967 г.

РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТИ ТЕРМОПАРЫ ОТ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ЕЕ ЭЛЕКТРОДОВ

Термоэлектрическая неоднородность электродов приводит к погрешности измерения температуры, которую принципиально нельзя устранить повышением точности градуировки термопары. Существующие способы исследования неоднородности преследует, как правило, цель качественно оценить термоэлектроды с тем, чтобы из имеющейся проволоки отобрать наиболее однородные участки. Подобный подход, если и оправдан, то лишь для термопар повышенной точности. Наиболее интересна задача оценить погрешность, обусловленную неоднородностью термоэлектродов в конкретных условиях измерения, используя те или иные количественные характеристики, описывающие неравномерность термоэлектрических свойств электродов по длине. Теоретические основы одного из возможных способов решения этой задачи рассматриваются ниже.

Составим термоэлектрическую цепь (рис. 1), один из электродов которой A состоит из нескольких, отличающихся по своим термоэлектрическим свойствам участков A_0, A_1, A_2, \dots , а второй B — однороден. Пусть t_1 — температура рабочего спая 1 цепи и $t_0 = 0$ — холодного спая 4 . Если температуры в точках 2 и 3 электрода A равны t_2 и t_3 , то результирующую т. э. д. с. в цепи можно записать так:

$$e_n = e_{A_0 B}(t_1, t_0) + e_{A_1 A_2}(t_2, t_0) + e_{A_2 A_3}(t_3, t_0). \quad (1)$$

В выражении (1) сумма второго и третьего членов в правой части представляет собой паразитную т. э. д. с. E_n , возникающую в цепи вследствие неоднородности электрода A . Если допустить, что при $t_0 = 0$ каждая из составляющих e_n паразитной т. э. д. с. линейно зависит от температуры t_n^* , т. е., что

$$e_n = k_n t_n \quad (2)$$

(k_n — коэффициент пропорциональности) и что количество неоднородных участков на длине электрода l неограниченно увеличивается, а длина их стремится к нулю, то из выражения (1) получим

$$E_n = \int_0^l K(t) t(t) dt, \quad (3)$$

* Справедливость такого допущения для некоторых типов термоэлектродного материала подтверждается в работах [2 и 3].

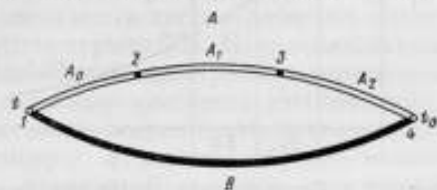


Рис. 1. Термоэлектрическая цепь.

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

Остановимся на определении функции $K(l)$. Пусть имеется отрезок термоэлектродного материала, термоэлектрические свойства которого непостоянны по длине и в определенном масштабе представлены графиком $f(l)$ (рис. 2, а). Разобьем рассматриваемый участок термоэлектрода на n участков длиной Δl и будем нагревать последовательно каждый из них до температуры t_n . При этом, если измерять т. э. д. с. между концами термоэлектрода, то вследствие неоднородности термоэлектрических свойств

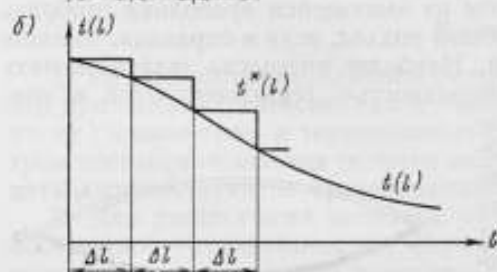
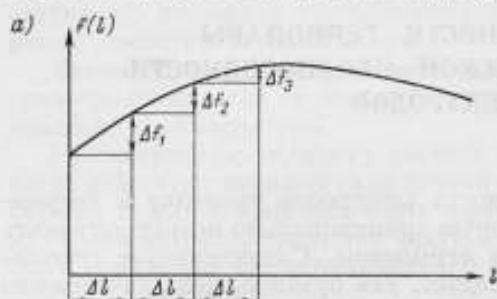


Рис. 2. Распределение термоэлектрических свойств (а) и температуры (б) вдоль электрода. Термоэлектрические свойства меняются с периодами: T_1 (а) и T_2 (б).

по длине каждому нагреваемому участку будет соответствовать напряжение e_n .

Выражения для т. э. д. с., соответствующей нагреву участков 1, 2, 3 и т. д., можно записать в виде

$$\begin{aligned} e_1 &= \gamma \Delta f_1 t_n \\ e_2 &= \gamma \Delta f_2 t_n \\ &\dots \dots \dots \\ e_i &= \gamma \Delta f_i t_n, \end{aligned} \quad (3a)$$

где Δf_i — разность термоэлектрических свойств между границами i -го нагреваемого участка; γ — коэффициент пропорциональности.

При достаточно узких участках с точностью до величин второго порядка малости разность Δf_i можно определить как

$$\Delta f_i = \Delta l \frac{df_i}{dl}.$$

Подставляя значение Δf_i в выражение (3а), получим

$$e_i = \gamma \frac{df_i}{dl} t_n \Delta l.$$

Разделенный на n участков длиной по Δl термоэлектрод с непрерывным характером изменения термоэлектрических свойств можно представить как электрод с кусочной неоднородностью по типу, изображенному на рис. 1, состоящий из однородных отрезков, длиной Δl каждый, различающихся на Δf_i по термоэлектрическим свойствам. Пусть теперь такой электрод помещен в печь так, что распределение температуры вдоль него описывается кривой $t(l)$ (рис. 2 б). Приближенно кривую $t(l)$ можно аппроксимировать ступенчатой кривой $t^*(l)$, ширина каждой ступени которой равна Δl . Тогда т. э. д. с. e_i , возникающую на участке Δl_i от воздействия температуры t_i^* , можно записать как

$$e_i = \gamma \frac{df_i}{dl} t_i^* \Delta l,$$

а результирующую т. э. д. с., измеряемую между концами термоэлектрода, как

$$e_{\text{рез}} = \sum_{i=1}^n \gamma \frac{df_i}{dl} t_i^* \Delta l. \quad (3б)$$

Из выражений (3) и (36) следует, что $K(l) = \gamma \frac{df}{dl}$. Размерность $K(l)$ будет $\left[\frac{мв}{град \cdot м} \right]$.

Предельный переход от ступенчатого воздействия $t^*(l)$ к непрерывному связан с неограниченным увеличением числа n промежутков Δl . Тогда сумма в правой части равенства (36) переходит в интеграл от 0 до l и окончательно получим формулу (3).

Для расчетов E_n по формуле (3) необходимо знать истинный характер функции $K(l)^*$. Из существующих методов исследования, по-видимому, наилучшие результаты, отражающие реальный характер неоднородности, способен дать метод точечной печи [1]. Существо его, как известно, заключается в том, что испытуемую проволоку пропускают через миниатюрную электрическую печь и с помощью автоматического потенциометра регистрируют т. э. д. с. между концами проволоки. При этом на диаграммной ленте получают некоторую кривую $e = f(l)$. Зная температуру t_n и ширину h печи и имея запись т. э. д. с., значения $K(l)$ можно приближенно рассчитать по формуле

$$K(l) = \frac{e(l)}{t_n h}.$$

Таким образом, если в результате специально поставленных экспериментов будет получено выражение $K = f_1(l)$ и распределение температуры вдоль электродов термопары $t = f_2(l)$ известно, то паразитную т. э. д. с. от неоднородности можно определить по формуле (3). Подобный подход к оценке погрешности использован, например, в работе [3].

Однако далеко не всегда имеется возможность непосредственно исследовать на неоднородность каждый электрод термопары. Нецелесообразно, а иногда и просто невозможно, из-за особенностей конструкции термопары проводить подобное исследование для термопар массового изготовления. В этом случае особенно важно не рассчитывать погрешность от неоднородности для каждой используемой термопары, а оценить обусловленный термоэлектрической неоднородностью возможный разброс показаний одиночных термопар при измерении ими температуры в одинаковых условиях. Понятно, что если измерять температуру в одной и той же печи большим количеством однотипных термопар, то среднее значение погрешности от неоднородности будет равно нулю. В то же время показания каждой отдельной термопары могут быть искажены влиянием т. э. д. с. неоднородности.

Дисперсию показаний ряда термопар (по которой можно судить и о достоверности каждого отдельного измерения) можно найти, исходя из следующих соображений.

В общем случае $K(l)$ представляет собой случайную функцию, числовые характеристики которой должны зависеть от марки термоэлектродного материала, технологии протяжки проволоки, наличия предварительного отжига и от других факторов. Анализ экспериментального материала по исследованию неоднородности методом точечной печи позволяет предположить, что по крайней мере в пределах одной и той же бухты отожженного термоэлектродного материала эта случайная функция $K(l)$ стационарна. Тогда с учетом формулы (3) задача сводится к нахождению дисперсии интеграла от случайной функции

$$E_n(l) = \int_0^l K(l) t(l) dl. \quad (4)$$

* В настоящее время эта задача еще не имеет удовлетворительного решения, способного дать точные результаты.

Чтобы найти дисперсию D_{E_n} , необходимо знать выражение корреляционной функции $R_{E_n}(l, l')$ паразитной т. э. д. с.

$$R_{E_n}(l, l') = \int_0^l \int_0^{l'} R_K(l, l') t(l) t(l') dl dl'. \quad (5)$$

Проинтегрировав выражение (5) и затем подставив $l = l'$, найдем D_{E_n} .

Интересно отметить, что, как видно из выражения (5), величина D_{E_n} зависит не только от максимального значения паразитной т. э. д. с. неоднородности и градиента температуры, но и от характера функции $K(l)$ или, точнее, от вида корреляционной функции $R_K(l, l')$.

Поясним сказанное примером. Представим, что в нашем распоряжении имеются два термоэлектрода из одинакового материала, но с различным характером распределения неоднородности по длине. Для простоты положим, что изменение термоэлектрических свойств по длине электродов происходит по простому гармоническому закону с одинаковой амплитудой, но с различными периодами T_1 и T_2 (кривые 2 на рис. 3). Пусть температура вдоль термоэлектродов распределена по линейному закону одинаково для обоих электродов (кривые 1). Из формулы (4) следует, что для расчета паразитной т. э. д. с. неоднородности необходимо умножить текущие значения кривой $K(l)$ на соответствующие значения температуры и далее найти площадь, лежащую между осью абсцисс и результирующей кривой $K(l) \cdot t(l)$. В масштабе эта сумма будет представлять собою искомую т. э. д. с. неоднородности. На рис. 3 указанная операция выполнена графически. Кривые 2 представляют собой распределение по длине термоэлектрических свойств электрода, а 1 — распределение температуры, кривые 3 — результат умножения текущих значений кривых 2 на соответствующие значения температуры. Сумма заштрихованных площадей, лежащих между кривыми 3 и пунктирными кривыми 4, представляющими собой сдвинутое на половину периода зеркальное отражение отрицательных полувольт результирующей кривой, в масштабе дает представление о значении т. э. д. с. неоднородности. Нетрудно видеть, что в первом случае, когда период колебаний термоэлектрических свойств проволоки велик, т. э. д. с. неоднородности значительно превосходит т. э. д. с. неоднородности, возникающую в том же температурном поле у электрода с меньшим периодом колебаний термоэлектрических свойств.

Представляется возможным, используя выражение (5), в дальнейшем получить расчетные формулы для оценки погрешности от термоэлектрической неоднородности, если известна корреляционная функция термоэлектродного материала и закон изменения температуры вдоль термоэлектродов. При этом, как будет показано в приведенном ниже примере, в расчет войдут параметры, описывающие неоднородность, и температурное поле, в котором находятся электроды термопары.

В качестве примера найдем выражение для дисперсии D_{E_n} , когда один из электродов термопары однороден, а корреляционная функция неоднородности второго электрода имеет вид

$$R_K(l, l') = D e^{-\alpha |l+l'|} (1 + \alpha |l-l'|), \quad (6)$$

где α — коэффициент, характеризующий затухание корреляционной функции.

Этот вид корреляционной функции соответствует непрерывному случайному процессу, у которого первая производная непрерывна, а вторая терпит разрыв. Корреляционные функции вида (6) обычно получают при

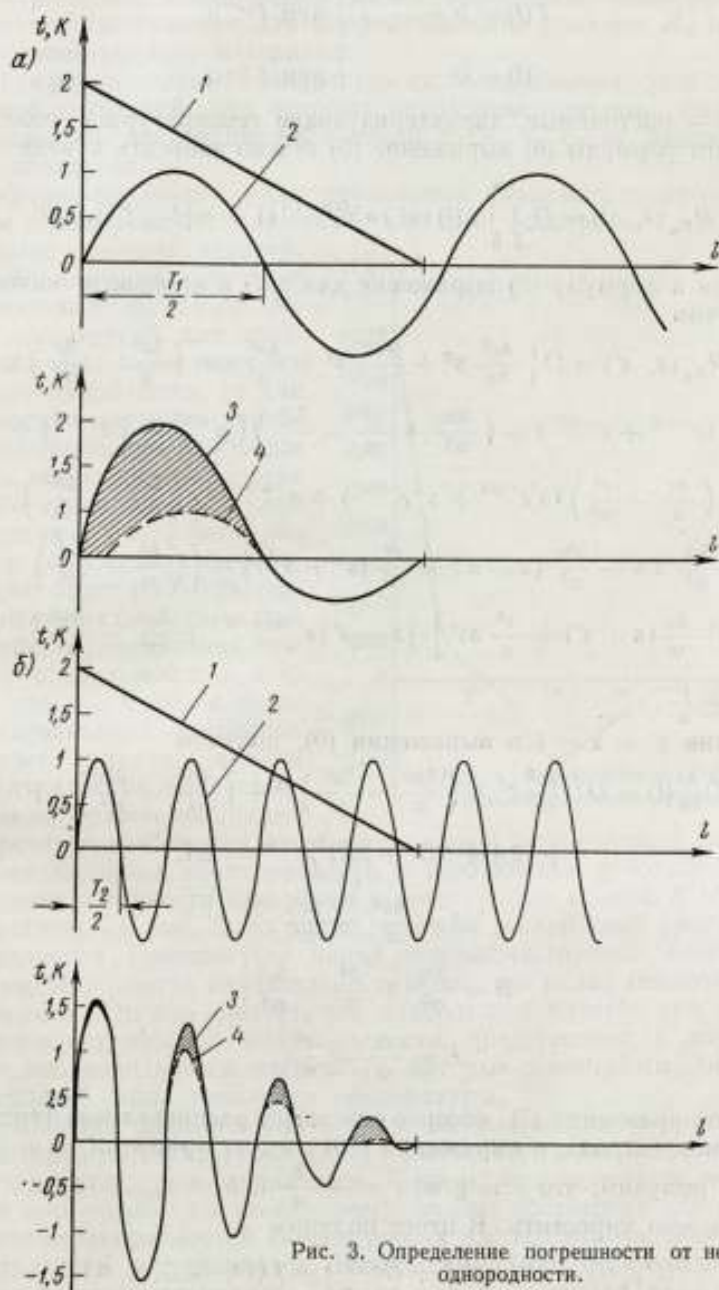


Рис. 3. Определение погрешности от неоднородности.

исследовании неоднородности электродов методом точечной печи. Пусть распределение температуры по длине термоэлектродов линейно и подчиняется равенствам

$$\begin{aligned} t(l) &= b - \frac{b}{a}l & \text{при } l < a \\ t(l) &= 0 & \text{при } l \geq a, \end{aligned} \quad (7)$$

где a и b — постоянные, характеризующие температурное поле.

С учетом формулы (6) выражение (5) можно записать в виде

$$R_{E_n}(s, s') = D \int_0^s \int_0^{s'} t(l) t(l') e^{-\alpha|l-l'|} (1 + \alpha|l-l'|) dl dl'. \quad (8)$$

Подставляя в формулу (8) выражение для $t(l)$ и произведя интегрирование, получим

$$\begin{aligned} R_{E_n}(s, s') &= D \left\{ \frac{4c^2}{3\alpha} s^3 + \frac{4bc}{\alpha} s^2 + \frac{4b^2}{\alpha} s + \left(\frac{3b^2}{\alpha} - \frac{5c^2}{\alpha^2} \right) \times \right. \\ &\times (e^{-\alpha s} + e^{-\alpha s'}) + \left(\frac{3bc}{\alpha^2} + \frac{b^2}{\alpha} - \frac{5c^2}{\alpha^2} \right) (se^{-\alpha s} + s'e^{-\alpha s'}) + \\ &+ \left(\frac{bc}{\alpha} - \frac{c^2}{\alpha^2} \right) (s^2 e^{-\alpha s} + s'^2 e^{-\alpha s'}) + e^{-\alpha|s-s'|} \left[\left(\frac{5c^2}{\alpha^2} - \frac{3b^2}{\alpha} \right) - \right. \\ &- \frac{5c^2}{\alpha^2} s's - \frac{3bc}{\alpha^2} (s+s') + \frac{c^2}{\alpha^2} (s^2 + s'^2) \left. \right] + \left[\left(\frac{b^2}{\alpha} - \frac{5c^2}{\alpha^2} \right) + \right. \\ &\left. + \frac{bc}{\alpha} (s+s') + \frac{c^2}{\alpha} ss' \right] \cdot |s-s'| e^{-\alpha|s-s'|} + \frac{5c^2}{\alpha^2} - \frac{3b^2}{\alpha^2} \left. \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

где $c = -\frac{b}{a}$.

Положив $s' = s = l$ в выражении (9), получим

$$\begin{aligned} D_{E_n}(l) &= D \left\{ \frac{4c^2}{3\alpha} l^3 + \left(\frac{4bc}{\alpha} - \frac{3c^2}{\alpha^2} \right) l^2 + \left(\frac{4b^2}{\alpha} - \frac{6bc}{\alpha^2} \right) l + \right. \\ &\left. + (2A + 2Bl + 2El^2) e^{-\alpha l} - 2A, \right. \quad (10) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{3b^2}{\alpha} - \frac{5c^2}{\alpha^2}; \\ B &= \frac{3bc}{\alpha^2} + \frac{b^2}{\alpha} - \frac{5c^2}{\alpha^2}; \\ E &= \frac{bc}{\alpha} - \frac{c^2}{\alpha^2}. \end{aligned}$$

С учетом уравнения (7), которое описывает распределение температуры вдоль термоэлектрода, в выражении (10) следует принять $l = a$. Из уравнения (7) получим, что $c = \text{grad } t = -\frac{b}{a}$ и $b = t_{\text{max}}$. Тогда выражение (10) можно упростить. В итоге получим

$$D_{E_n}(l) = D t_{\text{max}}^2 (A + B e^{-\alpha l}) = f(D, t_{\text{max}}, l, \alpha).$$

Здесь

$$\begin{aligned} A &= f_1(l, \alpha) = \frac{4l}{3\alpha} - \frac{3}{\alpha^2} - \frac{10}{\alpha^2 l^2}; \\ B &= f_2(l, \alpha) = \frac{4l}{\alpha} + \frac{2}{\alpha^2} + \frac{20}{\alpha^2 l^2}. \end{aligned}$$

Аналогично можно получить выражения для погрешности при любых других распределениях температуры и видах корреляционной функции. Таким образом, для оценки погрешности термопар, обусловленной термоэлектрической неоднородностью ее электродов, необходимо:

- 1) получить выражение для корреляционной функции $R_K(l, l')$ данного термоэлектродного материала;
- 2) найти распределение температуры вдоль термоэлектродов термопары в условиях измерений, для которых необходимо оценить погрешность;
- 3) рассчитать дисперсию паразитной т. э. д. с. от неоднородности каждого электрода.

Дисперсию показаний ряда однотипных термопар можно найти по правилам суммирования дисперсий каждого электрода.

Наиболее сложной задачей, несомненно, является получение корреляционной функции $R_K(l, l')$ с достаточной для практики точностью. Если говорить о методе точечной печи, то для точного воспроизведения характера неоднородности необходимо, чтобы ширина зоны нагрева проволоки стремилась к нулю. В то же время из рис. 2 нетрудно видеть, что чем уже зона нагрева, тем меньше будет разность термоэлектрических свойств на границах зоны, определяющая значение регистрируемой т. э. д. с. неоднородности, и тем с большей, следовательно, погрешностью будет записана кривая термоэлектрической неоднородности. Таким образом, возникают

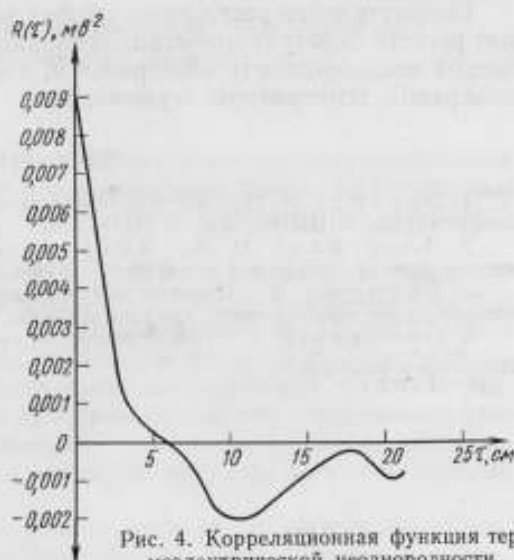


Рис. 4. Корреляционная функция термоэлектрической неоднородности.

противоречивые требования сочетания высокой разрешающей способности метода исследования неоднородности с требованием небольшой ширины зоны нагрева и точности измерения и регистрации кривой $K(l)$. Однако, если обратиться к рис. 3, то видно, что при достаточной протяженности зоны градиента температуры вклад «высокочастотных» составляющих кривой неоднородности значительно меньше, чем вклад «низкочастотных» составляющих. Отсюда следует, что наибольший интерес при исследовании термоэлектрической неоднородности представляет количественное изучение неоднородностей масштабов, которые соизмеримы, либо превышают масштаб зоны градиента температуры.

За небольшим исключением, в практике минимальную протяженность зоны градиента температуры на длине термоэлектродов можно оценить величиной порядка десятков сантиметров. Поэтому можно считать, что ширина точечной печи около 1 см, по-видимому, вполне достаточна для надежного выявления неоднородностей интересующих нас масштабов. Это подтверждают результаты экспериментов, выполненных для нескольких отрезков термоэлектродных материалов. Так, на рис. 4 приведен график корреляционной функции $R_K(l, l')$ для алюмелевого термоэлектрода, полученный в результате обработки реализации функции $K(l)$ на электронно-вычислительной машине. Ширина точечной печи, использованной для записи реализации $K(l)$, составляла 6 мм. Из кривой $R_K(l, l')$ видно, что масштаб неоднородности исследованной проволоки составляет приблизительно 5 см.

Насколько нам известно, подобный подход к оценке погрешности от термоэлектрической неоднородности не обсуждался в литературе. Преимущества же его и возможности очевидны, заключаются они в том, что предлагаемая методика дает возможность получить количественные оценки погрешности с учетом реальных условий измерения. Однако нужно отметить, что практическое внедрение предлагаемого метода потребует значительного объема экспериментальных исследований. Прежде всего это должны быть исследования, направленные на совершенствование методики нахождения приближенных выражений для корреляционных функций неоднородности и накопление статистического материала по виду корреляционных функций для термоэлектродного материала разных марок и диаметров.

Осуществление всего этого объема исследований, по-видимому, позволит решить задачу технически обоснованного нормирования термоэлектрической неоднородности электродов и, в конечном итоге, повысить точность измерения температуры термодарами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э р г а р д т Н. Н. Способ определения паразитной т. э. д. с. неоднородности термодар. «Труды ВНИИМ», вып. 51 (111), 1961.
2. П л а с т и л и И. В., М а к а р о в А. В. Определение термоэлектрической неоднородности платиновой проволоки, «ЖТФ», вып. 6, т. 4, 1934.
3. Б е д р ж и х Я. Теоретическое определение погрешности показаний химически неоднородного термоэлемента. «Мерова техника», 1965, № 8, Прага.
4. В е н ц е л ь Е. С. Теория вероятностей, М.—Л., Физматгиз, 1958.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

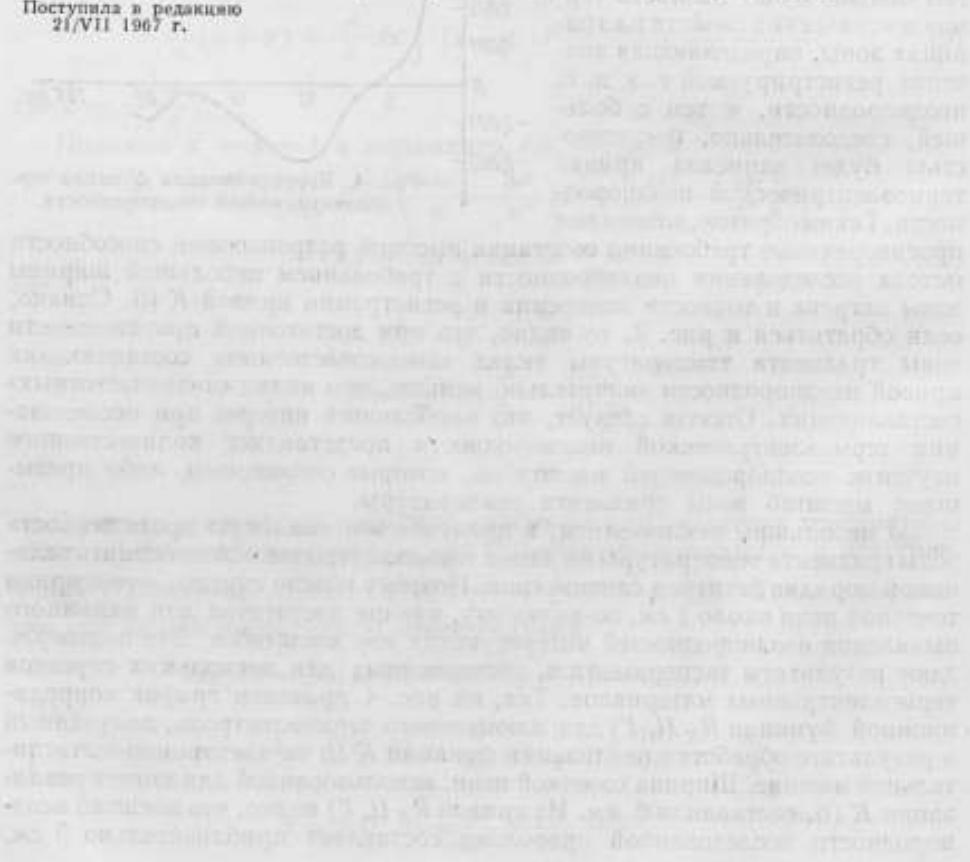


Рис. 1. Вид сигнала при измерении температуры термодарами.

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДИКИ УСТАНОВКИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП

Температурные лампы типа СИ-10-300 с телом накала из вольфрамовой ленты являются в настоящее время основными образцовыми излучателями при передаче и воспроизведении температурной шкалы по излучению в видимой части спектра.

Лампы типа СИ-10-300 используют в качестве первичных эталонов при воспроизведении температуры фазового перехода в золоте (1063°C), при создании эталонных наборов ламп, предназначенных для градуировки эталонных и образцовых фотоэлектрических и визуальных спектропирометров, а также они служат образцовыми излучателями 1 и 2-го рядов при градуировке и поверке яркостных и цветовых пирометров различных конструкций. Широко применяют их и в лабораторных исследованиях, например при измерении световых потоков, анализе явлений люминесценции и т. д.

Яркостная температура ленты лампы зависит от многих факторов: угла наклона плоскости ленты к оптической оси используемого прибора, температуры цоколя лампы, поляризующих свойств оптической системы, от окружающей температуры и т. д. Однако эти факторы либо не контролируют, либо контролируют их недостаточно тщательно, что понижает надежность передачи значения температуры с помощью ламп. Одним из главных факторов является положение плоскости излучающего участка ленты лампы по отношению к оптической оси прибора, который проверяется по лампе.

При исследовании влияния углов поворота ленты относительно оси пирометра [1, 2] обнаружено, что смещение плоскости ленты на угол $\pm 5^{\circ}$ приводит в некоторых случаях к изменению яркостной температуры, достигающей при 1400°C $\pm 3,5$ град и более. Зависимость яркостной температуры ленты лампы от угла между нормалью к поверхности ленты и оптической осью прибора, измеряющего яркость, обусловлена: 1) отступлением излучения металлической ленты от закона Ламберта, 2) поляризацией излучения ленты и 3) влиянием излучения, отраженного от стенок баллона.

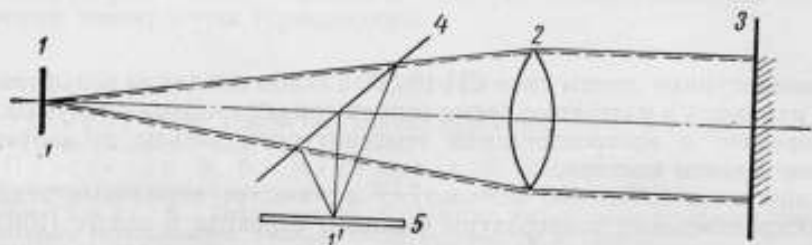
Различное числовое значение влияния углов поворота, обнаруженное экспериментально разными авторами, можно объяснить различным соотношением между влиянием отдельных перечисленных выше факторов у различных ламп. Кроме того, если начальное положение ленты лампы по отношению к оси пирометра не соответствовало нормальному, то при использовании в пирометрах оптических систем, в разной степени поляризующих излучение, числовая оценка влияния углов поворота может также

оказаться различной. По-видимому, это имело место в работе [1], где применен пирометр типа СПП-58.

Как показали сличения температурных ламп с помощью различных пирометров I-го разряда в метрологических институтах и государственных контрольных лабораториях, расхождение в результате градуировки достигает 4—5 град при 1200° С и 8—10 град — при 2000° С. Причиной такого расхождения является погрешность градуировки пирометров и погрешность, связанная с неидентичностью установки ламп перед пирометрами.

Для повышения надежности передачи значения температуры с помощью ламп предложена усовершенствованная методика установки их, обеспечивающая однозначность передачи значения температуры с помощью пирометров с различными оптическими системами.

Предлагаемый метод позволяет установить рабочий участок ленты нормально к оптической оси пирометра с точностью приблизительно



1 град. Указателем рабочего участка служит тонкий проволочный стержень (индекс), расположенный вне ленты.

Предлагаемый метод установки ламп заключается в совмещении при наблюдении в пирометр специально наносимых на стекло баллона меток с индексом. Для нанесения меток служит специальная оптическая система (см. рисунок).

Точечный источник 1 (миниатюрную лампочку накаливания с витью диаметром ~0,5 мм) устанавливают в фокусе объектива 2. Параллельный пучок, выходящий из объектива 2, попадает на плоское зеркало 3, устанавливаемое так, чтобы изображение источника 1' совпадало с самим источником. С помощью полупрозрачного зеркала 4 изображение источника 1 переносят на экран 5 и фиксируют его положение. Затем зеркало заменяют лентой лампы 4, юстированной таким образом, чтобы изображение источника 1' сохранялось на фиксированном месте экрана 5. Закрепив лампу в выбранном положении, зеркало 4 убирают, при этом тень от индекса хорошо видна на задней стенке баллона лампы. Место конца тени отмечают на баллоне перекрестием, причем в центр его и упирается конец тени.

При наблюдении в любой пирометр лампы, отъюстированной указанным методом, следует добиться совпадения изображения индекса с перекрестием; рабочий участок ленты будет тогда нормален к оси пирометра.

Для проверки идентичности результатов сличения температурных ламп по яркостной температуре с помощью различных пирометров были выбраны три лампы типа СИ-10-300, у которых вблизи указателя ($\pm 0,25$ мм) температура ленты при 1200° С остается постоянной в пределах $\pm (0,4 \div 0,6)$ град.

Лампы сличали с помощью шести оптических пирометров: четырех визуальных (АП-1 — эталонный пирометр ВНИИМ до 1964 г., ЭОП-51, ОП-48 № 46 и СП — спектральный пирометр ВНИИМ) и двух фотоэлектрических (СП-58 и эталонная спектропирометрическая установка СП-4К [5]).

Оптические системы этих приборов различны: у пирометров СП-58 и СП-4К они более сложны, чем у визуальных. Спектральный пирометр СП отличается от других визуальных пирометров наличием монохроматора и малой светосилой; пирометры ЭОП-51, ОП-48 и АП-1 имеют объективы с разной светосилой, а баллоны пирометрических лампочек имеют разную форму. Поляризационные свойства оптических систем у всех шести приборов существенно различны: так, при повороте на 90° поляроида, помещенного перед объективом пирометра АП-1, результаты измерения температуры неполяризованного источника излучения изменяются при 1200°C на $1-1,5$ град, а при таком же повороте поляроида перед объективом прибора СП-58 — они изменяются больше чем на 50 град. Это соответствует степени поляризации V для пирометра АП $\cong 0,0047$ и для пирометра СП-58 $\cong 0,245$. Степень поляризации V [3] рассчитана по формуле

$$V = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}},$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивности излучения, поляризованного в плоскости ленты и в перпендикулярном ей направлении.

При сличении ламп на каждом из указанных приборов определяли силу тока в лампах, соответствующую равенству их яркостей. За исходные были выбраны значения силы тока в лампе № 75 при 1200 и 2000°C . Результаты сличений приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ лампы и температура сличения	Сила тока (а), соответствующая равенству яркостей ламп при сличении на приборах					
	АП-1	ЭОП-51	ОП-48	СП	СП-58	СП-4К
1200° C						
75	12,475	12,475	12,475	12,475	12,475	12,475
79	11,473	11,477	11,500	11,479	11,504	11,492
85	12,051	12,024	12,056	12,047	12,047	12,048
2000° C						
75	25,025	25,025	25,025	25,025	25,025	25,025
79	23,172	23,162	23,152	23,148	23,164	23,161
85	24,003	24,028	23,975	24,073	24,069	24,015

Максимальные расхождения между шестью приборами при сличении при 1200°C составляли $0,031$ а по лампе № 79 и $0,032$ а — по лампе № 85, что соответствует $2,5$ град. При 2000°C максимальные расхождения составляли $0,098$ а ($4,1$ град) по лампе № 85 и $0,024$ а (1 град) — по лампе № 79. Как видно из таблицы, расхождения в результатах сличения не носят систематического характера и по величине соответствуют инструментальным погрешностям приборов.

Так как во ВНИИМ в настоящее время основной эталонной установкой является СП-4К, важно рассмотреть, как отличаются результаты сличения на других установках от результатов сличения на СП-4К (табл. 2). Как видно из табл. 2, при 1200°C среднее квадратическое отклонение не превышает $0,016$ а ($1,5$ град) и $\pm 0,044$ а ($\pm 1,9$ град) — при 2000°C .

Таблица 2

№ лампы и температура сличения	Отклонение (α) сличений на приборах от результатов сличения на СП-4К					Среднее квадратичное
	АП-1	ЭОП-51	ОП-48	СП	СП-38	
1200° С						
79	-0,019	-0,015	+0,008	-0,003	+0,012	$\pm 0,016$
85	+0,003	-0,024	+0,008	-0,001	-0,001	$\pm 0,013$
2000° С						
79	+0,011	+0,001	-0,009	-0,012	+0,003	$\pm 0,009$
85	-0,012	+0,013	-0,030	+0,058	+0,054	$\pm 0,044$

Наибольшее расхождение в результатах сличения по сравнению с эталонной установкой СП-4К не превышает 1,7 град при 1200° С и 2,5 град — при 2000° С. Эти цифры характеризуют реально достигаемую в настоящее время точность передачи температурной шкалы оптическими пирометрами разных конструкций с помощью температурных ленточных ламп типа СИ-10-300.

Сличения температурных ламп с помощью шести пирометров позволяют сделать следующее заключение.

Усовершенствованная методика юстировки ламп, обладающих вблизи указателя рабочего участка равномерным (в пределах $\pm 0,4 \div 0,6$ град) температурным полем, обеспечивает высокое единообразие результатов сличения ламп с помощью пирометров различного типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боярский Л. А., Стрелков П. Г. О воспроизводимости положения температурной лампы на оси пирометра. «Измерительная техника», 1965, № 8.
2. Гордов А. Н. О некоторых свойствах температурных ламп. «Труды ВНИИМ», вып. 5 (65), 1948.
3. Шерклифф У. Поляризованный свет. М.—Л., изд. «Мир», 1965.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

ОСЛАБЛЯЮЩИЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ ДЛЯ ЦВЕТОВОЙ ПИРОМЕТРИИ

Развитие цветовой пирометрии в широком спектральном интервале потребовало разработки методики градуировки образцовых излучателей на цветовую температуру с помощью фотоэлектрических спектропирометров. Такая методика разработана во ВНИИМ [1], простота, надежность и актуальность обеспечили ее внедрение в метрологическую практику.

При дальнейшем развитии этой методики возникла новая задача: необходимо было создать светофильтры, позволяющие применять ее для градуировки ламп в интервале температур $1400 \div 2800^\circ \text{C}$ с наименьшей нагрузкой на эталонные, образцовые или вспомогательные лампы.

Для сохранения стабильными эталонных и образцовых температурных ламп, ускорения и упрощения процессов градуировки и поверки потребовалось создать ослабляющие светофильтры, удовлетворяющие условию Фуа в широком спектральном интервале. До настоящего времени такие светофильтры разработаны только для узких спектральных интервалов порядка $10 \div 20 \text{ нм}$ в различных участках видимого спектра [2, 3] и для интервала от 0,6 до 0,7 мкм в красной части спектра [4].

Методика градуировки ламп на цветовые температуры состоит в сличении образцовой и градуируемой ламп по яркости при двух значениях длины волны. Чтобы получить наибольшую точность, эти сличения следует выполнять, не изменяя расположения ламп и их юстировки перед объективом спектропирометра при переходе от одной длины волны к другой [1]. Для вычисления цветовой температуры, измеряемой по методу спектрального отношения, определяют с помощью фотоэлектрического или визуального пирометра изменение яркостной температуры сличаемых ламп, происходящее при переходе от одной длины волны к другой. Это изменение рассчитывают по изменению силы тока в одной из сличаемых ламп, причем сила тока во второй лампе должна быть постоянна. Разницу в цветовых температурах ламп, отнесенную к среднему значению тока, соответствующему равенству яркостей в двух длинах волн поверяемой и образцовой ламп, вычисляют по формуле

$$\Delta T_c = k \Delta S, \quad (1)$$

где ΔS — разность яркостных температур двух ламп при длине волны λ_1 и при условии, что эти яркости равны между собой при длине волны λ_2 .

Коэффициент пропорциональности k вычислен из известной зависимости между цветовой и яркостной температурами:

$$\frac{1}{T_c} = \frac{(S_1 \lambda_1)^{-1} - (S_2 \lambda_2)^{-1}}{\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}} \quad (2)$$

При расчете коэффициента k принимают среднее из двух абсолютных значений, получаемых при дифференцировании выражения (2) и условии, что ΔS_1 или ΔS_2 равны нулю. Таким образом

$$K = \frac{\left(\frac{T_c}{S_1}\right)^2 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} + \left(\frac{T_c}{S_2}\right)^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}}{2} \quad (3)$$

Формулы (1) и (3) справедливы при значениях ΔS , не превышающих $5 \div 7$ град.

Рассмотрим, от чего зависит значение ΔS ламп, сличаемых по описанной методике, принятой во ВНИИМ, в случае отсутствия светофильтра.

Обозначим через $S_{\lambda_1}^o$, $S_{\lambda_2}^o$, $S_{\lambda_1}^i$ и $S_{\lambda_2}^i$ яркостные температуры первой и второй сличаемых ламп. Эти температуры связаны между собой известными соотношениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{S_{\lambda_1}^o} - \frac{1}{S_{\lambda_2}^o} &= \frac{\lambda_1 \ln \epsilon_{\lambda_1}^o - \lambda_2 \ln \epsilon_{\lambda_2}^o}{c_2}, \\ \frac{1}{S_{\lambda_1}^i} - \frac{1}{S_{\lambda_2}^i} &= \frac{\lambda_1 \ln \epsilon_{\lambda_1}^i - \lambda_2 \ln \epsilon_{\lambda_2}^i}{c_2}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь $\epsilon_{\lambda_1}^o$, $\epsilon_{\lambda_2}^o$, $\epsilon_{\lambda_1}^i$, $\epsilon_{\lambda_2}^i$ — спектральные коэффициенты излучения сравниваемых ламп;

c_2 — постоянная формулы Планка.

При этом мы не рассматриваем влияние на соотношения (4) коэффициента пропускания оптической системы, расположенной между сличаемыми лампами. В точных работах это влияние исключают методом тары или перестановки ламп.

По условиям методики сличения яркостные температуры двух ламп при одном из значений длины волны равны между собой, т. е. $S_{\lambda_2}^o = S_{\lambda_2}^i$. Тогда из уравнений (4) получим

$$\frac{1}{S_{\lambda_1}^o} - \frac{1}{S_{\lambda_1}^i} = \frac{\lambda_1 \ln (\epsilon_{\lambda_1}^o / \epsilon_{\lambda_1}^i) - \lambda_2 \ln (\epsilon_{\lambda_2}^o / \epsilon_{\lambda_2}^i)}{c_2}, \quad (5)$$

откуда для $\Delta S = S_{\lambda_1}^o - S_{\lambda_1}^i$ справедливо уравнение

$$\Delta S = S_{\lambda_1}^o S_{\lambda_1}^i \left[\frac{\lambda_1 \ln (\epsilon_{\lambda_1}^o / \epsilon_{\lambda_1}^i) - \lambda_2 \ln (\epsilon_{\lambda_2}^o / \epsilon_{\lambda_2}^i)}{c_2} \right]. \quad (6)$$

Установлено, что при сличении ламп с вольфрамовой нитью существующих типов в интервале температур $1200 \div 2500^\circ \text{C}$ значение ΔS не превышает $3 \div 7$ град.

Чтобы простую и надежную методику сличения ламп по цветовым температурам применять для градуировки большого количества температурных ламп без перегрузки образцовых и эталонных ламп, применяют метод замещения. Для этого с помощью образцовой лампы предварительно градуируют вспомогательную лампу, а затем с этой лампой градуируют лампы, замещающие образцовую. В качестве такой вспомогательной

лампы в установке СПК-4 применена температурная лампа обычного типа, в установке СПП-58 — встроенная в прибор лампа особой конструкции.

Для сохранения стабильных характеристик встроенной (вспомогательной) лампы, в оптическую систему, проецирующую изображение поверяемой лампы на щель монохроматора, целесообразно ввести поглощающий светофильтр.

Поместив перед образцовой лампой светофильтр, устанавливают зависимость от ее цветовой температуры силы тока I_1 и I_2 во вспомогательной лампе при двух значениях длины волны λ_1 и λ_2 . Затем образцовую лампу заменяют поверяемой и определяют изменение силы тока ΔI в поверяемой лампе при переходе от длины волны λ_1 к длине волны λ_2 и при силе тока I_1 и I_2 во вспомогательной лампе.

По значению ΔI рассчитывают ΔS , а затем по формуле (1) вычисляют разницу между температурами поверяемой и образцовой лампы; при этом коэффициент k должен иметь то же значение, что и при сличении ламп без светофильтра.

Описанный метод введения светофильтра не требует предварительного определения значения его пирометрического ослабления; оно не входит в расчеты температуры и поэтому введение светофильтра не является источником дополнительной погрешности. Однако при таком методе защищается от перегрева лишь вспомогательная встроенная лампа.

Рассмотрим теперь метод введения светофильтра, при котором защищается от перегрева образцовая лампа. Для этого при непосредственном сличении образцовой и поверяемой ламп перед последней помещают ослабляющий светофильтр.

Для измерения цветовой температуры поверяемой лампы, как и в предыдущем случае, уравнивают ее яркость, ослабленную светофильтром, с яркостью образцовой лампы при двух значениях длины волны. При этом силу тока в образцовой лампе поддерживают постоянной (I), а сила тока в поверяемой лампе при переходе от длины волны λ_1 к λ_2 изменится от I_1 до I_2 . Величина $\Delta I = I_2 - I_1$ зависит от различия в спектральных коэффициентах излучения вольфрамовых ламп и от непостоянства значения пирометрического ослабления светофильтра при переходе от λ_1 к λ_2 .

Выведем формулу для вычисления в этом случае цветовой температуры поверяемой лампы. Для этого необходимо знать яркостную температуру лампы при двух значениях длины волны, отнесенную к одному и тому же значению ее силы тока. При равенстве яркостей образцовой и поверяемой ламп, устанавливаемом при сличении их, справедливы уравнения

$$\frac{1}{S_1^n} = \frac{1}{S_1^0} - A_1 \quad \text{и} \quad \frac{1}{S_2^n} = \frac{1}{S_2^0} - A_2, \quad (7)$$

где S_1^n — яркостная температура поверяемой лампы при длине волны λ_1 и силе тока I_1 ;
 S_2^n — то же, при длине волны λ_2 и силе тока I_2 ;
 S_1^0 и S_2^0 — яркостные температуры образцовой лампы при силе тока I_0 ;
 A_1 и A_2 — пирометрическое ослабление светофильтров при длине волны λ_1 и λ_2 соответственно.

Цветовую температуру поверяемой лампы рассчитывают для одного из значений силы тока I_1 или I_2 ; для этого обе яркостные температуры должны соответствовать одному току.

Обозначим S_2^{np} яркостную температуру поверяемой лампы при длине волны λ_2 , пересчитанную к значению силы тока I_1 :

$$S_2^{np} = S_2^n + \Delta S_2, \quad (8)$$

где $\Delta S_2 = \frac{I_2 - I_1}{di/dt}$ и $\frac{di}{dt}$ — при длине волны λ_2 .

Учитывая, что $\Delta S_2 \ll S_2^n$, можем написать

$$\frac{1}{S_2^{np}} = \frac{1}{S_2^n} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Delta S_2}{S_2^n}} = \frac{1}{S_2^n} \left(1 - \frac{\Delta S_2}{S_2^n} \right). \quad (9)$$

Уравнение для расчета цветовой температуры поверяемой лампы через ее яркостные температуры, учитывая уравнение (7), будет

$$\frac{1}{T_c^n} = \frac{1/S_1^n \lambda_1 - 1/S_2^{np} \lambda_2}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} = \frac{(1/S_1^o - A_1) \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} (1/S_2^o - A_2) \left(1 - \frac{\Delta S_2}{S_2^n} \right)}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}. \quad (10)$$

После несложных преобразований уравнения (10) получим

$$\frac{1}{T_c^n} = \frac{1}{T_c^o} + \frac{A_2/\lambda_2 - A_1/\lambda_1}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} + \frac{\Delta S_2}{S_2^n} \left(\frac{1}{S_2^o} - A_2 \right) \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (11)$$

где

$$\frac{1}{T_c^o} = \frac{1/S_1^o \lambda_1 - 1/S_1^o \lambda_2}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}.$$

Пользуясь вторым равенством (7), напомним

$$\frac{1}{T_c^n} = \frac{1}{T_c^o} + \frac{A_2/\lambda_2 - A_1/\lambda_1}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} + \frac{\Delta S_2 \lambda_1}{(S_2^n)^2 (\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (12)$$

Для случая, когда яркостную температуру S_1^n пересчитывают к значению силы тока I_2 , можно вывести формулу, аналогичную (12):

$$\frac{1}{T_c^n} = \frac{1}{T_c^o} + \frac{A_2/\lambda_2 - A_1/\lambda_1}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} - \frac{\Delta S_1 \lambda_2}{(S_1^n)^2 (\lambda_2 - \lambda_1)}, \quad (13)$$

где $\Delta S_1 = \frac{I_1 - I_2}{di/dt}$ и $\frac{di}{dt}$ — при длине волны λ_1 . Следует заметить, что ΔS_2 и ΔS_1 имеют противоположные знаки.

По любой из формул (12) или (13) можно рассчитать цветовую температуру поверяемой лампы для силы тока I_1 и I_2 , если известны значения A_1 , A_2 и T_c^o .

Упростим формулы (12) и (13). Для этого рассмотрим вспомогательную величину T_c^{of} — цветовую температуру образцовой лампы, соответствующую ее яркостным температурам S_1^{of} и S_2^{of} , вычисленным по формулам

$$\frac{1}{S_1^{of}} = \frac{1}{S_1^o} - A_1; \quad \frac{1}{S_2^{of}} = \frac{1}{S_2^o} - A_2;$$

$$\frac{1}{T_c^{of}} = \frac{1/S_1^{of} \lambda_1 - 1/S_2^{of} \lambda_2}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}.$$

Легко показать, что

$$\frac{1}{T_c^n} = \frac{1}{T_c^{of}} + \frac{A_2/\lambda_2 - A_1/\lambda_1}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}. \quad (14)$$

Преобразуем формулу (10) с учетом равенства (14)

$$\frac{1}{T_c^n} = \frac{1}{T_c^{\text{оф}}} + \frac{\Delta S_2}{(S_2^n)^2 \lambda_2} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (15)$$

Если A_1 отличается от A_2 на малую величину (порядка $1 - 2 \times 10^{-6} \text{ град}^{-1}$), то ΔS_2 не будет превышать $5 - 10 \text{ град}$; поэтому можно написать

$$\frac{1}{T_c^n} - \frac{1}{T_c^{\text{оф}}} \approx \frac{\Delta T_c^n}{(T_c^n)^2},$$

где $\Delta T_c^n = T_c^n - T_c^{\text{оф}}$, и формула (15) приобретает вид

$$\Delta T_c^n = \Delta S_2 \left(\frac{T_c^n}{S_2^n} \right)^2 \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (16)$$

Аналогично, используя величину ΔS_1 , получим

$$\Delta T_c^n = -\Delta S_1 \left(\frac{T_c^n}{S_1^n} \right)^2 \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (17)$$

Можно, как это принято при сличении ламп по цветовой температуре без светофильтра, объединить формулы (16) и (17), отнеся значение ΔT_c^n к среднему значению тока $\frac{I_1 + I_2}{2}$ в проверяемой лампе и используя для определения ΔS среднее значение di/dt для λ_1 и λ_2 .

Цветовую температуру проверяемой лампы вычисляют по формулам:

$$T_c^n = T_c^{\text{оф}} + \Delta T_c^n, \text{ где } \Delta T_c^n = k \Delta S;$$

$$k = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_c^n}{S_2^n} \right)^2 \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} + \left(\frac{T_c^n}{S_1^n} \right)^2 \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right].$$

Значение $T_c^{\text{оф}}$ при этом вычисляют по уравнению (14).

Ослабление A_1 и A_2 светофильтров измеряют предварительно, а k рассчитывают, как указано выше для случая измерений без светофильтра.

Ослабляющие светофильтры, у которых пирометрическое ослабление при двух длинах волн в интервале $0,47 - 0,7 \text{ мкм}$ равно или отличается на $1 - 2 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$, можно изготовить из цветных стекол типа НС-13 или ОС-6, выбрав соответствующую толщину их.

Поясним метод расчета толщины стекол. Обозначим:

A_1 и A_3 — пирометрическое ослабление стекла НС-13 толщиной l_1 ;

A_2 и A_4 — то же, стекла ОС-6 толщиной l_2 ;

D_1 и D_3 — составляющие пирометрического ослабления стекла НС-13, обусловленные потерями света при отражении при двух длинах волн;

D_2 и D_4 — то же, для стекла ОС-6.

Составляющие пирометрического ослабления рассчитываем по формуле

$$D = \frac{2\lambda \ln(1 - \rho_\lambda)}{c_2},$$

где ρ_λ — коэффициент отражения при длине волны λ .

Значения D зависят от длины волны и в видимой части спектра для стекол НС-13 и ОС-6 не превышают $2 - 4 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$. Ввиду малости этой величины по сравнению с полным значением ослабления A , можно пренебречь различием в значениях D для стекол разных типов и принять, что для стекол НС-13 и ОС-6 они равны, обозначив их для двух длин волн D_1 и D_3 .

Пусть из стекла НС-13 толщиной l_1 и стекла ОС-6 толщиной l_2 изготовлен новый светофильтр с требуемой толщиной l_3 стекла НС-13 и l_4 стекла ОС-6. Пирометрическое ослабление этих стекол было предварительно измерено. Значения l_3 и l_4 вычисляются из системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{l_3}{l_1} (A_1 - D_1) + \frac{l_4}{l_2} (A_2 - D_1) + 2D_1 &= C_1; \\ \frac{l_3}{l_1} (A_3 - D_3) + \frac{l_4}{l_2} (A_4 - D_3) + 2D_3 &= C_2. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

где C_1 и C_2 — желаемые значения пирометрического ослабления нового светофильтра в двух длинах волн.

В случае введения поглощающего светофильтра, у которого $C_1 = C_2$, сохраняется соотношение между яркостными температурами источника излучения, аналогичное соотношению без светофильтра.

Зависимость пирометрического ослабления нового поглощающего светофильтра от его температуры при двух длинах волны была проверена отдельно для стекол ОС-6 и НС-13. Для стекла ОС-6 изменения пирометрического ослабления при $\lambda = 0,50$ мкм и $\lambda = 0,65$ мкм и нагреве стекла на 30 град не превосходят погрешности измерения A ; для стекла НС-13 эти изменения малоощутимы только для длины волны 0,5 мкм, при длине волны 0,65 мкм наблюдается влияние температуры. При этом

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{\Delta A}{\Delta t} \approx 0,0004 \div 0,0006 \text{ град}^{-1}.$$

Поглощающие светофильтры нового типа применяют во ВНИИМ и в Калужской ГКЛ при градуировке образцовых температурных ламп I и 2-го разрядов на цветовые температуры, а также для изучения спектральных характеристик излучателей, представляющих метрологический интерес (например, высокотемпературного плазменного источника ЭВ-45).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н., Киренков И. И., Лапина Э. А. Сличение ламп по цветовым температурам фотоэлектрическим методом. «Труды ВНИИМ», вып. 35 (95). М.—Л., Стандартгиз, 1958.
2. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Поглощающие светофильтры для температурных измерений в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
3. Лапина Э. А. Воспроизведение температурной шкалы с помощью спектрального пирометра. «Труды ВНИИМ», вып. 25 (85). М.—Л., Стандартгиз, 1955.
4. Крамп Л. И., Юрьев М. А. Дымчатые светофильтры для оптической пирометрии. «Точная индустрия», 1935, № 9 и 10.

Поступила в редакцию
26/IX 1968 г.

ЛАМПЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ЛАБОРАТОРИИ (Англия) И МЕЖДУНАРОДНЫЕ СЛИЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ШКАЛ

Последнее международное сличение температурных шкал в области высоких температур проводили в 1960 г. В то время шкалу высоких температур всюду, включая СССР, осуществляли визуальным методом. Как показали итоги этого сличения (рис. 1), результаты измерений, выполненных во ВНИИМ, вполне удовлетворяют средним мировым значениям. Расхождения результатов измерений, проведенных в разных странах, достигали 3—5 град, причем их оценивали с точностью до 0,5—1 град.

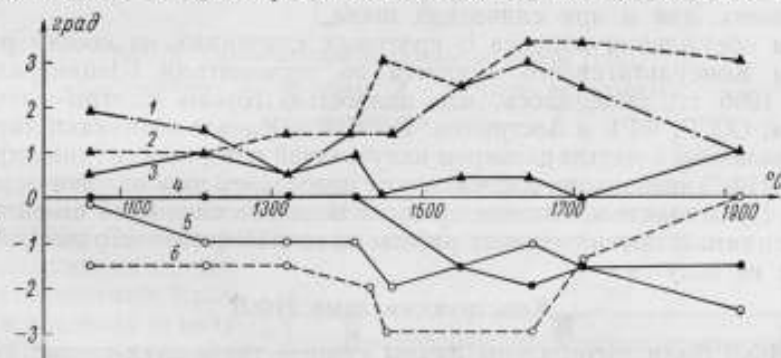


Рис. 1. Отклонения от средних значений при градуировке температурных ламп по странам.

1 — Голландия; 2 — Япония; 3 — ФРГ; 4 — СССР; 5 — Англия; 6 — Австралия.

Во многих странах [1—4] идет подготовка к переходу с визуального на фотоэлектрический метод построения шкалы высоких температур. СССР полностью перешел на этот метод в 1962—1966 гг. [5, 6]. В Англии, США, ФРГ, Канаде, Австралии и Японии ведутся большие работы по созданию фотоэлектрической аппаратуры и исследованию методики построения температурной шкалы. Основными источниками погрешностей при построении шкалы фотоэлектрическим методом являются:

- 1) несовершенство модели черного тела при температуре затвердевания золота [5];
- 2) нестабильность излучателей — температурных ламп, применяемых при построении шкалы и хранящих эту шкалу [7];
- 3) неполное исключение влияния потерь света, поляризации света и нестабильности оптических и фотоэлектронных устройств;

4) влияние рассеянного света в оптических устройствах [8];

5) погрешности определения эффективной длины волны [6].

Для исключения этих источников погрешностей в разных странах применяют различные методы. При этом зарубежные лаборатории широко используют приемы, разработанные в СССР (нулевой модуляционный метод, метод сложения яркостей, методы обнаружения и исключения рассеянного света и др.), а для разработки аппаратуры привлекают приборостроительные фирмы своих стран. Однако из-за новизны (молодости) точной фотоэлектрической пирометрии и небольшого числа освещающих ее опубликованных работ международный обмен опытом в этой области еще не получил широкого размаха. Поэтому предложение Национальной физической лаборатории (НФЛ) Англии о международных сличениях национальных шкал, осуществленных фотоэлектрическим методом, вызвало интерес во всех странах, занимающихся этим вопросом. Сличения решено было ограничить точкой затвердевания золота при эффективной длине волны 660 нм, так как в большинстве стран построение шкалы не завершено. Для сличений НФЛ предложила применить новые лампы, разработанные в НФЛ Барбером и Квинном и названные ими лампы «черное тело» (black body lamps) [9, 10].

Конструкция этих ламп предусматривает исключение нестабильности ленточного вольфрама, применяемого обычно для температурных ламп. С этой целью телу накала придана форма полости, представляющей собой упрощенную модель черного тела. По мнению НФЛ, это дает лампам существенное преимущество как при осуществлении температурной шкалы с учетом повышенных требований к точности при фотоэлектрических измерениях, так и при сличениях шкал.

При обсуждении вопроса о круговых сличениях на сессии рабочей группы Консультативного комитета по термометрии (Ленинград, сентябрь 1966 г.) выяснилось, что полностью готовы к этим сличениям Англия, СССР, ФРГ и Австралия. В США и Канаде возникают затруднения, связанные с малым размером излучающей поверхности (диаметр 1 мм) у ламп НФЛ, однако они рассчитывают преодолеть их и включиться в сличения. Представитель Японии признал неподготовленность своей страны к сличениям. В других странах работы по точной фотоэлектрической пирометрии не ведутся.

Конструкция ламп НФЛ

В НФЛ были изготовлены лампы «черное тело» двух типов: вакуумные — для использования при температуре до 1800° С (29 а, 5 в) и газонаполненные (наполнитель — аргон) — для температуры до 2700° С (56 а, 12 в). ВНИИМ были переданы две вакуумные лампы НФЛ с обозначениями V₃ и V₄. Лампа состоит из вольфрамовой трубки диаметром 2 мм, изготовленной из листа длиной 45 мм и толщиной 0,025 мм (рис. 2 и 3). В центре трубки расположена пробка из вольфрамовой проволоки длиной 1 мм и диаметром 0,023 мм, скрученной в моток и срезанной так, чтобы со стороны апертурной диафрагмы получилась поверхность в виде щетки.

Гибкий вольфрамовый лист, полученный от фирмы Metallwerk Plansee Reutte Tirol Austria, позволил собрать всю лампу без сварных соединений. Шов трубки шириной 0,7 мм делают, загибая края вольфрамового листа. Токоподводы (из вольфрама толщиной 0,04 мм) плотно охватывают трубку и придерживаются вольфрамовыми зажимами. Такая конструкция трубки устраняет неизбежные при сваривании вольфрама неравномерный отжиг, образование трещин из-за хрупкости, нестабильный контакт и др., и рубка сохраняет свою форму даже после длительного нагревания при 2700° С. Трубку монтируют в баллоне из пирекса длиной 19 см с плоскими

окнами диаметром 7,5 см с каждой стороны, расположенными перпендикулярно оси трубки. При прохождении постоянного электрического тока она нагревается и визируется вдоль оси. Источником излучения является

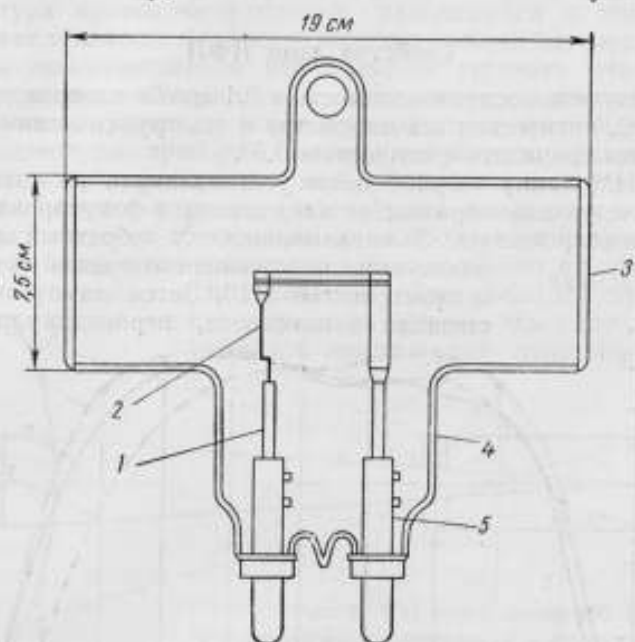


Рис. 2. Схематическое изображение лампы НФЛ.

1 — токоподвод из молибдена; 2 — держатель из вольфрама; 3 — окно и 4 — баллон из стекла пирекс; 5 — штифт медный с серебряным покрытием.

полость, ограниченная диафрагмой 1 мм, расположенной внутри трубки на расстоянии 5 мм от ее конца. Изготовленные лампы отжигают при температуре 1900° С в течение 17 ч для завершения рекристаллизации, устранения напряжения и стабилизации соединений. Вдоль трубки в пределах ее излучающей полости, ограниченной апертурной диафрагмой и пробкой, заметен даже на глаз большой перепад температур, возникающий из-за потерь энергии путем радиации от пробки через апертурную диафрагму и за счет теплопроводности. Входная диафрагма расположена в 5 мм от конца трубки и поэтому имеет очень низкую температуру.

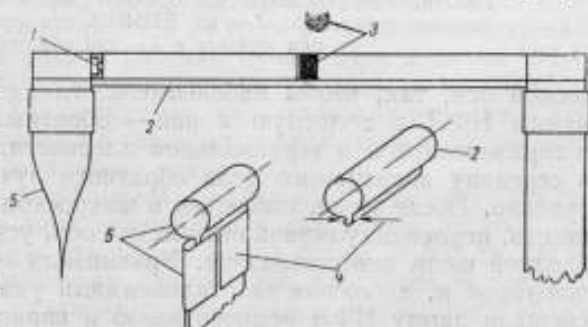


Рис. 3. Тело накала лампы НФЛ.

1 — диафрагма из титала; 2 — вольфрамовая трубка диаметром 2 мм с толщиной стенок 0,025 мм; 3 — щетка из вольфрамовой проволоки диаметром 0,023 мм; 4 — стыки, соединенные плотно; 5 — держатель из вольфрама толщиной 0,040 мм.

Неоднородность температуры излучающей полости модели черного тела обычно нежелательна. Наибольшая температура развивается, естественно, в центре трубки. Пирометр визируют на пробку, которая холоднее боковых стенок, однако при всяком новом положении оси трубки

в объектив прибора могут попадать лучи от горячих стенок. Авторы исследовали, как влияют на результаты измерений боковые лучи, установка лампы на оптической скамье и градиент температур вдоль оси трубки.

Свойства ламп НФЛ

Чтобы получить воспроизводимость в $0,1$ град в интервале температур $1000-1800^\circ\text{C}$, оптическая ось пирометра и ось трубки лампы, по мнению НФЛ, должны совпадать с точностью $0,5^\circ$.

Во ВНИИМ лампу «черное тело» устанавливали на оптической оси пирометра следующим образом: ее накачивали и фокусировали на входную щель монохроматора. Зажигали лампочку «обратный луч», указывающую расположение оптической оси пирометра в пространстве [11]. Затем лампу «черное тело» смещали в плоскости, перпендикулярной опти-

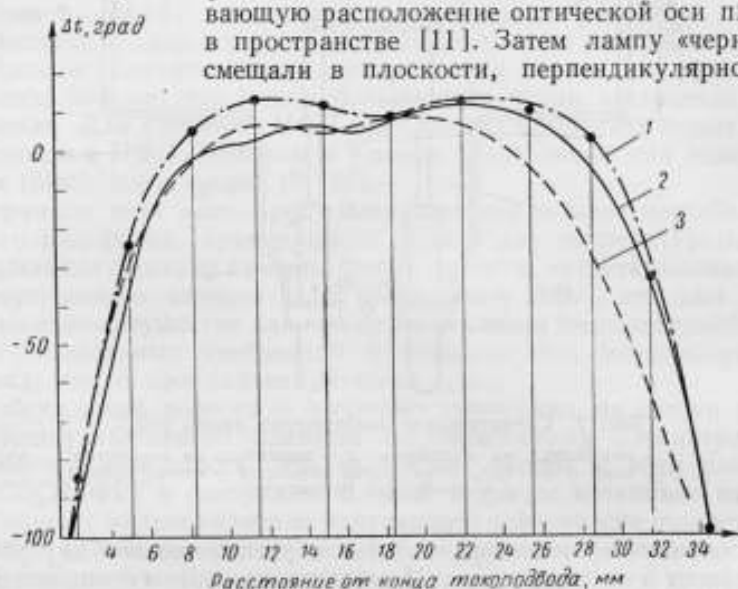


Рис. 4. Распределение температуры вдоль трубки лампы НФЛ по данным измерений: 1 — во ВНИИМ при прямом токе; 2 — в НФЛ при прямом и 3 — при обратном токе.

ческой оси, так, чтобы наблюдатель, глядя вдоль оси, видел трубку лампы НФЛ и вплотную к ней — обратный луч. Развертывая лампу в горизонтальной и вертикальной плоскости, ось трубки устанавливали в середину апертурного угла обратного луча, что контролировали визуально. После этого, наблюдая в микроскоп и перемещая лампу в плоскости, перпендикулярной оптической оси, устанавливали ее симметрично входной щели монохроматора. Уравнивали яркость лампы НФЛ с лампой-тарой и, наблюдая за отклонениями указателя равенства яркостей, смещали лампу НФЛ немного влево и вправо для контроля максимума излучения, что позволяло проверить перекрытие входной щели изображением отверстия. Как показали сличения ламп, проведенные поочередно двумя наблюдателями, погрешность за счет установки ламп V_3 и V_4 на оптической скамье указанным способом составляет примерно $0,2$ град.

Для измерения градиента температуры вдоль трубки лампу устанавливали на оптической скамье спектропирометра перпендикулярно его оптической оси и определяли яркостную температуру наружной поверхности трубки. Результаты измерений представлены на рис. 4, там же изображены кривые, полученные в НФЛ.

Как видно из графика, разность температур на участке от диафрагмы, на которую визировали пирометр, до центральной пробки составляет около 100 град, а непосредственно возле пробки — около 10 град.

Температура проволочной пробки, находящейся в центре трубки, по условиям ее теплового баланса неизбежно должна быть несколько ниже температуры прилегающего к ней наиболее горячего участка трубки. В пирометр, кроме собственного и отраженного излучения от пробки, попадает также излучение от более горячих стенок, количество которого зависит от апертуры прибора. Поэтому результаты градуировки ламп зависят от апертуры прибора, что видно из данных градуировки в НФЛ.

Так как обычно в пирометре апертурная диафрагма конструктивно не совмещена с входным объективом, то он пропускает излучения от горячих стенок больше, чем необходимо для заполнения апертуры (рис. 5).

Интенсивность образующегося при этом рассеянного света больше, чем в излучателе с равномерной температурой, например в абсолютно

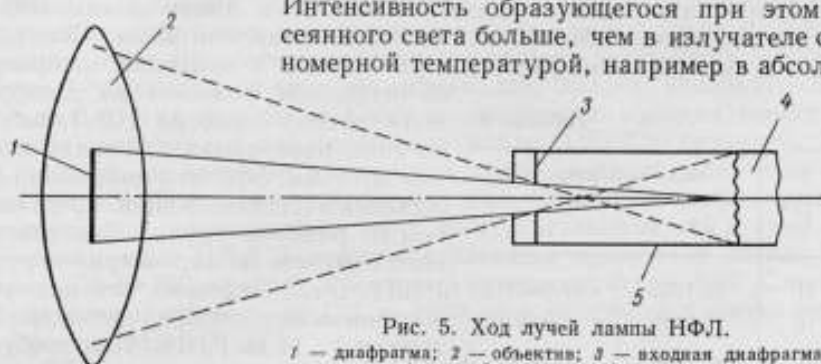


Рис. 5. Ход лучей лампы НФЛ.

1 — диафрагма; 2 — объектив; 3 — входная диафрагма; 4 — пробка; 5 — трубка лампы.

черном теле или ленточной лампе. Поэтому при измерении температуры лампы НФЛ показания пирометров при равной апертуре могут быть различными, в зависимости от конструкции оптической системы — от количества образующегося в ней рассеянного света.

С целью проверки этих предположений были проведены специальные эксперименты на двух установках ВНИИМ: на эталонном пирометре СП-4К [11, 12] и новом — СПКУ со струнным модулятором. Для этого яркости обеих ламп НФЛ уравнивали и на один из объективов надевали диафрагму, пропускающую только рабочий пучок. При этом на СП-4К яркостная температура лампы изменялась на 0,4 град, а на СПКУ — приблизительно на 1 град. Таким образом, на установках различной конструкции из-за большого градиента температур вдоль стенок излучающей полости были получены различные результаты.

Абсолютное значение коэффициента излучения измерить трудно, поэтому в НФЛ излучение ламп сравнивали с излучением черного тела при температуре 1500° С. При изменении длины волны от 500 до 700 нм изменения разности яркостей этих излучателей находятся в пределах 0,25%, поэтому небольшие различия в эффективных длинах волн вблизи 650 нм у приборов различных лабораторий, по мнению НФЛ (с которым можно согласиться), не имеют существенного значения.

При работе лампу «черное тело» укрепляли в специальных токоподводах, охлаждаемых водой. Время, в течение которого лампа достигает равновесия при любой заданной температуре, очень мало, благодаря хорошему тепловому контакту между токоподводом и держателем, охлаждаемым водой. Согласно графикам НФЛ, оно составляет около 5 мин.

По данным НФЛ, температуру доковых штифтов следует измерять с точностью приблизительно ± 1 град, чтобы погрешность градуировки

лампы не превышала $\pm 0,05$ град. С этой целью на одном из штырей смонтирована медь-константановая термопара. При изменении температуры штифтов на 1 град видимая температура источника изменяется от 0,015 град при 1500°C до 0,037 град при 1063°C и до 0,1 град при 890°C .

Чтобы достигнуть воспроизводимости градуировки лампы $\pm 0,05^\circ\text{C}$ при 1063°C , необходимо обеспечить устойчивость постоянного тока, стабилизировать и измерять его значение с погрешностью не более 0,005%. Во ВНИИМ это было обеспечено за счет питания ламп от аккумуляторных батарей емкостью 1000 а·ч и измерения тока потенциометром Р-308.

Градуировка ламп в НФЛ

Сличение ламп НФЛ с черным телом было произведено в НФЛ при температуре затвердевания золота (1063°C) и длине волны 660 нм; фокусное расстояние объективной системы составляло 25 см. Лампу устанавливали на двойном фокусном расстоянии и получали изображение ее диафрагмы, равное 1 мм. Диафрагма поля зрения прибора НФЛ выбирает из этого изображения площадь диаметром 0,75 мм. Эффекты дифракции обсуждались в докладе Квина, представленном на рабочую группу Консультативного комитета по пирометрии в сентябре 1966 г. Было отмечено, что наилучшая воспроизводимость получается при апертуре от 1 : 11 до 1 : 16. Ток, требуемый для двух ламп, по данным НФЛ, указан в табл. 1.

Таблица 1

Апертура	Сила тока ламп, а	
	V_3	V_4
1 : 11	12,1332	12,5328
1 : 16	1422	5455
1 : 22	1503	5554

По данным ВНИИМ, приращение тока при изменении температуры лампы равно $15,8 \cdot 10^{-3}$ и $16,8 \cdot 10^{-3}$ а/град соответственно для ламп V_3 и V_4 . Таким образом, изменение апертуры прибора с 1 : 11 до 1 : 22 вызывает изменение яркостной температуры ламп более чем на 1 град (см. выше о влиянии градиентов температуры).

При измерениях в НФЛ т. э. д. с. термопар штырей составляла 1140 мкв для лампы V_3 и 1090 мкв для лампы V_4 , что соответствует 28,9 и 27,7 град.

Аппаратура ВНИИМ

Основные метрологические работы в области высоких температур осуществляются во ВНИИМ с помощью эталонной спектропирометрической установки СП-4К [11, 12], действие которой основано на нулевом модуляционном методе. Двойной монохроматор позволяет работать в интервале длин волн $470 + 1000$ нм. При этом линейная дисперсия составляет от 4 до 47 нм/мм. Порог чувствительности равен 0,02—0,05 град для всей области спектра при температуре 1063°C . Результаты сличения ленточных ламп воспроизводятся с погрешностью $\pm (0,1 + 0,4)$ град.

Обычно при работе с эталонными температурными лампами (ширина ленты 3 мм) на установке СП-4К увеличение системы равно 1 : 2 при апертуре входного объектива 1 : 20. Однако при таких параметрах установки апертурная диафрагма лампы НФЛ диаметром 1 мм не перекрывает входную щель (диафрагму поля зрения) спектропирометра СП-4К. Как уже отмечалось, результаты градуировки ламп НФЛ зависят от апертуры прибора. Для возможности сравнения результатов градуировки в НФЛ и ВНИИМ авторы выбрали одну из апертур, при которой градуировали лампы в НФЛ, а именно 1 : 11. При этом площадь действующей

щего пучка на входном объективе составляла 10×12 мм, а изображение излучающего отверстия лампы НФЛ в плоскости входной щели монохроматора имело диаметр 1,1 мм. Это обеспечивало надежную установку ламп на оптической скамье спектроприометра и заполнение его апертуры.

Для осуществления температуры затвердевания золота во ВНИИМ применяли горизонтальную двухобмоточную печь [5]. Основная обмотка навита на фарфоровую трубу с внутренним диаметром 30 мм и длиной 350 мм, образующую рабочее пространство печи. Дополнительная обмотка печи, намотанная на наружную трубу, секционирована. Шунтирование секций внешними сопротивлениями дает возможность регулировать температурное поле печи, равномерное в пределах ± 1 град на длине 100 мм.

Тигель, (в котором находилось 180 г золота), являющийся излучателем и позволяющий осуществлять модель черного тела, помещали в область наименьшего градиента температур. Для уменьшения теплообмена между холодными концами печи и излучателем и для защиты тигля от быстрого обгорания перед ним устанавливали диафрагмы из графита и шамота, а позади — цилиндры из этих же материалов. Золото, используемое для этой и для других эталонных работ по измерению высоких температур, химически очищали, и оно содержало около 0,0002% примесей. Зольность графита, из которого изготовлена модель черного тела, была определена в 0,03%. Поправка на неполноту излучения и теплообмен полости, определенная с погрешностью $\pm 0,1$ град, составляла $\pm 0,2$ град. Для градуировки ламп НФЛ в качестве эталонных применяли лампы № 58 и 67 типа СИ-10-300, проградуированные при температуре 1063°C по всему спектральному интервалу от 470 до 1000 нм и входящие в состав первичного эталона ВНИИМ [7].

В вертикальном цилиндрическом баллоне лампы СИ-10-300 на молибденовых держателях смонтировано тело накала лампы — калиброванная вольфрамовая лента общей длиной 40 мм. Длина прямого вертикального участка ленты 20 мм, ширина ленты 2,8 мм, толщина 40 мкм. Лампа снабжена индексом, конец которого указывает на место визирования ленты. Баллон лампы заполнен криптоном. Плоское смотровое окно смонтировано под углом $\sim 10^\circ$ к направлению визирования. На противоположной стороне баллона нанесен крест для правильной ориентации лампы на оптической оси приометра.

Градуировка ламп НФЛ во ВНИИМ

Лампы НФЛ градуировали на установке СП-4К двумя методами:

1) сличением с температурными лампами СИ-10-300, входящими в состав первичного эталона;

2) по излучателю «черное тело» при температуре затвердевания золота.

Кроме того, лампы сличали между собой на двух установках: СП-4К и СПКУ.

При всех измерениях лампу НФЛ закрепляли в специальный патрон (рис. 6) конструкции НФЛ с водяным охлаждением. Температуру цокольных штифтов измеряли по термопарам тем же потенциометром, что и силу тока в лампе. Все измерения производили при ширине входной щели монохроматора 0,7 мм и выходной — 1,5 мм. Эффективная длина волны равнялась 656,3 нм.

Сличение ламп НФЛ с лампами СИ-10-300

Лампы НФЛ сличали с лампами СИ-10-300 № 58 и 67, входящими в состав первичного эталона, преимущественно методом тары с целью ликвидации погрешностей, вызываемых несимметрией оптических уст-

ройств. Всего была произведена 21 серия измерений при установке ламп на правой и на левой стороне оптической скамьи. В качестве лампы-тары использовали попеременно лампы V_3 и V_4 . Силы тока были приведены к температурам цокольных штифтов, при которых сличали лампы в НФЛ.

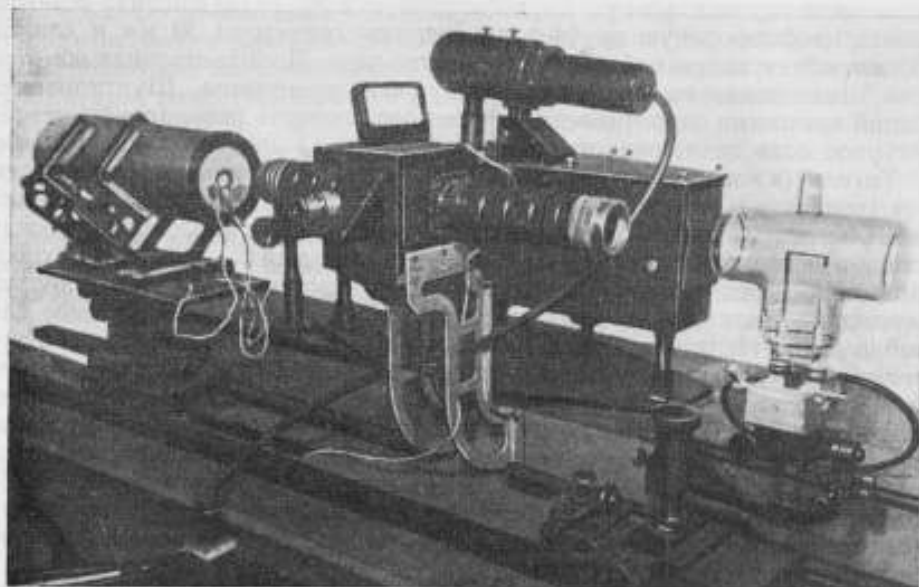


Рис. 6. Общий вид установки СП-4К с печкой и лампой НФЛ.

При сличении с эталонными лампами ВНИИМ сила тока составляла 12,1362 и 12,5268 а соответственно для ламп V_3 и V_4 , а средняя квадратическая погрешность результатов измерений равнялась 0,0021 и 0,0028 а, что составляет около 0,15 град.

Градуировка ламп НФЛ по излучателю «черное тело»
при температуре затвердевания золота

Лампы НФЛ градуировали по модели «черное тело» следующим образом. На оптическую скамью спектропиromетра с одной ее стороны устанавливали лампу V_3 , а с другой — печь «черное тело» при температуре затвердевания золота. Лампа V_3 играла роль лампы-тары. Силу тока лампы V_3 измеряли при равенстве яркости ее полости и излучающей полости черного тела, находящейся при температуре равновесия между жидким и твердым золотом. Пока яркость печи оставалась неизменной (во время фазового перехода), с ней уравнивали яркость лампы V_3 и проводили 4—6 серий измерений силы тока лампы при плавлении и затвердевании золота. Затем печь снимали и на ее место ставили лампу V_4 . Уравнивая яркость лампы-тары с яркостью лампы V_4 , градуировали последнюю в точке золота. Затем вместо лампы V_4 для контроля устанавливали эталонную лампу СИ-10-300 № 58 и также градуировали ее по лампе-таре. Такие серии измерений были повторены трижды, причем всякий раз печь устанавливали заново на оптической оси спектропиromетра. При этом сила тока для лампы V_4 с учетом поправок на катушки сопротивления и температуру цокольных штифтов составляла 12,5318 а, а для эталонной

лампы № 58 она была 10,7350 *a*. Совпадение этого значения с полученным при исходной градуировке этой лампы (расхождение — 0,1 град) подтверждает правильность эксперимента.

Взаимное сличение ламп НФЛ

Для контроля градуировки лампы НФЛ сличали между собой с перестановкой на спектропирометре СП-4К. Сила тока лампы V_3 при температуре цокольных штифтов 28,9° С во всех сериях испытаний оставалась неизменной, а именно 12,1314 *a*. Для лампы V_4 при той же яркости и температуре цокольных штифтов 27,7° С она изменялась следующим образом:

Номер серии	Ток, <i>a</i>
1	12,5312
2	5170
3	5298
4	5214
5	5244
6	5216
7	5114
8	4984
9	5330
Среднее арифметическое	12,5209

Таким образом, равенство яркостей ламп V_3 и V_4 на установке СП-4К наблюдается при силе тока 12,1314 и 12,5209 *a*, при этом средняя квадратическая погрешность результата измерений составляет 0,0036 *a*, или 0,2 град.

Кроме того, было проведено две серии измерений на новой спектропирометрической установке СПКУ. В первой серии расхождение яркостей двух ламп по сравнению с результатами градуировки на СП-4К составляло 0,10 град, а во второй — 0,29 град, что не выходит за пределы погрешностей остальных измерений и подтверждает правильность градуировки ламп НФЛ во ВНИИМ.

Полученные значения силы тока ламп «черное тело» при градуировке по лампам СИ-10-300 по модели черного тела при температуре затвердевания золота и при взаимных сличениях приведены в табл. 2.

Таблица 2

Метод градуировки	Сила тока ламп, <i>a</i>	
	V_3	V_4
Сличение с эталонными лампами ВНИИМ (I_1 , <i>a</i>)	12,1362	12,5268
Градуировка по черному телу с золотом (I_2 , <i>a</i>)	—	12,5318
Взаимное сличение ламп НФЛ, приведенное к сличению с эталонными лампами (I_3 , <i>a</i>)	12,1365	12,5264
Результаты градуировки во ВНИИМ $\frac{I_1 + I_2 + I_3}{3}$	12,1364	12,5283
Результаты градуировки в НФЛ	12,1332	12,5328
Расхождения:		
<i>a</i>	+0,0032	-0,0055
град	+0,21	-0,33

Таким образом, результаты градуировки ламп расходятся с данными НФЛ на 0,2 град.

Выводы

Лампы конструкции НФЛ представляют собой интересную попытку создать излучатель повышенной стабильности для эталонных работ в области высоких температур. Однако вследствие недостатков, связанных с неоднородностью температурного поля излучающей полости, эта конструкция не полностью решает поставленную задачу.

Градуировка ламп НФЛ разными пирометрами неизбежно приведет к расхождению результатов, которое зависит от конструкции и свойств оптической системы пирометра.

Расхождения между результатами градуировки ламп фотоэлектрическим методом во ВНИИМ и в НФЛ составили около 0,2 град для обеих ламп. Это значительно меньше расхождений при предшествующих сличениях температурных шкал, осуществленных визуальным методом. Окончательное суждение о результатах сличений можно будет составить после получения данных из других стран. Необходимо продолжить поиски новых конструкций излучателей для фотоэлектрической пирометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. White J. U., Apleri N. L. and Debell A. Q. J. Opt. Soc. of America, 1957, v. 47, № 5, p. 358.
2. Par Js Preston Comite consultatif de photometrie (sept. 1957) National physical Laboratory.
3. Tingwaldt C., Kunz H., «Optik», Bd. 15, 1958, S. 333.
4. Lee R. D. The NBS Photoelectric Pyrometer and its Use in realizing the International Practical Temperature Scale above 1063° C. «Metrologia», 1966, v. 2, № 4.
5. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота. «Труды институтов Комитета» вып. 51 (111). М.—Л., Стандартгиз, 1961.
6. Крахмальникова Г. А. Построение шкалы температур фотоэлектрическим методом. «Труды институтов Комитета», вып. 51 (111). М.—Л., Стандартгиз, 1961.
7. Крахмальникова Г. А. Эталоны высоких температур. «Труды институтов Комитета», вып. 87 (147). М.—Л., Изд-во стандартов, 1966.
8. Киренков И. И. Влияние рассеянного света в оптических устройствах точной пирометрии. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
9. Quinп T. J. and Varber C. K. A Lamp as a reproducible source of near black-body radiation for precise pyrometry up to 2700° C. NPL, Teddington. Доклад на заседании рабочей группы Консультативного комитета по термометрии, сентябрь 1966.
10. T. J. Quinп. The use of black-body Lamps of the vacuum type for the comparison of radiation scales of temperature NPL, Teddington. Доклад на заседании рабочей группы Консультативного комитета по термометрии, сентябрь 1966.
11. Крахмальникова Г. А., Киренков И. И. Спектропирометрическая установка ВНИИМ. «Измерительная техника», 1962, № 5.
12. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартгиз, 1963.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЕДИНООБРАЗИЯ ИЗМЕРЕНИЙ В РАДИАЦИОННОЙ ПИРОМЕТРИИ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 100—2500° С

При измерении истинной температуры радиационными пирометрами нельзя достигнуть большой точности вследствие методических погрешностей, вызванных неполнотой излучения нагретых тел. Однако эти пирометры широко применяют при контроле и автоматическом регулировании производственных процессов, так как они обеспечивают высокую воспроизводимость показаний при одинаковых условиях измерения.

Радиационный пирометр состоит из измерительного преобразователя (телескопа) и измерительного прибора (потенциометра или милливольтметра), определяющего э. д. с., которую развивает термобатарея телескопа при попадании на нее излучения объекта, собираемого линзой.

Отечественная промышленность выпускает ряд модификаций телескопов радиационных пирометров, позволяющих измерять температуру от 100 до 2500° С с погрешностью 1—2%.

Основные технические характеристики этих телескопов приведены в таблице.

Тип	Модификация	Пределы измерения, °С	Показатель видирования	Допускаемая погрешность для нижнего и верхнего предела измерений, град по ГОСТ 6923-61
ТЕРА-50	Р5	100—500	1/16	± 8
ТЕРА-50	РК15	500—1500	1/20	± 10—20
ТЕРА-50	РС20	900—2000	1/20	± 15—20
ТЕРА-50	РС25	1200—2500	1/20	± 20—30
ПРК	РК20	600—2000	1/16	± 10—20

Технические телескопы градуируют и поверяют, сличая их на поверочных установках с телескопами той же модификации, аттестованными в качестве образцовых 3-го разряда, которые в свою очередь сличают с двумя образцовыми телескопами 2-го разряда. Последние аттестуют при измерении температуры исходного излучателя. Температуру исходного излучателя, моделирующего черное тело, измеряют образцовыми термопарой (при 100—1200° С) или оптическим пирометром (при 900—2500° С) 1 или 2-го разряда.

В результате совершенствования аппаратуры и методики поверки и градуировки радиационных пирометров значительно снижены допустимые погрешности образцовых приборов, а следовательно, увеличена надеж-

ность технических измерений. Так, по поверочной схеме 1960 г. [1] для температур 700—2500° С, допустимая погрешность образцовых телескопов радиационных пирометров 3-го разряда была 15—30 град; в настоящее время она составляет не более 8—15 град.

Точность и надежность поверок, а также единство измерений в радиационной пирометрии обеспечиваются:

- 1) исходными излучателями, моделирующими черное тело;
- 2) аппаратурой для сличения образцовых приборов;
- 3) стабильными образцовыми приборами;
- 4) правильной методикой градуировки и поверки, приведенной в нормативной документации (ГОСТ и инструкции по поверке приборов).

Исходные излучатели

Аттестовать образцовые телескопы радиационных пирометров 2-го разряда по образцовому оптическому пирометру или термопаре можно только при помощи излучателя, близкого к черному телу.

Считая, что показания радиационного пирометра связаны с истинной температурой нагретого тела соотношением

$$T_p^4 = \epsilon T^4,$$

то вследствие отличия коэффициента излучения ϵ от единицы на величину $\Delta\epsilon$ погрешность показаний телескопа будет

$$\Delta_p = T \frac{\Delta\epsilon}{4}.$$

Отличие показаний образцового оптического пирометра от истинной температуры $\Delta_s = T - T_s$ определяют из приближенного соотношения

$$\Delta_s \approx T^2 \frac{\lambda}{c_2} \Delta\epsilon.$$

При небольшом отклонении излучения от черного тела, соответствующем коэффициенту черноты 0,98 при 1400° С, показания радиационного пирометра будут на 5 град ниже показаний оптического. Эту поправку можно вводить при градуировке образцовых пирометров, если известен коэффициент черноты излучателей. Но так как не существует надежной методики его определения для излучателей со сравнительно большой площадью отверстия, необходимого для обеспечения угла визирования радиационного пирометра, то эту поправку не вводят.

Сейчас при создании излучателей ограничиваются экспериментально установленными конструктивными требованиями, обеспечивающими высокий коэффициент черноты.

Излучатель обычно выполняют в виде длинной трубчатой печи с электрическим нагревом. Излучающая полость образуется внутренней поверхностью трубы и перегородкой в середине печи. Отношение глубины полости к ее диаметру должно быть не менее 6 (если не приняты специальные меры для увеличения равномерности поля). По обе стороны перегородки устанавливают экранирующие диафрагмы. Участок равномерного температурного поля полости должен быть больше двух диаметров отверстия излучающей полости, изменение температуры на этом участке не должно превышать допустимую погрешность градуировки.

Равномерность температурного поля проверяют термопарой, перемещаемой от середины печи к ее краю и обратно. Градиент температуры определяют по усредненным показаниям термопары.

Во ВНИИМ имеются следующие модели черного тела:

1. Открытая горизонтальная трубчатая печь с керамическим излучателем диаметром 45 мм и длиной 830 мм, позволяющая получить температуру до 1300° С (рис. 1). Эта печь служит исходным излучателем при градуировке пирометров на 100—500° С и первых точек высокотемпературных пирометров, которые затем градуируют с помощью вертикальной печи. Телескопы с показателем визирования 1/20 устанавливают на расстояния 800 мм от перегородки, т. е. примерно в 300 мм от края печи, а телескопы с показателем визирования 1/16 — в 200 мм от края печи. Образцовым прибором является платино-родиевая термопара, которая установлена по другую сторону перегородки и проходит через 3—4 диафрагмы вдоль оси печи.

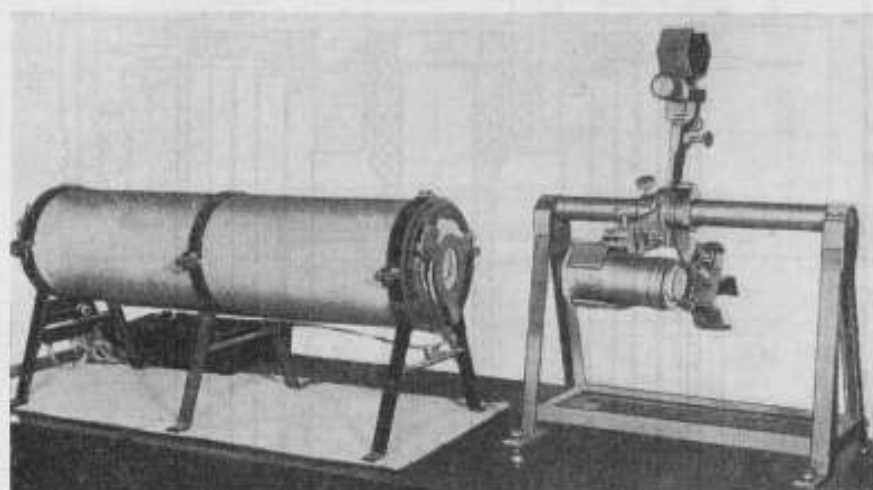


Рис. 1. Общий вид открытой горизонтальной трубчатой печи.

2. Вертикальная трубчатая вакуумная печь с кварцевым окошком и графитовым излучателем диаметром 45 мм и длиной 600 мм (рис. 2). Образцовым прибором для градуировки является оптический пирометр типа ОП-48. Телескопы с показателем визирования 1/20 и 1/16 устанавливают соответственно на расстоянии 250 или 150 мм от края печи. Подробно эта печь описана в работе [2]. Во ВНИИМ ее применяют как основной излучатель в диапазоне температур 900—2000° С.

В диапазоне 900—1300° С применяют оба излучателя: открытый и закрытый, что позволяет сопоставить результаты измерений.

3. Открытая горизонтальная трубчатая печь с диаметром излучателя 83 мм и длиной 600 мм, позволяющая получить температуру до 1100° С при большом коэффициенте визирования — до 1/7 (рис. 3). Режим, соответствующий излучению черного тела при большом диаметре визируемого отверстия, создают вспомогательными краевыми обмотками. Изменяя ток в этих обмотках, добиваются равномерного температурного поля на участке, равном двум диаметрам излучателя. Для выбора режима питания обмоток с обеих сторон перегородки устанавливают одинаковые термопары. Термопара, находящаяся в полости, закрытой диафрагмами, измеряет температуру, близкую к температуре черного тела, так как отношение диаметра отверстия диафрагмы к глубине полости составляет 10/300. Вторая термопара находится в открытой полости. Если показания обеих

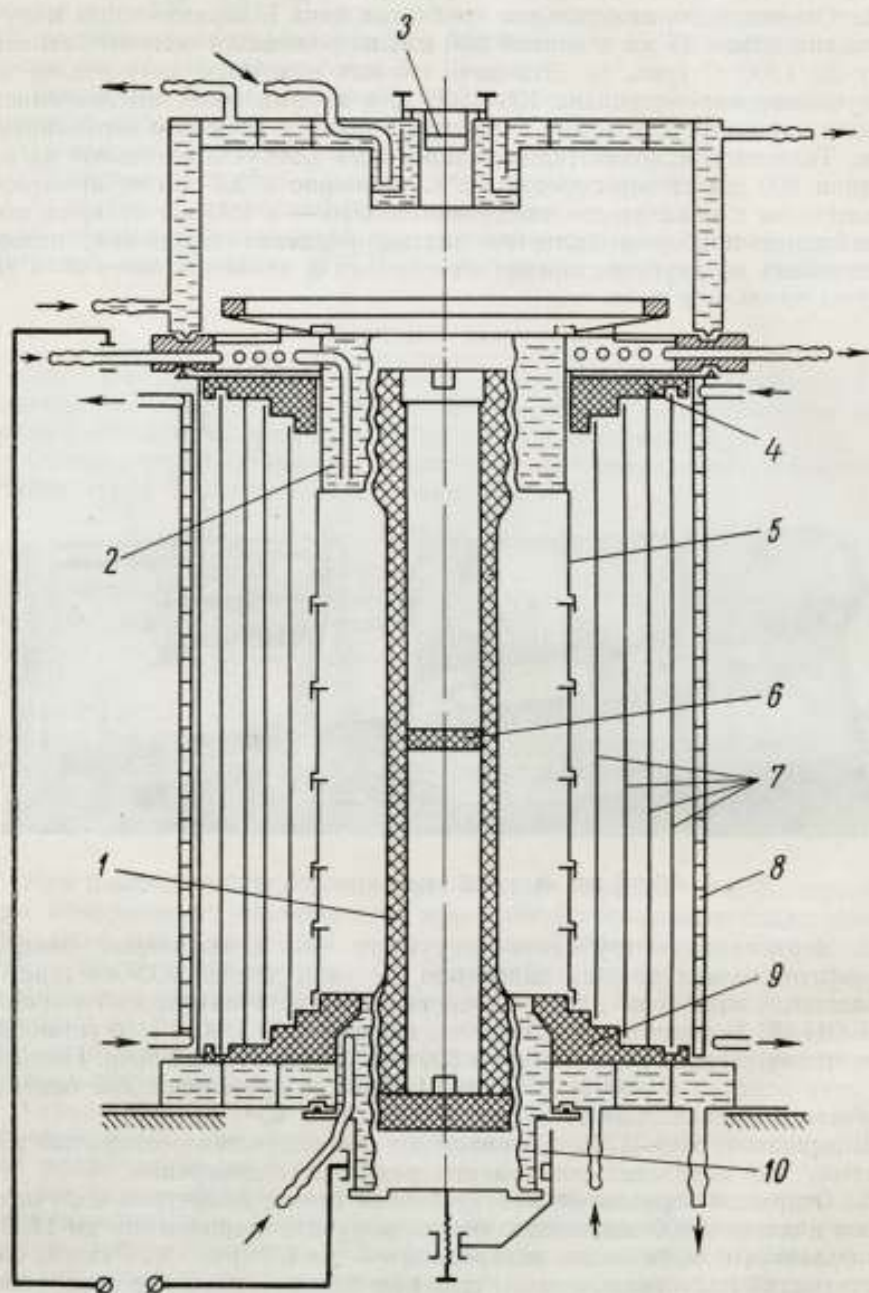


Рис. 2. Схематическое устройство вертикальной трубчатой вакуумной печи,

1 — графитовый трубчатый нагреватель; 2 — охлаждаемый верхний токоподвод; 3 — окно для визуирования полости черного тела; 4, 5, 9 — керамические экраны; 6 — визуруемая графитовая перегородка; 7 — металлические отражающие экраны; 8 — охлаждаемый кожух; 10 — охлаждаемый нижний токоподвод.

термопар при измерении температуры перегородки и при перемещении их вдоль оси в равномерном поле совпадают, то значит создан одинаковый тепловой режим в обеих полостях, т. е. открытая полость является хорошей моделью черного тела.

В Харьковском государственном научно-исследовательском институте метрологии (ХГНИИМ) в качестве основного излучателя применяют горизонтальную открытую трубчатую печь с графитовым нагревателем диаметром 58 мм и длиной 800 мм и экранирующими диафрагмами [4].

Модель черного тела ХГНИИМ рекомендована для других институтов и уже установлена в НГИМИП и Свердловском филиале ВНИИМ. Она

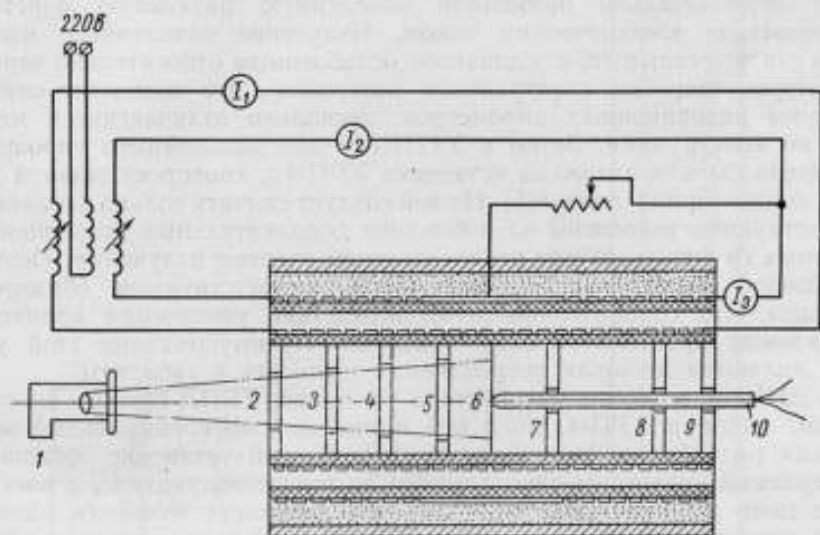


Рис. 3. Схематическое устройство открытого излучателя с большим коэффициентом визирования.

1 — поверяемый радиационный пирометр; 2—5 и 7—9 — экранирующие диафрагмы; 6 — перегородка; 10 — образцовая термопара.

позволяет градуировать телескопы при высоких температурах с наименьшими погрешностями, так как открытая полость и горизонтальное положение дают возможность работать без вспомогательных оптических деталей, при этом не нужно учитывать дополнительных поглощений.

При градуировке телескопов с помощью вертикальной вакуумной печи ВНИИМ учитывают влияние ее промежуточного кварцевого окна. Правильность учета проверяют, сличая телескопы, градуированные на вакуумной печи ВНИИМ и на открытой печи ХГНИИМ. Влияние промежуточного окна определяют экспериментально с помощью контрольной кварцевой пластинки [2], которую помещают между печью и телескопом. Для каждой заданной температуры измеряют э. д. с. при наличии контрольной пластинки (e_2) и без нее (e_1). По полученным данным определяют снижение температуры, показываемой телескопом со стеклянной $\Delta t_{ст}$ или с кварцевой Δt_k оптикой. Для упрощения расчетов в печи поддерживают такую температуру $t_1 = t + \Delta t_{ст}$, чтобы радиационный пирометр со стеклянной оптикой показывал температуру T , близкую к сотням градусов.

Проведенные в 1960—64 гг. сличения образцовых телескопов, градуированных на различных печах ВНИИМ и печи ХГНИИМ, показали совпадение результатов в среднем в пределах 3°C . Это позволяет предположить,

что если при конструировании излучателей выдержаны отношения длины излучающей полости к диаметру отверстия и равномерность температурного поля, то результаты градуировки на них можно считать достоверными.

Установки для сличения телескопов

Градуировка телескопов по моделям черного тела является трудоемкой операцией. Аттестацию и поверку телескопов 3-го разряда и технических телескопов можно упростить, применяя при сличении с образцовым телескопом 2-го разряда нечерные излучатели. В качестве нечерного излучателя первоначально применяли окисленную никелевую пластину, разогреваемую электрическим током. Излучение окисленного никеля можно считать серым (т. е. одинаково ослабленным относительно черного в некотором широком спектральном интервале), что позволяет сличать телескопы радиационных пирометров, несколько отличающиеся между собой по конструкции. Затем в ХГНИИМ для дальнейшего упрощения излучателя была предложена установка УРП-4 с кинепроекционной лампой и конденсорной линзой [5]. На ней следует сличать только одинаковые по конструкции телескопы во избежание дополнительных погрешностей, связанных со спектральным распределением энергии излучения. Поэтому для каждой спецификации нужно иметь соответствующие образцовые телескопы, что сравнительно легко вследствие увеличения количества выпускаемых промышленностью приборов. Преимуществами этой установки являются меньшая потребляемая мощность и габариты.

Во ВНИИМ в 1960 г. разработана установка УРПД с таким же излучателем, как и в УРП-4, но в ней применен дифференциальный метод сличения радиационных пирометров [6]. В этой установке образцовый и поверяемый телескопы одновременно визируют излучатель, а электрические цепи их включены встречно, что позволяет измерять разность э. д. с. этих телескопов. Установки УРПД используют для градуировки и поверки образцовых телескопов 3-го разряда и технических телескопов в диапазоне $600\text{--}2000^\circ\text{C}$, в государственных контрольных лабораториях и на заводах. Установка УРПД позволила снизить погрешность сличения в 2 раза и время поверки в 10 раз по сравнению с УРП-4. Дальнейшим совершенствованием явилось применение при работе на УРПД способа вспомогательного телескопа (тары), который не требует полной симметрии потоков излучения, что делает измерения более простыми и точными. Вспомогательный телескоп сначала сличают с образцовым, затем на место образцового устанавливают один за другим поверяемые приборы и сравнивают их со вспомогательным телескопом.

В последнее время разработана новая модификация установки УРПД — тип УРПД-2 для более низких температур [7]. В ней излучатель (кинопроекционную лампу) можно заменить силитовым стержнем, а линзы из стекла — линзами из фтористого лития. Это позволяет применять дифференциальный метод сличения для поверки телескопов типа Р5 при температурах $100\text{--}500^\circ\text{C}$, так как установка становится пригодной для работы в той области, где излучается основная часть энергии. Мощность, потребляемая этой установкой для получения радиационной температуры 500°C , составляет 180 *вт*. Конструктивно установка УРПД-2 мало отличается от УРПД (рис. 4).

Предельная погрешность градуировки телескопов на установке УРПД-2 составляет 3°C , что в 2,5 раза меньше допустимой для телескопов технических радиационных пирометров Р5.

Установки УРПД и УРПД-2 можно применять для сличения телескопов при температуре до 2500°C , так как опыты ВНИИМ в 1955 г. показали,

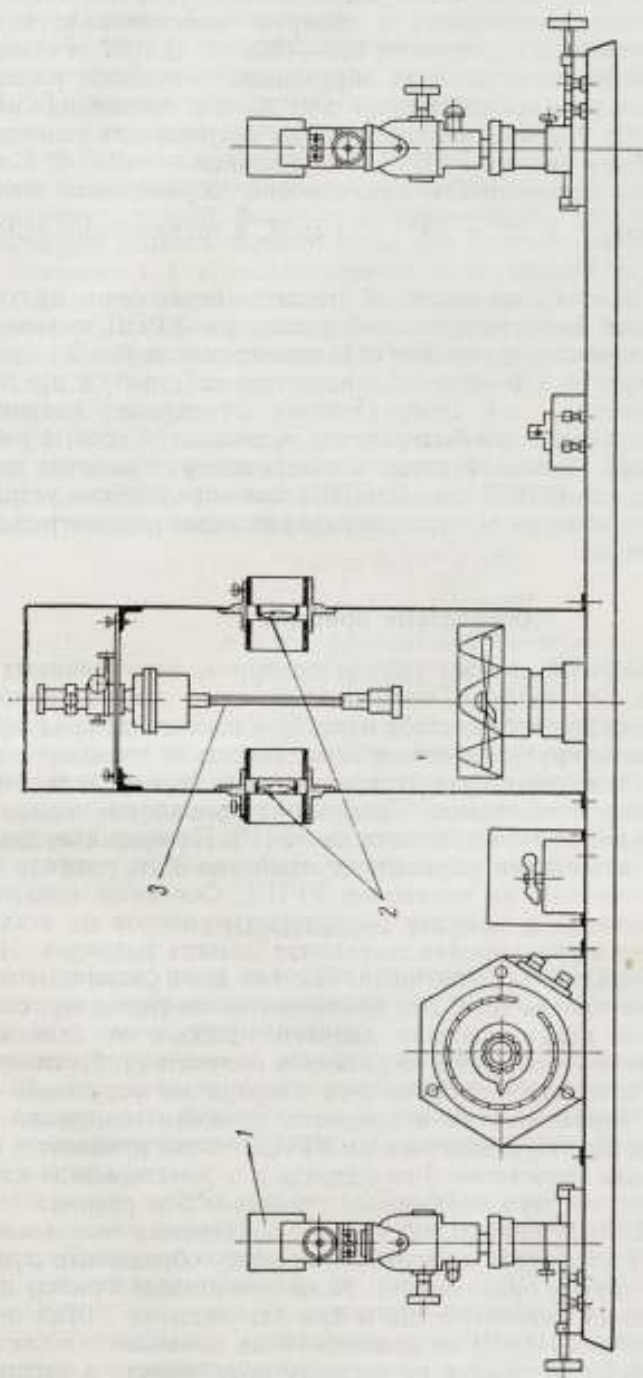


Рис. 4. Установка УРПД-2 для съёмки телескопов радиационных пирометров.
 1 — держатели телескопов; 2 — линзы из фтористого лития; 3 — заменяемый излучатель (силитовый стержень).

что кинопроекционная лампа может некоторое время работать при повышенном напряжении 130—140 в и радиационной температуре 2500° С.

Чтобы показать, как увеличилась точность поверок за последние годы, сравним погрешности градуировки и поверки телескопов технических радиационных пирометров в диапазоне 900—1800° С. В 1957 г. суммарная квадратическая погрешность поверки образцовых телескопов радиационных пирометров 2-го разряда составляла $\pm 10^\circ$ С, т. е. предельная погрешность была $\pm 20^\circ$ С. Средняя квадратическая погрешность сличения на установках УРП была оценена $\pm 7^\circ$ С, а предельная — $\sim 14^\circ$ С. Следовательно, предельная погрешность градуировки образцового телескопа 3-го разряда была $\sigma_3 = \sqrt{20^2 + 14^2} = 24$ град, а технического телескопа $\sigma_7 = \sqrt{24^2 + 14^2} = 30$ град.

Анализ погрешностей, проведенный после модернизации излучателя ВНИИМ и создания дифференциальной установки УРПД показал, что предельная погрешность градуировки образцовых телескопов 2-го разряда в диапазоне температур 900—2000° С составляет ± 7 град, а предельная погрешность сличения — ± 4 град. Поэтому предельная погрешность поверки образцового телескопа 3-го разряда σ_3 составит 8 град, а рабочего прибора σ_p — 9 град. Таким образом, точность поверки рабочих телескопов повышена в 3 раза. В 1967 г. во ВНИИМ было предложено устройство для автоматической поверки телескопов радиационных пирометров дифференциальным методом.

Образцовые приборы

С 1960 г. во ВНИИМ имеется группа приборов, аттестованных в качестве образцовых 2-го разряда, показания которых при неоднократных сличениях оказались достаточно стабильны. При ежегодных градуировках по излучателям, моделирующим черное тело, изменение показаний не превышает 2—6 град, т. е. лежит в допустимых пределах, определяемых точностью градуировки и сличения. Кроме градуировки на черном теле, телескопы этой группы взаимно сличали на УРПД. По методике, принятой во ВНИИМ, при аттестации образцовых приборов 2-го разряда обязательно взаимное сличение на установке УРПД. Основным назначением их является применение в качестве образцовых приборов на этих установках при поверке и градуировке телескопов низших разрядов. Некоторые приборы непригодны для этой цели, так как дают различные показания на УРПД и на черном теле. Это объясняется, по-видимому, отклонением спектральной характеристики данного прибора от стандартной, либо зависимостью его показаний от размеров излучателя. Поэтому необходимо взаимное сличение приборов 2-го разряда на установке УРПД и усреднение их характеристик в пределах точности измерений. Если характеристики их будут расходиться на УРПД, то это приведет к неправильной градуировке телескопов 3-го разряда и к расхождению их показаний при сличении по двум образцовым приборам 2-го разряда.

Наличие во ВНИИМ стабильной группы образцовых телескопов 2-го разряда позволяет упростить ежегодную поверку образцовых приборов 2-го разряда для других организаций. Если поверяемый прибор из года в год не меняет своих характеристик и при сличении на УРПД по двум образцовым приборам ВНИИМ не изменил своих показаний, то нет необходимости его вновь аттестовать по черному телу; просто в выдаваемом свидетельстве нужно указывать прежние значения.

Во ВНИИМ в течение ряда лет наблюдают группы образцовых телескопов 2-го разряда типа ТЕРА-50 следующих модификаций: РС20 —

11 штук, РК15 — 2 шт.; Р5 — 3 шт., а также типа РП — 3 шт. и типа ПРК (РК20) — 3 шт. Образцовые телескопы 2-го разряда имеются в ХГИМИП, НГИМИП, ВНИИК, Свердловском филиале ВНИИМ, а также в Ленинградской, Харьковской, Калужской, Челябинской, Пермской, Удмуртской и других государственных контрольных лабораториях. Количество приборов 3-го разряда трудно учесть, но только Ленинградская ГКЛ проверяет более 100 телескопов в год.

Очень интересный способ упрощения проверки радиационных пирометров 2-го разряда применяет ХГИМИМ [7]. Для них подобрана эмпирическая многочленная формула зависимости э. д. с. от температуры. Коэффициенты в этой формуле определяют по результатам измерений на излучателе (модели черного тела) при нескольких значениях температуры. Значения э. д. с. при остальных температурах высчитывают по формулам. Для упрощения расчета в инструкции № 173—63 по проверке телескопов образцовых радиационных пирометров 2-го разряда приведены таблицы [8]. Для телескопов ТЕРА-50 с диапазоном измерения 900—1800° С (РС20) предложена четырехчленная, а для других телескопов — трехчленная формула.

Во ВНИИМ с помощью вычислительной машины были проведены расчеты по методу наименьших квадратов для 11 образцовых приборов модификации РС20. По экспериментальным данным подсчитывали коэффициенты в следующих формулах:

$$e = at + bt^2 + ct^3;$$

$$e = a + bt + ct^2 + dt^3;$$

$$e = a + bt + ct^2 + dt^3 + et^4;$$

$$e = at + bt^2 + ct^3 + dt^4.$$

Так как расчеты по этим формулам совпадают с экспериментальными данными в пределах 1—2 град., то при точности измерений $e = f(t)$ около 3 град нет необходимости применять формулу четвертой степени. Для вычисления коэффициентов методом наименьших квадратов достаточно ограничиться формулой третьей степени для всех модификаций. Таким образом, эти расчеты подтвердили допустимость применения метода ХГНИИМ.

Нормативная документация

Если аппаратура и методика поверочных работ за последние 5 лет значительно усовершенствованы, то для упорядочения нормативных документов еще много надо сделать.

Главным нормативным документом в настоящее время является ГОСТ 6923—61, определяющий основные параметры, технические требования и методы испытания телескопов радиационных пирометров. Однако этот ГОСТ не соответствует требованиям, которые предъявляются в настоящее время к стандартам.

Подготовлен проект нового ГОСТа, более полного, с четкими определениями основных понятий. Он дополнен требованиями к надежности прибора и требованием, ограничивающим допустимые погрешности при изменении условий визирования. В проект ГОСТа введен новый принцип нормирования основной погрешности телескопов.

В ГОСТе 6923—61 требования к основной погрешности телескопов совершенно не соответствуют таковым в ГОСТах на электронизмерительные приборы (милливольтметры и потенциометры), с которыми комплектуются радиационные пирометры. В последних допустимая погрешность связана с верхним пределом измерения прибора, а в ГОСТе 6923—61 —

со значением температуры, независимо от диапазона. В результате допускается одинаковая погрешность для телескопа, у которого данная температура является верхним пределом измерения, и для телескопа, у которого она является нижним пределом с соответственно малой э. д. с. и низкой чувствительностью. Если еще учесть, что для нижнего предела измерения электроизмерительного прибора, с которым комплектуется телескоп, относительная допустимая погрешность примерно в 10 раз больше, чем для верхнего предела, то очевидна целесообразность перехода нормирования допустимых погрешностей телескопов радиационных пирометров на общепринятую систему, связывающую допустимую погрешность с верхним пределом измерения. Даже в этом случае точность измерения температуры комплектом радиационного пирометра ограничена допустимой погрешностью электроизмерительного прибора на нижнем пределе измерения и допустимой погрешностью телескопа на верхнем пределе измерения. Предлагаемая методика нормирования погрешности облегчает также настройку телескопа радиационного пирометра при выпуске его из производства.

В 1965 г. был разработан и утвержден новый ГОСТ 12091—66 на методы поверки телескопов радиационных пирометров [10]. До этого не существовало утвержденных документов по методике поверки, кроме устаревшей инструкции 169—54 и указаний по методике поверки на дифференциальных установках УРПД в монтажно-эксплуатационной инструкции, прилагаемой к выпускаемым установкам. К этим инструкциям прилагались также временные методические указания по поверке образцовых телескопов радиационных пирометров 3-го разряда. В ближайшее время будут изданы переработанные методические указания по поверке образцовых телескопов радиационных пирометров 3-го разряда. Для поверки образцовых телескопов радиационных пирометров 2-го разряда существует официальная инструкция 173—63. Правда, поверка этих телескопов производится пока лишь в трех институтах нашей системы. Существенным недостатком инструкции 173—63 является отсутствие требования о взаимном сличении телескопов (после аттестации на черном теле) на дифференциальных установках, для работы на которых они и предназначены. Если при их сличении расхождения показаний не превосходят допустимых, то усреднение этих показаний для свидетельства уменьшает расхождения, которые возникают при поверке телескопов 3-го разряда на дифференциальных установках по двум образцовым телескопам 2-го разряда. Если же расхождения при сличении образцовых приборов 2-го разряда превосходят допустимые, что, как указано выше, иногда бывает из-за плохого качества изготовления телескопов, то этот телескоп не допускается к применению в качестве образцового, так как будет давать разные показания при измерении температуры черного тела и радиационной температуры излучателя.

В 1968 г. будет закончена работа по созданию нормативных документов и их усовершенствованию, что облегчит работу поверочных лабораторий.

Заключение

Современная техника предъявляет новые требования к радиационной пирометрии: измерять температуру ниже 100 и выше 2500° С, измерять температуру объектов малых размеров и удаленных объектов. Эти задачи решаются отдельными организациями зачастую с помощью метрологических институтов. Градуировочная и поверочная аппаратура для пирометров, обеспечивающих эти измерения, также требует разработки.

Обширная область измерений, которую охватывает радиационная пирометрия, требует единства руководства и наблюдения, осуществляемого в последнее время ХГИМИП, который является главным метрологическим институтом в области радиационной пирометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поверочные схемы. Стандартгиз, М.—Л., 1960.
2. Аппаратура для градуировки и поверки радиационных пирометров до 2500°С. Информационный листок ИТ-5 ВНИИК. Группа измерения температуры. М.—Л., Стандартгиз, 1956.
3. Каяндер М. С. Излучатель с большим коэффициентом визирования для градуировки радиационных пирометров. «Измерительная техника», 1962, № 2.
4. Красавицкая Р. М. Аппаратура для градуировки и поверки радиационных пирометров до 3000°С. Информационный листок № 323 ИТ—30 ВНИИК. Группа измерения температуры. М., Стандартгиз, 1958.
5. Кандыба В. В. Установка для поверки радиационных пирометров. «Заводская лаборатория», 1954, № 2.
6. Каяндер М. С. Дифференциальная установка для сличения радиационных пирометров. «Измерительная техника», 1961, № 2.
7. Белоусова Г. В. и Каяндер М. С. Установка УРПД—2 для сличения телескопов радиационных пирометров. «Труды институтов Комитета», вып. 87 (147), М.—Л., Изд. стандартов, 1966.
8. Шпигельман Е. С. и Голуб А. М. Рационализация методики градуировки образцовых телескопов радиационных пирометров. «Измерительная техника», 1963, № 4.
9. Поверка приборов для температурных и тепловых измерений. Сборник инструкций, методических указаний и государственных стандартов. М.—Л., Изд. стандартов, 1965.
10. ГОСТ 12091—66. Группа П29. Телескопы пирометров полного излучения. Методы поверки. М.—Л., Изд. стандартов, 1966.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

К РАСЧЕТУ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОСУЩЕСТВЛЕНИИ ПОСТОЯННЫХ ТОЧЕК МПТШ

Международная практическая температурная шкала (МПТШ) основана на воспроизводимых температурах (постоянные точки), которым присвоены числовые значения, а также на интерполяционных уравнениях, устанавливающих соотношение между температурой и показаниями эталонированных термодатчиков. За исключением точки кипения кислорода, тройной точки и точки кипения воды постоянные точки МПТШ осуществляются при фазовых переходах (плавление, затвердевание) чистых металлов. Для плавления и затвердевания используют специальные термостаты, обеспечивающие необходимые условия эксперимента (скорости нагрева и охлаждения, градиенты температур в рабочем пространстве, чистоту образца металла и т. д.) [1].

В статье рассмотрены и приближенно рассчитаны тепловые потоки, продолжительности фазовых переходов и некоторые погрешности градуировки образцовых и эталонных термодатчиков в применяемых в настоящее время термостатных устройствах. При этом использованы новейшие данные о термостатах, материалах и размерах тиглей, эталонных термометрах и термодарах, применяемых во ВНИИМ и некоторых других организациях.

При осуществлении постоянных точек МПТШ, основанных на фазовых переходах чистых металлов, можно выделить следующие этапы изменения состояния образца металла:

- 1) нагрев образца до температуры плавления,
- 2) плавление,
- 3) перегрев жидкого металла,
- 4) выдержку при постоянной температуре,
- 5) охлаждение до температуры начала кристаллизации,
- 6) кристаллизацию,
- 7) охлаждение твердого образца.

Для термометрии достаточно рассмотреть два этапа:

- а) охлаждение до температуры начала кристаллизации,
- б) кристаллизацию.

Другие этапы играют второстепенную роль при осуществлении постоянных точек или их можно просто свести к указанным двум.

Для упрощения представления о сущности процессов, происходящих в термостате, допустим, что

- 1) температура внешней среды $t_{\text{вн}}$ постоянна во времени,
- 2) температура жидкого металла в один и тот же момент времени одинакова во всех точках, так как за счет конвекции металл перемешивается и теплопередача в нем резко возрастает.

При проверке последнего допущения в эксперименте с жидким оловом при температурах в термостате $240 + 500^\circ \text{C}$ и минимальном температурном градиенте, а также при постоянной температуре удавалось по истечении 20 мин достигнуть в жидком металле минимального перепада температуры.

При осуществлении постоянных точек МПТШ обычно предварительно выдерживают жидкий металл в термостате в течение времени, необходимого для стабилизации температуры $t_{\text{выд}}$ внутри тигля [2]. Охлаждение продолжается, очевидно, пока металл не изменит свою температуру от $t_{\text{выд}}$ до температуры кристаллизации $t_{\text{кр}}$, для чего резко снижают температуру в рабочем пространстве термостата до некоторой внешней температуры $t_{\text{вн}}$, меньшей $t_{\text{кр}}$ и поддерживают ее постоянной до полного затвердевания образца.

Найдем продолжительность периода охлаждения металла до начала процесса кристаллизации.

По закону Ньютона за время $d\tau$ образец теряет во внешнюю среду тепло

$$dQ = \alpha \theta_1 F d\tau, \quad (1)$$

где α — коэффициент теплоотдачи через сложную стенку от металла к внешней среде;

$\theta_1 = t_1 - t_{\text{вн}}$ — температура металла, отсчитанная от температуры внешней среды;

F — площадь поверхности охлаждения образца металла.

С другой стороны, теплосодержание жидкого металла за время $d\tau$ изменится на

$$dQ = -V\gamma c d\theta_1, \quad (2)$$

где V , γ и c — объем, плотность и удельная теплоемкость металла.

Из выражений (1) и (2) получим

$$\frac{d\theta_1}{\theta_1} = -\frac{F\alpha}{V\gamma c} d\tau. \quad (3)$$

Интегрируем выражение (3)

$$\int_{\theta_{\text{выд}}}^{\theta_{\text{кр}}} \frac{d\theta_1}{\theta_1} = -\int_0^{\tau} \frac{F\alpha}{V\gamma c} d\tau;$$

$$\ln \theta_1 \Big|_{\theta_{\text{выд}}}^{\theta_{\text{кр}}} = -\frac{F\alpha}{V\gamma c} \tau;$$

$$\ln \theta_{\text{кр}} - \ln \theta_{\text{выд}} = -\frac{F\alpha}{V\gamma c} \tau,$$

где

$$\theta_{\text{выд}} = t_{\text{выд}} - t_{\text{вн}},$$

$$\theta_{\text{кр}} = t_{\text{кр}} - t_{\text{вн}}.$$

Отсюда полное время охлаждения металла за первый этап изменения состояния образца равно

$$\tau = -\frac{V\gamma c}{F\alpha} \ln \frac{\theta_{\text{кр}}}{\theta_{\text{выд}}}. \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что вычислить τ возможно при достоверном значении коэффициента теплоотдачи α .

Кристаллизация образца металла в цилиндрическом графитовом тигле

Допустим следующее:

1. Температура всей массы жидкого металла постоянна и равна $t_{кр}$. Верность этого положения подтверждает опыт (температура затвердевания стабильна).

2. Распределение температуры по толщине затвердевшей части металла можно аппроксимировать линейной функцией. При этом нестационарно

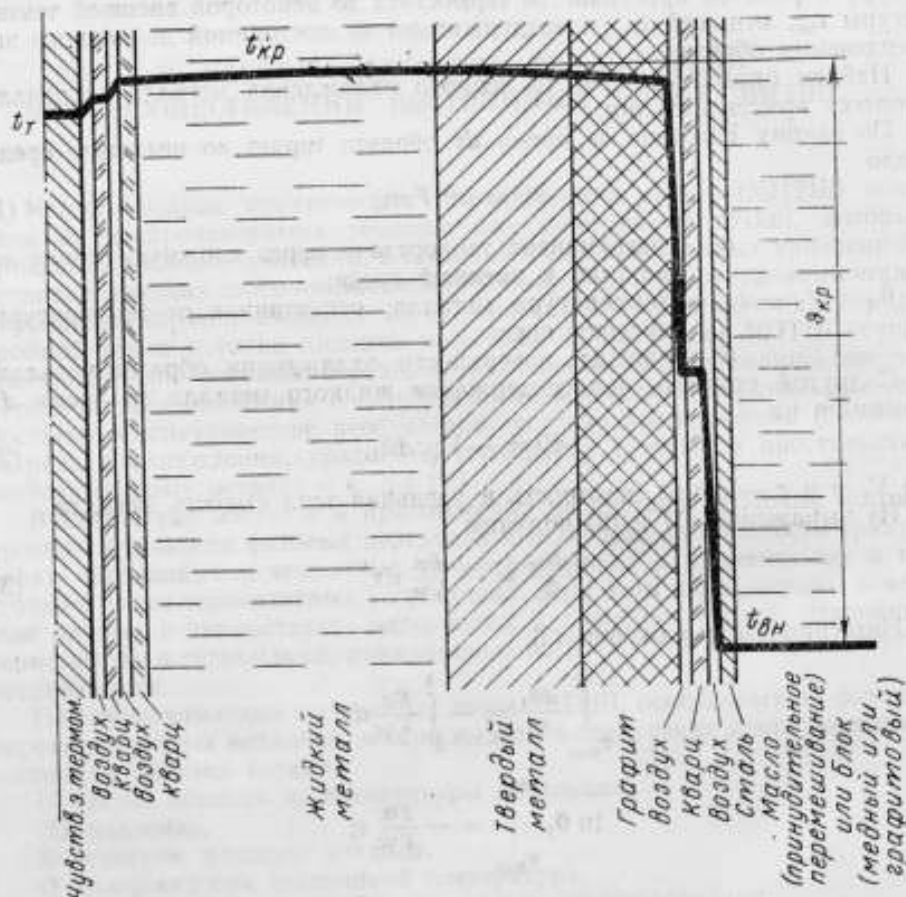


Рис. 1. Сложная стенка термостата.

нарностью этого процесса пренебрегаем (полагая, что перемещение фронта затвердевания происходит медленнее выравнивания температуры), считаем толщину слоя твердого металла малой по сравнению с диаметром цилиндра, а тепловой поток постоянным ввиду постоянства как $t_{кр} - t_{вн}$, так и теплового сопротивления цилиндрической сложной стенки внутри термостата, состоящей из слоев металла, графита, стекла (кварца), стали и воздуха.

В процессе затвердевания изменяется только толщина слоя твердого металла (рис. 1), тепловое сопротивление которого по крайней мере на порядок ниже теплового сопротивления сложной стенки, отделяющей его от рабочего пространства термостата. В основном тепловое сопротив-

ление определяется воздушными зазорами. Рассчитаем распределение температуры в затвердевшем слое металла, считая режим затвердевания близким к стационарному. Вычислим, например (рис. 2), отклонение от прямой для среднего слоя металла в момент окончания затвердевания. При этом оно будет максимально. Исходя из реальных условий осуществления постоянных точек МПТШ для олова, т. е. когда $t_{кр} \approx 232^\circ \text{C}$ и температура поверхности металла $t_n \approx 231^\circ \text{C}$ (учитывая, что $t_{кр} - t_n$ не превосходит 5 град), мы найдем, что слой металла будет иметь следующие радиусы:

- внутренний (наименьший — в конце процесса) $R_1 = 10 \text{ мм}$
- внешний $R_2 = 30 \text{ мм}$
- средний $R_c = 20 \text{ мм}$.



Рис. 2. Распределение температуры в цилиндрической стенке.

Распределение температуры по толщине цилиндрического слоя в стационарных условиях вычисляются по известной формуле

$$t_c = t_{кр} - \frac{t_{кр} - t_n}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \ln \frac{R_c}{R_1},$$

которая для среднего слоя дает $231,36^\circ \text{C}$, а по линейному закону она будет $231,5^\circ \text{C}$. Как видим, разность этих температур (0,14 град) достаточно мала.

Следует отметить, что нестационарность процесса, связанная с понижением температуры образца во времени, приводит к отклонению от линейности, имеющему противоположный знак, благодаря чему влияние указанных двух источников нелинейности распределения температуры в затвердевшем металле частично компенсируется. Аналогичные результаты могут быть получены и для других постоянных точек.

Следовательно, при постоянной и малой скорости затвердевания при осуществлении постоянных точек МПТШ и малом градиенте температуры в затвердевшем слое металла можно с достаточной точностью (около 10% от этого малого перепада в конце процесса) считать, что температура в нем изменяется по закону, близкому к линейному.

Примем следующий закон распределения температуры по толщине в затвердевшей части образца [3]:

$$t_1 = t_n + \frac{t_{кр} - t_n}{\xi} x,$$

где ξ — толщина слоя твердого металла;
 x — текущая координата.

Рассматривая рис. 3, на котором HFC — распределение температуры по сечению для момента τ и HGB — для момента $\tau + d\tau$, можно показать, что прямые FC и GE , выражающие распределение температуры в затвердевшем металле в моменты времени τ и $\tau + d\tau$, пересекаются в точке o с координатами $\rho = R + \frac{\lambda}{\alpha}$ и $\phi = 0$. При этом: $\rho = 0,3 +$

- R — радиус образца металла;
- λ — коэффициент теплопроводности твердого металла;
- α — коэффициент теплопередачи от поверхности твердого металла во внешнюю среду через слой изоляции (охватывает свойства изоляции).

За время $d\tau$ фронт кристаллизации, положение которого характеризуется координатой ξ , перемещается на $d\xi$, температура θ_n поверхности образца изменяется на $d\theta_n$ и с нее теряется в окружающую среду тепло

$$dQ = 2\pi R l \alpha \theta_n d\tau,$$

которое подходит к поверхности и складывается из тепла кристаллизации

$$dQ' = 2\pi (R - \xi) l d\xi \gamma r$$

и тепла, выделившегося в затвердевшем слое ξ за счет понижения его температуры:

$$dQ'' = 2\pi \left(R - \frac{\xi}{2} \right) \xi \gamma c d\theta_{cp}.$$

В этих выражениях:

- l — длина цилиндрического образца металла;
- r — удельная теплота фазового перехода;
- $d\theta_{cp}$ — среднее по объему понижение температуры в затвердевшей части образца.

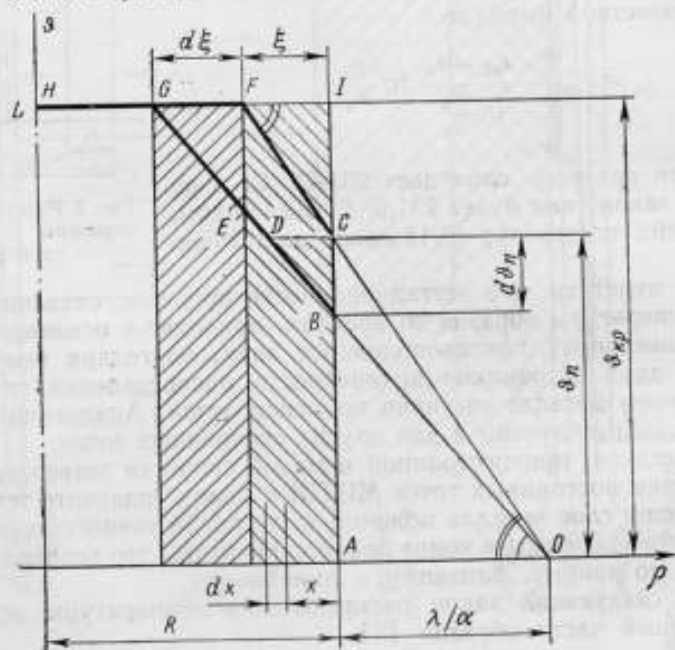


Рис. 3. К расчету затвердевания жидкого металла.

Подставим в уравнение теплового баланса

$$dQ = dQ' + dQ''$$

значения dQ , dQ' и dQ''

$$2\pi R l \alpha \theta_n d\tau = 2\pi (R - \xi) l d\xi \gamma r + 2\pi \left(R - \frac{\xi}{2} \right) \xi \gamma c l d\theta_{cp}$$

и после преобразования получим

$$R \alpha \theta_n d\tau = \gamma r (R - \xi) d\xi + c \gamma \xi \left(R - \frac{\xi}{2} \right) d\theta_{cp}. \quad (5)$$

Из подобия треугольников FIC и OAC (считая, что $IC = \theta_{np} - \theta_n$) имеем

$$\theta_n = \frac{\theta_{np}}{1 + \frac{\alpha}{\lambda} \xi}. \quad (6)$$

Изменение средней объемной температуры твердого металла $d\theta_{cp}$ можно вычислить по формуле

$$d\theta_{cp} = \frac{\int_0^{\xi} 2\pi(R-x) \left(CB + \frac{FE-CB}{\xi} x \right) l dx}{\int_0^{\xi} 2\pi(R-x) l dx} \quad (7)$$

Так как рассматриваемый нами случай кристаллизации образца металла характеризуется малым значением критерия Био (Bi) (далее будет показано, что при осуществлении постоянных точек МПТШ критерий $Bi \approx 0,1$), то величина λ/α достаточно велика и точка O удалена от поверхности образца. Поэтому будем приближенно считать, что $FE = CB = = d\theta_n$, и из выражения (7) получим $d\theta_{cp} = CB$, т. е.

$$d\theta_{cp} = d\theta_n$$

Из подобия треугольников GFE и OAB найдем $d\theta_n$. Из $\frac{FE}{AB} = \frac{GF}{AO}$ следует, что

$$FE = CB = d\theta_n = \frac{GF \cdot AB}{AO} = \frac{d\xi \cdot \theta_n \alpha}{\lambda} = \frac{\alpha \theta_{кр}}{\lambda \left(1 + \frac{\alpha}{\lambda} \xi \right)} d\xi$$

Таким образом

$$d\theta_{cp} = \frac{\alpha \theta_{кр}}{\lambda \left(1 + \frac{\alpha}{\lambda} \xi \right)} d\xi \quad (8)$$

Из выражений (5), (6) и (8) окончательно получим уравнение теплового баланса

$$R\alpha \frac{\theta_{кр}}{1 + \frac{\alpha}{\lambda} \xi} d\tau = \gamma r (R - \xi) d\xi + c\gamma \xi \left(R - \frac{\xi}{2} \right) \frac{\alpha \theta_{кр} d\xi}{\lambda \left(1 + \frac{\alpha}{\lambda} \xi \right)} \quad (9)$$

или

$$R\alpha \theta_{кр} d\tau = \gamma r (R - \xi) \left(1 + \frac{\alpha}{\lambda} \xi \right) d\xi + c\gamma \alpha \theta_{кр} \xi \left(R - \frac{\xi}{2r} \right) \frac{d\xi}{\lambda} \quad (9a)$$

Решение уравнения (9a) при начальных условиях $\tau = 0$; $\xi = 0$ дает

$$\frac{\alpha \theta_{кр} \tau}{R\gamma r} = \frac{\xi}{R} + \frac{\xi^2}{2R^2} \left[\frac{\alpha}{\lambda} R \left(1 + \frac{c\theta_{кр}}{r} \right) - 1 \right] - \frac{\alpha \xi^3}{3R^2 \lambda} \left(1 + \frac{c\theta_{кр}}{2r} \right) \quad (10)$$

Полное время τ процесса затвердевания можно определить из уравнения (10) при равенстве значений ξ и R . Из решения его следует, что так же, как и при расчете первого этапа охлаждения образца металла, вычислить τ возможно при достоверной величине коэффициента теплоотдачи α .

Вычисление коэффициента теплоотдачи от поверхности образца металла

Как следует из рис. 1, теплоотдача от жидкого металла во внешнюю среду происходит через сложную стенку, состоящую из слоев твердого металла, графита, стекла или кварца, воздуха и стали.

Коэффициент теплоотдачи в нашем случае вычислим по известной формуле

$$\alpha = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_m} + \frac{\delta_m}{\lambda_m} + \frac{\delta_r}{\lambda_r} + \frac{\delta_c}{\lambda_c} + \frac{\delta_{\text{эф. в}}}{\lambda_{\text{эф. в}}} + \frac{\delta_{\text{ст}}}{\lambda_{\text{ст}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{вн}}}}$$

Здесь α_m — коэффициент теплоотдачи от жидкого металла к твердому;
 $\alpha_{ст}$ — то же, стальной гильзы к внешней среде;
 $\delta_m, \delta_r, \delta_c, \delta_n, \delta_{ст}$ — толщина прослоек металла, графита, стекла или кварца, воздуха и стали;
 $\lambda_m, \lambda_r, \lambda_c, \lambda_{ст}$ — коэффициенты теплопроводности тех же материалов;
 $\lambda_{эф. в}$ — эффективный коэффициент теплопроводности воздушной прослойки.

Коэффициент $\lambda_{эф. в}$ (с учетом лучеиспускания) вычислим по формуле

$$\lambda_{эф. в} = \epsilon_k \lambda_n + \alpha_n \delta_n,$$

где $\epsilon_k, \lambda_n, \alpha_n$ — коэффициенты конвекции, теплопроводности воздуха и теплоотдачи соответственно.

В связи с тем, что воздушные прослойки в рассматриваемом нами случае составляют 0,1 ÷ 0,5 мм, по толщине конвекции практически нет, и можно принять $\epsilon_k = 1$ [4].

Коэффициент α_n вычислим по известной формуле (Теминского)

$$\alpha_n = \epsilon C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где $C_0 = 4,9$ ккал/м²·ч·град — коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела;

T_1 и T_2 — абсолютные температуры внутренних поверхностей воздушной прослойки;

ϵ — приведенный относительный коэффициент лучеиспускания системы

$$\epsilon = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)};$$

F_1 и F_2 — площади поверхностей воздушной прослойки, участвующие в теплообмене лучеиспусканием.

В нашем случае $\frac{F_1}{F_2} \approx 1$, поэтому будем считать

$$\epsilon = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1};$$

ϵ_1 и ϵ_2 — степени черноты поверхностей, участвующих в теплообмене лучеиспусканием.

Используя приведенные формулы и задавая значения физических и геометрических параметров термостатов и тиглей для осуществления постоянных точек МПТШ, можно рассчитать значения α и полного времени τ затвердевания образца металла. Результаты этих вычислений сведены в табл. 1. Для сравнения в ней указаны значения продолжительности кристаллизации образцов металлов при реальном осуществлении постоянных точек МПТШ. Как видно из сравнения, эти значения на 10 ÷ 20% меньше вычисленных. Такие результаты объясняются двумя причинами:

а) в эксперименте трудно осуществить во времени резкий переход от $t_{под}$ в термостате к температуре $t_{ст}$;

б) термopриемник в пробирке (термопара, термометр) имеет радиус от 3 до 10 мм и расположен по оси тигля. Следовательно, в реальных условиях затвердевание заканчивается не в момент смыкания фронта кристаллизации на оси тигля, а несколько раньше — при достижении им поверхности пробирки с термopриемником.

Таблица 1

Постоянная точка	Вычислено					τ, ч (эксперимент)
	$\alpha_{д'}$	$\lambda_{эф'}$	$\alpha_{ккал}$	Bi	τ, ч	
	$\frac{ккал}{м^2 \cdot ч \cdot град}$	$\frac{ккал}{м \cdot ч \cdot град}$	$\frac{ккал}{м^2 \cdot ч \cdot град}$			
Индий	15	0,036	115	0,16	1,30	1,10
Олово	37	0,040	130	0,07	2,30	2,10
Кадмий	65	0,050	165	0,06	2,04	1,80
Цинк	90	0,060	200	0,06	1,27	1,10
Сурьма	180	0,085	285	0,14	0,84	0,60
Серебро	800	0,270	900	0,08	0,40	0,40
Золото	1000	0,300	1000	0,11	0,50	0,40

Примечание. Вычислено при $\theta_{кр} = 5$ град.

Следует отметить, что принятые раньше допущения о пренебрежении градиентами температуры в жидком металле и линейном распределении температуры в твердом металле вносят, как было показано, меньшие погрешности, чем погрешности, определяемые не мгновенным переходом в эксперименте от $t_{выд}$ к $t_{ва}$. При расчете не учтены также отклонения форм тиглей и деталей оболочек от идеальных геометрических, что может иметь определенное значение при рассмотрении некоторых аспектов теплового процесса.

Необходимо указать, кроме того, что все сказанное до сих пор справедливо как при затвердевании, так и при плавлении металла (при этом, естественно, некоторые основные тепловые потоки меняют знак).

Искажения температурного поля, вносимые термодатчиком

В работе [5] указано, что за счет отвода тепла по пробирке и термодатчику в тигле при затвердевании образуется второй фронт кристаллизации, движущийся от оси тигля к периферии. Известный эксперимент с быстрым сливанием жидкого металла из тигля в середине площадки затвердевания подтверждает, что такой фронт действительно имеется, однако вследствие малого отвода тепла по термодатчику по сравнению с отводом его с поверхности образца скорость движения этого фронта пренебрежимо мала.

Рассмотрим распределение температуры по оси термодатчика при осуществлении постоянных точек МПТШ (рис. 4). Очевидно, что температура термодатчика внутри металла соответствует (близка) температуре кристаллизации $t_{кр}$, а затем по мере удаления вверх от поверхности металла монотонно падает, достигая $t_{ва}$ на некотором расстоянии δ от

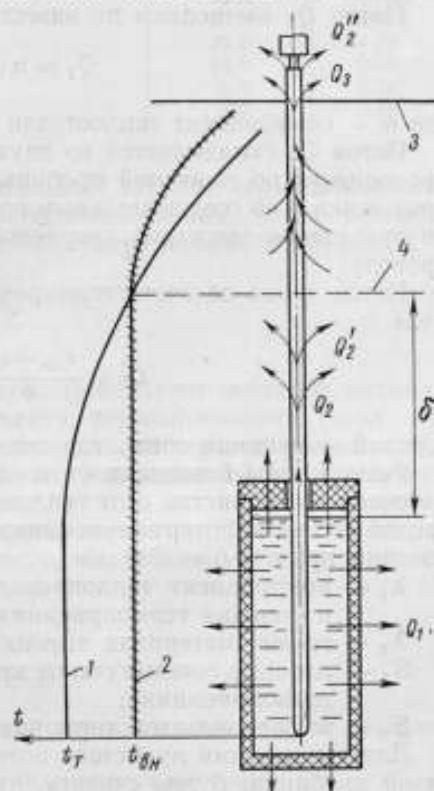


Рис. 4. Распределение температуры по оси термодатчика.

1 — изменение температуры по длине термодатчика; 2 — то же по высоте термостата; 3 — крышка термостата; 4 — граница изменения направления теплового потока.

поверхности металла. Так как температура в стержне термодатчика на расстоянии δ равна температуре рабочего пространства $t_{\text{ра}}$, то теплового потока между термодатчиком и внешней средой здесь нет.

В верхней части термодатчика температура понижается значительно резко и в нем опять появляется тепловой поток, направленный в окружающее пространство (при этом следует отметить, что в этой части термодатчика тепло подводится исключительно с его боковой поверхности).

Рассмотрим тепловые потоки в термодатчике более подробно.

Пусть имеем потоки тепла: Q_1 — от поверхности образца во внешнюю среду и Q_2 и Q_3 — по стержню датчика, причем Q_2 — из затвердевающего металла и Q_3 — в окружающее пространство из верхней части термодатчика (нерабочего пространства).

Поток Q_3 непосредственно не влияет на температуру чувствительного элемента термодатчика и интересен только тем, что в отличие от потоков Q_1 и Q_2 , не меняет свой знак при переходе от затвердевания к плавлению.

Поток Q_1 вычисляем по известной формуле

$$Q_1 = \alpha(t_{\text{кр}} - t_{\text{ва}})F,$$

где α — коэффициент теплоотдачи от поверхности металла (табл. 1).

Поток Q_2 складывается из двух потоков: потока тепла за счет теплопроводности по защитной пробирке термодатчика, по стержню термодатчика и по соединительным проводам и потока энергии, проходящего внутри стенок защитной кварцевой пробирки, как по трубчатому светопроводу.

Поток тепла за счет теплопроводности вычисляем по известной формуле

$$Q_2' = \frac{t_{\text{кр}} - t_{\text{ва}}}{\delta} (\lambda_1 S_1 + \lambda_2 S_2).$$

Здесь δ — граница зоны, где существует поток Q_2' (рис. 4).

Размер зоны δ зависит от температурного поля в термодатчике вблизи рабочего пространства и от тепловой изоляции между термостатирующей средой и трубкой термодатчика. Для дальнейших расчетов ориентировочно примем $\delta = 200$ мм;

λ_1 — коэффициент теплопроводности материала защитной пробирки и стержня термодатчика;

λ_2 — то же, материала выводных проводников;

S_1 — площадь сечения стенок защитной (охранной) пробирки и стержня термодатчика;

S_2 — то же, выводов термодатчика.

Для вычисления лучистого потока, проходящего внутри стенок кварцевой пробирки, будем считать, что светопровод идеальный и что излучение, исходящее из тигля и проникающее в стенки пробирки, соответствует по свойствам излучению абсолютно черного тела.

Тогда энергию, отводимую по пробирке, как по светопроводу, вычислим по формуле

$$Q_2'' = \sigma T^4 S,$$

где σ — постоянная закона Стефана—Больцмана;

S — площадь поперечного сечения светопровода (кварцевой пробирки);

T — температура постоянной точки.

По приведенным формулам были вычислены потоки Q_1 и Q_2 для различных постоянных точек МПТШ. Результаты вычислений сведены в табл. 2. Сравнение потоков в различных постоянных точках показывает, что во всех случаях поток с поверхности образца в десятки раз превосходит поток по термоприемнику и защитной пробирке. Следовательно, фронт кристаллизации, возникающий в тигле вследствие наличия потока Q_2 , не играет сколько-нибудь заметной роли в процессе кристаллизации при осуществлении постоянных точек МПТШ.

Таблица 2

Постоянная точка	Отвод тепла с поверхности образца металла Q_1 , ккал/ч	Суммарный (максимальный) отвод тепла по защитной трубке (кварц) и стержню термоприемника Q_2 , ккал/ч
Индий	17,3	0,012
Олово	19,6	0,012
Кадмий	25,0	0,012
Цинк	30,0	0,25
Сурьма	44,0	0,66
Серебро	270	2,26
Золото	300	3,46

Погрешности, возникающие в результате отвода тепла по термоприемнику

Следует отметить, что поток Q_2 приводит к появлению погрешности в значениях температуры, которую принимает чувствительный элемент термоприемника. Весь поток Q_2 проникает в стержень термоприемника через боковую поверхность защитной трубки на ее длине, погруженной в металл:

$$Q_2 = \frac{2\pi a l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} (t_{кр} - t_r), \quad (11)$$

где a — коэффициент теплопередачи (рис. 1) от жидкого металла к чувствительному элементу термоприемника (табл. 1);
 l — длина погруженной в металл части термоприемника;
 r_2 и r_1 — внутренний и наружный радиусы защитной оболочки термоприемника;
 t_r — температура чувствительного элемента термоприемника.

Из формулы (11) найдем погрешность, возникающую в результате отвода тепла по термоприемнику:

$$t_{кр} - t_r = \frac{Q_2 \ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi a l}.$$

Расчеты по этой формуле для различных постоянных точек дали следующее:

Постоянная точка	Погрешность в результате отвода тепла по термоприемнику, град
Индий	0,000097
Олово	0,000086
Кадмий	0,000068
Цинк	0,00116
Сурьма	0,00214
Серебро	0,00234
Золото	0,00322

Из этих данных видно, что погрешность резко возрастает при температуре выше 400°C , достигая $0,001 \div 0,003$ град. Это объясняется лучшим отводом тепла по стенкам кварцевых защитных пробирок (при тем-

пературе ниже 400°C кварц для теплового излучения становится мало-прозрачен). Применяв защитные пробирки из других материалов (фарфор, графит), можно значительно уменьшить погрешности от отвода тепла по термодатчику (в этом случае лучистый отвод полностью исключается).

В принципе возможно полностью исключить погрешность от отвода тепла по термодатчику. При этом, очевидно, теплопроводность материала термодатчика не должна превосходить теплопроводности вещества термостата на соответствующих уровнях по высоте. В этом случае теплообмен между металлом и внешней средой будет происходить только за счет теплового потока Q_1 , потоков Q_2 и Q_3 не будет, а кривая 1 изменения температуры по длине приемника совпадет с кривой 2 изменения ее по высоте термостата, начиная с точки, где термодатчик выходит из металла (рис. 4).

Для возможного приближения к указанному идеальному случаю в практических работах можно рекомендовать:

- 1) уменьшать диаметры термодатчика и защитной пробирки,
- 2) применять теплоизоляцию над тиглем с теплопроводностью, близкой к теплопроводности материала термостата на соответствующем уровне по высоте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф а я н с А. Х. Термостаты для осуществления постоянных точек МПТШ. «Труды институтов Комитета», вып. 84 (144). М.—Л., Изд-во стандартов, 1966.
2. Ф а я н с А. Х. Точки затвердевания кадмия и олова как постоянные точки МПТШ. «Труды институтов Комитета», вып. 87 (147). М.—Л., Изд-во стандартов, 1966.
3. Вейник А. И., Гухман А. А. Анализ условий теплового взаимодействия отливки и формы. ЖТФ, т. XXI, 1951.
4. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М.—Л., Госинергоиздат, 1947.
5. Гордов А. Н. Применение теории теплообмена к исследованию условий осуществления постоянных точек. «Измерительная техника», 1965, № 7.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ НАГРЕВА
СТЕНОК ПОЛОСТИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ
НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЕЙ ЧЕРНОГО ТЕЛА

Теория диффузных изотермических полостей моделей черного тела в настоящее время достаточно хорошо разработана. Точно вычислены коэффициенты излучения моделей для некоторых простейших конфигураций полостей: цилиндра, шара, конуса. Для цилиндра вычислен как коэффициент излучения дна, так и полусферический его коэффициент методом интегральных уравнений. Для шара это решение вообще не представляет труда [1]. Однако вследствие того, что полости практически неизотермичны, возникает вопрос, какие поправки надо вводить в расчетный коэффициент излучения моделей как для интегрального излучения, так и для излучения в узком спектральном диапазоне.

В статье предложен метод расчета для шара и цилиндра, когда в поле зрения приемника излучения или оптической системы попадает только задняя стенка (в случае шара) или дно (в случае цилиндра). При этом возникает вопрос: температуру какого участка полости считать определяющей температурой излучения? Не вдаваясь в детали этой проблемы, в статье относим все расчеты к температуре задней стенки полости, визируемой измерительной оптической системой.

Рассмотрим для примера цилиндр. Если бы боковая стенка цилиндра имела ту же температуру, что и дно, то энергию излучения дна можно было представить в виде

$$\epsilon_s \sigma T_d^4,$$

где ϵ_s — расчетный коэффициент излучения дна для изотермической полости;

σ — постоянная интегрального излучения.

Вследствие различия температур боковых стенок и дна цилиндра энергия, излучаемая дном, будет меньше, либо больше на ΔW , чем в случае изотермической полости.

После формального преобразования получим

$$\epsilon_s \sigma T_d^4 - \Delta W = \epsilon'_s \sigma T_d^4,$$

где ϵ'_s — расчетный коэффициент излучения дна цилиндра для неизотермической полости.

Вычислим поправку $\Delta \epsilon = \epsilon_s - \epsilon'_s$ к коэффициенту излучения полости, учитывающую ее неизотермичность.

Каждая модель имеет свое распределение температуры по стенкам полости (от задней стенки до отверстия), которое зависит от ее конструкции, наличия дополнительных нагревателей и т. д. Однако некоторые общие закономерности можно выявить. Так, например, для цилиндра типичные температурные кривые показаны на рис. 1. При этом вычисленная поправка будет максимальной для линейного закона изменения температуры от задней стенки до отверстия. Такой предельный случай представляет практический интерес и рассмотрен в настоящей статье.

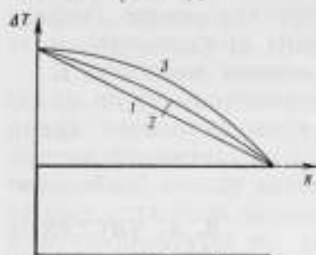


Рис. 1.

Поправка для коэффициента излучения шаровой модели черного тела при неравномерном нагреве стенок полости

Рассмотрим излучение участка сферической полости с координатой $\theta = -\frac{\pi}{2}$ (рис. 2). Температура на поверхности сферы распределена по закону

$$T_{\theta} = T_0 - \frac{1 + \sin \theta}{1 + \sqrt{1 - k^2}} a, \quad (1)$$

где T_0 — температура указанного участка полости;
 k — отношение диаметра сферы к диаметру отверстия;
 a — разность температур задней стенки шара и участка стенки у отверстия ($\theta = \arccos k^{-1}$).

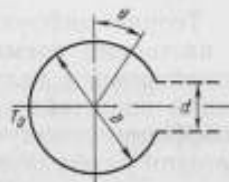


Рис. 2.

Если температура на поверхности полости распределена по некоторому закону (например, (1)), то яркость B участка полости с координатой $\theta = -\frac{\pi}{2}$ будет [1]

$$B\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) = B_0\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) + (1 - \epsilon) \iint_{(S)} B_0(\theta) K dS + \\ + (1 - \epsilon)^2 \iint_{(S)} K \left(\iint_{(S)} B_0(\theta) K dS \right) dS + \dots, \quad (2)$$

где $B_0(\theta)$ — собственная яркость участка полости с координатой θ ;
 S — поверхность сферической полости;
 ϵ — коэффициент излучения материала полости;
 K — коэффициент облученности [1];

второй и третий члены в правой части уравнения — дополнительная яркость участка полости с координатой $\theta = -\frac{\pi}{2}$ за счет однократных и двукратных отражений от него излучения других участков соответственно.

Уменьшение яркости участка неравномерно нагретой полости ($\theta = -\frac{\pi}{2}$) за счет уменьшения дополнительного излучения от других участков полости по сравнению со случаем равномерно нагретой полости при $T(\theta) < T\left(-\frac{\pi}{2}\right)$ будет:

$$\Delta B\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) = (1 - \epsilon) \iint_{(S)} \Delta B_0(\theta) K dS + (1 - \epsilon)^2 \iint_{(S)} K \times \\ \times \left(\iint_{(S)} \Delta B_0(\theta) K dS \right) dS + \dots, \quad (3)$$

где

$$\Delta B_0(\theta) = B_0\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) - B_0(\theta).$$

Уменьшение коэффициента излучения участка $\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right)$ неравномерно нагретой полости по сравнению с коэффициентом излучения для равномерно нагретой полости при $T(\theta) < T\left(-\frac{\pi}{2}\right)$ составит

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) &= (1 - \epsilon) \int \int_{(S)} \frac{\Delta B_0(\theta)}{B_{\text{чт}}(T_0)} K dS + (1 - \epsilon)^2 \times \\ &\times \int \int_{(S)} K \left(\int \int_{(S)} \frac{\Delta B_0(\theta)}{B_{\text{чт}}(T_0)} K dS \right) dS + \dots, \end{aligned} \quad (4)$$

где $B_{\text{чт}}(T_0)$ — яркость черного тела с температурой T_0 .

Уравнение (4) справедливо для любого спектрального интервала длин волн, т. е.

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon_\lambda\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) &= (1 - \epsilon_\lambda) \int \int_{(S)} \frac{\Delta B_{0\lambda}(\theta)}{B_{\lambda\text{чт}}(T_0)} K dS + \\ &+ (1 - \epsilon_\lambda)^2 \int \int_{(S)} K \left(\int \int_{(S)} \frac{\Delta B_{0\lambda}(\theta)}{B_{\lambda\text{чт}}(T_0)} K dS \right) dS + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

Для сферы

$$K = \frac{1}{S_{\text{сф}}},$$

где $S_{\text{сф}}$ — полная поверхность сферы без отверстия.

Подставив это выражение в (5), получим

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon_\lambda &= (1 - \epsilon_\lambda) \int \int_{(S)} \frac{\Delta B_{0\lambda}(\theta)}{B_{\lambda\text{чт}}(T_0)} \cdot \frac{dS}{S_{\text{сф}}} \left[1 + (1 - \epsilon_\lambda) \frac{S}{S_{\text{сф}}} + (1 - \epsilon_\lambda)^2 \frac{S^2}{S_{\text{сф}}^2} + \dots \right] = \\ &= (1 - \epsilon_\lambda) \cdot \epsilon_\lambda \frac{1}{1 - \frac{S}{S_{\text{сф}}}(1 - \epsilon_\lambda)} \int \int_{(S)} \frac{\Delta B_{0\lambda\text{чт}}(\theta)}{B_{\lambda\text{чт}}(T_0)} \cdot \frac{dS}{S_{\text{сф}}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Легко показать, что

$$\frac{S}{S_{\text{сф}}} = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 - k^2}).$$

Так как для сферы $dS = 2\pi R^2 \cos \theta d\theta$, то подставив в уравнение (6) вместо $\Delta B_{0\lambda\text{чт}}(\theta)$ и $B_{\lambda\text{чт}}(T_0)$ их выражения по формуле Планка, получим

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon_\lambda &= \frac{(1 - \epsilon_\lambda) \epsilon_\lambda}{1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon_\lambda) (1 + \sqrt{1 - k^2})} \cdot \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\arccos k^{-1}} \left(\frac{e^{c_2/\lambda T_0} - 1}{e^{c_2/\lambda T_\theta} - 1} - 1 \right) \times \\ &\times \cos \theta d\theta. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставив в уравнение (7) выражение (1), можно записать

$$\Delta \varepsilon_\lambda = \frac{(1 - \varepsilon_\lambda) \varepsilon_\lambda}{1 - \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_\lambda) (1 + \sqrt{1 - k^{-2}})} \cdot \frac{1}{2} \times$$

$$\times \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\arccos k^{-1}} \left[\frac{\frac{c_\lambda}{\lambda} \left(T_0 - \frac{1 + \sin \theta}{1 + \sqrt{1 - k^{-2}}} a \right)}{e^{\frac{c_\lambda}{\lambda T_0}} - 1} - 1 \right] \cos \theta d\theta. \quad (8)$$

Обозначив выражение в квадратных скобках под интегралом в уравнении (8) через ΔF , для малых перепадов температур по стенкам полости можем принять

$$\Delta F = \frac{dF}{dT} \Big|_{T=T_0} \cdot \Delta T(\theta), \quad (9)$$

где

$$F = \frac{e^{\frac{c_\lambda}{\lambda T_0}} - 1}{e^{\frac{c_\lambda}{\lambda T_\theta}} - 1}.$$

После преобразования уравнения (8) с учетом (9) и соответствующих сокращений

$$\Delta \varepsilon_\lambda = -\varepsilon_\lambda (1 - \varepsilon_\lambda) \frac{c_\lambda e^{\frac{c_\lambda}{\lambda T_0}} \cdot \frac{a}{2}}{\lambda T_0^2 (e^{\frac{c_\lambda}{\lambda T_0}} - 1)} \times$$

$$\times \frac{\left(1 + \sqrt{1 - k^{-2}} - \frac{1}{2k^2} \right) \left(\frac{1}{1 + \sqrt{1 - k^{-2}}} \right)}{\left[1 - \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_\lambda) (1 + \sqrt{1 - k^{-2}}) \right]}. \quad (10)$$

Чтобы вычислить поправку к интегральному коэффициенту излучения аналогично преобразуем уравнение (4), только вместо выражений для ΔB и $B_{\text{ст}}$ по формуле Планка подставим их выражения по формуле Стефана—Больцмана

$$\Delta \varepsilon = \frac{(1 - \varepsilon) \varepsilon}{1 - \frac{1}{2} (1 - \varepsilon) (1 + \sqrt{1 - k^{-2}})} \cdot \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\arccos k^{-1}} \left[\frac{\left(T_0 - \frac{1 + \sin \theta}{1 + \sqrt{1 - k^{-2}}} a \right)^4}{T_0^4} - 1 \right] \times$$

$$\times \cos \theta d\theta. \quad (11)$$

Проделав аналогичные вычисления, из выражения (11) получим упрощенную формулу для поправки к интегральным коэффициентам излучения, справедливую также для малых перепадов температур вдоль полости

$$\Delta \varepsilon = -\frac{(1 - \varepsilon) \varepsilon \cdot 2a}{1 - \frac{1}{2} (1 - \varepsilon) (1 + \sqrt{1 - k^{-2}})} \cdot \frac{1 + \sqrt{1 - k^{-2}} - \frac{1}{2} k^{-2}}{T_0 (1 + \sqrt{1 - k^{-2}})}. \quad (12)$$

В табл. 1 и 2 приведены результаты расчетов $\Delta \varepsilon$ с точностью $\pm 0,005$ по формулам (10) и (12) при разных параметрах: T_0 , λ , a/T_0 и ε .

Таблица 1

Поправка $\Delta \epsilon$ к спектральному коэффициенту излучения шара, учитывающая неизотермичность полости ($K = 3,4$ или 5)

Длина волны λ , мкм	Температура T , участка полости у задней стенки шара, °K									
	300°		600°		900°		1300°		1500°	
	1	4	1	4	1	4	1	4	1	4

При $\epsilon = 0,5$

1	0,12	0,30	0,06	0,19	0,04	0,14	0,03	0,11	0,02	0,09
2	06	19	03	11	02	07	02	06	01	05
3	04	13	02	07	01	05	01	04	01	03
4	03	10	01	05	01	04	01	03	01	03
5	02	08	01	04	01	03	01	03	01	02
6	02	07	01	04	01	03	01	02	01	02
7	02	06	01	03	01	02	01	02	00	02
8	01	05	01	03	01	02	01	02	00	02
9	01	05	01	03	01	02	00	02	00	01
10	01	04	01	02	01	02	00	02	00	01
11	01	04	01	02	00	02	00	02	00	01
12	01	04	01	02	00	02	00	01	00	01
13	01	03	01	02	00	02	00	01	00	01
14	01	03	01	02	00	02	00	01	00	01
15	01	03	01	02	00	01	00	01	00	01

При $\epsilon = 0,6$

1	0,08	0,24	0,04	0,15	0,03	0,01	0,02	0,08	0,02	0,07
2	04	15	02	09	02	06	01	05	01	04
3	03	11	02	06	01	04	01	03	01	02
4	02	08	01	04	01	03	01	02	01	02
5	02	07	01	04	01	03	01	02	00	02
6	01	06	01	03	01	02	00	02	00	01
7	01	05	01	03	01	02	00	02	00	01
8	01	04	01	02	00	02	00	01	00	01
9	01	04	01	02	00	02	00	01	00	01
10	01	04	01	02	00	01	00	01	00	01
11	01	03	01	02	00	01	00	01	00	01
12	01	03	00	02	00	01	00	01	00	01
13	01	03	00	02	00	01	00	01	00	01
14	01	03	00	02	00	01	00	01	00	01
15	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01

При $\epsilon = 0,7$

1	0,06	0,18	0,05	0,11	0,02	0,08	0,02	0,06	0,01	0,05
2	03	11	02	06	01	04	01	03	01	03
3	02	08	01	04	01	03	01	02	01	02
4	02	06	01	03	01	02	00	02	00	01
5	01	05	01	03	01	02	00	01	00	01
6	01	04	01	02	00	02	00	01	00	01
7	01	04	01	02	00	01	00	01	00	01
8	01	03	00	02	00	01	00	01	00	01
9	01	03	00	02	00	01	00	01	00	01
10	01	03	00	01	00	01	00	01	00	01
11	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01
12	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01
13	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01
14	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01
15	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01

Длина волны λ , мкм	Температура T_a участка полости у задней стенки шара, °К									
	300°		600°		900°		1200°		1500°	
	1	4	1	4	1	4	1	4	1	4
При $\varepsilon = 0,8$										
1	0,04	0,12	0,02	0,07	0,01	0,05	0,01	0,04	0,01	0,03
2	02	07	01	04	01	03	01	02	01	02
3	01	05	01	03	01	02	00	01	00	01
4	01	04	01	02	00	01	00	01	00	01
5	01	03	01	02	00	01	00	01	00	01
6	01	03	00	01	00	01	00	01	00	01
7	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01
8	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01
9	01	02	00	01	00	01	00	01	00	01
10	00	02	00	01	00	01	00	01	00	01
11	00	02	00	01	00	01	00	01	00	01
12	00	01	00	01	00	01	00	01	00	01
13	00	01	00	01	00	01	00	01	00	00
14	00	01	00	01	00	01	00	01	00	00
15	00	01	00	01	00	01	00	01	00	00
При $\varepsilon = 0,9$										
1	0,02	0,06	0,01	0,04	0,01	0,03	0,01	0,02	0,00	0,02
2	01	04	01	02	00	01	00	01	00	01
3	01	03	00	01	00	01	00	01	00	01
4	01	02	00	01	00	01	00	01	00	00
5	01	02	00	01	00	01	00	01		
6	00	01	00	01	00	00	00	00		
7	00	01	00	01						
8	00	01	00	01						
9	00	01	00	01						
10	00	01	00	00						
11	00	01								
12	00	01								
13	00	01								
14	00	01								
15	00	01								

Примечание. В таблице 1 и 4 — отношение a/T_a , выраженное в процентах.

Поправка для коэффициента излучения дна цилиндрической полости при неравномерном нагреве ее стенок

Рассмотрим излучение дна цилиндрической полости при температуре T_{0r} , когда температура по образующей цилиндра распределена по закону (рис. 3)

Таблица 2

Поправка $\Delta\varepsilon$ к интегральному коэффициенту излучения шара, учитывающая неизотермичность полости ($k = 3,4$ или 5)

Коэффициент излучения материала полости, ε	Поправка $\Delta\varepsilon$ при $\frac{a}{T_0}$, %	
	1	4
0,5	0,01	0,04
0,6	0,01	0,03
0,7	0,01	0,02
0,8	0,00	0,02
0,9	0,00	0,01

$$T_x = T_0 - \frac{ax'}{k}, \quad (13)$$

где $x' = \frac{x}{D}$; $k = \frac{L}{D}$;

L и D — длина и диаметр цилиндра.

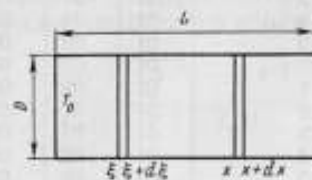


Рис. 3.

При выводе формулы для поправки к коэффициенту излучения цилиндрической полости при неравномерном нагреве ее стенок будем исходить из общей теории неравномерно нагретых полостей любой формы с любыми оптическими свойствами материала. В этом случае уменьшение яркости ΔB какого-либо элемента $d\sigma$ такой полости вследствие уменьшения дополнительного излучения от других участков полости по сравнению со случаем равномерно нагретой полости будет [2]

$$\Delta B = \int r_{\sigma}^{Sn} \Delta B_S \frac{d\Omega_{\sigma}^S}{\pi} + \frac{\rho^2}{\epsilon m S_{отн}} \sum_m \frac{\Delta \Omega_{\sigma}^m}{\pi} \int \Delta B_S dS, \quad (14)$$

где ΔB_S — уменьшение собственной яркости элемента полости dS вследствие того, что температура этого участка полости ниже температуры элемента $d\sigma$;
 ρ — коэффициент отражения материала полости;
 r_{σ}^{Sn} — коэффициент яркости элемента полости $d\sigma$;
 m — число отверстий в полости;
 $d\Omega_{\sigma}^S$ и $\Delta \Omega_{\sigma}^m$ — телесные углы, под которыми с площадки $d\sigma$ полости видны площадка dS и отверстие полости соответственно;
 $S_{отн}$ — площадь отверстия в полости.

В дальнейшем будем называть: ΔB — неравновесной яркостью рассматриваемого участка полости (для цилиндра — дно) и ΔB_S — неравновесной яркостью элемента полости dS .

Коэффициент r_{σ}^{Sn} определяет отношение яркости площадки $d\sigma$ в направлении отверстия Δn , возникающей за счет отражения от нее радиации от элемента dS , к такой же яркости площадки $d\sigma$, если бы она была идеально диффузной и имела коэффициент отражения, равный единице. В отличие от коэффициента отражения r_{σ}^{Sn} может быть как больше, так и меньше единицы. Для диффузных полостей r_{σ}^{Sn} равен коэффициенту отражения ρ .

Для диффузной полости, имеющей одно отверстие, уравнение (14) примет вид

$$\Delta B = \frac{(1-\epsilon)}{\pi} \int \Delta B_S d\Omega_{\sigma}^S + \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon} \cdot \frac{\Delta \Omega_{\sigma}^m}{S_{отн} \pi} \int \Delta B_S dS. \quad (15)$$

Первый член в правой части уравнения (15) — неравновесная яркость элемента полости $d\sigma$ за счет однократных отражений радиации от других участков полости, второй член учитывает все последующие отражения.

Так как выражение (15) справедливо для полостей любой формы, применим его для цилиндра. Тогда первый член в правой части уравнения (15) можно записать так:

$$\begin{aligned} \frac{(1-\epsilon)}{\pi} \int \Delta B_S d\Omega_{\sigma}^S &= - (1-\epsilon) \int_0^L \Delta B(x) dK_{R-x} = \\ &= - (1-\epsilon) \int_0^L \Delta B(x) \frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx, \end{aligned} \quad (16)$$

где K_{R-x} — коэффициент облученности между диском радиуса R с координатой x (диск x) и задней стенкой цилиндра радиусом R с координатой $x = 0$ (диск R);

$\Delta B(x)$ — неравновесная яркость элементарного кольца шириной dx с координатой x .

Докажем это положение.

1. Энергия, идущая от диска R к диску x , равна

$$\pi S_R B_R K_{R-x},$$

где S_R — площадь диска радиуса R (основание цилиндра);

B_R — его яркость;

K_{R-x} — коэффициент облученности диск R — диск x .

2. Энергия, направленная от диска R к диску $x + dx$, равна

$$\pi S_R B_R K_{R-(x+dx)}.$$

3. Энергия, поступающая от диска R на кольцо dx с координатой x , будет

$$\pi S_R B_R (K_{R-x} - K_{R-(x+dx)}) = -\pi S_R B_R \frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx.$$

Отсюда

$$K_{R-dx} = -\frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx,$$

где K_{R-dx} — коэффициент облученности между диском R и кольцом шириной dx с координатой x .

4. По правилу обратимости, энергия, идущая от кольца шириной dx с координатой x (кольцо dx) на диск R , будет

$$-\pi B_x S_R \frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx,$$

где B_x — собственная яркость кольца dx .

5. Дополнительная яркость основания цилиндра (диск R) за счет энергии от кольца шириной dx с координатой x , равна

$$-\frac{\pi(1-\varepsilon) B_x S_R}{\pi S_R} \cdot \frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx = -(1-\varepsilon) B_x \frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx.$$

6. Неравновесная яркость основания цилиндра (диск R)

$$-\varepsilon(1-\varepsilon) \int_0^L \Delta B_{\text{ит}}(x) \frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx, \quad (17)$$

где $\varepsilon \Delta B_{\text{ит}}(x) = \Delta B(x)$;

$\Delta B_{\text{ит}}(x)$ — неравновесная яркость кольца dx , если бы кольцо излучало, как черное тело.

Из работы [1]:

$$K_{R-x} = 1 + \frac{x^2}{2R^2} - \frac{1}{2R^2} \sqrt{4R^2 x^2 + x^4} = 1 + \frac{2x^2}{D^2} - \frac{2x}{D} \sqrt{D^2 + x^2}.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{\partial K_{R-x}}{\partial x} dx &= \left(\frac{4x}{D^2} - \frac{2\sqrt{D^2+x^2}}{D^2} - \frac{2x \cdot 2x}{D^2 \cdot 2\sqrt{D^2+x^2}} \right) dx = \\ &= \left[4x' - \frac{2(2x'^2+1)}{\sqrt{1+x'^2}} \right] dx'. \end{aligned} \quad (18)$$

После подстановки формул (16)—(18) в (15)

$$\Delta B_{\lambda} = \varepsilon(1 - \varepsilon) \left[\int_0^k \frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} \cdot \Delta B_{\text{врт}}(x') dx' - \int_0^k 4x' \Delta B_{\text{врт}}(x') dx' \right] + \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon} \cdot \frac{\Delta \Omega_{\sigma}^m}{S_{\text{отм}}^{\pi}} \int \Delta B_S dS. \quad (19)$$

Для цилиндра

$$\frac{\Delta \Omega_{\sigma}^m}{\pi} = \frac{\pi D^2}{\pi 4L^2} = \frac{1}{4k^2}; \quad dS = \pi D dx = \pi D^2 dx'. \quad (20)$$

Подставив выражение (20) в (19), получим

$$\Delta B_{\lambda} = \varepsilon(1 - \varepsilon) \left[2 \int_0^k \frac{(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} \Delta B_{\text{врт}}(x') dx' - 4 \int_0^k x' \Delta B_{\text{врт}}(x') dx' + \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon k^2} \int_0^k \Delta B_{\text{врт}}(x') dx' \right], \quad (21)$$

откуда

$$\Delta \varepsilon_{\lambda} = \varepsilon(1 - \varepsilon) \int_0^k \frac{\Delta B_{\text{врт}}(x')}{B_{\text{врт}}(T_0)} \left[\frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} - 4x' + \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon k^2} \right] dx'. \quad (22)$$

Подставив в формулу (22) вместо $\Delta B_{\text{врт}}(x')$ и $B_{\text{врт}}(T_0)$ их выражения по формулам Планка и Стефана—Больцмана и используя выражение (13), получим поправки для спектральных и интегральных коэффициентов излучения дна цилиндрической полости

$$\Delta \varepsilon_{\lambda} = \varepsilon(1 - \varepsilon) \int_0^k \left[\frac{\left(T_0 - \frac{ax'}{k} \right)^4}{T_0^4} - 1 \right] \times \times \left[\frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} - 4x' + \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon k^2} \right] dx' \quad (23)$$

и

$$\Delta \varepsilon_{\lambda, \lambda} = \varepsilon_{\lambda}(1 - \varepsilon_{\lambda}) \int_0^k \left[\frac{\frac{c_2}{e^{\lambda T_0}} - 1}{\frac{c_2}{e^{\lambda \left(T_0 - \frac{ax'}{k} \right)} - 1}} - 1 \right] \times \times \left[\frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} - 4x' + \frac{(1 - \varepsilon_{\lambda})}{\varepsilon_{\lambda} k^2} \right] dx'. \quad (24)$$

Формула (23) запрограммирована на Алголе-60, программа представлена в конце статьи. Пользуясь ею, можно вычислить поправки одновременно для следующих параметров: $\frac{a}{T_0} = 1; 4 \text{ и } 16\%$; $T_0 = 300; 600; 900; 1200 \text{ и } 1500^\circ \text{ K}$; $\varepsilon = 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$; $k = 3; 4; 5$.

Результаты расчетов по полученным формулам могут быть использованы для оценки излучателей — моделей черного тела, применяемых, например, в инфракрасной области спектра, и для выбора их конструкции. Особое внимание, как это следует из приведенных расчетных данных для шара, следует обратить на выбор излучателей, используемых при сравнительно низких температурах в ближней инфракрасной области спектра. В этом случае поправки на неоднородность нагрева стенок могут быть очень велики.

Алгоритм вычисления формулы (23)

$$\Delta b = b(1-b) \int_0^k \left[\frac{\left(t - \frac{ay}{k}\right)^4}{t^4} - 1 \right] \left[\frac{2(2y^2+1)}{\sqrt{1-y^2}} - 4y + \frac{(1-b)}{bk^2} \right] dy$$

begin real k, ab, t, delt, i, y;

integer l, n;

for b := 0.5 ster 0.1 until 0.9 do

begin out (b);

for i := 1 ster 1 until 5 do

for n := 0 ster 1 until 2 do

for k := 3 ster until 5 do

*begin t := 30xi; l := 2xn; a := 3xi * 2 ↑ l;*

delt := bx(1-b) x gs 16 (0, k ((t - axy/k) ↑ 4/t ↑ 4 - 1)x

((4xy ↑ 2 + 2)/sgrt [1 + y ↑ 2] - 4xy + (1-b)/kxkxb), y);

out (k, a, l, delt)

end

end

ЛИТЕРАТУРА

1. Брамсон А. М. Инфракрасное излучение нагретых тел. «Наука», 1964.
2. Холопов Г. К. Расчет коэффициента излучения макетов абсолютно черного тела. «Оптико-механическая промышленность» 1963, № 8.

Поступила в редакцию

21/VII 1967 г.

О ГРАДУИРОВКЕ ТЕРМОПАР ТИПА ПР 30/6 ДО 1800° С

Отечественная промышленность уже в течение нескольких лет выпускает платинородиевые термопары ПР 30/6 со стандартной градуировкой (ГОСТ 3044—61). Допускаемые отклонения их т. э. д. с. от этой градуировки при 1800° С составляют $\pm 0,060$ мв.

Как известно, поверка термопар, по существу, сводится к их градуированию. Учитывая, что указанные $\pm 0,060$ мв соответствуют ± 5 град и принимая во внимание критерий ничтожной погрешности, градуировочную характеристику термопар следует определять с погрешностью не более ± 2 град. Вместе с тем эта погрешность является минимальной, поскольку воспроизводимость МПТШ в интервале температур 1063 + +2000° С может быть оценена в 1—2 град [1, 2]. Градуировка термопар с такой точностью сличением их с оптическим пирометром практически недоступна для широкого круга лабораторий, так как, помимо эталонного оптического пирометра и хорошо изученной модели черного тела, она требует большого навыка в работе с ними.

Определение градуировочных характеристик методом малого погружения с применением индукционной печи [3] не обеспечивает требуемой точности и также требует громоздкого и дорогого оборудования.

Значительно проще градуировать термопары методом сличения с однотипными образцовыми термопарами в печах, подобных описанной в работе [4]. Однако применение этого метода осложнено тем, что массовое изготовление и градуировка образцовых термопар типа ПР 30/6 пока еще не организованы.

Наиболее просто и достаточно точно полную градуировочную характеристику термопары можно найти интерполяцией с помощью стандартной градуировочной таблицы, причем предварительно должна быть определена т. э. д. с. в нескольких температурных точках [1]. До 1200° С т. э. д. с. определяют сличением поверяемой термопары с образцовой платинородий-платиновой термопарой, например, при 600, 900, 1200° С и, дополнительно, в точках плавления палладия (1552° С) и платины (1769° С).

В статье [5] показано, что точку палладия успешно воспроизводят методом плавления малых образцов этого металла на рабочем спае термопары. Поэтому представлялось целесообразным исследовать этот метод применительно к точке платины.

Для этой цели была изготовлена вертикальная трубчатая печь сопротивления с двухкаскадным нагревателем из родиевой проволоки диаметром 0,8 мм. Внутренний каскад образован спиралью, навитой на трубку

из окиси алюминия длиной 70 мм, наружным диаметром 13 мм и толщиной стенки 2,5 мм. Трубка наружного каскада, изготовленная из того же материала, имеет длину 80 мм и внутренний диаметр 20 мм. Спирали обоих каскадов покрыты обмазкой из глинозема с добавкой 15% (по весу) огнеупорной глины.

Собранный нагревательный элемент размещен внутри фарфоровой трубы длиной 100 мм, диаметром 90 мм, играющей роль кожуха печи. Пространство между фарфоровой трубой и нагревателем заполнено техническим глиноземом. Снаружи труба покрыта слоем листового асбеста толщиной 10 мм. Торцы печи также утеплены асбестом. Оба каскада нагревателя имеют независимое питание переменным током промышленной частоты. Желательна стабилизация подаваемого на нагреватель напряжения.

Печь работает обычно в интервале температур 1760—1780° С, причем потребляемая мощность составляет около 600 вт. Для разогрева печи требуется 2—3 ч. По нашим наблюдениям, безвозвратные потери родия за 6 месяцев ежедневной работы печи составили около 10%.

Для плавления на рабочем спае термопары были взяты образцы платиновой проволоки диаметром 0,3 и 0,5 мм со средним температурным коэффициентом электрического сопротивления α_{0-100} не менее $3,920 \times 10^{-3} \text{ град}^{-1}$. Содержание примесей в таком металле оценивается не более чем в 0,001% [6]. Поэтому температуре его плавления было приписано принятое МПТШ значение 1769° С.

Образец платиновой проволоки длиной от 15 до 25 мм (в зависимости от ее диаметра) размещали в форме плотной спирали на термоэлектродах градуируемой термопары возможно ближе к ее рабочему спаю. Затем рабочий конец термопары, армированный двухканальной трубкой из окиси алюминия, погружали на глубину 40 мм в рабочее пространство печи, нагретой на 5—10 град ниже температуры плавления платины. Температурный режим печи устанавливали по показаниям контрольной термопары, введенной в рабочее пространство печи снизу. Медленно повышая температуру печи, доводили образец платины до расплавления, причем лучшие результаты были получены при скорости нагрева от 0,05 до 0,07 град/сек.

Во время плавления образца рост температуры спаю градуируемой термопары замедляется, по крайней мере, в 10 раз, что позволяло произвести несколько отсчетов ее т. э. д. с. с помощью лабораторного потенциометра. О полном расплавлении образца платины свидетельствовало резкое повышение температуры спаю. В среднем площадь плавления платиновой проволоочки массой 0,04—0,06 г продолжалась 50 сек, если скорость нагрева спаю перед плавлением образца поддерживали в указанных выше пределах.

Для оценки воспроизводимости точки платины методом плавления малых образцов металла на рабочем спае термопары были проградуированы 8—10 раз пять совершенно новых термопар типа ПР 30/6. Средняя квадратическая погрешность ряда из 8—10 измерений составляла 6—10 мкв, что соответствует 0,5—0,8 град.

В литературе [1] имеются указания на возможность искажения результатов градуировки термопар вследствие шунтирования термоэлектродов керамической арматурой в зоне высоких температур. Однако полученные данные свидетельствуют о том, что указанное явление, если даже и имеет место, то не оказывает существенного влияния на воспроизводимость результатов градуировки.

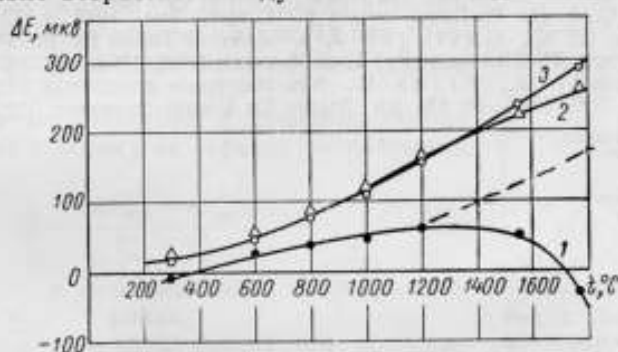
При четырехкратном определении т. э. д. с. в точке платины двух термопар типа ПР 30/60 со свободными от изоляции термоэлектродами

и с изолированной двухканальной трубкой из окиси алюминия с присадкой 0,5% TiO_2 , средние значения т. э. д. с. хорошо сходились между собой (см. таблицу). Это дает основание считать, что двухканальные трубки из окиси алюминия обеспечивают достаточно надежную изоляцию термоэлектродов друг от друга при градуировке термопар в точке платины

Т. э. д. с. (мкВ) термопар типа ПР 30/60

Термопара К-1		Термопара К-2	
без изоляции	в изоляции	без изоляции	в изоляции
13 418	—	13 398	—
—	13 432	—	13 398
13 435	—	13 410	—
—	13 433	—	13 400
13 450	—	13 402	—
—	13 440	—	13 419
13 444	—	13 416	—
—	13 434	—	13 411
Среднее 13 437	13 435	13 406	13 407

Опыт нескольких лет работы с термопарами типа ПР 30/6 в Свердловском филиале ВНИИМ показывает, что зависимость между отклонениями их т. э. д. с. от данных существующей стандартной градуировки и температурой близка к линейной лишь до 1200—1300° С. Ее криволинейность особенно сильно возрастает между точками палладия и платины, вслед-



Отклонение т. э. д. с. термопары ПР 30/6 от данных различных градуировочных таблиц:

1—ГОСТ 3044—61 (СССР); 2—НБЭ (США); 3—фирмы Дегусса (ФРГ).

ствие чего интерполяция с помощью стандартной таблицы затрудняется и точность ее снижается. Это положение для одной из градуированных термопар иллюстрирует рисунок (кривая 1).

По-видимому, стандартная градуировка термопар ПР 30/6 требует уточнения в области высоких температур, что подтверждается выполненной во ВНИИМ работой [6].

Для сравнения на рисунке кривыми 2 и 3 представлены отклонения т. э. д. с. той же термопары от типовой градуировки, разработанной в НБЭ [8], и от типовой градуировки фирмы Дегусса [9]. Ход кривых 2 и 3 указывает на хорошее соответствие этих градуировок и термоэлектрической характеристики нашей термопары. Градуировочные данные, вычисленные для нее по кривым 2 и 3, расходятся между собой не более чем на 0,3 град.

В заключение следует заметить, что определения т. э. д. с. в точках палладия и платины являются совершенно необходимыми при градуировке и поверке термопар ПР 30/6. На рисунке пунктирной линией, отходящей от кривой I, отмечен возможный ход линейной экстраполяции градуировочных данных термопары от 1200° к 1800° С. Погрешность такой экстраполяции при 1800° С составляет около 6 град.

Описанный здесь метод, благодаря его высокой воспроизводимости, целесообразно принять за основу градуировки платинородиевых термопар, по крайней мере до разработки точной методики их градуировки по оптическому пирометру с помощью модели черного тела. Этот метод позволяет уточнить градуировочную кривую термопар, а также градуировать образцовые термопары, предназначенные для массовых градуировок, поверок и испытаний методом сличения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н. Основы пирометрии. М.—Л., Металлургия, 1964.
2. Крахмальникова Г. А. Эталоны высоких температур. «Труды институтов Комитета», вып. 87 (147). М.—Л., Изд-во стандартов, 1966.
3. Эргардт Н. Н. Новый метод градуировки термопар. «Измерительная техника», 1957, № 6.
4. Фаянс А. Х., Черкасова К. Г. Двухобмоточная печь для градуировки высокотемпературных термопар. «Труды институтов Комитета», вып. 84 (144). М.—Л., Изд-во стандартов, 1966.
5. Брагин Б. К. Градуировка благородных термопар в точке палладия. «Измерительная техника», 1960, № 12.
6. Алиева Ф. З. Образцовые высокотемпературные термопары. «Труды институтов Комитета», вып. 87 (147). М.—Л., Изд-во стандартов, 1966.
7. Jahn C. A. H. Platinum metals, p. 11. Metal Ind., 1948, v. 72, № 11.
8. Burns G. W., Gallager J. S. Referens Tables for the Pt-30 Percent Rh versus Pt-6 Percent Rh Thermocouple. J. of Research NBS, 1966, v. 70 C., № 2.
9. Obrowski W., Prinz W. Neu bestimmte grundwerke für die thermopaar combination Pt 30% Rh—Pt 6% Rh. Archiv für Eisenhüttenwesen, 1962, Bd. 33, № 1.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

**УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ
ИНТЕГРАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ
ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ
В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 300—500° К**

При исследовании угловых интегральных коэффициентов излучения материалов при температурах, близких к комнатным, возникают трудности, связанные:

- 1) с тем, что температуры фона и объекта близки друг к другу, а значит, излучение фона оказывает большое влияние на излучение объекта;
- 2) с малыми уровнями измеряемого излучения.

Большинство авторов для исключения влияния фона применяют схему измерений (рис. 1), при которой температуры фона и приемника равны (например [1] и др.).

В этом случае отношение q лучистого потока от черного тела к потоку от образца на приемник будет

$$q = \frac{\epsilon T_{\text{обр}}^4 - \alpha T_{\text{ф}}^4}{T_{\text{чт}}^4 - T_{\text{ф}}^4}, \quad (1)$$

где ϵ — коэффициент излучения образца;
 α — коэффициент его поглощения;
 $T_{\text{ф}}$, $T_{\text{обр}}$ и $T_{\text{чт}}$ — температуры фона, образца и черного тела сравнения соответственно.

Если предположить, как, например, в работе [1], что $\epsilon = \alpha$ при $T_{\text{обр}} = T_{\text{чт}}$, тогда

$$q = \epsilon. \quad (1')$$

В работе [2] уже было указано, что это предположение неизбежно вызовет погрешность в определении ϵ по формуле (1'), что очевидно при исследовании коэффициентов излучения металлов, так как они и коэффициенты поглощения металлов сильно зависят от длины волны λ .

Эта погрешность вычислена в работе [2] для некоторых идеальных случаев (ступенчатая зависимость ϵ от λ). Вычислим эту погрешность для металлов.

Преобразуем уравнение (1) следующим образом:

$$\epsilon (T_{\text{обр}}^4 - T_{\text{ф}}^4) + (\epsilon - \alpha) T_{\text{ф}}^4 = (T_{\text{чт}}^4 - T_{\text{ф}}^4) q, \quad (2)$$

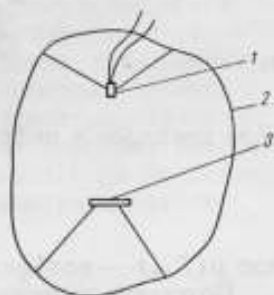


Рис. 1. Схема измерений для исключения влияния фона.

1 — приемник, 2 — фон, 3 — образец или черное тело сравнения.

или

$$\varepsilon = q \frac{T_{\text{ст}}^4 - T_{\Phi}^4}{T_{\text{обр}}^4 - T_{\Phi}^4} - \frac{(\varepsilon - \alpha) T_{\Phi}^4}{T_{\text{обр}}^4 - T_{\Phi}^4}. \quad (3)$$

Второй член в правой части уравнения (3) представляет собой поправку к коэффициенту излучения, учитывающую неточность предположения $\varepsilon = \alpha$. Обозначив этот член через $\Delta\varepsilon$, получим

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon - \alpha}{\varepsilon} \cdot \frac{T_{\Phi}^4}{T_{\text{обр}}^4 - T_{\Phi}^4} = \frac{\varepsilon - \alpha}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{\frac{T_{\text{обр}}^4}{T_{\Phi}^4} - 1}.$$

Учитывая, что

$$\alpha = \frac{1}{\sigma T_{\Phi}^4} \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda}(T_{\text{обр}}) E_{\lambda}(T_{\Phi}) d\lambda; \quad \varepsilon = \frac{1}{\sigma T_{\text{обр}}^4} \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda}(T_{\text{обр}}) E_{\lambda}(T_{\text{обр}}) d\lambda,$$

где E_{λ} — спектральная функция Планка;
 σ — постоянная интегрального излучения,
 можно записать

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{\frac{T_{\text{обр}}^4}{T_{\Phi}^4} - 1} \left[1 - \frac{\frac{1}{T_{\Phi}^4} \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda}(T_{\text{обр}}) E_{\lambda}(T_{\Phi}) d\lambda}{\frac{1}{T_{\text{обр}}^4} \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda}(T_{\text{обр}}) E_{\lambda}(T_{\text{обр}}) d\lambda} \right]. \quad (4)$$

Для металлов в инфракрасной области по формуле Друде имеем

$$\alpha_{\lambda}(T_{\text{обр}}) = 0,365 \sqrt{\frac{\rho(T_{\text{обр}})}{\lambda}}, \quad (5)$$

где $\rho(T_{\text{обр}})$ — коэффициент электропроводности металла при $T = T_{\text{обр}}$.
 Подставив выражение (5) в (4), имеем

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{\frac{T_{\text{обр}}^4}{T_{\Phi}^4} - 1} \left[1 - \frac{T_{\text{обр}}^4}{T_{\Phi}^4} \cdot \frac{\int_0^{\infty} \frac{E_{\lambda}(T_{\Phi})}{\sqrt{\lambda}} d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{E_{\lambda}(T_{\text{обр}})}{\sqrt{\lambda}} d\lambda} \right]. \quad (5')$$

По формуле Планка

$$E_{\lambda} d\lambda = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1} d\lambda.$$

Обозначив $c_2/\lambda T$ через z , получим

$$\lambda^{-5} = \left(\frac{c_2}{zT}\right)^{-5}; \quad \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \sqrt{\frac{zT}{c_2}}; \quad d\lambda = -\frac{dz}{z^2} \cdot \frac{c_2}{T}.$$

На основании этого

$$\frac{E_{\lambda} d\lambda}{\sqrt{\lambda}} = c_1 \left(\frac{c_2}{zT}\right)^{-5} \sqrt{\frac{zT}{c_2}} (e^z - 1)^{-1} dz \cdot \frac{c_2}{z^2 T} = c_1 z^{3,5} \left(\frac{c_2}{T}\right)^{-4,5} (e^z - 1)^{-1} dz.$$

После подстановки этого выражения в уравнение (5') имеем

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = \frac{1}{\frac{T_{обр}^4}{T_{\phi}^4} - 1} \left[1 - \frac{T_{обр}^4}{T_{\phi}^4} \left(\frac{T_{обр}}{T_{\phi}} \right)^{-4.5} \right]. \quad (6)$$

Обозначим $x = \frac{T_{обр}}{T_{\phi}}$, тогда

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = \frac{1 - \sqrt{x^{-1}}}{x^4 - 1}.$$

Рассмотрим частные случаи.

1. Пусть $x = 1$, тогда

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = \lim_{x \rightarrow 1} \frac{1 - \sqrt{x^{-1}}}{x^4 - 1} = \frac{1}{8} \approx 13\%.$$

Здесь погрешность прямого физического смысла не имеет, так как при $T_{обр} \rightarrow T_{\phi}$ сигнал практически исчезает.

Остальные расчеты по формуле (7) сведены в табл. 1.

Таблица 1

x	1,1	1,5	2	3	0,9	0,5	$\rightarrow 0$
$\Delta \epsilon / \epsilon, \%$	11	4,4	2	0,5	14,7	43	$\rightarrow \infty$

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Найденная погрешность, хотя и носит систематический характер, но не может быть учтена, так как в значительной степени она зависит от качества поверхности исследуемого металла, а также потому, что формула Друде недостаточно точно описывает зависимость $\epsilon = \epsilon(\lambda)$.

2. Иногда в приборах, работающих по схеме (рис. 1), подогревают приемник и фон для получения необходимого сигнала. Это влечет за собой довольно большую погрешность (до 15-20%) при определении коэффициентов излучения металлов.



Рис. 2. Принципиальная схема установки Э-300.

Следует отметить, что когда температура образца близка к температуре приемника, существенная погрешность в определении коэффициента излучения может возникнуть из-за неточного определения температуры

поверхности, поэтому к точности ее определения предъявляют повышенные требования.

Чтобы по возможности исключить указанные недостатки, присущие установкам для определения нормальных коэффициентов излучения материалов при температурах, близких к комнатным, а также перейти к измерению угловых коэффициентов излучения, была сконструирована установка Э-300, схематически представленная на рис. 2.

Принцип действия и порядок работы на установке Э-300

Установка состоит из вакуумной камеры 10, стенки которой охлаждаются жидким азотом, образца 9 и «холодного» черного тела 13, расположенных внутри камеры, двух плоских золоченых зеркал 7 и 7', зеркального модулятора 6, «горячего» черного тела 2 и радиометра, состоящего из входной ирисовой диафрагмы 5, сферического зеркала 1 и приемника излучения 4 — болометра БКМ-5. Образец, представляющий собой плоскую пластину ($30 \times 30 \times 1,5$ мм), подвешивают вместе с нагревателем на стойках так, что он может поворачиваться вокруг горизонтальной оси, лежащей в его плоскости. Угол поворота фиксируется лимбом 12. Температуру образца измеряют с помощью термопар, приваренных к его поверхности (если образец металлический) или к медной пластинке, которую в свою очередь приклеивают к поверхности образца (в случае диэлектрика). Концы термопар отводят в канавки на образце. Стойки для подвешивания образца крепят к основанию камеры, которое с помощью винта выдвигается вниз для смены образцов. Стенки камеры жестко связаны с плитой, на которой расположены все оптические детали. «Холодное» черное тело 13 представляет собой цилиндр с продольным вырезом на боковой поверхности, жестко скрепленный кромкой выреза со стенкой камеры. Температуры стенки камеры и «холодного» черного тела измеряют термопарами. Излучение от образца и от «холодного» черного тела фокусируется с помощью сферического зеркала на приемник. На площадке приемника в 1 мм^2 фокусируется в угле 5° участок образца в $3 \times 3 \text{ мм}^2$.

В процессе работы измеряют два сигнала, первый из которых U_1 пропорционален разности потоков между «горячим» и «холодным» черным телом, а второй U_2 — разности потоков на приемник от «горячего» черного тела и образца.

В первом случае работает зеркало 7, во втором — зеркало 7' (зеркало 7 выдвигают из поля зрения).

При условии, что окна 3, 3' и 3'' имеют одинаковый коэффициент пропускания и равные температуры, температура стенки камеры равна температуре как «холодного» черного тела, так и фона, а $T_\phi \ll T_{обр}$, мы можем записать

$$\frac{U_1 - U_2}{U_1} = \varepsilon \frac{T_{обр}^4 - T_\phi^4}{T_{ггт}^4 - T_\phi^4}, \quad (8)$$

где $T_{ггт}$ — температура «горячего» черного тела.

Если $T_{обр} = T_{ггт}$, то

$$\varepsilon = \frac{U_1 - U_2}{U_1}. \quad (9)$$

Порядок работы на установке следующий:

1. Чтобы на стенках камеры не образовался снег, установку откачивают форвакуумным насосом до вакуума $2,5 \text{ н/м}^2$.

2. Полость *II* заполняют жидким азотом, и стенки камеры постепенно охлаждают. Одновременно включают нагреватель образца и охранные нагреватели 8, расположенные возле окон и нижнего уплотнения (режимы их работы подбирают так, чтобы температура окон была близка к комнатной). Когда температура стенок камеры станет равной температуре жидкого азота, а температура «холодного» черного тела близкой к температуре стенок камеры, можно приступать к опыту.

С помощью нагревателя доводят температуру образца до температуры черного тела. Поскольку режим стационарного состояния подобрать трудно, а время измерения сравнительно мало ($\tau \approx 5$ мин), добиваются такого режима нагревания образца, чтобы его температура за время измерения отличалась от температуры «горячего» черного тела не более, чем на 1 град. Для металлов такой режим нетрудно подобрать за 10—15 мин. Как показал опыт, при данной конструкции камеры для того, чтобы температура ее стенок поддерживалась на уровне азотной в течение 1 ч, нужен один 15-литровый сосуд Дьюара с азотом. В этом случае можно сделать измерения при двух-трех различных температурах образца. Сигнал с приемника поступает на усилитель В6-4, настроенный в резонанс с частотой модуляции (15—20 гц), а с выхода усилителя — на цифровой вольтметр ВК-7.

Усилитель В6-4 линеен в пределах $\pm 1\%$ в диапазоне, где производят измерения, а точность отсчета по цифровому вольтметру заведомо выше 1%.

Коэффициенты излучения для металлических образцов измеряли при комнатных температурах. При этом сигнал U_1 , пропорциональный разности потоков между «горячим» (находящимся при комнатной температуре) и «холодным» черным телом, равен 120 делениям на цифровом вольтметре (шумы и наводки на приемник проверяли при отключенном модуляторе, и они не превышали одного деления). Таким образом, можно сказать, что погрешность измерения сигнала U_1 на установке не превышает 1%. С увеличением коэффициента излучения сигнал от образца U_2 будет уменьшаться, а отношение $\frac{U_1 - U_2}{U_1}$ увеличиваться, т. е. точность измерительной системы с увеличением ϵ возрастает и относительная погрешность $\delta \approx 1\%$ при $\epsilon = 1$.

Результаты измерений ϵ при комнатных температурах для некоторых металлов и покрытий и сравнение их с данными работы [3] представлены в табл. 2, из которой видно, что они хорошо согласуются. Разница в значениях лежит в пределах погрешности данной установки.

Таблица 2

Материал образца	Значение ϵ		Примечания
	измеренное	табличное	
Сталь:			
закаленная 9 кл.	0,06	0,08	0,08 — при 100° С. Обработка не указана. Поверхность не окислена
» 6 »	0,07		
нержавеющая 9 кл.	0,12		1. Обработанная после оксидирования 2. Не обработанная после оксидирования
» 6 »	0,13		
то же, покрытая гальваническим способом черной окисью хрома	0,50		
	0,55		
Медь 9 кл.	0,03	0,02	0,02 — полированная, от 50 до 100° С
» 6 »	0,04		

Погрешности измерений

Поскольку трудно учесть влияние на погрешность измерений всех факторов одновременно, можно сделать следующие допущения:

1. Приемник — серый, т. е. чувствительность его одинакова по спектру.

Спектральная характеристика отражения (поглощения) покрытия приемника БКМ-5 при нанесении его на какую-либо подложку довольно равномерна по спектру в области 1—18 мкм, т. е. коэффициент отражения материала покрытия здесь примерно одинаков. Однако, так как покрытие на приемник наносят вручную и качество его никак не контролируют, спектральная характеристика покрытия может отличаться от измеренной отдельно от приемника. Этот момент требует дополнительного исследования.

2. Окна имеют одинаковый коэффициент пропускания τ . Этого можно достигнуть, выбрав качественный кристалл, хорошо его обработав и выбрав образцы равной толщины.

3. Поток от приемника $\sigma T_{\text{пр}}^4$, отраженный от образца и вновь попадающий на приемник, мал, так как угол, в котором собирается излучение, мал — около 0,001 стерад. Поэтому поток, попадающий от приемника на образец, практически весь рассеивается в камере.

4. Излучением от основания камеры (температура основания камеры, как показали эксперименты, составляет около 0° С), отраженным от стенок камеры, а затем от образца и попадающим на приемник, пренебрегаем. Точно учесть эту поправку не представляется возможным. Чтобы уменьшить ее, основание камеры покрывают алюминиевой фольгой с зеркальной поверхностью. В усовершенствованном варианте установки между верхней частью камеры и ее основанием будут сделаны дополнительные охлаждаемые экраны.

Коэффициенты отражения зеркал — поворачивающихся и расположенного на модуляторе — равны (98%) и одинаковы во всей области спектра (1—20 мкм), что подтверждено экспериментально.

Рассмотрим остальные факторы, влияющие на погрешность измерений:

- 1) различие температур окон;
- 2) отличие температур «холодного» черного тела и стенки камеры;
- 3) различие температур образца и «горячего» черного тела.

С учетом этих факторов уравнение для сигнала от «холодного» черного тела будет

$$U_1 = k [(T_{\text{гчт}}^4 \tau + \varepsilon_0 T_0^4 - T_{\text{пр}}^4) - (T_{\text{хчт}}^4 \tau + \varepsilon_0 T_1^4 - T_{\text{пр}}^4)] = \\ = k [(T_{\text{гчт}}^4 - T_{\text{хчт}}^4) \tau + \varepsilon_0 (T_0^4 - T_1^4)], \quad (10)$$

где

- k — коэффициент пропорциональности;
- $T_{\text{хчт}}$ — температура «холодного» черного тела;
- $T_{\text{пр}}$ — температура приемника;
- ε_0 и τ — соответственно коэффициенты излучения и пропускания окна из KRS-5;

T_0, T_1 и T_2 — температура окон 3, 3', 3" соответственно.

Сигнал от образца будет

$$U_2 = k \{ [T_{\text{гчт}}^4 \tau + \varepsilon_0 T_0^4 - T_{\text{пр}}^4] - [\varepsilon T_{\text{обп}}^4 \tau + (1 - \varepsilon) T_{\text{ст}}^4 \tau - T_{\text{пр}}^4 + \varepsilon_0 T_2^4] \} = \\ = k [\tau (T_{\text{гчт}}^4 - T_{\text{ст}}^4) - \varepsilon \tau (T_{\text{обп}}^4 - T_{\text{ст}}^4) + \varepsilon_0 (T_0^4 - T_2^4)]; \quad (11)$$

$$\frac{U_1 - U_2}{U_1} = \frac{\tau (T_{\text{ст}}^4 - T_{\text{хчт}}^4) + \varepsilon_0 (T_2^4 - T_1^4) + \varepsilon \tau (T_{\text{обп}}^4 - T_{\text{ст}}^4)}{(T_{\text{гчт}}^4 - T_{\text{хчт}}^4) \tau + \varepsilon_0 (T_0^4 - T_1^4)}, \quad (12)$$

где $T_{\text{ст}}$ — температура стенки камеры.

При $T_1 = T_2 = T_0$; $T_{\text{хчт}} = T_{\text{ст}}$ и $T_{\text{гчт}} = T_{\text{обр}}$ уравнение (12) превращается в уравнение (9).

Абсолютная погрешность измерения ε будет

$$\Delta\varepsilon = \frac{U_1 - U_2}{U_1} - \varepsilon \pm \Delta = \Delta\varepsilon_c \pm \Delta, \quad (13)$$

где Δ — абсолютная погрешность измерительного устройства;

$\Delta\varepsilon_c$ — систематическая погрешность, вызванная неизотермичностью.

Из уравнений (12) и (13) получим

$$\Delta\varepsilon_c = \frac{F}{(T_{\text{гчт}}^4 - T_{\text{хчт}}^4)\tau + \varepsilon_0(T_0^4 - T_1^4)}, \quad (14)$$

где

$$F = (T_{\text{ст}}^4 - T_{\text{хчт}}^4)\tau + \varepsilon_0(T_2^4 - T_1^4) + \varepsilon\tau(T_{\text{обр}}^4 - T_{\text{ст}}^4) - \varepsilon\tau(T_{\text{гчт}}^4 - T_{\text{хчт}}^4) - \varepsilon\varepsilon_0(T_0^4 - T_1^4).$$

Так как T_0 немногим отличается от T_1 , то

$$\Delta\varepsilon_c \approx \frac{F}{(T_{\text{гчт}}^4 - T_{\text{хчт}}^4)\tau}. \quad (15)$$

Произведем следующие замены:

$$1) T_{\text{хчт}} = T_{\text{ст}} + \Delta T_1. \quad (16)$$

ΔT_1 положительна, так как температура «холодного» черного тела выше температуры стенки камеры и, по данным опыта, равна 25 град.

Точно знать значение этой поправки практически невозможно, так как температуру измеряли на стенке «холодного» черного тела, наиболее удаленной от стенки камеры, и поправку вычисляли как

$$\Delta T_1 = \frac{T_{\text{хчт изм}} - T_{\text{ст}}}{2},$$

что, конечно, неточно отражает действительность. Однако, если бы даже было известно действительное распределение температуры по стенкам «холодного» черного тела, точно вычислить ΔT_1 практически невозможно. В нашем опыте измеренное $T_{\text{хчт}} - T_{\text{ст}} \approx 50$ град.

$$2) T_1 = T_0 \pm \Delta T_2; \quad T_2 = T_0 \pm \Delta T_3; \quad T_{\text{гчт}} = T_{\text{обр}} \pm \Delta T_4, \quad (17)$$

где ΔT_2 , ΔT_3 , ΔT_4 — предельные отклонения температур окон $3'$ и $3''$ от температуры окна 3 и температуры образца — от температуры «горячего» черного тела соответственно.

Эти погрешности вычислены после обработки результатов 20 экспериментов и связаны в основном с тем, что режимы работы нагревателей образца и окон трудно подобрать.

После подстановки выражений (16) и (17) в (15), линеаризации и сокращений получим

$$\Delta\varepsilon = 4 \frac{-\tau T_{\text{ст}}^3 \Delta T_1 (1 - \varepsilon) \pm \varepsilon_0 T_0^3 \Delta T (2 + \varepsilon) \pm \varepsilon \tau T_{\text{обр}}^3 \Delta T_4}{(T_{\text{гчт}}^4 - T_{\text{хчт}}^4)\tau}. \quad (18)$$

Определим числовое значение погрешности для измерений ε при комнатных температурах образца. В этом случае $T_{\text{ст}} = 100^\circ \text{K}$; $T_{\text{гчт}} \approx T_{\text{обр}} = 300^\circ \text{K}$; $T_0 \approx 300^\circ \text{K}$; $\tau = 0,6$; $\varepsilon_0 = 0,4$.

Ориентировочно примем следующие предельные отклонения температур от требуемых (они приблизительно соответствуют результатам испытания установки): $\Delta T_1 = 25 \text{ град}$; $\Delta T_2 = \Delta T_3 = \pm 2 \text{ град}$ и $T_4 = \pm 1 \text{ град}$.

Применив формулу (18), для разных ε получим предельные значения систематической погрешности $\Delta \varepsilon_c$, вызванной рассматриваемой неизотермичностью, приведенные в табл. 3.

Таблица 3

ε	1	0,5	0,1
$\Delta \varepsilon_c$	$\pm 0,07$	$\pm 0,05$ $-0,06$	$\pm 0,03$ $-0,05$

Следует отметить, что значение $\Delta \varepsilon_c$ может быть намного уменьшено путем конструктивных усовершенствований установки.

Таким образом, разработанная установка Э-300 позволяет определять коэффициенты излучения при комнатной и близких к ней температурах с точностью, достаточной для многих практических случаев. Дальнейшие усилия будут направлены на расширение температурных пределов установки и на переход к измерениям ε в узких спектральных диапазонах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Birkebak R. C., Hartnett I. P., Echert E. R. G. Measurement of Radiation Properties of Solid Materials. «Progress in international Research on thermodynamic and transport properties», 1961.

2. Эдвардс Д. К., Нельсон К. Е. Максимальная погрешность измерений суммарного коэффициента излучения вследствие нешероховатости образцов. «Ракетная техника», 1961, № 7.

3. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. Изд. «Наука», 1964.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СМОТРОВОГО ОКНА НА ПОКАЗАНИЯ ПИРОМЕТРОВ СУММАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Радиационные пирометры суммарного излучения, нашедшие широкое распространение благодаря своей простоте и надежности, нередко применяют для измерения температуры внутренних полостей печей и других устройств через прозрачные защитные окна. В частности, в метрологической практике их используют при поверке радиационных пирометров на модели черного тела ВНИИМ — печи типа ПЧ-2 [1]. Эта модель представляет собой графитовую трубу длиной 600 мм с внутренним диаметром 45 мм, находящуюся в середине вертикальной вакуумной печи. Труба нагревается проходящим по ней переменным током. Излучающая полость образуется внутренними стенками графитовой трубы и графитовой перегородкой, помещенной на расстоянии около 360 мм от верхнего края трубы. Полость визируют через смотровое окно из плавленного кварца. Образцовым прибором при поверке радиационных пирометров служит оптический пирометр типа ОП-48 с узким спектральным интервалом. Изображение излучающей полости попадает на объектив оптического пирометра через призму полного внутреннего отражения. Связь между показаниями T_0 оптического пирометра и действительной температурой T_1 излучающей полости устанавливают с помощью известного соотношения

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} = A, \quad (1)$$

где A — суммарное пирометрическое ослабление кварцевого окна печи и промежуточной призмы.

Определение пирометрического ослабления не представляет особых трудностей, так как методика его измерения хорошо известна [2].

По измеренному значению пирометрического ослабления A и показаниям оптического пирометра легко рассчитать действительную температуру излучателя.

Определение связи между температурой источника и показаниями радиационного пирометра при наличии промежуточного окна представляет более сложную задачу. Ее можно решить, если спектр излучения разделить на интервалы длин волн, достаточно малые, чтобы в каждом из них коэффициент поглощения считать постоянным. Зная эти коэффициенты, можно определить для любого интервала отношение потока лучистой энергии, прошедшего через окно, к потоку, входящему в него. Имея это соотношение и отношение энергии, заключенной в этом интервале, ко всей энергии излучения черного тела для данной температуры, можно расчи-

тать энергию для каждого интервала и просуммировать ее для всего диапазона длин волн до некоторого предельного значения. Затем, зная эту энергию и параметры телескопа, определяют его э. д. с. Этот метод применил Гаррисон, в монографии [3] которого приведены примеры расчета и таблицы, связывающие отношения потоков излучения с температурой и предельной длиной волны для промежуточных окон различной толщины и из различных материалов. Расчеты эти довольно трудоемки, и даже при наличии соответствующих исходных данных, которые в большинстве случаев не известны, нет уверенности в их точности.

Во ВНИИМ используют экспериментальное определение уменьшения э. д. с. пирометра от введения контрольного окна-свидетеля, что дает более простой и надежный способ учета влияния поглощения промежуточного окна [1].

Методика введения контрольного окна вызвана невозможностью непосредственно определить влияние промежуточного окна на показания радиационных пирометров при температурах выше 1100—1200° С. Контрольное окно вырезают из той же пластины, что и смотровое окно печи. В зависимости от материала линзы телескопа пирометра возможны два случая влияния промежуточного кварцевого окна на показания телескопа радиационного пирометра, которые иллюстрирует рис. 1.

При измерении температуры черного тела со спектральным распределением энергии излучения, изображенным нормализованной к максимальному значению кривой 1, э. д. с. телескопов со стеклянной оптикой (типа ТЕРА-50 модификации РС-25 и РС-20), будет обусловлена частью этого излучения, ограниченной кривой 3. Наличие промежуточного кварцевого окна в печи снизит эту энергию на величину, соответствующую заштрихованному участку между кривыми 3 и 4. Внесение контрольной пластинки кварца между телескопом и промежуточным окном печи вызовет потерю энергии (участки между кривыми 4 и 5), примерно равную потере энергии от наличия окна в печи.

Во втором случае, т. е. при измерении температуры телескопом с кварцевой оптикой (РК-15, РК-20), когда э. д. с. телескопа определяется частью излучения, ограниченной кривой 2, эти потери энергии не равны между собой. Первая кварцевая пластинка окна поглощает энергию (заштрихованный участок между кривыми 2 и 4'), несколько большую, чем такая же вторая контрольная пластинка (косо заштрихованный участок между кривыми 4' и 5').

Для определения поправки к показаниям телескопов первой группы (со стеклянной оптикой) между телескопом и смотровым окном печи устанавливают пластинку-свидетель и определяют снижение при этом э. д. с. телескопа $\Delta \epsilon_c$, предполагая, что такое же снижение вызвано основным смотровым окном печи.

Для телескопов со стеклянной оптикой это предположение проверено как непосредственно опытами по внесению одной или двух кварцевых пластинок на пути визируемого излучения, так и косвенно по совпадению результатов градуировки на печах с открытой и закрытой полостью. В этих опытах э. д. с. радиационного пирометра измеряли четыре раза: когда пирометр установлен перед открытым излучателем, затем — поместив между излучателем и пирометром сначала одну, а потом вторую пластинку (чтобы проверить их идентичность). Наконец, перед пирометром помещали обе пластинки и снова измеряли э. д. с. Оказалось, что если снижение э. д. с. телескопа, вызванное внесением одной пластинки, составляет 7% при 1200° С, то внесение двух пластинок снижает ее примерно на 14%.

С увеличением температуры коэффициент пропускания окна возрастает потому, что при больших температурах максимум энергии излучения

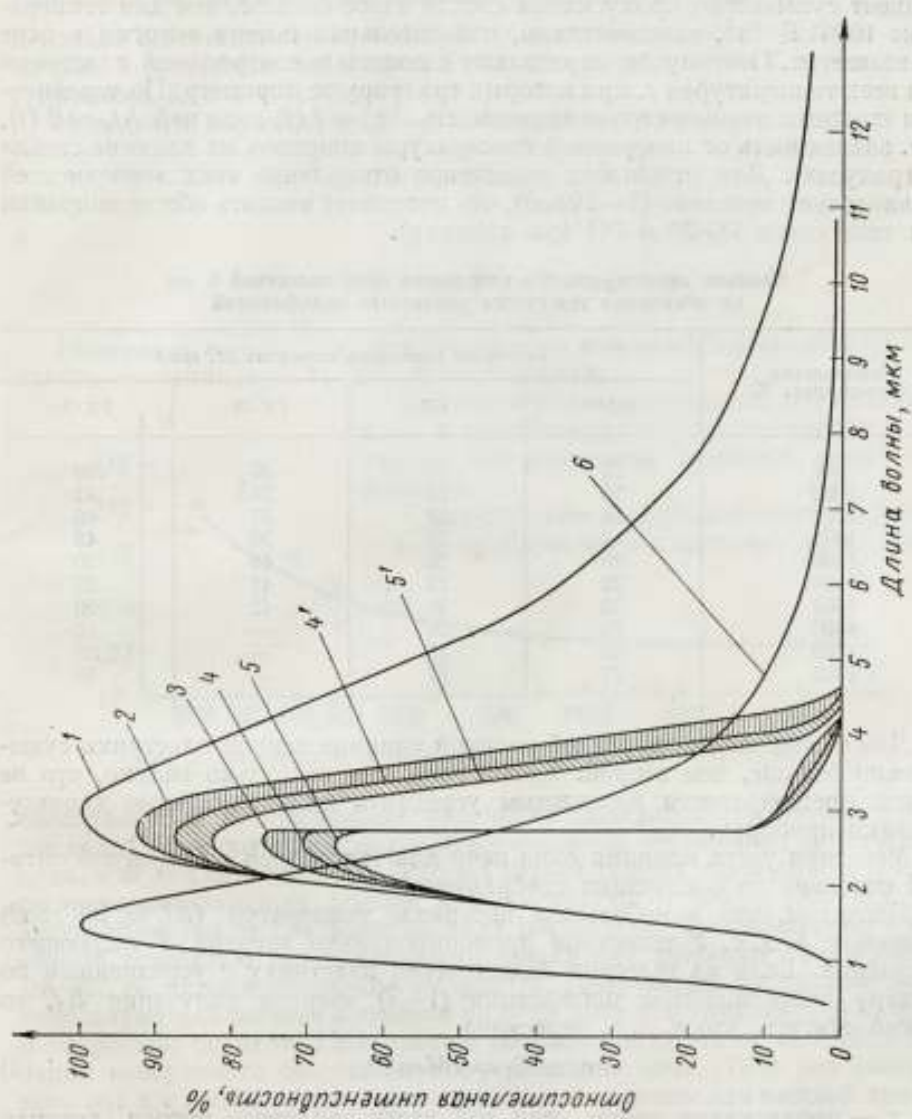


Рис. 1. Кривые спектрального распределения излучения черного тела (T и δ) и излучения, воспринимаемого телескопом пирометра ($T-\delta$).

T — температура 1000°K ;
 δ — ланза телескопа кварцевая; δ' — стеклянная; δ и δ' — имеется кварцевое смотровое окно и соответственно ланза стеклянная или кварцевая;
 δ и δ' — то же, но введена дополнительная контрольная пластинка; δ — температура 2000°K .

смещается в спектральную область, где поглощение стекла и кварца незначительно. Например, для температуры 2000° К (кривая 6 рис. 1) коэффициент суммарного пропускания стекла вдвое больше, чем для температуры 1000° К [2], следовательно, относительная потеря энергии в окне уменьшается. Поэтому Δe_c определяют с помощью контрольной пластинки при всех температурах t , при которых градуируют пирометр. По усредненным опытным данным строят зависимость $\Delta e_c = f(t)$ и по ней $\Delta t_c = f(t)$, т. е. зависимость от измеряемой температуры поправок на влияние стекла (в градусах). Для отдельных телескопов отклонение этих зависимостей сравнительно невелико (1—2 град), что позволяет вводить общие поправки для телескопов РС-20 и РП (см. таблицу).

Влияние промежуточного кварцевого окна толщиной 6 мм на показания телескопов различных модификаций

Номинальная температура, °С	Снижение показаний телескопа Δt , град.			
	РС-20	РП	РК-15	РК-20
900	15	15	35	39
1000	16	16	36	42
1100	18	18	37	46
1200	19	19	38	48
1300	20	20	40	50
1400	22	22	41	52
1500	23	23	42	52
1600	25	25	—	52
1700	26	26	—	52
1800	27	27	—	53

Для телескопов с кварцевой оптикой влияние первой пластинки существенно больше, чем второй. Кроме того, оно настолько велико, что не всегда представляется возможным усреднить индивидуальные характеристики приборов.

Методика учета влияния окна печи для телескопов с кварцевой оптикой основана на следующих соображениях.

Допустим, что в небольшом интервале температур ($\Delta t_c \leq 50$ град) изменение э. д. с. e телескопа пропорционально энергии E падающего излучения. Если на телескоп падает через пластинку с усредненным по спектру коэффициентом поглощения $(1-\tau)$ энергия излучения E_1 , то можно считать, что э. д. с. телескопа

$$e_1 \simeq E_1 = \tau M \epsilon \sigma T^4, \quad (2)$$

где τ — пропускание окном печи той части теплового потока, которая проходит через оптику телескопа;

M — постоянная, связанная с параметрами телескопа;

ϵ — коэффициент черноты излучателя;

σ — постоянная Стефана—Больцмана.

При отсутствии окна э. д. с. пирометра имела бы вид

$$e \simeq E_1 + \Delta E_1 = M \epsilon \sigma T^4. \quad (3)$$

Когда, кроме первого, вводится второе, контрольное, окно, то

$$e_2 \simeq E_1 - \Delta E_2 = \tau_1 \tau M \epsilon \sigma T^4, \quad (4)$$

где τ_1 — пропускание контрольной пластинкой той части теплового потока, которая прошла через оптику телескопа и через окно печи.

Несмотря на идентичность промежуточного окна и контрольной пластинки, нельзя считать, что $\tau = \tau_1$, так как спектральный состав излучения после введения первого окна изменяется и отношение $\eta = \frac{\tau_1}{\tau}$ может меняться в зависимости от температуры, что можно установить, построив на рис. 1 соответствующие кривые 2", 4" и 5" для 2000° К и сравнив их с кривыми 2, 4 и 5 для 1000° К.

Используя выражения (2)–(4), составим отношения

$$\left. \begin{aligned} \frac{e - e_1}{e_1} = \frac{\Delta e_1}{e_1} = \frac{1 - \tau}{\tau} \\ \frac{e_1 - e_2}{e_1} = \frac{\Delta e_2}{e_1} = 1 - \tau_1 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Измерив e , e_1 и e_2 для ряда температур можно из выражений (5) определить значения τ и τ_1 для этих температур.

Экспериментально проверено, что величины τ и τ_1 , а следовательно, и их отношение η одинаковы для различных приборов одной модификации.

С увеличением измеряемой температуры $\eta = \tau_1/\tau$ приближается к единице, т. е. кривая

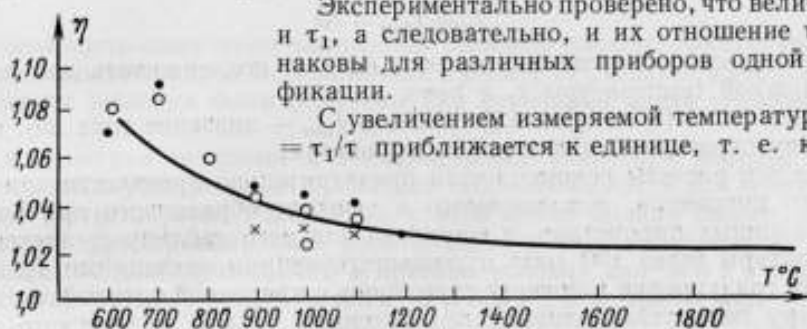


Рис. 2. Зависимость отношения η от измеряемой температуры T °С.

спектрального распределения излучения смещается при этом в область, где ослабление потока определяется в основном отражением от кварцевого окна, а не его поглощением. Поэтому строят график зависимости $\eta = f(t)$ по экспериментальным данным для температур от 400 до 1200° С и далее экстраполируют ее для более высоких температур. Оказалось, что с допустимой точностью эта зависимость общая для приборов групп РК-15 и РК-20, ее кривая приведена на рис. 2. Полученные из кривой данные используют для расчета поправки на окно печи при градуировке приборов с кварцевой оптикой. При расчете поправки исходными являются показания поверяемого телескопа, полученные на печи ПЧ-2 без контрольного (e_1) и с контрольным (e_2) окном. По этим данным для каждой температуры рассчитывают разность

$$\Delta e_2 = e_1 - e_2$$

и отношение

$$\frac{\Delta e_2}{e_1} = \frac{e_1 - e_2}{e_1}$$

Затем определяют

$$\tau_1 = e_2/e_1$$

и по полученным из кривой (рис. 2) значениям η находят

$$\tau = \tau_1/\eta = e_2/e_1\eta$$

Из соотношения

$$\frac{\Delta e_1}{e_1} = \frac{\eta - \tau_1}{\tau_1}$$

определяют поправку на показания прибора

$$\Delta e_1 = e_1 (e_1/e_2 \cdot \eta - 1). \quad (6)$$

В градусах она соответствует

$$\Delta t_{\text{ко}} = \frac{\Delta e_1}{\Delta e / \Delta t},$$

и ее вносят в результат измерения (см. таблицу).

Для упрощения расчетов при градуировке пирометров, в печи поддерживают такую температуру $t_1 = t + \Delta t_c$, чтобы радиационный пирометр со стеклянной оптикой показывал температуру t , близкую к целым сотням градусов. Понижение температуры Δt_c определяют для телескопов со стеклянной оптикой, так как число поверок этих телескопов значительно больше, чем телескопов с кварцевой оптикой. Найденное значение Δt_c отнимают от значения $T_1 - T_0$, полученного для образцового оптического пирометра при расчете ослабления призмой и окном по уравнению (1), и определяют соответствующее значение

$$I_0 = I_{\text{ном}} - \Delta I$$

тока оптического пирометра, которое следует поддерживать для получения нужной температуры t_1 в печи.

Здесь $\Delta I = (t_1 - t_0 - \Delta t_c) \Delta I / \Delta t$, а $I_{\text{ном}}$ — значение тока по свидетельству образцового оптического пирометра.

Все эти расчеты рекомендуется предварительно произвести для оптического пирометра, используемого в качестве образцового при поверке радиационных пирометров, и составить для него таблицу со значениями температуры через 100 град и соответствующими значениями I_0 .

При градуировке и поверке телескопов с кварцевой оптикой, если температуру печи устанавливают по значениям тока I_0 оптического пирометра, то следует к показаниям телескопов прибавить разницу между поправкой $\Delta t_{\text{ко}}$ для телескопов с кварцевой оптикой и поправкой Δt_c для телескопов со стеклянной оптикой. Эта разница, выраженная в значениях э. д. с., будет

$$\Delta e_k = (\Delta t_{\text{ко}} - \Delta t_c) \frac{\Delta e}{\Delta t}. \quad (7)$$

Сличения в 1960—1964 гг. градуированных на различных печах ВНИИМ (в том числе с применением описанной методики) и на печи ХГНИИМ образцовых телескопов дали совпадение в среднем в пределах 3—5 град.

Методику расчета поправки по контрольному окну-свидетелю можно применить и в других случаях измерения температуры радиационным пирометром через смотровое окно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аппаратура для градуировки и поверки радиационных пирометров до 2500° С. «Информационный листок ИТ-5», февраль 1956 г.
2. Р и б о Г. Оптическая пирометрия. М.—Л., ГТТИ, 1934.
3. Г а р р и с о н Т. Р. Радиационная пирометрия. М., изд. «Мир», 1964.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

**ЗАМКНУТОЕ РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ
ДЛЯ ПРОСТЕЙШИХ ТЕРМОПРИЕМНИКОВ**

Возможность получения замкнутых решений параболической граничной неоднородной задачи была показана в работе [1], а затем в работах [2] и [3] такие решения были получены для некоторых задач теплопроводности.

Для практики тепловых и температурных измерений интерес представляют замкнутые решения уравнения теплопроводности для граничных условий третьего рода. Рассмотрим с этой точки зрения симметричные задачи для термометриков в виде цилиндра, шара и пластины.

Уравнение теплопроводности и краевые условия для линейного термометрика в виде цилиндра имеют вид

$$\frac{\partial t(r, \tau)}{\partial \tau} = a \left[\frac{\partial^2 t(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t(r, \tau)}{\partial r} \right] \quad (\tau > 0, \quad 0 < r < R); \quad (1)$$

$$\frac{\partial t(R, \tau)}{\partial r} = h [t_c - t(R, \tau)]; \quad (2)$$

$$\frac{\partial t(0, \tau)}{\partial r} = 0; \quad (3)$$

$$t(r, 0) = t_0. \quad (4)$$

Здесь t и t_0 — измеряемая и начальная температура термометрика;

r — текущая координата;

τ — время измерения;

$h = \alpha/\lambda$ (α и λ — коэффициенты теплоотдачи и теплопроводности соответственно);

t_c — температура среды;

R — радиус цилиндра.

a — коэффициент температуропроводности.

Применяя к выражениям (1)–(4) преобразование Лапласа, получим

$$T''(r, s) + \frac{1}{r} T'(r, s) - \frac{s}{a} T(r, s) + \frac{t_0}{a}; \quad (1')$$

$$T'(R, s) = h \left[\frac{t_c}{s} - T(R, s) \right]; \quad (2')$$

$$T'(0, s) = 0; \quad (3')$$

$$T(r, 0) = \frac{t_0}{s}, \quad (4')$$

где s — параметр преобразования Лапласа;

Решением системы (1')—(4') является

$$T(r, s) = \frac{t_0}{s} + \frac{(t_c - t_0) J_0 \left[\sqrt{\frac{s}{a}} r \right]}{b(s)}. \quad (5)$$

Здесь

$$b(s) = s \left\{ J_0 \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] + \frac{1}{h} \sqrt{\frac{s}{a}} J_1 \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] \right\};$$

$J_0(z)$ — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка;

$$J_1(z) = J_0'(z).$$

Обычно решения в изображениях (5) переводят в оригинал, пользуясь теоремой разложения, однако этот факт приводит к тому, что полученное решение имеет незамкнутую форму.

Перейдем в выражении (5) от изображения к оригиналу по формуле Римана—Меллина

$$t(r, \tau) = t_0 + \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{(t_c - t_0) J_0 \left[\sqrt{\frac{s}{a}} r \right] e^{s\tau} ds}{b(s)}. \quad (6)$$

Все особые точки подынтегральной функции выражения (6) расположены слева от прямой $\operatorname{Re} s = \sigma$.

Используем лемму Жордана

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} e^{s\tau} T^*(r, s) ds = \\ & = \operatorname{Re}_{s=0} [e^{s\tau} T^*(r, s)] + \sum_{s=s_n \neq 0} \operatorname{Res} [e^{s\tau} T^*(r, s)], \end{aligned} \quad (7)$$

а также известное соотношение

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} e^{s\tau} T^*(r, s) ds = \\ & = \frac{1}{2} \operatorname{Res}_{s=0} [e^{s\tau} T^*(r, s)] + \sum_{s=s_n \neq 0} \operatorname{Res} [e^{s\tau} T^*(r, s)], \end{aligned} \quad (8)$$

где $T^*(r, s)$ равен второму члену выражения (5).

С помощью леммы (7) и соотношения (8) выражение для контурного интеграла (6) можно представить в виде

$$t(r, \tau) = t_0 + \frac{1}{2} \operatorname{Res}_{s=0} [e^{s\tau} T^*(r, s)] + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\eta\tau} T^*(r, i\eta) d\eta, \quad (9)$$

(η — переменная интегрирования).

Так как

$$\operatorname{Res}_{s=0} [e^{s\tau} T^*(r, s)] = (t_c - t_0) \lim_{s \rightarrow 0} \frac{s J_0 \left[\sqrt{\frac{s}{a}} r \right]}{b(s)} = t_c - t_0,$$

следовательно, решение задачи в замкнутой форме будет

$$t(r, \tau) = \frac{t_c + t_0}{2} + \frac{t_c - t_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\eta\tau} J_0 \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} r \right] d\eta}{b(i\eta)} \quad (10)$$

или

$$t(r, \tau) = \frac{t_c + t_0}{2} + \frac{t_c - t_0}{2\pi} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\eta\tau} J_0 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} (1+i)r \right] d\eta}{i\eta \left\{ J_0 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} (1+i)R \right] + \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\eta}{2a}} (1+i) J_1 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} (1+i)R \right] \right\}}. \quad (11)$$

2. Уравнение теплопроводности для линейного термоприемника в виде шара имеет вид

$$\frac{\partial [rt(r, \tau)]}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 [rt(r, \tau)]}{\partial r^2} \quad (\tau > 0, 0 < r < R), \quad (12)$$

или в изображениях по Лапласу

$$[rT(r, s)]' - \frac{s}{a} rT(r, s) + \frac{rt_0}{a} = 0. \quad (13)$$

Решением уравнения (13) при краевых условиях (2')—(4') будет

$$T(r, s) = \frac{t_0}{s} + \frac{(t_c - t_0) hR^2 \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} r \right]}{rs \left\{ (hR - 1) \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] + \sqrt{\frac{s}{a}} R \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] \right\}}. \quad (14)$$

В соответствии с выражением (9) следует найти вычет в полюсе $s = 0$. Тогда решение задачи в замкнутой форме будет

$$t(r, \tau) = \frac{t_c + t_0}{2} + \\ + \frac{t_c - t_0}{2\pi} \cdot \frac{hR^2}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\eta\tau} \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} r \right] d\eta}{i\eta \left\{ (hR - 1) \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \right] + \sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \right] \right\}}. \quad (15)$$

Но от получаемых замкнутых решений формы (15) можно перейти к замкнутому вещественному решению. В данной задаче, например, для этого необходимо найти

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} T^*(r, i\eta) e^{i\eta\tau} d\eta \right\},$$

где

$$T^*(r, i\eta) = \frac{(t_c - t_0) hR^2 \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} r \right]}{ri\eta \left\{ (hR - 1) \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \right] + \sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \right] \right\}}.$$

Имеем

$$\frac{e^{i\eta\tau}}{i\eta} = \frac{\sin \eta\tau}{\eta} - i \frac{\cos \eta\tau}{\eta}$$

и

$$\frac{\operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} r \right]}{(hR - 1) \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \right] + \sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{i\eta}{a}} R \right]} = \frac{AC + BD}{C^2 + D^2} + i \frac{BC - AD}{C^2 + D^2},$$

где

$$\begin{aligned}
 A &= \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} r \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} r \right]; \\
 B &= \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} r \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} r \right]; \\
 C &= (hR - 1) \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] + \\
 &+ \sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \left\{ \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] - \right. \\
 &\quad \left. - \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \right\}; \\
 D &= \sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \left\{ \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] + \right. \\
 &\quad \left. + \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \right\} + \\
 &+ (hR - 1) \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right].
 \end{aligned}$$

Поэтому решением для шарового теплоприемника в замкнутой вещественной форме будет

$$\begin{aligned}
 t(r, \tau) &= \frac{t_c + t_0}{2} + \\
 &+ \frac{t_c - t_0}{2\pi} \cdot \frac{hR^2}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{\sin \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{AC + BD}{C^2 + D^2} + \frac{\cos \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{BC - AD}{C^2 + D^2} \right\} d\eta. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Заметим, что имея решения в замкнутой вещественной форме, можно получить представление в такой же форме рядов, встречающихся при решении уравнения теплопроводности методом Фурье или другими методами (4). Для шарового теплоприемника, например, имеем

$$\begin{aligned}
 &\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\sin \mu_n - \mu_n \cos \mu_n)}{\mu_n (\mu_n - \sin \mu_n \cos \mu_n)} \sin \left(\mu_n \frac{r}{R} \right) \exp(-\mu_n^2 Fo) = \\
 &= \frac{r}{4R} - \frac{hR}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{\sin \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{AC + BD}{C^2 + D^2} + \frac{\cos \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{BC - AD}{C^2 + D^2} \right\} d\eta, \quad (17)
 \end{aligned}$$

где μ_n — корни характеристического уравнения; $\operatorname{tg} \mu = -\frac{\mu}{\operatorname{Bi} - 1}$;

Bi — критерий Био;

Fo — критерий Фурье.

Уравнение теплопроводности для линейного теплоприемника в виде пластины имеет вид

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} \quad (\tau > 0, 0 < x < R), \quad (18)$$

где x — текущая координата, или в изображениях

$$T''(x, s) - \frac{s}{a} T(x, s) + \frac{t_0}{a} = 0. \quad (19)$$

Решением уравнения (19) при краевых условиях (2')—(4') будет

$$T(x, s) = \frac{t_0}{s} + \frac{(t_c - t_0) \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} x \right]}{s \left\{ \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] + \frac{1}{h} \sqrt{\frac{s}{a}} \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] \right\}}. \quad (20)$$

Как и выше, находим

$$\operatorname{Res}_{s=0} \left\{ \frac{(t_c - t_0) \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} x \right] \exp(s\tau)}{s \left\{ \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] + \frac{1}{h} \sqrt{\frac{s}{a}} \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] \right\}} \right\}$$

Найдем сразу решение в замкнутой вещественной форме для плоского термодриемника

$$\operatorname{Re} \left\{ \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} x \right]}{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right] + \frac{1}{h} \sqrt{\frac{s}{a}} \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{s}{a}} R \right]} \right\} = \frac{AC + BD}{C^2 + D^2} + i \frac{BC - AD}{C^2 + D^2}.$$

Здесь

$$\begin{aligned} A &= \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right]; \\ B &= \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right]; \\ C &= \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] + \\ &+ \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\eta}{2a}} \left\{ \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] - \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \right\}; \\ D &= \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] + \\ &+ \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\eta}{2a}} \left\{ \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] + \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \right\}. \end{aligned}$$

Следовательно, решением уравнения (18) в замкнутой вещественной форме будет

$$\begin{aligned} t(x, \tau) &= \frac{t_c + t_0}{2} + \\ &+ \frac{t_c - t_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{\sin \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{AC + BD}{C^2 + D^2} + \frac{\cos \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{BC - AD}{C^2 + D^2} \right\} d\eta. \quad (21) \end{aligned}$$

Если перейти в формуле (21) к предельному случаю $h \rightarrow \infty$, то получим решение, соответствующее граничным условиям первого рода:

$$t(x, \tau) = \frac{t_c + t_0}{2} + \frac{t_c - t_0}{2\pi} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \eta \tau}{\eta} \left\{ \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right] \operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right]}{\operatorname{ch}^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] + \operatorname{sh}^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right]} + \right. \\ \left. + \frac{\operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} x \right] \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right]}{\operatorname{ch}^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \cos^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] + \operatorname{sh}^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right] \sin^2 \left[\sqrt{\frac{\eta}{2a}} R \right]} \right\} d\eta.$$

Применим полученное решение в замкнутой вещественной форме для плоского термодатчика к одной из задач теории автоматической компенсации динамических погрешностей измерителей температуры, а именно: к задаче моделирования термодатчиков одноемкостным инерционным звеном, постоянная времени которого представилась бы конечным выражением. Для этого запишем необходимые условия моделирования

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \cos \left(\mu_n \frac{x}{R} \right) \exp(-\mu_n^2 Fo) = \exp(-T_x \tau). \quad (22)$$

Здесь T_x — соответствующим образом выбранный параметр одноемкостного звена.

Теперь для определения локального значения параметра T_x воспользуемся решением (21) и выражением (22). При этом получим

$$T_x = -\frac{1}{\tau} \ln \left\{ \frac{1}{2} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\sin \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{AC + BD}{C^2 + D^2} + \frac{\cos \eta \tau}{\eta} \cdot \frac{BC - AD}{C^2 + D^2} \right\} d\eta \right\}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Еругин Н. П. Замкнутое решение параболической граничной неоднородной задачи. «Прикладная математика и механика», т. XIV, вып. 2, 1950.
2. Смирнов М. М. Некоторые граничные неоднородные задачи уравнения теплопроводности. «Прикладная математика и механика», т. XV, вып. 3, 1951.
3. Алексеева О. П. Замкнутые решения некоторых граничных задач математической физики. «Прикладная математика и механика», т. XVII, 1953.
4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.—Л., Гостехиздат, 1952.

Поступила в редакцию
3/III 1967 г.

ИСКАЖЕНИЯ, ВНОСИМЫЕ ТЕРМОПАРОЙ И ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТЕНЦИОМЕТРОМ ПРИ ЗАПИСИ ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ ТЕМПЕРАТУР

Для регистрации изменяющихся температур широко применяют комплект из термопреобразователя и электронного автоматического потенциометра. Комплектуют эти приборы нередко без учета их динамических характеристик и параметров регистрируемого процесса. Динамические свойства как термопреобразователя, так и электронного потенциометра обычно оценивают по реакции на скачок измеряемой величины, т. е. по параметрам переходной характеристики. В некоторых исследованиях определяют также частотные характеристики этих приборов [1—3].

Целью настоящей работы является определение характера искажений, вносимых всем комплектом при регистрации переменной температуры, и выяснение влияния на эти искажения параметров, характеризующих динамические свойства каждого прибора этого комплекта.

При экспериментальном исследовании комплекта регистрировали наиболее простые законы изменения температуры: скачок, экспоненциальный нагрев и охлаждение (регулярный режим), линейное изменение [4]. При этом моделировали процесс изменения температуры и инерционный термоэлектрический преобразователь. Схемы этих моделей приведены в работе [5]. Модели составляли с помощью как специальных электрических схем, так и блоков электронной моделирующей установки ЭМУ2-8А [6].

Термопреобразователь в первом приближении можно рассматривать как простое инерционное звено с постоянной времени τ . Электрическая модель его состояла из реостатно-емкостной ячейки и катодного повторителя, позволяющего получить такое же малое выходное сопротивление модели, как электрическое сопротивление моделируемого преобразователя. Сигналы, получаемые на входе и выходе модели термопреобразователя, регистрировали исследуемым однозаписным электронным потенциометром типа ЭПП-09. Одновременно испытывали два потенциометра с резко отличающейся скоростью перемещения указателя: время пробега всей шкалы указателем для одного потенциометра составляло 8 сек, для другого 0,7 сек.

Анализ и сопоставление записанных кривых позволили установить, что процесс регистрации переменного сигнала электронным потенциометром можно характеризовать двумя различными режимами, обусловленными его нелинейной характеристикой: режимом слежения и режимом постоянной предельной скорости.

Динамические свойства потенциометра

В системе электронного потенциометра два звена — электронный усилитель и реверсивный двигатель — по условиям оптимального режима работы обладают нелинейными характеристиками.

Электронный усилитель должен обеспечить очень малый порог трогания реверсивного двигателя в соответствии с требованием высокой чувствительности прибора. Напряжение разбаланса, которое определяет порог чувствительности современных потенциометров, составляет 2—10 мкв, а в некоторых схемах — даже менее 1 мкв. Но при работе на вход

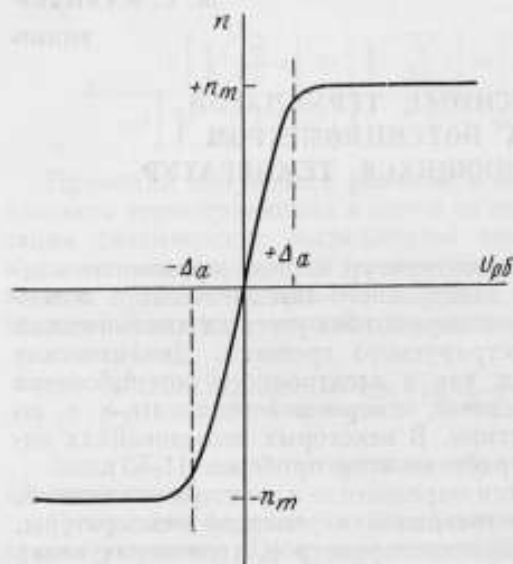


Рис. 1. Зависимость числа оборотов двигателя от напряжения разбаланса.

$U_{рб}$ — напряжение разбаланса, n — число оборотов.

действию системе должен быть релейным [7]. Для потенциометра этим управляющим воздействием является скорость перемещения указателя, которая ограничена предельным числом оборотов реверсивного двигателя. На рис. 1 представлена зависимость числа оборотов двигателя от напряжения разбаланса $U_{рб}$, т. е. от разности между поданным на вход измеряемым напряжением и напряжением компенсирующей схемы.

Максимальная скорость перемещения указателя потенциометра устанавливается при напряжении разбаланса, не превышающем 10—15 мкв. Для прибора с верхним пределом измерения 10 мв это значение соответствует примерно $1/5$ допускаемой погрешности, т. е. 0,1%, а для приборов на большие пределы измерения она относительно меньше. Поэтому при рассмотрении процесса записи переменной величины можно считать, что при работе двигателя в режиме линейного изменения скорости (между точками $-\Delta\alpha$, $+\Delta\alpha$, рис. 1) динамической погрешности нет или она настолько мала, что ее нельзя заметить. Поэтому можно считать, что динамическая погрешность потенциометра определяется ограниченной скоростью передвижения его указателя.

При рассмотрении динамических характеристик потенциометра следует, следовательно, различать два режима реакции на сигнал, измеряемый потенциометром: режим ограниченной скорости и режим слежения.

усилителя может быть подано напряжение в десятки тысяч раз большее. Коэффициент усиления усилителя должен при этом резко упасть, чтобы ограничить перегрузку системы.

Выходное напряжение усилителя управляет реверсивным двигателем, перемещающим указатель потенциометра. Пусковой момент реверсивного двигателя пропорционален току в управляющей обмотке, но с некоторого, сравнительно малого значения тока, скорость двигателя не будет увеличиваться и тогда двигатель можно рассматривать как элемент системы, имеющий релейную характеристику.

В теории автоматического регулирования доказывается, что если в системе существует ограничение по управляющему воздействию, то закон управления в оптимальной по быстро-

При режиме ограниченной скорости измеряемая потенциометром величина изменяется со скоростью, превышающей предельную скорость передвижения указателя; тогда запись переменного сигнала, независимо от его истинной формы, имеет вид линии, наклон которой соответствует предельной скорости передвижения указателя v_n , выраженной в милливольт-секундах. При этом отклонение y указателя потенциометра пропорционально времени, т. е. если скорость изменения измеряемого сигнала $F'(t) \geq v_n$, то $y = v_n t$ мв.

Динамическую погрешность, вносимую потенциометром,

$$\Delta(t) = v_n t - F(t) \quad (1)$$

можно найти из более общего выражения

$$\Delta(t) = \int_0^t [F'(t) - v(t)] dt + \Delta(0). \quad (2)$$

Здесь $\Delta(0) = \Delta(t)$ при $t = 0$.

При этом, если

$$|\Delta(t)| < \Delta_n, \text{ то } v(t) = F'(t) \text{ (режим слежения),}$$

если же

$$|\Delta(t)| \geq \Delta_n, \text{ то } v(t) = v_n \operatorname{sgn} \Delta(t) \text{ (режим ограничения).}$$

Из уравнения (2) видно, что если скорость изменения регистрируемого сигнала больше предельной скорости, то динамическая погрешность возрастает со временем и будет максимальной в конце шкалы. Если на вход потенциометра подан постоянный сигнал A , то погрешность будет максимальной в начале шкалы — в момент включения сигнала, когда $\Delta(t) = \Delta(0) = A$, и будет постепенно убывать до нуля за время

$$t_r = \frac{A}{v_n} = \frac{A}{L} t_m$$

где L — предел измерения потенциометра;

t_m — время пробега указателем всей шкалы.

Полученная при этом запись на диаграмме является типичной переходной характеристикой сервопривода с релейным управлением [8]. Если же измеряемое напряжение $F(t)$ изменяется так, что подынтегральное выражение изменяет свой знак, то погрешность получает максимальное значение в момент времени $t = t_m$, определяемый по производной функции $\Delta(t)$, откуда следует, что

$$F'(t_m) = v_n. \quad (3)$$

Значение максимальной динамической погрешности будет

$$\Delta_m = v_n t_m - F(t_m) = a_m - F(t_m). \quad (4)$$

где a_m — протяженность прямолинейного участка, записанного прибором за время t_m .

Следовательно, динамическая погрешность будет максимальной в момент, когда скорость нарастания регистрируемого сигнала равна предельной скорости движения указателя, а отрезок времени t_r — до точки перехода от искаженного участка кривой записи с протяженностью a_r к неискаженному определяется из уравнения (1) при условии $\Delta(t_r) = 0$, тогда

$$v_n t_r = F(t_r) = a_r, \text{ или } t_r = \frac{F(t_r)}{v_n}. \quad (5)$$

Если же скорость нарастания функции $F(t)$ превосходит предельную скорость движения указателя за все время процесса, то неискаженного участка нет и по полученной записи нельзя судить ни о регистрируемом сигнале, ни о внесенных искажениях.

Термоэлектрический комплект будем рассматривать приближенно как систему, состоящую из линейного инерционного звена (термоэлектрического преобразователя) и нелинейного звена с постоянной ограниченной скоростью (электронного потенциометра).

К термоэлектрическому комплекту, таким образом, нельзя применить известные методы теоретического и экспериментального анализа, которые используют при определении реакции системы, состоящей из ряда линейных звеньев.

Для определения искажений, вносимых термоэлектрическим комплектом при записи изменяющихся температур, рассмотрим поведение системы при наиболее часто встречающихся режимах изменения температуры.

Мгновенное изменение температуры

Режим резкого изменения (скачка) температуры является весьма характерным для работы термопар погружения, измеряющих температуру жидких расплавленных металлов.

Режим скачка входной величины представляет особый интерес также потому, что при нем определяют переходные характеристики, по которым принято оценивать динамические свойства системы.

При скачкообразном изменении входного напряжения до верхнего предела измерения определяют время пробега указателем всей шкалы потенциометра [9], которое до последнего времени (до утверждения нового государственного стандарта на электронные потенциометры) было единственной характеристикой динамических свойств потенциометра.

В случае мгновенного изменения температуры определяют также показатель тепловой инерции, которым принято характеризовать [10] инерционность термопреобразователя.

При записи термоэлектрическим комплектом скачка температуры до значения Θ_m тепловая инерция термопреобразователя вносит искажения, которые можно оценить, моделируя его в первом приближении простым инерционным звеном с постоянной времени τ_r . Напряжение на выходе этого звена меняется по экспоненциальному закону

$$F(t) = U(1 - e^{-t/\tau_r}),$$

где $U = k\Theta_m$.

Следовательно, динамическая погрешность, вносимая термопреобразователем, будет

$$\Delta_r(t) = F(t) - U = -Ue^{-t/\tau_r};$$

она максимальна при $t = 0$, т. е.

$$\Delta_r(0) = -U. \quad (6)$$

Погрешность, вносимую потенциометром $\Delta_n(t)$ в запись выходного напряжения термопреобразователя, вычисляют по выражению (1)

$$\Delta_n(t) = \frac{L}{t_n} t - A(1 - e^{-t/\tau_r}), \quad (7)$$

где $A = k_1 U$

Погрешность максимальна в момент времени, определяемый по формуле (3)

$$t_m = \tau_r \ln \frac{t_n}{\tau_r} \cdot \frac{A}{L} = \tau_r \ln \frac{t_n}{n\tau_r}, \quad (8)$$

где $n = \frac{L}{A}$ — характеристика сигнала, а τ_r — термопреобразователя. Обозначим сочетание параметров

$$\frac{t_n}{n\tau_r} = z.$$

Тогда из формулы (7) найдем, что максимальная погрешность, вносимая потенциометром, будет

$$\Delta_n(t_m) = \frac{L}{t_n} \tau_r (1 + \ln z) - \frac{L}{n}, \quad (9)$$

а относительная погрешность

$$\frac{\Delta_n(t_m)}{A} = \frac{1 + \ln z}{z} - 1. \quad (10)$$

Таким образом, относительная динамическая погрешность, вносимая потенциометром при резком изменении температуры, зависит от амплитуды

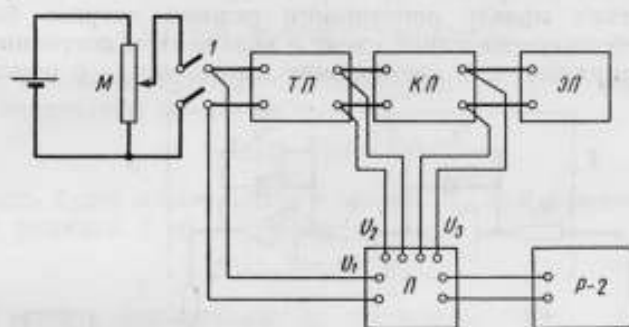


Рис. 2. Схема записи переходной характеристики.

M — модель режима, *П* — переключатель, *P2* — полуавтоматический контрольный потенциометр, *КП* — катодный повторитель, *ТП* — модель термоприемника, *ЭП* — автоматический электронный потенциометр.

измеряемого сигнала, постоянной времени термоприемника и предельной скорости движения указателя прибора.

Для того чтобы относительная погрешность записи потенциометром экспоненциальной кривой на выходе термоприемника не превышала 0,5%, значение z не должно превышать 1,1 (формула 10). Динамическая погрешность порядка 5%, т. е. превышающая статическую в 10 раз, будет в том случае, если допустить, что $z = 1,4$. Если скорость перемещения диаграммной ленты будет 9600 мм/ч, то при этом смещение кривой записи от истинной не будет превышать половины допустимой по государственному стандарту толщины линии. Принимая $A = 0,8L$, получим, что $t_n < 1,7\tau_r$.

Следовательно, если время пробега указателем шкалы потенциометра не превышает примерно удвоенной постоянной времени термопреобразователя, то искажениями, вносимыми самим потенциометром, можно пренебречь.

Экспериментальные данные о длине искаженного участка a_c записи переходных характеристик, полученных на электрической модели (рис. 2) и электронной установке ЭМУ-8А, подтвердило правильность приведен-

ных выводов. На рис. 2 показана схема измерения с помощью потенциометра P2/1 установившихся значений напряжений на входе модели термомприемника $U_1 = \Theta_m$; на выходе ее $U_2 = k\Theta_m$ и на входе электронного потенциометра $U_3 = A = k_1 k \Theta_m$. Катодный повторитель применен для согласования электрического сопротивления модели термомприемника с входом потенциометра.

Кривые регулярного нагрева и охлаждения

Искажения, вносимые при регистрации указанных наиболее характерных режимов изменения температуры комплектом инерционного термопреобразователя и потенциометра, были проанализированы по записям сигналов, полученных на электрических и электронных моделях.

Режим нагрева

Изменение температуры при регулярном нагреве происходит по экспоненциальному закону [11]

$$\Theta(t) = \Theta_m (1 - e^{-t/\tau_c}), \quad (11)$$

где τ_c — постоянная времени процесса нагрева.

Электрическая модель регулярного режима нагрева была осуществлена по реостатно-емкостной схеме с включением постоянного компенсирующего напряжения, а электронная модель его — с помощью опера-

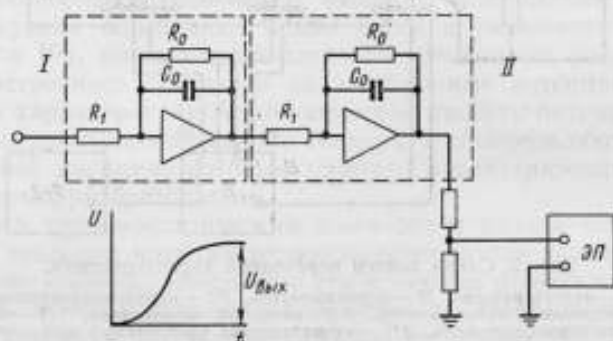


Рис. 3. Схема электронной модели для режима простого нагрева.

I — первое звено, II — второе звено.

ционного усилителя установки ЭМУ-8А с отрицательной обратной связью, на вход которого скачком включалось постоянное напряжение. Постоянная времени такого звена определяется произведением значений сопротивления R_0 и емкости C_0 , входящих в цепь обратной связи операционного усилителя, а его коэффициент усиления — соотношением сопротивлений R_0/R_1 .

На рис. 3 приведена схема электронной модели для режима простого нагрева с постоянной времени 10 сек (первое звено) и для простого инерционного термомприемника (второе звено) с той же постоянной времени.

При включении напряжения $U_- = \text{const}$ на вход модели на выходе первого звена получается напряжение, моделирующее температурный режим регулярного нагрева. Оно меняется по закону

$$U(t) = \frac{R_0}{R_1} U_- (1 - e^{-t/R_0 C_0}).$$

Пользуясь операционным методом, можно написать изображение этого напряжения в виде

$$U(p) = \frac{U_m}{p(\tau_c p + 1)} = \frac{\Theta_m}{p} \cdot \frac{1}{\tau_c p + 1},$$

Передаточная функция W_τ простого термопреобразователя, моделируемого инерционным звеном первого порядка, будет

$$W_\tau(p) = \frac{k}{\tau_\tau p + 1}.$$

где k — коэффициент преобразователя (чувствительность преобразователя).

Тогда операторное изображение сигнала $F(p)$ на выходе второго звена схемы рис. 3 будет

$$F(p) = U(p) W_\tau(p) = \frac{\Theta_m k}{p(\tau_c p + 1)(\tau_\tau p + 1)}. \quad (12)$$

Найдем оригинал функции сигнала $F(t)$, поступающего на электронный потенциометр ЭП, по его изображению $F(p)$:

$$F(t) = \Theta_m k \left[1 + \frac{\tau_c}{\tau_\tau - \tau_c} e^{-t/\tau_c} - \frac{\tau_\tau}{\tau_\tau - \tau_c} e^{-t/\tau_\tau} \right]$$

или

$$F(t) = A_0 + A\tau_c e^{-t/\tau_c} - A\tau_\tau e^{-t/\tau_\tau}.$$

Искажения, вносимые термопреобразователем, т. е. его динамическую погрешность определяем по разности

$$\Delta_\tau(t) = F(t) - k\Theta(t) \quad (13)$$

и погрешность будет максимальна в момент $t_{m\tau}$ при равенстве скоростей нарастания функций $F(t)$ и $k\Theta(t)$

$$F'(t_{m\tau}) = k\Theta'(t_{m\tau}).$$

Следует решить относительно $t_{m\tau}$ уравнение

$$\frac{\Theta_m}{\tau_c} e^{-t_{m\tau}/\tau_c} = A(e^{-t_{m\tau}/\tau_\tau} - e^{-t_{m\tau}/\tau_c}). \quad (14)$$

Отсюда получим

$$t_{m\tau} = \frac{\ln\left(\frac{1}{q\tau_c} - 1\right)}{\frac{\tau_\tau - \tau_c}{\tau_c \tau_\tau}}, \quad (15)$$

где $q = \frac{A}{U_m}$.

Подставляя это значение $t_{m\tau}$ в уравнение (13), можно определить максимальную погрешность, вносимую термопреобразователем при регистрации экспоненциального режима нагрева.

Погрешность, вносимая потенциометром в запись режима нагрева, т. е. в запись функции $F(t)$, будет

$$\Delta_n(t) = \frac{L}{I_n} t - F(t).$$

Максимальное значение эта погрешность будет иметь в момент времени, определяемый из уравнения

$$F'(t_m) = \frac{L}{I_n} = A(e^{-t_m/\tau_\tau} - e^{-t_m/\tau_c}). \quad (16)$$

На рис. 4 представлены сигналы для регулярного режима нагрева, полученные на выходе электрических моделей и записанные с помощью потенциометра с временем пробега $t_p = 1,3$ сек.

На кривой 2 записан режим регулярного нагрева с постоянной времени $\tau_c = 14,4$ сек при исключении инерции термодатчика. На кривой 3 записана переходная характеристика модели термодатчика, имеющего постоянную времени $\tau_r = 10$ сек, а кривая 1 представляет собой запись того же режима регулярного нагрева при наличии термопреобразователя с постоянной времени 10 сек.

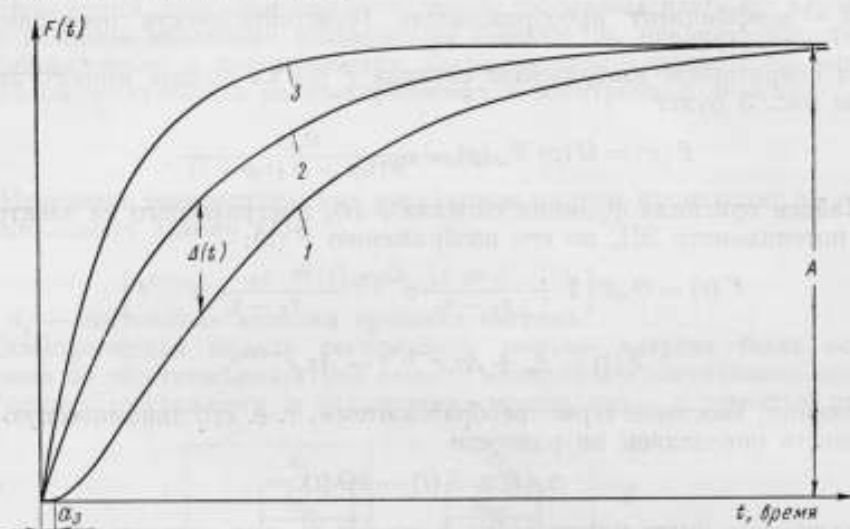


Рис. 4. Запись режима нагрева.

1 — режим регулярного нагрева при наличии термопреобразователя ($\tau_c = 14,4$ сек, $\tau_r = 10$ сек); 2 — то же при исключении инерции термодатчика ($\tau_c = 14,4$ сек, $\tau_r = 0$); 3 — переходная характеристика модели термодатчика ($\tau_r = 10$ сек, $\tau_c = 0$). A — предельное значение измеряемого сигнала.

Как видно из кривой 1, в записи режима существует участок запаздывания a_z , когда записанное значение $F(t)$ не превосходит чувствительности потенциометра.

При анализе записанных кривых применяли методы графического определения значений амплитуд и постоянных времени отдельных экспонент по результирующей кривой путем построения полулогарифмических графиков [11] и [12]. Обработка этим методом ряда кривых дала весьма приближенные результаты. Например, для кривой, которую моделировали на установке ЭМУ-8А по операторному выражению

$$F(p) = \frac{1 \cdot 10 \cdot 10}{p(10p + 1)(10p + 1)}, \quad (17)$$

т. е. при

$$U_m = 1 \text{ в}, \quad \frac{R_0}{R_1} = \frac{R'_0}{R'_1} = 10,$$

$$R_0 C_0 = R'_0 C'_0 = \tau_c = \tau_r = 10 \text{ сек},$$

из полулогарифмической кривой получены значения τ_c от 10 до 8 сек.

Более точным будет способ построения точек теоретической кривой записи нагрева по расчетной формуле функции $F(t)$ для заданных параметров моделей термопреобразователя и сигнала и сравнения ее с экспериментальной кривой.

Оригинал функции $F(t)$ по операторному выражению (17) при кратных корнях характеристического оператора будет

$$F(t) = 100 - 10te^{-t/\tau} - 100e^{-t/\tau}.$$

Можно отметить, что как графические, так и аналитические методы теоретического расчета параметров режима нагрева по его записи дают все же весьма приближенные результаты даже для кривых, снятых на хорошей моделирующей установке.

Режим охлаждения

Температурный режим охлаждения моделируют напряжением, изменяющимся по закону

$$U(t) = U_m e^{-t/\tau_c};$$

его изображение будет

$$U(p) = \frac{U_m \tau_c}{p \tau_c + 1}.$$

Изображение напряжения на выходе инерционного звена:

$$F(p) = U(p) \cdot W(p) = \frac{U_m \tau_c k_r}{(p \tau_c + 1)(p \tau_r + 1)};$$

оригинал его

$$F(t) = \frac{U_m k_r \tau_r \tau_c^2}{\tau_r - \tau_c} (e^{-t/\tau_r} - e^{-t/\tau_c})$$

или

$$F(t) = \frac{A}{\tau_r - \tau_c} (e^{-t/\tau_r} - e^{-t/\tau_c}).$$

Экспериментально режим охлаждения осуществляли на электрической модели, т. е. моделировали его разрядом конденсатора, при этом измерительный комплект (потенциометр и модель термопреобразователя) подключали в момент начала разрядки. Поэтому записывали сложный сигнал и полученную запись (рис. 5) рассматривали как состоящую из двух частей: возрастающей и спадающей. Возрастающая часть представляет собой реакцию на скачок напряжения, но за время, которое необходимо для отображения этого скачка измерительным комплектом, входное напряжение падает и поэтому только спадающую часть кривой можно принимать за отображение функции $\Theta(t)$ измерительным комплектом или функции $F(t)$ — потенциометром.

На рис. 5 приведены записи приборами с различной скоростью пробега сигнала с одной и той же относительной амплитудой $\mu = \frac{L}{A}$ при расчетной постоянной времени режима $\tau_c = 14,4$ сек и для двух термоприемников: о постоянной времени τ_r , близкой к нулю, при $\tau_r = 5$ сек.

Запись одного и того же режима охлаждения с постоянной времени 14,4 сек сильно различается в зависимости от параметров регистрирующих приборов. По подобной записи невозможно определить исходную функцию.

К таким же выводам можно прийти, рассматривая искажение записи линейного режима изменения температуры при наличии инерционного термоприемника и потенциометра с ограниченной скоростью передвижения указателя (рис. 6).

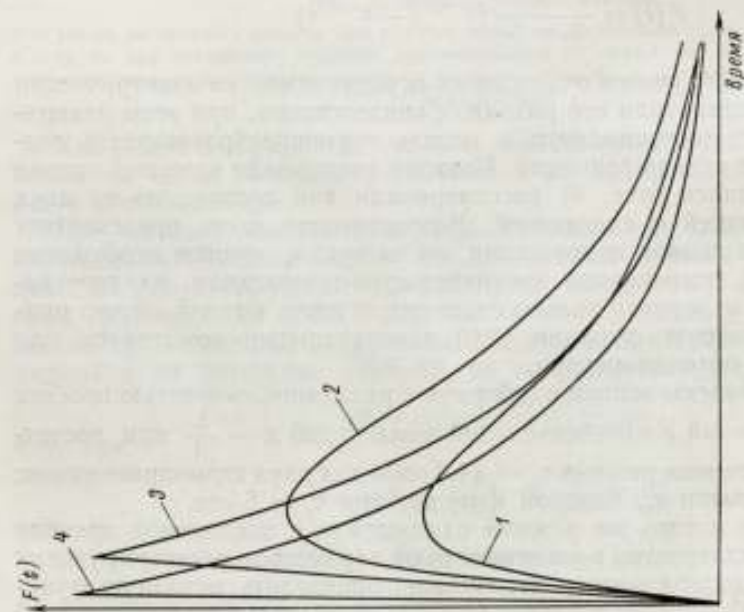


Рис. 5. Запись режима охлаждения с постоянной времени $\tau_c = 14,4$ сек. Запись потенциограмм. 1 и 4 — с $t_{II} = 1,34$ сек; 2 и 3 — с $t_{II} = 7,05$ сек. 1 и 2 — термопреобразик с $\tau_T = 5$ сек; 3 и 4 — инерционность термопреобразователя не включена ($\tau_T = 0$).

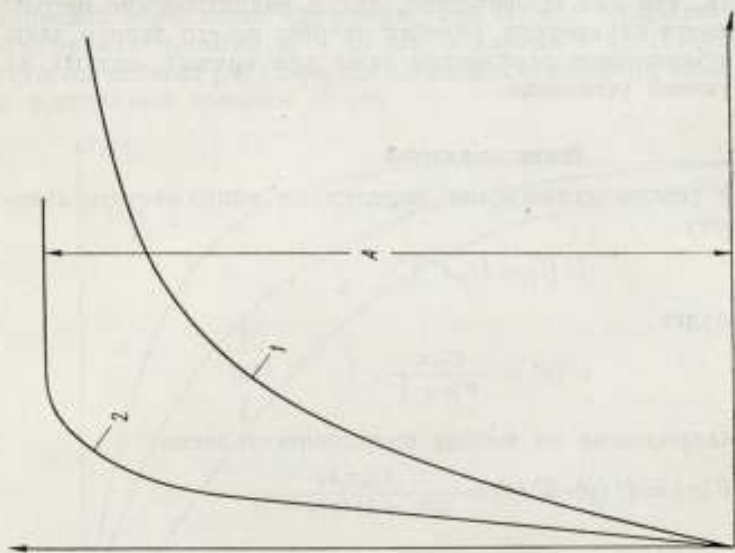


Рис. 6. Запись линейного изменения температуры. Скорость изменения измеряемой температуры соответствует скорости перемещения по шкале прибора 1160 мм/сек, предельная скорость указателя потенциометра 240 мм/сек. Инерционность термопреобразователя: 1 — равна 10 сек, 2 — равна 2 сек.

Заключение

Проведенные исследования показали, что для того, чтобы при регистрации иметь возможность правильно судить о резко меняющихся неэлектрических величинах, нужно хотя бы примерно знать параметры регистрируемого процесса и выбрать в соответствии с требуемой точностью измерения параметры потенциометра и термопреобразователя, как это было показано для случая записи скачка температуры.

Конечно, все это является не простой задачей. Следует, очевидно, уточнить само понятие допустимой динамической погрешности, так как оно, несомненно, связано со скоростью регистрации. Динамическая погрешность записи, так же как и статическая, зависит от толщины линии записи, так как толщина вносит неопределенность при отсчете измеряемой величины. Эта погрешность зависит также от скорости перемещения бумаги v_6 , так как неопределенность отсчета увеличивается с увеличением крутизны наклона линии записи.

Угол наклона определяют из выражения

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_n}{v_6},$$

а неопределенность отсчета по записи с допустимой по ГОСТ 7164—66 шириной линии b будет

$$\delta = b \operatorname{tg} \alpha = b \frac{v_n}{v_6}.$$

Тогда можно допустить динамическую погрешность

$$\Delta_d = \frac{b}{2} \cdot \frac{v_n}{v_6}.$$

Для быстродействующего прибора с $t_n = 1$ сек при скорости бумаги $v_6 = 9600$ мм/ч = 2,67 мм/сек и $b = 0,6$ мм получаем $\Delta_{d1} = 31$ мм, а для прибора с $t_n = 8$ сек — $\Delta_{d8} = 4$ мм.

Для потенциометров класса 0,5 с шириной бумаги 275 мм у прибора с $t_n = 1$ сек в этом случае динамическая погрешность, связанная с неопределенностью отсчета, в 17 раз превосходит допустимую статическую, а у прибора с $t_n = 8$ сек она превосходит ее лишь в 2,5 раза.

Возможно, что динамическую погрешность прибора следует оценивать не по наибольшей разности между записываемой величиной и результатом регистрации, а по какому-либо интегральному критерию.

Ограничение динамической погрешности заданным значением допустимой интегральной погрешности или допустимой интегральной квадратической погрешности даст более общую оценку динамических свойств прибора. В теории автоматического регулирования для оценки качества системы эти критерии нашли широкое применение [13, 14].

Экспериментальное исследование показало, что дальнейшее изучение динамических погрешностей должно иметь целью улучшение динамических свойств приборов, создание корректирующих приборов, определение параметров и условий, необходимых для получения требуемой точности регистрации и установления критериев для оценки точности регистрации при измерении переменных величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Буvin Н. П. Экспериментальное исследование динамических характеристик термодатчиков. «Приборостроение», 1960, № 10.
2. Оуян-юй. Определение динамических характеристик промышленных термодатчиков. «Доклады высшей школы», 1958, № 3 и 4.

3. Каяндер М. С. Частотные характеристики электронных потенциометров. «Измерительная техника», 1964, № 2.
4. Каяндер М. С. Моделирование измерения переменных температур. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
5. Каяндер М. С. Динамические погрешности измерения переменных температур термозлектрическим комплектом. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Информационный сборник 3. Температурные измерения», М.—Л., Изд. стандартов, 1964.
6. Коган В. Я. Электронные моделирующие устройства и их применение для исследования систем автоматического регулирования. М., 1959.
7. Понтрягин Л. С., Болтянский В. Г., Ганкредидзе Р. В. Математическая теория оптимальных процессов. М.—Л., Физматгиз, 1961.
8. Мерризм К. У. Теория оптимизации и расчет систем управления с обратной связью. М.—Л., изд. «Мир», 1967.
9. Инструкция 166/63 по поверке потенциометров. Изд. стандартов.
10. ГОСТ 6616—61 «Термопары», ГОСТ 6651—59 «Термометры сопротивления». Изд. стандартов.
11. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. М.—Л., Машгиз, 1957.
12. Симою М. П. Определение передаточных функций по временным характеристикам линеаризованных систем. «Приборостроение», 1958, № 3.
13. Лернер А. Я. Введение в теорию автоматического регулирования. М.—Л., Машгиз, 1958.
14. Ньютон Д. К., Гулд Л. А., Кайзер Д. Ф. Теория линейных следящих систем. М., ИЛ, 1961.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕРМОПРИЕМНИКОВ

Условия теплообмена со средой поверхностных термодатчиков значительно отличаются от условий теплообмена термодатчиков погружения. Хотя этот факт хорошо известен, существующие нормативные документы и практические приемы измерений не отражают специфики, особенно в части, относящейся к определению динамических характеристик. Методика определения и оценки параметров, определяющих динамические свойства термодатчиков, предназначенных для измерения температуры поверхностей, разработана недостаточно.

Для измерения температуры поверхностей объектов широкое распространение получили тонкие плоские термодатчики. Обычно они выполнены в виде пластины из изоляционного материала, в средней плоскости которой расположен чувствительный элемент.

Для оценки динамических характеристик таких термодатчиков при различных законах изменения температуры поверхности будем рассматривать термодатчик как неограниченную пластину, полагая при этом, что тепловые свойства материала не зависят от температуры и неизменны во времени. Температурное поле пластины одномерное и зависит от одной координаты x и от времени τ . Дифференциальное уравнение теплопроводности для этого случая имеет вид

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где t — температура и a — температуропроводность пластины.

В начальный момент времени температура в любой точке пластины равна температуре окружающей среды. Если принять температуру среды за нулевую, тогда начальное условие будет иметь вид

$$t(x, 0) = 0. \quad (2)$$

При произвольном законе изменения температуры исследуемой поверхности $\Theta(\tau)$ и идеальном тепловом контакте пластины с поверхностью граничное условие на одной поверхности будет

$$t(0, \tau) = \Theta(\tau), \quad (3)$$

Теплообмен второй поверхности с окружающей средой характеризуется граничными условиями третьего рода

$$-\lambda \frac{\partial t(l, \tau)}{\partial x} + \alpha t(l, \tau) = 0, \quad (4)$$

где α — коэффициент теплоотдачи;

l — толщина пластины.

Решение уравнения (1) методом преобразования Лапласа при условиях (2)—(4) в изображениях имеет вид

$$T(x, s) = \vartheta(s) \left[\frac{\beta \operatorname{ch} \beta (1 - \rho) + \operatorname{Bi} \operatorname{sh} \beta (1 - \rho)}{\beta \operatorname{ch} \beta + \operatorname{Bi} \operatorname{sh} \beta} \right], \quad (5)$$

где $\vartheta(s)$ — изображение $\Theta(\tau)$,

$$\beta = \sqrt{\frac{s}{a}} l,$$

$\rho = \frac{x}{l}$ — относительная координата,

$\operatorname{Bi} = \frac{\alpha l}{\lambda}$, λ — коэффициент теплопроводности пластины.

Используя разложения $\operatorname{sh} \beta$ и $\operatorname{ch} \beta$ в ряд по степеням β и принимая в первом приближении $\operatorname{sh} \beta = \beta + \frac{\beta^3}{3!}$ и $\operatorname{ch} \beta = 1 + \frac{\beta^2}{2!}$, получим

$$T(x, s) = \vartheta(s) \cdot m \frac{ns + 1}{\varepsilon s + 1}, \quad (6)$$

где

$$m = \frac{1 + \operatorname{Bi} (1 - \rho)}{1 + \operatorname{Bi}}; \quad (7)$$

$$n = \frac{l^2}{6a} (1 - \rho)^2 \frac{[3 + \operatorname{Bi} (1 - \rho)]}{1 + \operatorname{Bi} (1 - \rho)}; \quad (8)$$

$$\varepsilon = \frac{l^2}{6a} \cdot \frac{3 + \operatorname{Bi}}{1 + \operatorname{Bi}}. \quad (9)$$

Коэффициент ε в выражении (6) можно определить как постоянную тепловой инерции термодатчика. Во всем диапазоне изменений условий теплообмена от $\operatorname{Bi} = 0$ до $\operatorname{Bi} = \infty$ значение ε изменяется от $l^2/2a$ до $l^2/6a$.

Рассмотрим поведение термодатчика при законах изменения температуры $\Theta(\tau)$ на исследуемой поверхности: скачкообразном $\Theta(\tau) = t_a$ ($t_a = \text{const}$), линейном $\Theta(\tau) = b\tau$ и периодическом $\Theta(\tau) = A \sin \omega\tau$.

Перейдя к оригиналам в выражении (6) без учета членов порядка выше β^2 , при $\Theta(\tau) = t_a$ получим, что температура термодатчика изменяется по закону

$$t(x, \tau) = t_a m \left[1 - \left(1 - \frac{n}{\varepsilon} \right) e^{-\tau/\varepsilon} \right], \quad (10)$$

т. е. по экспоненте, как и для термодатчиков погружения при ступенчатом изменении температуры среды [1]. Величина n/ε изменяется от единицы, когда $\rho = 0$, до нуля, когда $\rho = 1$. Чем ближе чувствительный элемент термодатчика к поверхности, тем меньше член $\left(1 - \frac{n}{\varepsilon} \right) e^{-\tau/\varepsilon}$, определяющий динамическую погрешность измерения. В предельном случае, когда чувствительный элемент расположен в сечении $\rho = 0$, термодатчик с начального момента измерения показывает температуру поверхности объекта t_a .

Из выражения (10) при $\tau \rightarrow \infty$ получим, что $t(x, \tau) = ct$, выражение $m-1$ дает значение относительной статической погрешности измерения за счет перепада температуры по толщине термодатчика. Величина m в зависимости от расположения чувствительного элемента изменяется от единицы при $\rho = 0$ до $(1 + \operatorname{Bi})^{-1}$ при $\rho = 1$.

Для случая линейного изменения температуры исследуемого объекта решение задачи (6) в оригиналах имеет вид

$$t(x, \tau) = bm [\tau - (\varepsilon - n)(1 - e^{-\tau/\varepsilon})], \quad (11)$$

где b — скорость нагрева объекта.

Начиная с моментов, когда $e^{-\tau/\varepsilon} \ll 1$, уравнение (11) принимает вид

$$t(x, \tau) = bm[\tau - (\varepsilon - n)], \quad (12)$$

и погрешность измерения температуры

$$\Delta t = -b(1 - m)\tau - bm(\varepsilon - n). \quad (13)$$

Как видно из уравнения (13), погрешность измерения имеет постоянную составляющую, которая зависит от динамических свойств плоского поверхностного термодатчика и в отличие от термодатчиков погружения — переменную составляющую, обусловленную перепадом температуры по его толщине.

Рассмотрим решение (6) при периодическом изменении температуры поверхности $\Theta(\tau) = A \sin \omega\tau$. Для квазистационарного состояния получим решение в виде

$$t(x, \tau) = \frac{Am}{1 + \varepsilon^2\omega^2} [(1 + \varepsilon l\omega^2) \sin \omega\tau - \omega(\varepsilon - n) \cos \omega\tau]. \quad (14)$$

При условии, что чувствительный элемент термодатчика расположен в сечении $x = l$, т. е. что $n = 0$, получим для амплитуды колебаний температуры термодатчика выражение

$$t(l, \tau_{\max}) = A \frac{m}{\sqrt{1 + \varepsilon^2\omega^2}}, \quad (15)$$

Амплитуда температуры, регистрируемая поверхностным термодатчиком, по сравнению с термодатчиками погружения [1] при том же значении ε уменьшилась в $1/m$ раз, где $m = (1 + Bi)^{-1}$. Сдвиг фаз между показаниями термодатчика и измеряемой температурой в случае $x = l$ будет

$$\varphi = \arcsin \frac{\omega\varepsilon}{\sqrt{1 + \varepsilon^2\omega^2}}. \quad (16)$$

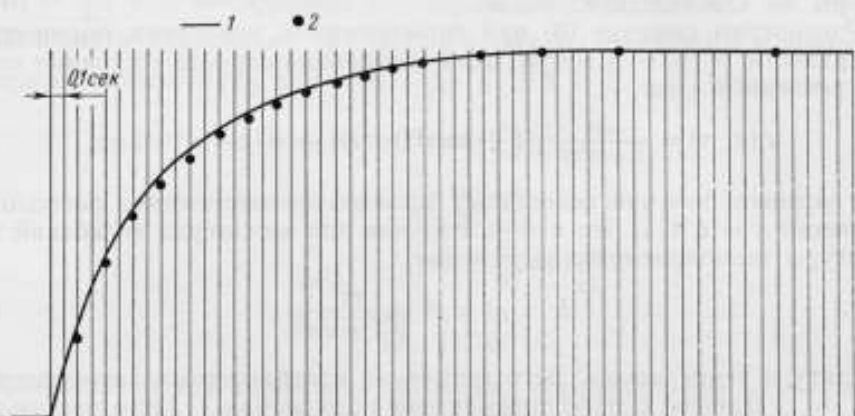
На основании полученного решения (10) следует, что для экспериментального определения постоянной тепловой инерции плоских поверхностных термодатчиков можно использовать метод, подобный применяемому для определения инерционности термодатчиков погружения. В эксперименте необходимо обеспечить ступенчатое изменение температуры на одной поверхности термодатчика, записать и затем обработать кривую его нагрева.

Приведенные выводы и метод определения постоянной тепловой инерции справедливы в тех случаях, когда искажение температурного поля объекта от наложения термодатчика мало по сравнению со статической и динамической погрешностями. Искажение температурного поля было оценено аналитически [2] и проверено экспериментально для наиболее часто встречающихся условий измерения температуры поверхности, когда исследуемый объект — металлическая стенка, а термодатчик выполнен из теплоизоляционного материала. Результаты показали, что для таких условий в довольно широком диапазоне толщин исследуемой стенки и термодатчика значение искажения температурного поля на порядок меньше статической погрешности.

Справедливость решения (10) была проверена на плоских термодатчиках, у которых обмотка из медной проволоки находилась в среднем сечении между двумя слюдяными обкладками. Термодатчик с помощью специального пружинного устройства приводили в контакт с поверхностью печи, имеющей постоянную температуру. На рисунке приведена кривая нагрева термодатчика, записанная самописцем, и результаты расчета

некоторых точек этой кривой по уравнению (10). Эксперименты показали, что кривая нагрева термодатчика может быть аппроксимирована одной экспонентой с точностью $2 \div 5\%$. Зависимость постоянной тепловой инерции (9) от параметров термодатчика и условий теплообмена также подтвердилась в экспериментах. Для этого получали постоянные инерции ϵ_1 и ϵ_2 одного термодатчика для двух значений коэффициента теплоотдачи α_1 и α_2 . Результаты показали, что зависимость (9) соответствует экспериментальной в пределах 10% .

Так, например, в экспериментах с термодатчиками из слюды толщиной $l = 0,15$ мм при $\alpha_1 = 20$ $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{град}$ было получено $\epsilon_1 = 0,80$ сек,



Кривые нагрева термодатчика:

1 — экспериментальная, 2 — расчетная по одной экспоненте.

а при $\alpha_2 = 80$ $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{град}$ $\epsilon_2 = 0,65$ сек. В экспериментах был определен коэффициент m . Найденные таким способом значения m и ϵ были проверены сравнением экспериментальной кривой линейного изменения температуры, полученной с помощью данного термодатчика, с кривой, рассчитанной по решению (11) при найденных m и ϵ . Совпадение находилось в пределах $5-8\%$.

Полученные решения и экспериментальный метод определения эффективного значения постоянной тепловой инерции плоских поверхностных термодатчиков позволяют оценить динамическую погрешность измерения. Причем, если постоянная тепловой инерции определена для одного известного значения коэффициента теплообмена с окружающей средой, то по соотношению (9) можно рассчитать эффективное значение постоянной тепловой инерции для любого необходимого значения α .

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев Г. М. Тепловые измерения. Машгиз, 1957.
2. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. Изд-во «Энергия», 1967.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ
ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ

При измерении температуры турбулентных потоков (в общем случае) как температуру, так и скорость их следует считать случайными функциями времени.

Будем считать простейший термодатчик свободным от внутренних градиентов температур. Изменение температуры такого термодатчика подчиняется дифференциальному уравнению

$$\frac{dt(\tau)}{d\tau} + \frac{a}{L^2} \text{Bi}(\tau) [t(\tau) - \Theta(\tau)] = 0. \quad (1)$$

Решение этого уравнения для установившейся стадии процесса измерения имеет вид

$$t(\tau) = \Theta(\tau) - \int_0^{\tau} \dot{\Theta}(\tau_1) \exp \left[-\frac{a}{L^2} \int_{\tau_1}^{\tau} \text{Bi}(\tau_2) d\tau_2 \right] d\tau_1, \quad (2)$$

где $\Theta(\tau)$ и $t(\tau)$ — температура потока и термодатчика соответственно;
 a — коэффициент температуропроводности материала термодатчика;

L — определяющий размер термодатчика;

$\text{Bi}(\tau)$ — критерий Био;

τ — время;

τ_1 и τ_2 — переменные интегрирования.

В первом приближении критерий Био и скорость потока можно считать линейно связанными. В дальнейшем критерий Био и температуру среды будем считать стационарными случайными процессами.

Чтобы найти усредненное значение систематической погрешности измерения температуры, достаточно найти математическое ожидание разности $t(\tau) - \Theta(\tau) = \delta(\tau)$. Из выражения (2) получим

$$\overline{\delta(\tau)} = - \int_0^{\tau} M \left\{ \dot{\Theta}(\tau_1) \exp \left[-\frac{a}{L^2} \int_{\tau_1}^{\tau} \text{Bi}(\tau_2) d\tau_2 \right] \right\} d\tau_1, \quad (3)$$

где M — символ операции математического ожидания.

Обозначим

$$\mu(\tau_1) = \frac{a}{L^2} \int_{\tau_1}^{\tau} \text{Bi}(\tau_2) d\tau_2$$

и введем характеристическую функцию случайного вектора с компонентами $\mu(\tau_1)$ и $\Theta(\tau_1)$. Пусть $g(\lambda_1, \lambda_2)$ — характеристическая функция случайного вектора. Тогда выражение для усредненного значения систематической погрешности примет вид

$$\overline{\delta(\tau)} = -\frac{1}{i} \int_0^{\tau} \frac{\partial g(\lambda_1, \lambda_2)}{\partial \lambda_2} \Big|_{\substack{\lambda_1=i \\ \lambda_2=0}} d\tau_1, \quad (4)$$

где i — мнимая единица.

Как указано в работе [1], все три компоненты пульсирующей составляющей скорости имеют приблизительно нормальное распределение с коэффициентом эксцесса $2,9 \div 3,0$. Поэтому критерий Био, $\mu(\tau_1)$ и температуру среды можно считать нормально распределенными случайными функциями. Так как характеристические функции системы нормальных случайных величин Y_1, \dots, Y_n можно однозначно выразить через элементы корреляционной матрицы $\|K_{ji}\|$ этой системы и их математические ожидания m_{yj} , приведенной в работе [2] формулой

$$q(\lambda_1, \dots, \lambda_n) = \exp \left(i \sum_{j=1}^n \lambda_j m_{yj} - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^n \sum_{l=1}^n K_{jl} \lambda_j \lambda_l \right), \quad (5)$$

то, преобразовав формулу (4) с помощью (5), получим окончательное выражение для усредненного значения систематической погрешности измерения. Для квазистационарной стадии измерения это выражение будет

$$\overline{\delta(\infty)} = \frac{a}{L^2} \exp(-d) \left\{ \frac{K_{\text{Bi} \Theta}(0)}{\frac{a}{L^2} \left[\text{Bi} - \frac{a^2}{L^2} \pi S_{\text{Bi}}(0) \right]} - \int_0^{\infty} \exp \left[- \left(\frac{a}{L^2} \text{Bi} - \frac{a^2}{L^4} \pi S_{\text{Bi}}(0) \right) \lambda \right] K_{\text{Bi} \Theta}(\lambda) d\lambda \right\}, \quad (6)$$

где

$$d = \frac{a^3}{L^4} \int_0^{\infty} \lambda K_{\text{Bi}}(\lambda) d\lambda;$$

- Bi — постоянная составляющая критерия Био;
- $S_{\text{Bi}}(0)$, $K_{\text{Bi}}(\lambda)$ — его спектральная плотность и его корреляционная функция;
- $K_{\text{Bi} \Theta}(\lambda)$ — взаимокорреляционная функция критерия Био и температуры среды;
- λ — переменная интегрирования.

Из выражения (6) можно найти систематические погрешности измерения с учетом параметрических искажений, обусловленных пульсациями скорости, а следовательно, и критерия Био, для весьма разнообразных тепловых и гидродинамических режимов.

Аналогично определению усредненного значения систематической погрешности, из выражения (2) можно найти корреляционную функцию показаний термометра

$$K_{t(\tau)}(\tau, \tau') = K_{\Theta}(\tau - \tau') - \int_0^{\tau} \exp[-c(\tau - \tau_1)] \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \tau_1} K_{\Theta}(\tau' - \tau_1) + \frac{a^2}{L^4} [K_{\text{Bi} \Theta}(0) - K_{\text{Bi} \Theta}(\tau - \tau_1)] \int_{\tau_1 - \tau'}^{\tau - \tau'} K_{\text{Bi} \Theta}(\lambda) d\lambda \right\} d\tau_1 -$$

$$\begin{aligned}
& - \int_0^{\tau'} \exp[-c(\tau' - \tau'_i)] \left\{ \frac{\partial}{\partial \tau'_i} K_{\Theta}(\tau - \tau'_i) + \right. \\
& \left. + \frac{a^2}{L^4} [K_{\text{Bi}\Theta}(0) - K_{\text{Bi}\Theta}(\tau' - \tau'_i)] \int_{\tau'_i - \tau}^{\tau' - \tau} K_{\text{Bi}\Theta}(\lambda) d\lambda \right\} d\tau'_i + \\
& + \int_0^{\tau} \int_0^{\tau'} \exp[-c(\tau + \tau' - \tau_i - \tau'_i) + K_{12}] \left\{ \frac{\partial^2}{\partial \tau_i \partial \tau'_i} K_{\Theta}(\tau_i - \tau'_i) + \right. \\
& + \frac{a^2}{L^4} [K_{\text{Bi}\Theta}(\tau_i - \tau'_i) - K_{\text{Bi}\Theta}(\tau - \tau'_i) + K_{\text{Bi}\Theta}(0) - K_{\text{Bi}\Theta}(\tau' - \tau'_i)] \times \\
& \times [K_{\text{Bi}\Theta}(0) - K_{\text{Bi}\Theta}(\tau - \tau_i) + K_{\text{Bi}\Theta}(\tau'_i - \tau_i) - K_{\text{Bi}\Theta}(\tau' - \tau'_i)] \left. \right\} \times \\
& \times d\tau_i d\tau'_i - \overline{l(\tau)l(\tau')}, \tag{7}
\end{aligned}$$

где

$$c = \frac{a}{L^2} \text{Bi} - \frac{a^2}{L^4} \pi S_{\text{Bi}}(0),$$

а элемент матрицы K_{12} имеет вид

$$\begin{aligned}
K_{12} = \frac{a^2}{L^4} & \left[(\tau - \tau'_i) \int_0^{\tau - \tau'_i} K_{\text{Bi}}(\eta) d\eta + (\tau' - \tau_i) \int_0^{\tau' - \tau_i} K_{\text{Bi}}(\eta) d\eta - \right. \\
& - (\tau - \tau') \int_0^{\tau - \tau'} K_{\text{Bi}}(\eta) d\eta - (\tau_i - \tau'_i) \int_0^{\tau_i - \tau'_i} K_{\text{Bi}}(\eta) d\eta - \\
& \left. - \int_{\tau - \tau'}^{\tau - \tau'_i} \eta K_{\text{Bi}}(\eta) d\eta - \int_{\tau'_i - \tau_i}^{\tau' - \tau_i} \eta K_{\text{Bi}}(\eta) d\eta \right].
\end{aligned}$$

При $\tau = \tau'$ выражение (7) переходит в выражение дисперсии показаний термомприемника. Четвертый член правой части выражения (7) представляет собой корреляционную функцию отклонения показаний термомприемника от температуры среды. Следует отметить, что выражение (7) позволяет также определить интегральный масштаб турбулентности Эйлера τ_E в показаниях термомприемника, который связан с корреляционной функцией выражением

$$\tau_E = \int_0^{\infty} K_{l(\tau)}(\lambda) d\lambda.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Бай-ши-и. Турбулентное течение жидкостей и газов. М.—Л., ИЛ, 1962.
2. Пугачев В. С. Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления. М., Физматгиз, 1960.

Поступила в редакцию
3/III 1967 г.

**ТЕРМОПРИЕМНИКИ В УСЛОВИЯХ
ПРОИЗВОЛЬНО МЕНЯЮЩИХСЯ ВО ВРЕМЕНИ
ТЕМПЕРАТУРЫ СРЕДЫ
И КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ**

На динамические свойства термодатчиков, используемых при исследовании турбулентных температурных полей, воздействуют в основном такие энергетические факторы, как турбулентные пульсации температуры, внутренние источники энергии и тепловая энергия, возникающая в результате преобразования части кинетической энергии движущегося потока газа в тепловую при ударе частиц среды о поверхность термодатчика. При этом коэффициент теплоотдачи является переменным во времени.

Особенность рассматриваемого теплового режима термодатчиков заключается в том, что изменение температуры среды, коэффициента теплоотдачи, удельной мощности внутренних источников энергии, удельного потока энергии аэродинамического нагрева принимается турбулентным, причем математически все эти физические процессы представляются стационарными случайными функциями с нормальным законом распределения. Исходя из физических предпосылок, теплоотдачу и температуру среды, а также удельный поток энергии аэродинамического нагрева и скорость необходимо считать взаимнокоррелированными процессами.

Таким образом, математическая постановка задачи формулируется так:

$$\alpha \left[\frac{\partial^2 t^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon^2} + \frac{\nu}{\varepsilon} \cdot \frac{\partial t^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \right] = \frac{\partial t^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \tau} - W(\varepsilon, \tau) - Q(\tau). \quad (1)$$

При $\nu = 0$ уравнение (1) описывает процесс теплопроводности в пластине, при $\nu = 1$ — в цилиндре и при $\nu = 2$ — в шаре. Соответствующие краевые условия для уравнения (1) имеют вид

$$\frac{\partial t^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \Big|_{\varepsilon=R} + h(\tau) [t^{(v)}(\varepsilon, \tau) - \Theta(\tau)] \Big|_{\varepsilon=R} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial t^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0} = 0; \quad (3)$$

$$t^{(v)}(\varepsilon, \tau) \Big|_{\tau=0} = f^{(v)}(\varepsilon). \quad (4)$$

В уравнениях (1)–(4) введены следующие обозначения:

$$W(\varepsilon, \tau) = \frac{1}{C\gamma} \cdot \omega(\varepsilon, \tau); \quad Q(\tau) = \frac{\nu+1}{C\gamma R} \cdot g(\tau); \quad h(\tau) = \frac{\alpha(\tau)}{\lambda};$$

$t^{(v)}(\varepsilon, \tau)$ и $\Theta(\tau)$ — температура термоприемника и среды соответственно;

λ, a — коэффициенты тепло- и температуропроводности материала термоприемника;

$C, \omega(\varepsilon, \tau)$ — удельные теплоемкость и мощность внутренних источников энергии;

$\alpha(\tau)$ — коэффициент теплоотдачи;

$g(\tau)$ — удельный поток энергии аэродинамического нагрева;

R — радиус цилиндра, шара или половина толщины пластины;

ε — обобщенная координата;

τ — время измерения.

Сделав замену

$$V^{(v)}(\varepsilon, \tau) = t^{(v)}(\varepsilon, \tau) - \Theta(\tau), \quad (5)$$

получим систему уравнений с однородными граничными условиями, которая после приведения к самосопряженной по отношению к координате форме примет вид

$$a \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\varepsilon^v \frac{\partial V^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \right] = \varepsilon^v \left[\frac{\partial V^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \tau} + \frac{d\Theta(\tau)}{d\tau} - W(\varepsilon, \tau) - Q(\tau) \right]; \quad (6)$$

$$\frac{\partial V^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \Big|_{\varepsilon=R} + h(\tau) V^{(v)}(\varepsilon, \tau) \Big|_{\varepsilon=R} = 0; \quad (7)$$

$$\frac{\partial V^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0} = 0; \quad (8)$$

$$V^{(v)}(\varepsilon, \tau) \Big|_{\tau=0} = f^{(v)}(\varepsilon) - \Theta(\tau) \Big|_{\tau=0}. \quad (9)$$

Так как оператор $\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\varepsilon^v \frac{\partial V^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \right]$ является положительно определенным и симметричным в классе функций $V^{(v)}(\varepsilon, \tau)$, непрерывных на отрезке $[0, R]$ вместе со своими первыми и вторыми производными и удовлетворяющих на концах этого отрезка однородным краевым условиям (7)–(8), то, согласно соответствующей теореме вариационного исчисления [1], решение системы (6)–(9) дает экстремум (минимум) функционалу

$$h(\tau) R^v [V^{(v)}(R, \tau)]^2 + \int_0^{R-} \left\{ \varepsilon^v \left[\frac{\partial V^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \right]^2 + \frac{2}{a} \varepsilon^v V^{(v)}(\varepsilon, \tau) \left[\frac{\partial V^{(v)}(\varepsilon, \tau)}{\partial \tau} + \frac{d\Theta(\tau)}{d\tau} - W(\varepsilon, \tau) - Q(\tau) \right] \right\} d\varepsilon. \quad (10)$$

Вариационную задачу, к которой свелось уравнение теплопроводности, будем решать методом Ритца. Примем

$$V^{(v)}(\varepsilon, \tau) = - \sum_{i=0}^n C_i^{(v)}(\tau) \Psi_i(\varepsilon, \tau), \quad (11)$$

где $\Psi_i(\varepsilon, \tau)$ — координатные функции.

Заметим, что в рассмотренном случае координатные функции зависят от времени. Экстремальное свойство функционала (10) можно представить так

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^n \left\{ \int_0^R \varepsilon^{\nu} \Psi_k(\varepsilon, \tau) \Psi_l(\varepsilon, \tau) d\varepsilon \right\} \frac{dC_l^{(\nu)}(\tau)}{d\tau} + \sum_{l=0}^n \left\{ h(\tau) R^{\nu} a \Psi_k(R, \tau) \Psi_l(R, \tau) + \right. \\ & \quad \left. + \int_0^R \left[\varepsilon^{\nu} a \frac{\partial \Psi_k(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} \cdot \frac{\partial \Psi_l(\varepsilon, \tau)}{\partial \varepsilon} + \varepsilon^{\nu} \Psi_k(\varepsilon, \tau) \frac{\partial \Psi_l(\varepsilon, \tau)}{\partial \tau} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \varepsilon^{\nu} \Psi_l(\varepsilon, \tau) \frac{\partial \Psi_k(\varepsilon, \tau)}{\partial \tau} \right] d\varepsilon \right\} C_l^{(\nu)}(\tau) = \\ & = \left[\frac{d\Theta(\tau)}{d\tau} - Q(\tau) \right] \int_0^R \varepsilon^{\nu} \Psi_k(\varepsilon, \tau) d\varepsilon - \int_0^R \varepsilon^{\nu} \Psi_k(\varepsilon, \tau) W(\varepsilon, \tau) d\varepsilon; \quad (12) \end{aligned}$$

где $k = 0, 1, 2, \dots, n$.

Обозначив сокращенно коэффициенты и свободные части, получим

$$\sum_{i, k=0}^n \alpha_{i, k}^{(\nu)}(\tau) \frac{dC_i^{(\nu)}(\tau)}{d\tau} + \sum_{i, k=0}^n \beta_{i, k}^{(\nu)}(\tau) C_i^{(\nu)}(\tau) = \gamma_k^{(\nu)}(\tau). \quad (13)$$

Кроме обычных, на координатные функции накладывается еще одно условие: они должны быть представимы в виде

$$\Psi_i(\varepsilon, \tau) = \Psi_i(\varepsilon) - \tilde{\Psi}_i(\varepsilon, \tau),$$

т. е. как сумма постоянной и переменной (во времени) составляющих. Тогда систему (13) можно представить как

$$\begin{aligned} & \sum_{i, k=0}^n \alpha_{i, k}^{(\nu)} \frac{dC_i^{(\nu)}(\tau)}{d\tau} + \sum_{i, k=0}^n \beta_{i, k}^{(\nu)} C_i^{(\nu)}(\tau) = \\ & = \gamma_k^{(\nu)}(\tau) - \sum_{i, k=0}^n \tilde{\alpha}_{i, k}^{(\nu)}(\tau) \frac{dC_i^{(\nu)}(\tau)}{d\tau} - \sum_{i, k=0}^n \tilde{\beta}_{i, k}^{(\nu)}(\tau) C_i^{(\nu)}(\tau), \quad (14) \end{aligned}$$

где $\alpha_{i, k}^{(\nu)}$, $\beta_{i, k}^{(\nu)}$ и $\tilde{\alpha}_{i, k}^{(\nu)}(\tau)$, $\tilde{\beta}_{i, k}^{(\nu)}(\tau)$ — постоянные и переменные составляющие коэффициентов $\alpha_{i, k}^{(\nu)}(\tau)$, $\beta_{i, k}^{(\nu)}(\tau)$.

Как известно, в настоящее время отсутствуют методы точного решения системы (14); в качестве приближенного решения можно предложить следующее.

Отыскиваем первые приближения функций $C_i^{(\nu)}(\tau)$ как решения системы

$$\sum_{i, k=0}^n \alpha_{i, k}^{(\nu)} \frac{dC_{i, 0}^{(\nu)}(\tau)}{d\tau} + \sum_{i, k=0}^n \beta_{i, k}^{(\nu)} C_{i, 0}^{(\nu)}(\tau) = \gamma_k^{(\nu)}(\tau); \quad (15)$$

вторые приближения — как решения системы

$$\sum_{i, k=0}^n \alpha_{i, k}^{(v)} \frac{dC_{i, 1}^{(v)}(\tau)}{d\tau} + \sum_{i, k=0}^n \beta_{i, k}^{(v)} C_{i, 1}^{(v)}(\tau) = - \sum_{i, k=0}^n \tilde{\alpha}_{i, k}^{(v)}(\tau) \frac{dC_{i, 0}^{(v)}(\tau)}{d\tau} - \sum_{i, k=0}^n \tilde{\beta}_{i, k}^{(v)}(\tau) C_{i, 0}^{(v)}(\tau); \quad (16)$$

наконец, n -е приближения этих функций будут решениями системы

$$\sum_{i, k=0}^n \alpha_{i, k}^{(v)} \frac{dC_{i, n}^{(v)}(\tau)}{d\tau} + \sum_{i, k=0}^n \beta_{i, k}^{(v)} C_{i, n}^{(v)}(\tau) = - \sum_{i, k=0}^n \tilde{\alpha}_{i, k}^{(v)}(\tau) \frac{dC_{i, n-1}^{(v)}(\tau)}{d\tau} - \sum_{i, k=0}^n \tilde{\beta}_{i, k}^{(v)}(\tau) C_{i, n-1}^{(v)}(\tau), \quad (17)$$

так что $C_i^{(v)}(\tau) = \sum_{j=0}^n C_{i, j}^{(v)}(\tau)$; $i = 0, 1, \dots, n$.

Начальные условия функций $C_i^{(v)}(\tau)$

$$C_i^{(v)}(0) = \frac{1}{R} \left[\Theta(0) \int_0^R \Psi_i(\varepsilon, 0) d\varepsilon - \int_0^R f^{(v)}(\varepsilon) \Psi_i(\varepsilon, 0) d\varepsilon \right]. \quad (18)$$

Решения систем (15)–(17) общеизвестны. Следует отметить, что приведенный здесь метод решения системы (14) адекватен предложенному в работе [2] для решения одного дифференциального уравнения.

Для анализа динамических свойств термоприемников достаточно ограничиться первым приближением. При этом для среднеобъемной температуры термометрических тел в установившейся стадии измерения получим

$$t^{(v)}(\tau) = \Theta(\tau) - \frac{v+1}{R^{v+1}} \int_0^R \varepsilon^v \Psi_0(\varepsilon, \tau) d\varepsilon \exp \left\{ - \int_0^\tau \frac{\beta_{0,0}^{(v)}(\tau_2)}{\alpha_{0,0}^{(v)}(\tau_2)} d\tau_2 \right\} \times \\ \times \int_0^\tau \frac{\gamma_0^{(v)}(\tau_1)}{\alpha_{0,0}^{(v)}(\tau_1)} \exp \left\{ \int_0^{\tau_1} \frac{\beta_{0,0}^{(v)}(\tau_2)}{\alpha_{0,0}^{(v)}(\tau_2)} d\tau_2 \right\} d\tau_1.$$

При исследовании турбулентных полей считают, что приемлемые значения пульсации критерия Био составляют приблизительно десятую часть его общего значения.

Выбрав координатную функцию в виде

$$\Psi_0(\varepsilon, \tau) = h(\tau)(\varepsilon^2 - R^2) - 2R,$$

учитывая, что общее значение критерия Био лежит обычно в области, меньшей 0,2, и пренебрегая исчезающе малыми членами, получим выражение для определения смещения мгновенного значения показаний термоприемника от мгновенного значения температуры среды с точностью до десятых долей процента:

$$\delta_{\tau}^{(v)} = t_{\tau}^{(v)} - \Theta(\tau) = -d^{(v)} \int_0^\tau \exp \{ -B^{(v)}(\tau - \tau_1) - D^{(v)}Z(\tau_1) \} \times \\ \times \left\{ \frac{d\Theta(\tau_1)}{d\tau_1} - W(\tau_1) - Q(\tau_1) \right\} d\tau_1, \quad (19)$$

где $Z(\tau_1) = \int_{\tau_1}^{\tau} \tilde{B}i(\tau_2) d\tau_2$, $W(\tau_1) = W(e, \tau_1)$,

$$d^{(0)} = \frac{\left(\frac{Bi}{3} + 1\right)^2}{\frac{2}{15} Bi^2 + \frac{2}{3} Bi + 1}; \quad B^{(0)} = \frac{\frac{1}{3} Bi^2 + Bi}{\frac{2}{15} Bi^2 + \frac{2}{3} Bi + 1} \cdot \frac{a}{R^2};$$

$$D^{(0)} = \frac{1}{\frac{2}{15} Bi^2 + \frac{2}{3} Bi + 1} \cdot \frac{a}{R^2};$$

$$d^{(1)} = \frac{\left(\frac{Bi}{4} + 1\right)^2}{\frac{1}{12} Bi^2 + \frac{1}{2} Bi + 1}; \quad B^{(1)} = \frac{\frac{1}{4} Bi^2 + Bi}{\frac{1}{12} Bi^2 + \frac{1}{2} Bi + 1} \cdot \frac{2a}{R^2};$$

$$D^{(1)} = \frac{1}{\frac{1}{12} Bi^2 + \frac{1}{2} Bi + 1} \cdot \frac{2a}{R^2}; \quad d^{(2)} = \frac{\left(\frac{Bi}{5} + 1\right)^2}{\frac{2}{35} Bi^2 + \frac{2}{5} Bi + 1};$$

$$B^{(2)} = \frac{\frac{1}{5} Bi^2 + Bi}{\frac{2}{35} Bi^2 + \frac{2}{5} Bi + 1} \cdot \frac{3a}{R^2}; \quad D^{(2)} = \frac{1}{\frac{2}{35} Bi^2 + \frac{2}{5} Bi + 1} \cdot \frac{3a}{R^2}.$$

Bi и $\tilde{B}i(\tau)$ — постоянная и переменная составляющие критерия Био. Для определения среднего значения смещения показаний термометрических от среднего значения температуры среды введем характеристическую функцию $g(\lambda_1, \lambda_2)$ случайного вектора с двумя компонентами $Z(\tau_1)$, $\hat{\Theta}(\tau_1)$; $Z(\tau_1)$, $W(\tau_1)$; $Z(\tau_1)$, $Q(\tau_1)$. Воспользовавшись тем, что характеристические функции системы нормальных случайных величин Y_1, \dots, Y_n можно однозначно выразить через элементы корреляционной матрицы этой системы и их математические ожидания m_{y_i} с помощью формулы

$$g(\lambda_1, \dots, \lambda_n) = \exp\left(i \sum_{j=1}^n \lambda_j m_{y_j} - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^n \sum_{l=1}^n k_{jl} \lambda_j \lambda_l\right),$$

окончательно получим

$$\begin{aligned} \overline{\delta^{(v)}(\infty)} &= d^{(v)} \exp(-d^{(v)}) \left[\frac{D^{(v)} K_{Bi \Theta}(0) + \overline{W}(\tau) + \overline{Q}(\tau)}{B^{(v)} - D^{(v)^2} \pi S_{Bi}(0)} \right] - \\ &- d^{(v)} \exp(-d^{(v)}) D^{(v)} \int_0^{\infty} \exp\{-[B^{(v)} - D^{(v)^2} \pi S_{Bi}(0)] \lambda\} \times \\ &\times \left[K_{Bi \Theta}(\lambda) + \int_0^{\lambda} K_{Bi Q}(\eta) d\eta \right] d\lambda. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь $K_{Bi}(\eta)$, $S_{Bi}(0)$ — корреляционная функция и спектральная плотность критерия Био;

$K_{Bi \Theta}(\lambda)$ — взаимокорреляционная функция критерия Био и температуры среды;

$K_{Bi Q}(\eta)$ — взаимокорреляционная функция критерия Био и процесса $Q(\tau)$.

При выводе формулы (20) предполагалось, что время измерения достаточно длительно, и была использована формула

$$\int_{\tau_1}^{\tau} \int_{\tau_1'}^{\tau_1'} K(\lambda_1, \lambda_2) d\lambda_1 d\lambda_2 = (\tau - \tau_1) \cdot \int_0^{\tau - \tau_1'} K(\eta) d\eta + (\tau_1' - \tau_1) \int_0^{\tau_1' - \tau_1} K(\eta) d\eta -$$

$$- (\tau - \tau_1') \int_0^{\tau - \tau_1'} K(\eta) d\eta - (\tau_1 - \tau_1') \int_0^{\tau_1 - \tau_1'} K(\eta) d\eta - \int_{\tau - \tau_1'}^{\tau_1 - \tau_1'} \eta K(\eta) d\eta -$$

$$- \int_{\tau_1' - \tau_1}^{\tau_1 - \tau_1} \eta K(\eta) d\eta,$$

которую можно вывести, если учесть, что $K(\lambda_1, \lambda_2)$ — корреляционная функция стационарного случайного процесса.

Остановимся на некоторых физических выводах, вытекающих из формулы (20).

1. При наличии указанных выше эффектов в показаниях измерителя температуры содержится систематическая погрешность, обусловленная как скоростной нестационарностью потока, так и возмущающим влиянием внутренних источников энергии и энергии аэродинамического нагрева.

2. При измерении температуры однородных и изотропных турбулентных полей, а также при отсутствии внутренних источников энергии и энергии, поступающей в тело термодатчика в результате аэродинамического нагрева, термодатчик свободен от систематической погрешности воспроизведения усредненного значения температуры среды.

3. Среднее значение отклонения показаний термодатчика от температуры среды зависит не только от статистической связи стохастических процессов $W(\tau)$, $\Theta(\tau)$ и $B(\tau)$, $Q(\tau)$, но и от статистических свойств критерия Био, а следовательно, от скорости потока.

4. Из всех статистических характеристик процесса $W(\tau)$ на точность воспроизведения термодатчиком усредненного значения температуры среды влияет лишь среднее значение удельной мощности внутренних источников энергии. Частный случай выводов 1 и 2 был обнаружен при исследовании теплового режима цилиндрического термодатчика в условиях гармонического и случайного изменения температуры среды и коэффициента теплоотдачи. Из выражения (19) аналогично определению среднего значения смещения можно определить его дисперсию. При этом для случая, когда существенна лишь скоростная нестационарность, связанная с изменением критерия Био, получим

$$D_{\delta(\tau)}^{(v)} = d^{(v)^2} \int_0^{\tau} \int_0^{\tau} \exp \left\{ - [B^{(v)} - 2D^{(v)^2} \pi S_{B_1}(0)] (2\tau - \tau_1 - \tau_1') - \right.$$

$$\left. - \frac{a^2}{L^4} (\tau_1 - \tau_1') \int_0^{\tau_1 - \tau_1'} K_{B_1}(\eta) d\eta \right\} \left\{ \frac{\partial^2 K_{\Theta}(\tau_1 - \tau_1')}{\partial \tau_1 \partial \tau_1'} + \right.$$

$$+ D^{(v)^2} [K_{B_1 \Theta}(0) - 2K_{B_1 \Theta}(\tau - \tau_1) + K_{B_1 \Theta}(\tau_1 - \tau_1')] \cdot [K_{B_1 \Theta}(0) -$$

$$\left. - 2K_{B_1 \Theta}(\tau - \tau_1) + K_{B_1 \Theta}(\tau_1 - \tau_1')] \right\} d\tau_1 d\tau_1' - \overline{\delta(\tau)} \overline{\delta(\tau)},$$

где L — определяющий размер термодатчика.

В заключение можно сделать вывод, что обычное исследование динамических свойств термодатчиков, состоящее лишь в определении их постоянных времени в условиях ступенчатого изменения температуры среды, является упрощением разносторонних свойств измерителя, проявляемых им в реальных условиях измерения турбулентных температурных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михлин С. Г. Вариационные методы в математической физике. Гостехиздат, М., 1957.
2. Zaden L. A. Frequency analysis of variable net works, PJRE, vol 38, March 1950.

Получена в редакцию
3/III 1967 г.

РАСЧЕТ РЕЗОНАТОРА ГЕЛЬМГОЛЬЦА ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО ТЕРМОМЕТРА

В последние годы в области низкотемпературной термометрии стали применять акустические термометры, основанные на использовании явления температурной зависимости скорости распространения звука в газах. Термочувствительный элемент этих термометров выполняют в виде акустических резонаторов различной геометрической формы [1].

Для абсолютных измерений температуры используют акустические термометры с трубчатыми резонаторами. В них расчетная частота тона трубы хорошо согласуется с полученной экспериментально. Абсолютное значение температуры можно рассчитать, если известны с требуемой точностью геометрические размеры резонатора и зависимость частоты его основного тона от температуры. Для измерения температуры в малых объемах необходимо иметь малогабаритные акустические термометры. Такие термометры можно осуществить, заменив трубчатые резонаторы резонаторами Гельмгольца.

При использовании в акустических термометрах резонаторов Гельмгольца существующие методы расчета значений основного тона в зависимости от их геометрических размеров в отдельных случаях сугубо приближены, поэтому возникла необходимость в уточнении методики расчета частоты основного тона резонатора f и его добротности Q .

Согласно общеизвестной теории [2], частота основного тона резонатора с объемом V , полость которого сообщается с атмосферой с помощью цилиндрической горловины длиной l , диаметром d и сечением S , будет

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{V}}, \quad (1)$$

где c — скорость распространения звука;

k — проводимость горловины, равная S/l .

Чтобы найти эмпирическую формулу для расчета основного тона резонатора Гельмгольца, во ВНИИМ для группы резонаторов, отличающихся друг от друга геометрическими размерами, рассчитана по формуле (1) и измерена частота основного тона (табл. 1). Как видно из таблицы, расчетное значение частоты основного тона резонатора значительно отличается от полученного экспериментально.

Проведенные во ВНИИМ эксперименты, а также данные работ ряда авторов [3, 4] показали, что общепринятое значение проводимости k не учитывает эффективную длину горловины, и тем самым формула (1) не дает точного значения частоты основного тона резонатора.

Таблица 1

Резонатор		Горловина				Частота, см		$\Delta l\%$
номер	объем V , см ³	длина l , см	диаметр d , см	сечение S , см ²	проводимость K , см	$f_{\text{расч}}$	$f_{\text{эксп}}$	
1	50,24	0,5	1,04	0,85	1,7	1000	600	40,0
2		1,0	1,45	1,70		1000	686	31,4
3		1,5	1,80	2,55		1000	695	30,5
4	75,36	0,5	1,28	1,29	2,57	1000	559	44,1
5		1,0	1,80	2,57		1000	633	36,7
6		1,5	2,22	3,85		1000	662	33,8
7	113,04	1,0	2,22	3,85	3,85	1000	626	37,4
8	50,24	1,0	2,22	3,85	3,85	1494,3	918	38,5
9	75,36	1,0	2,22	3,85	3,85	1218,2	716	41,0

Для определения эффективной длины горловины L , при которой расчет частоты основного тона по формуле (1) будет совпадать с экспериментальным, примем по Релею [3], что $L = l + \Delta l$, и рассчитаем Δl по формуле

$$\Delta l = \frac{Sc^2}{4\pi^2 V f_{\text{экс}}^2} - l. \quad (2)$$

Обозначив отношение $\Delta l/d$ через α , рассчитаем Δl по формуле (2), пользуясь экспериментальными значениями частоты основного тона резонатора (табл. 2).

Таблица 2

Резонатор, номер	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Экспериментальное значение	0,87	0,79	0,87	0,86	0,82	0,87	0,70	0,75	0,87

Как видно из табл. 2, α является некоторой постоянной, численно равной

$$\alpha = 0,82 \pm 0,06.$$

Найденные значения α хорошо согласуются со значениями поправки, учитывающей влияние соколеблющейся массы газа у открытого конца органичной трубы, теоретически выведенной Релеем [3], а также рекомендуемой в работе [4]. Для трубы, открытой с одного конца, Релей оценивает поправку к ее длине равной $0,82R$ (где R — радиус горловины). Учитывая, что горловина резонатора представляет собой трубу, открытую с двух сторон, и пренебрегая различием условий сообщения ее концов с атмосферой, поправку на эффективную длину горловины резонатора можно увеличить приблизительно в два раза, и, выразив ее через диаметр, получим $\Delta l = 0,82d$.

Таким образом, можно считать, что эффективная длина горловины резонатора равна

$$L = l + 0,82d, \quad (3)$$

где принято экспериментальное значение α , которое согласуется с данными Релея в пределах погрешности измерений.

На основании изложенного для точного расчета основного тона резонаторов Гельмгольца можно рекомендовать формулу

$$f_{\text{экс}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{l + 0,82d} \cdot \frac{1}{V}} \quad (4)$$

В табл. 3 приведены значения частоты основного тона резонаторов, полученные по формуле (4) и экспериментально.

Из табл. 3 видно, что новая формула расчета частоты основного тона резонатора хорошо согласуется с экспериментом в пределах 4%.

Таблица 3

Номер резонатора	Частота основного тона, Гц		
	$f_{\text{расч}}$	$f_{\text{экс}}$	$\Delta f\%$
1	611,8	600	1,94
2	676,8	686	1,34
3	709,2	695	2,00
4	568,5	559	1,63
5	636,1	633	0,49
6	675,7	662	2,01
7	600,9	626	4,10
8	893,3	918	2,74
9	736,3	716	2,80

Таблица 4

Номер резонатора	$Q_{\text{расч}}$	$Q_{\text{экс}}$	$\Delta Q\%$
	1	39,94	35,3
2	39,94	32,0	18,2
3	39,94	33,10	17,2
4	26,38	24,0	9,0
5	26,38	25,33	3,98
6	26,38	26,48	0,38
7	17,60	14,9	15,4
8	11,8	14,2	20,0
9	14,47	17,5	20,3

Покажем, в каких случаях при расчете резонаторов Гельмгольца по формуле (4) можно пренебречь поправкой на открытые концы горловины резонатора. Из формулы (4) следует, что, когда диаметр горловины много меньше ее длины, поправкой на открытые концы горловины можно пренебречь, и это находится в полном согласии с теоретическими предпосылками вывода формулы (1).

Для более полной характеристики резонатора Гельмгольца необходимо, кроме частоты основного тона, знать и его добротность Q . При этом надо иметь в виду, что потери обусловлены в основном значением проводимости горловины, причем соколеблющаяся масса по ее краям не будет существенно сказываться на отвод энергии из резонатора, поэтому формулой (1) можно пользоваться, не вводя поправку на эффективную длину резонатора.

Известно, [3], что

$$Q = \pi f \tau, \quad (5)$$

где f определяется по формуле (1), а τ — модуль затухания (сек)

$$\tau = \frac{8\pi V}{k^2 c}, \quad (6)$$

откуда

$$Q = 4\pi \sqrt{\frac{V}{k^2}}. \quad (7)$$

Из формул (1) и (7) видно, что для определения геометрических размеров резонатора необходимо задаться величинами f и Q . Тогда будем иметь

$$k = \frac{2c}{Qf}, \quad (8)$$

$$V = k \left(\frac{c}{2\pi f} \right)^2. \quad (9)$$

Таким образом, задаваясь требуемыми параметрами частоты основного тона резонатора и его добротности, можно однозначно найти геометрические размеры резонатора, выраженные через его объем V и проводимость горловины k . Расчетные и экспериментальные значения добротности резонаторов сопоставлены в табл. 4.

В заключение следует отметить, что приведенные уточненные формулы для расчета частоты основного тона и добротности резонатора были использованы при конструировании нового акустического термометра, имеющего форму термочувствительного элемента в виде резонатора Гельмгольца. При этом его эмпирические характеристики оказались близкими к расчету, а термочувствительный элемент термометра был значительно меньше, чем у обычного акустического термометра с трубчатым резонатором.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бродский А. Д. Новые методы измерения низких температур. М.—Л., Стандартгиз, 1962.
2. Лэмб Г. Динамическая теория звука. М., Физматгиз, 1960.
3. Релей. Теория звука. М.—Л., Гостехиздат, 1955.
4. Цвиккер К. и Костен К. Звукопоглощающие материалы. ИЛ, М., 1952.

Поступила в редакцию
3/VIII 1967 г.

ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА НА ПОКАЗАНИЯ ПИРОМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В пирометрии иногда необходимо измерить температуру нагретого тела в условиях, когда температура окружающих тел близка к измеряемой. Излучение окружающих тел, отражаясь от испытуемого и попадая в пирометр, может существенно влиять на его показания. В литературе [1, 2, 3] этот вопрос освещен не достаточно, поэтому рассмотрим основные количественные характеристики для случая измерения температур твердых или жидких тел, излучающих сплошной спектр.

Яркость B_n раскаленного тела с температурой T_x с учетом отраженного излучения внешних тел, окружающих его со всех сторон и имеющих температуру T_o , определяется выражением

$$B_n = \epsilon B_x + (1 - \epsilon) B_o, \quad (1)$$

где ϵ — коэффициент излучения раскаленного тела в рассматриваемом (любом) спектральном интервале;

B_x и B_o — яркость абсолютного черного тела при температуре T_x и T_o соответственно.

Если температура излучающего тела намного выше температуры окружающих тел, то излучение последних мало, и вторым членом уравнения (1), содержащим B_o , можно пренебречь по сравнению с первым. Тогда уравнение (1) станет тривиальным

$$B_n = \epsilon B_x.$$

Обратимся к интересующему нас случаю, когда вторым членом пренебречь нельзя. Из уравнения (1) получим выражение, справедливое для всех пирометров, действие которых основано на измерении интенсивности излучения

$$B_n = B_x \left[\epsilon + (1 - \epsilon) \frac{B_o}{B_x} \right]. \quad (2)$$

Для пирометра спектрального отношения из уравнения (1) легко получить выражение

$$\frac{B_1}{B_2} \Big|_n = L_n = \frac{B_{x1}}{B_{x2}} \cdot \frac{\epsilon_1 + (1 - \epsilon_1) \frac{B_{o1}}{B_{x1}}}{\epsilon_2 + (1 - \epsilon_2) \frac{B_{o2}}{B_{x2}}}. \quad (3)$$

Подставив в формулу (2) выражение для яркости из закона Стефана—Больцмана, получим

$$T_p^4 = T_x^4 \left[\epsilon + (1 - \epsilon) \frac{T_o^4}{T_x^4} \right].$$

Из этого уравнения для показаний пирометра суммарного излучения, применяемого в рассматриваемых условиях, можно получить выражение

$$T_p = T_x \sqrt[4]{\epsilon + (1 - \epsilon) \frac{T_0^4}{T_x^4}} \quad (4)$$

Аналогично из уравнений (2) и (3), применяя закон Вина, получим выражение для яркостного пирометра

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{T_x} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \left\{ \epsilon + (1 - \epsilon) \exp \left[-\frac{c_2}{\lambda} (T_0^{-1} - T_x^{-1}) \right] \right\} \quad (5)$$

и для цветового

$$\frac{1}{T_c} = \frac{1}{T_x} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2) c_2} \ln \left[\frac{\epsilon_1 + (1 - \epsilon_1) \exp \left[-\frac{c_2}{\lambda_1} (T_0^{-1} - T_x^{-1}) \right]}{\epsilon_2 + (1 - \epsilon_2) \exp \left[-\frac{c_2}{\lambda_2} (T_0^{-1} - T_x^{-1}) \right]} \right] \quad (6)$$

В уравнениях (4)–(6) T_p , S и T_c — соответственно радиационная, яркостная и цветовая температуры нагретого тела.

В полученных уравнениях принято допущение, что коэффициенты отражения ρ и излучения ϵ связаны между собой выражением $\rho = 1 - \epsilon$, которое справедливо только для монохроматического излучения. При расчете погрешностей этим ограничением можно пренебречь, допуская, что выражения (4)–(6) могут оказаться несколько неточными для объектов с резко селективным излучением.

Влияние отраженного излучения на показания пирометров можно выразить формулами (4)–(6) в первую очередь в следующих практически важных случаях:

- 1) при измерении температуры тела, нагреваемого в печи, температура раскаленных стенок которой не равна температуре нагреваемого объекта;
- 2) при измерении пирометром (например, радиационным) сравнительно невысокой температуры тела, когда отраженное излучение окружающих холодных тел ощутимо влияет на показания пирометра;
- 3) при градуировке пирометров по модели черного тела, температура стенок полости которой не вполне однородна;
- 4) при исследовании свойств модели черного тела.

В некоторых реже встречающихся случаях, когда окружающие тела имеют существенно различную температуру, нужно учитывать обычно излучение только одного из них, наиболее нагретого. Тогда формулу (1) следует записать так:

$$B_n = \epsilon B_x + \frac{\Omega}{\pi} \cos \alpha (1 - \epsilon) B'_0, \quad (7)$$

где Ω — телесный угол, под которым из визируемой точки испытуемого объекта видно постороннее нагретое тело;

α — угол падения лучей постороннего тела на поверхность объекта. Формула (7) справедлива при диффузном отражении. В ней, в отличие от предыдущих, B'_0 — собственная яркость соседнего тела, которая в этом случае не равна яркости черного тела при той же температуре.

Для общего случая

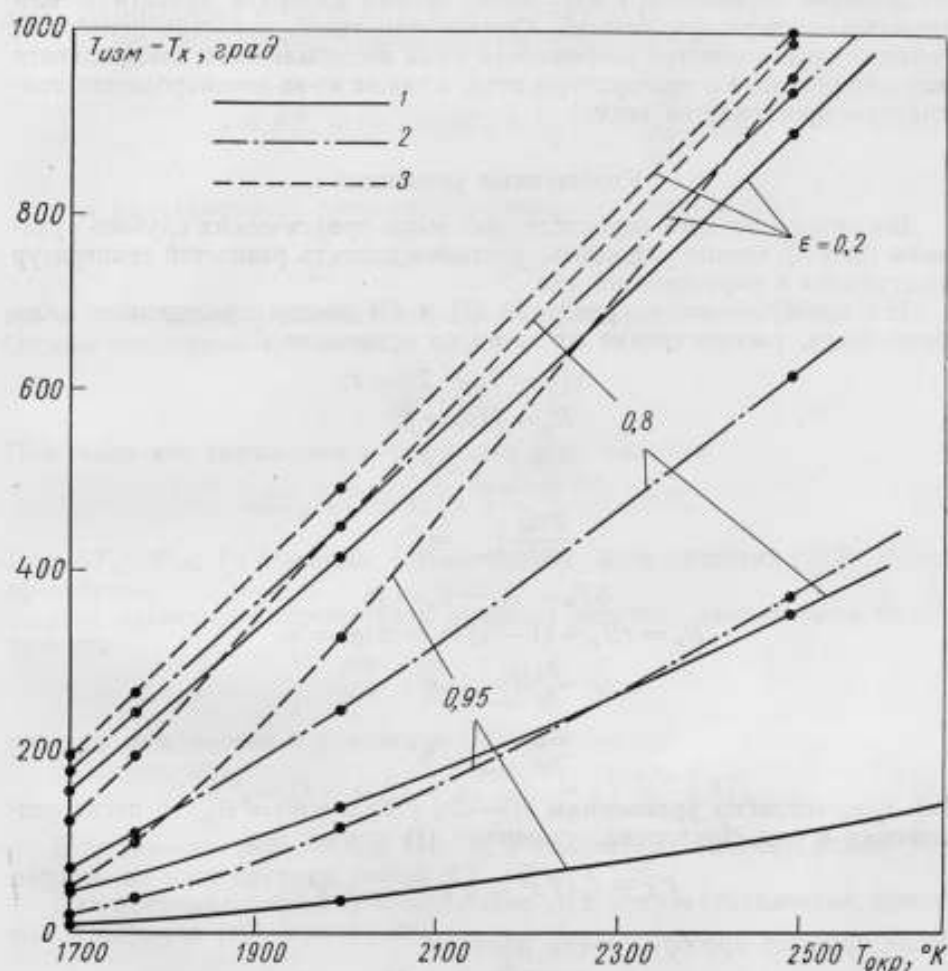
$$B_n = \epsilon B_x + \frac{1}{\pi} \int_{2\pi} \cos \alpha \rho B'_0 d\Omega. \quad (8)$$

Если посторонние тела имеют одинаковую температуру и окружают испытуемый объект со всех сторон, то их излучение после многократных отражений образует излучение черного тела, и уравнение (8) переходит в (1).

Измерение температуры деталей в печи

Из перечисленных четырех практических случаев только в первом (измерение температуры деталей в печи) целесообразно применять уравнения (4)—(6) в их первоначальном виде. В остальных случаях их можно упростить, учитывая близость температур объекта и окружающих тел.

На рисунке показан пример применения уравнений (4)—(6). Показания яркостного, радиационного и цветового пирометров, измеряющих



Погрешности измерения температуры деталей в печи при $T_x = 1500^\circ \text{K}$.

Пирометры: 1—радиационный; 2—яркостный; 3—цветовой, $\lambda = 0,65$, $\lambda_1 = 0,5$, $\lambda_2 = 0,65$, $\epsilon_1 = \epsilon_2$

температуру тела в печи, даны в функции температуры ее стенок при истинной температуре тела, постоянной и равной 1500°K . Показания цветового пирометра приведены для случая «серого» тела. Показания всех приборов даны для трех значений коэффициента излучения — 0,2, 0,8 и 0,95. Как видно из рисунка, они ближе к температуре печи, чем к температуре тела. На основании этого можно сделать общий вывод, что температура деталей, расположенных в печи, не поддается измерению пирометрами излучения. Ее можно измерить (и то с большой погрешностью), используя инфракрасное излучение, если коэффициент излучения тела превышает 0,8—0,9.

Это, по-видимому, относится и к случаю неоднородной температуры стенок печи. Если излучение стенок обеспечивает интенсивный нагрев деталей, то оно неизбежно влияет на показания пирометров и искажает их.

Не исключена возможность экспериментального определения входящих в правую часть уравнения (1) отдельных величин B_0 , $(1 - \epsilon)B_0$ и ϵB_x [4]. Решив соответствующую систему уравнений, можно определить поправки и в дальнейшем вносить их в показания пирометра. Таким образом, исключив влияние отраженного излучения, можно измерять яркостную или истинную температуру деталей. Однако при такой методике неизбежно возникают существенные погрешности из-за нестабильности коэффициента излучения деталей и температуры печи, а также из-за неоднородности температуры пространства печи.

Упрощенные уравнения

Для остальных трех перечисленных выше практических случаев уравнения (2) и (3) можно упростить, учитывая малость разностей температур испытуемого и окружающих тел.

Для преобразования уравнений (1) и (2) введем приведенные ниже обозначения, распространив их затем на уравнение (3)

$$\Delta T_n = T_n - T_x = x;$$

$$B_n = f(x) = f;$$

$$\left. \frac{\partial B_n}{\partial x} \right|_{x=0} = f';$$

$$\left. \frac{\partial^2 B_n}{\partial x^2} \right|_{x=0} = f'';$$

$$\Delta T_0 = T_0 - T_x = y;$$

$$B_n = \epsilon B_x + (1 - \epsilon)B_0 = \varphi(y) = \varphi;$$

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{y=0} = \varphi';$$

$$\left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right|_{y=0} = \varphi''.$$

Так как, согласно уравнениям (1)–(3), $f(0) = \varphi(0) = B_x$, то после разложения в ряд Маклорена, уравнение (1) примет вид

$$f'x + \frac{1}{2}f''x^2 = \varphi'y + \frac{1}{2}\varphi''y^2.$$

После простого преобразования получим

$$x^2 + 2\frac{f'}{f''}x - \frac{2}{f''}\left[\varphi'y + \frac{1}{2}\varphi''y^2\right] = 0.$$

Решив это уравнение, получим

$$x = -\frac{f'}{f''} \pm \frac{f'}{f''} \sqrt{1 + \frac{2f''}{f'^2}A}, \quad (9)$$

где для краткости обозначено

$$\varphi'y + \frac{1}{2}\varphi''y^2 = A.$$

Используя соотношение

$$\sqrt{1 + \delta} \cong 1 + \frac{\delta}{2} - \frac{\delta^2}{8},$$

взяв знак плюс перед корнем уравнения (9) из условия $x = 0$ при $y = 0$ и отбросив в значении A^2 члены, содержащие y в степени выше второй, получим

$$x = \frac{\varphi'}{f'} y + \frac{1}{2} \cdot \frac{\varphi''}{f'} y^2 - \frac{\varphi' f''}{2f'^3} y^2. \quad (10)$$

Для пирометров, измеряющих интенсивность излучения (яркостного, радиационного и «частичного излучения»), в силу уравнения (1) справедливо соотношение $\varphi' = (1 - \epsilon) f'$ и $\varphi'' = (1 - \epsilon) f''$.

Для этих пирометров уравнение (10) принимает вид

$$x = \Delta T_n = (1 - \epsilon) \Delta T_o + \frac{1 - \epsilon}{2} \cdot \epsilon \cdot \frac{\frac{\partial^2 B}{\partial T^2}}{\frac{\partial^2 B}{\partial T}} \Delta T_o^2. \quad (11)$$

Для радиационного пирометра справедливы соотношения

$$\frac{dB}{dT} = 4\sigma T^3 \text{ и } \frac{d^2B}{dT^2} = 12\sigma T^2,$$

где σ — постоянная закона Стефана—Больцмана. Отсюда отношение производных равно

$$\frac{d^2B}{dT^2} : \frac{dB}{dT} = \frac{3}{T}.$$

Подставив эти выражения в уравнение (11), получим

$$\Delta T_p = (1 - \epsilon) \left(1 + \frac{3}{2} \epsilon \frac{\Delta T_o}{T_x} \right) \Delta T_o. \quad (12)$$

При $\Delta T_o : T \ll 1 : 5$ вторым членом правой части уравнения (12) можно пренебречь.

Для яркостного пирометра в пределах действия закона Вина можно принять

$$\frac{\partial^2 B}{\partial T^2} : \frac{\partial B}{\partial T} = \frac{c_2}{\lambda T^2} - \frac{2}{T},$$

что при подстановке в уравнение (11) дает

$$\Delta T_n = (1 - \epsilon) \left[1 + \epsilon \left(\frac{c_2}{2\lambda T} - 1 \right) \frac{\Delta T_o}{T} \right] \Delta T_o. \quad (13)$$

В уравнении (13) вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь во всех случаях, когда $\Delta T_o : T \ll 1 : 25$.

Для цветового пирометра выражение (3) с учетом обозначений, принятых в формуле (10), примет вид

$$\frac{L_n}{L_x} = f; \quad \frac{N}{M} = \varphi,$$

где N и M — числитель и знаменатель дроби в правом множителе уравнения (3).

Примем во внимание, что

$$\varphi' = \left(\frac{N}{M} \right)' = \frac{N'M - M'N}{M^2}$$

и

$$\left(\frac{N}{M} \right)'' = \frac{N''M^2 - NMM'' - 2N'M'M + 2NM'^2}{M^3}.$$

Эти выражения можно упростить, учитывая, что в данном случае $f(0) = \varphi(0) = 1$ и $N(0) = M(0) = 1$.

Тогда запишем $\varphi' = N' - M'$ и $\varphi'' = N'' - M'' - 2N'M' + 2M'^2$.
 При этих обозначениях из уравнения (3) и на основании закона Вина получим

$$f' = \frac{c_2}{T^2} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right);$$

$$f'' = \frac{c_2}{T^3} \left[\frac{c_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^2 - 2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right];$$

$$N' = (1 - \varepsilon_1) \frac{c_2}{\lambda_1 T^2};$$

$$N'' = (1 - \varepsilon_1) \frac{2c_2}{T^3} \left(\frac{c_2}{2\lambda_1^2 T} - \frac{1}{\lambda_1} \right).$$

Из полученных выражений для N' и N'' и аналогичных для M' и M'' находим

$$\varphi' = \frac{c_2}{T^2} \left(\frac{\rho_1}{\lambda_1} - \frac{\rho_2}{\lambda_2} \right);$$

$$\varphi'' = \frac{2c_2}{T^3} \left[\frac{c_2}{2T} \left(\frac{\rho_1}{\lambda_1^2} - \frac{\rho_2}{\lambda_2^2} \right) - \left(\frac{\rho_1}{\lambda_1} - \frac{\rho_2}{\lambda_2} \right) \right] -$$

$$- \frac{2c_2^2 \rho_1 \rho_2}{\lambda_1 \lambda_2 T^4} + \frac{2c_2^2 \rho_2^2}{\lambda_2^2 T^4},$$

где $\rho = 1 - \varepsilon$.

Отсюда по уравнению (10) легко получить следующее уравнение

$$\Delta T_c = \frac{\frac{\rho_1}{\lambda_1} - \frac{\rho_2}{\lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}} \Delta T_o + \frac{\frac{c_2}{2T}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}} \left\{ \frac{\rho_1}{\lambda_1^2} - \frac{\rho_2}{\lambda_2^2} - 2 \left(\frac{\rho_1}{\lambda_1} - \frac{\rho_2}{\lambda_2} \right) \times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{\rho_2}{\lambda_2} + \frac{2T}{c_2} \right) - \left(\frac{\rho_1}{\lambda_1} - \frac{\rho_2}{\lambda_2} \right)^2 \left[1 - \frac{2T}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} \right] \right\} \Delta T_o^2. \quad (14)$$

Ориентировочные количественные расчеты по уравнению (14) показывают, что при не очень селективной поверхности (не резкое различие между ρ_1 и ρ_2) члены с ΔT_o^2 можно отбросить, если $\Delta T_o : T \leq 1 : 50$, причем отбрасываемый член составляет не более 0,3 от первого члена. При этом условии

$$\Delta T_c \cong \frac{\lambda_1 \rho_2 - \lambda_2 \rho_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \Delta T_o = \left(1 - \frac{\lambda_1 \varepsilon_2 - \lambda_2 \varepsilon_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \Delta T_o. \quad (15)$$

Для дифференциальной цветовой температуры выражение (15) можно представить так:

$$\Delta T_c = \left(\rho - \lambda \frac{d\rho}{d\lambda} \right) \Delta T_o = \left(1 - \varepsilon + \lambda \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right) \Delta T_o. \quad (16)$$

Для частного случая, когда $d\varepsilon/d\lambda = 0$, из уравнения (15) или (16) можно получить

$$\Delta T_c \cong (1 - \varepsilon) \Delta T_o. \quad (17)$$

Градуировка пирометров по модели черного тела

Выражения (12)–(14) характеризуют влияние отраженного излучения на измерения температуры радиационными, яркостными и цветовыми пирометрами. Из этих уравнений видно, что при малых разностях между

температурами объекта и окружающих тел в первом приближении справедливо выражение

$$T_n - T_x \cong (1 - \varepsilon)(T_o - T_x). \quad (18)$$

Уравнением (18) можно пользоваться для количественной оценки требований к однородности температуры полости модели черного тела.

Для такой оценки предположим, что в уравнении (18) ε и T_x — соответственно коэффициент излучения и температура дна излучающей полости модели, на которое непосредственно направлен пирометр, установленный против отверстия. Если при этом T_o означает температуру остальных внутренних стенок полости, отличающуюся от температуры дна, то левая часть этого уравнения выражает разность между показаниями пирометра (градуированного по абсолютно черному телу) и истинной температурой дна полости. Эта разность равна систематической погрешности градуировки пирометра, если температуру дна полости контролируют каким-либо образцовым прибором, например, термопарой.

В частности, из уравнения (18) видно, насколько целесообразно повышать коэффициент излучения дна полости, например, высверливая в нем глухие отверстия, что практикуют при градуировке пирометров суммарного излучения [5].

Применяя термопару в качестве образцового прибора, расчет можно производить непосредственно по уравнению (18) или, более точно, по уравнению (12), (13) или (14). Если же образцовым прибором служит пирометр излучения другого типа, следует использовать разность значений, получаемых по соответствующим уравнениям, учитывая возможное (неизбежное) неравенство коэффициентов отражения для разных спектральных областей. Так, например, вычитая уравнение (13) из (12), получим выражение для погрешности градуировки радиационного пирометра по яркостному, вызванной неоднородностью температурного поля полости модели черного тела

$$\Delta T_p - \Delta T_n = \left[\varepsilon_\lambda - \varepsilon_T - \left[\frac{3\varepsilon_T}{2} (1 - \varepsilon_r) - \varepsilon_\lambda \left(\frac{c_2}{2\lambda T} - 1 \right) (1 - \varepsilon_\lambda) \right] \frac{\Delta T_o}{T} \right] \Delta T_o. \quad (19)$$

При большом значении коэффициента излучения (например, когда в дне полости высверлены частые глухие отверстия) разностью коэффициентов отражения, умноженной на $\Delta T_o/T$, можно пренебречь по сравнению с разностью без этого множителя, тогда уравнение (19) примет вид

$$\Delta T_p - \Delta T_n \cong \left[\varepsilon_\lambda - \varepsilon_T + \varepsilon (1 - \varepsilon) \left(\frac{c_2}{2\lambda T} - \frac{5}{2} \right) \frac{\Delta T_o}{T} \right] \Delta T_o. \quad (20)$$

Третий член этого выражения в квадратной скобке следует учитывать, если неоднородность температурного поля составляет десятки градусов.

Как следует из уравнений (19) и (20), для частичной компенсации погрешностей при неоднородности поля в полости в качестве образцового прибора лучше применять пирометр излучения.

Используя уравнения (12)–(14), таким же образом можно составить выражения для погрешностей сличения пары любых других приборов.

Измерение температур, близких к комнатным

При измерении оптическими методами температур, близких к комнатным, возникает вопрос о переходе от измеренной температуры к истинной, т. е. о введении поправки на коэффициент излучения. Применяемые

обычно для этого формулы выведены в расчете на измерение высоких температур, когда отражением излучения от окружающих холодных тел можно пренебречь. В рассматриваемом случае они нуждаются в уточнении.

Для поставленной задачи можно пользоваться выражениями, приведенными выше, несколько преобразовав их применительно к практической последовательности расчета поправки.

С этой целью уравнение (1) запишем в виде

$$B_x = \frac{1}{\varepsilon} B_n - \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} B_o \quad (21)$$

или

$$\frac{B_x}{B_n} = \frac{1}{\varepsilon} - \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \cdot \frac{B_o}{B_n} \quad (22)$$

Уравнение (10) можно применять, если обозначить $x = T_x - T_n$ и $y = T_o - T_n$.

Связь между производными при этом будет

$$\varphi' = -\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} f';$$

$$\varphi'' = -\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} f''.$$

Уравнение (11) преобразуем к виду

$$x = T_x - T_n = -\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} y - \frac{(1-\varepsilon)^2}{2\varepsilon^2} \cdot \frac{\frac{\partial^2 B}{\partial T^2}}{\frac{\partial B}{\partial T}} y^2.$$

Предположим, что для измерения температуры, близкой к комнатной, применяют, как обычно, пирометр суммарного излучения, именно не радиометр, измеряющий разность энергий излучения, а пирометр, в котором устранено влияние температуры телескопа. Соответственно уравнение (12) примет вид

$$\Delta T_p = T_x - T_p = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \left[1 - \frac{3(1-\varepsilon)}{2\varepsilon} \cdot \frac{T_p - T_o}{T_p} \right] (T_p - T_o). \quad (23)$$

Если не прибегать к разложению в ряд Маклорена, то можно получить более строгое уравнение для рассматриваемой поправки. Подставив в уравнение (22) значение энергии по закону Стефана—Больцмана, получим

$$T_x = T_p \sqrt[4]{\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \cdot \frac{T_o^4}{T_p^4}} \quad (24)$$

Это уравнение превратится в тривиальное, если отбросить второй член под корнем, что допустимо при измерении высоких температур

$$T_x = \frac{T_p}{\sqrt[4]{\varepsilon}} \quad (25)$$

Выражение для расчета влияния отклонений ε от номинального значения получим, дифференцируя уравнение (24)

$$\frac{dT_x}{T_x} = -\frac{d\varepsilon}{4\varepsilon} \cdot \frac{1 - \frac{T_o^4}{T_p^4}}{1 - (1-\varepsilon) \frac{T_o^4}{T_p^4}} \quad (26)$$

Для случая измерения высоких температур уравнение (26) приведем к виду

$$\frac{dT_x}{T_x} = -\frac{de}{4e}. \quad (27)$$

Для другого крайнего случая, когда разность между измеряемой и окружающей температурами мала, уравнение (26) упростим так:

$$dT_x = (T_o - T_p) \frac{de}{e^2}. \quad (28)$$

Это же выражение можно получить из уравнения (23).

Таким образом, существует четыре способа расчета истинных температур по показаниям радиационного пирометра при известном e .

1. По формуле (24), пригодной для всех случаев. При этом в нее следует подставить все возможные значения e — как ожидаемые, так и крайние.

2. По формулам (25) и (27), из которых

$$T_x = \frac{T_p}{4 \frac{1}{e}} \mp \frac{T_x}{4e} \Delta e.$$

Этот способ применяют при измерении высоких температур, когда излучением окружающих тел можно пренебречь.

3. По первому члену формулы (23) и по формуле (28), откуда

$$T_x = T_p + \frac{1-e}{e} (T_p - T_o) \mp \frac{T_p - T_o}{e^2} \Delta e.$$

Такой способ расчета пригоден при весьма близких значениях T_p и T_o .

4. По формулам (23) и (26), когда разность между T_p и T_o не очень велика.

Границы применения трех последних способов устанавливают количественными расчетами, учитывая требуемую точность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г. Оптическая пирометрия. М.—Л., ГТТИ, 1934.
2. Гордов А. Н., Аржанов А. С., Билык В. Я., Бродович Т. М., Киренков И. И., Лапина Э. А. и Розанова С. С. Методы измерения температур в промышленности. М., Металлургиздат, 1952.
3. Гордов А. Н. Основы пирометрии. Металлургиздат, М., 1964.
4. Кульбуш Г. П. Электрические пирометры. М.—Л., ОНТИ, 1932.
5. Каяндер М. С. Информационный листок ВНИИК ИТ-5, М.—Л., Стандартгиз, 1956.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

В настоящее время в метрологической и исследовательской практике для измерения высоких температур применяют метод, основанный на уравнивании яркости исследуемого высокотемпературного источника, ослабленной поглощающими светофильтрами, и яркости источника сравнения. Источниками сравнения служат либо лампы накаливания с вольфрамовой лентой (типа СИ-10-300) с яркостной температурой, не превышающей 2500°C , либо дуги с угольными электродами, температура которых достигает 3800°C . При этом температуру T_2 исследуемого источника рассчитывают на основании уравнения [1]:

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} - \frac{\lambda_e}{c_2} \ln(1 - e^{-c_2/\lambda_e T_2}) = -\frac{\lambda_e \ln \tau'}{c_2},$$

где T_1 — температура источника сравнения;

λ_e — эффективная длина волны [2] при экстраполяции от температуры T_1 к T_2 ;

c_2 — постоянная закона излучения Планка;

τ' — суммарный коэффициент пропускания поглощающего светофильтра [3].

Правая часть этого уравнения называется пирометрическим ослаблением поглощающих светофильтров. Для применяемых в исследованиях светофильтров его определяют в специальном эксперименте с некоторой погрешностью, которая служит существенным источником погрешности при измерении температуры T_2 . Несмотря на то, что этот основной источник погрешности возможно контролировать с помощью ряда дополнительных экспериментов, всесторонне оценить его влияние на погрешность измерения температуры исследуемых источников можно только при наличии другого метода, в котором температура измерялась бы совершенно по иной методике.

В данной статье рассмотрен новый метод, позволяющий не только измерять температуру исследуемых источников, но и помогающий оценить в какой-то мере погрешности применяемого в настоящее время метода.

В предлагаемом методе источником сравнения служит излучатель высокой температуры, через который пропускают излучение от исследуемого источника (рис. 1). В качестве такого излучателя можно применять плазменный источник, характеристики излучения которого позволяют достаточно надежно измерять его истинную температуру.

Излучение исследуемого источника 1 с высокой температурой проецируется линзой 2 на рабочий участок источника сравнения 3. Линза 4 служит для проецирования на входную щель спектрального прибора излучения источника сравнения и прошедшего через него излучения исследуемого источника.

Для определения неизвестной температуры T_2 исследуемого источника достаточно знать три величины:

1) поток излучения исследуемого источника

$$\Phi_2 = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_2} - 1)^{-1} D s' \left(\frac{d}{f} \right)^2 sh; \quad (1)$$

2) поток излучения спектральной линии источника сравнения

$$\Phi_1 = a c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1} \left(\frac{d}{f} \right)^2 sh \delta \lambda, \quad (2)$$

причем желательно выбрать такую резонансную спектральную линию, большая интенсивность которой может быть достигнута при весьма малых количествах примеси, не изменяющих термодинамические свой-



Рис. 1. Оптическая схема метода.

1—исследуемый источник; 2 и 4—линзы; 3—источник сравнения; 5—луче-
приемник.

ства светящегося газа источника сравнения (реабсорбция спектральной линии, если она имеется, только повышает точность измерения);

3) поток излучения исследуемого источника, прошедший через рабочий объем источника сравнения,

$$\Phi_{2+1} = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_2} - 1)^{-1} D s' \left(\frac{d}{f} \right)^2 sh + a c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1} \times \\ \times \left(\frac{d}{f} \right)^2 sh \delta \lambda - a c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_2} - 1)^{-1} \left(\frac{d}{f} \right)^2 sh \delta \lambda. \quad (3)$$

В формулах (1)–(3):

- $\delta \lambda$ — ширина спектральной линии источника сравнения;
- a — поглощательная способность в линии;
- D — линейная дисперсия, nm/mm ;
- d/f — относительное отверстие камерного объектива;
- s и s' — ширина входной и выходной щелей соответственно;
- h — высота выходной щели монохроматора;
- c_1 и c_2 — константы закона излучения;
- T_1 — истинная температура источника сравнения;
- T_2 — яркостная температура исследуемого источника.

Формулы (2) и (3) получены в предположении, что спектральная линия прямоугольная.

После простых преобразований из приведенных выше соотношений получаем

$$\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_{2+1} = \frac{a \delta \lambda}{D s'} c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T_2} - 1)^{-1} D s' \left(\frac{d}{f} \right)^2 sh. \quad (4)$$

Принимая во внимание формулу (1), имеем

$$\frac{a \delta \lambda}{D s'} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_{2+1}}{\Phi_2}, \quad (5)$$

где $\frac{a \delta \lambda}{Ds'}$ — поглощательная способность источника сравнения, средняя для области спектра Ds' .

Предположение о прямоугольной форме спектральной линии не ограничивает общности рассмотрения. Если она уширена за счет реабсорбции и не искажена самообращением, то ее форма довольно близка к прямоугольной. Если же она не прямоугольна, то в формуле (5) произведение $a \delta \lambda$ необходимо заменить полным поглощением (или эквивалентной шириной) спектральной линии [4]

$$A_{\lambda} = \int [1 - \exp(-\kappa_{\lambda} l)] d\lambda, \quad (6)$$

где κ_{λ} — коэффициент поглощения для длины волны λ , пропорциональный концентрации излучающих атомов;

l — толщина излучающего слоя.

Согласно равенствам (1) и (2), имеем

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{a \delta \lambda}{Ds'} \cdot \frac{e^{c_2/\lambda T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda T_1} - 1}. \quad (7)$$

Отсюда, принимая во внимание формулу (5), получаем для расчета неизвестной температуры T_2 исследуемого источника формулу

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \left[1 + \frac{e^{c_2/\lambda T_1} - 1}{1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_{2+1}}{\Phi_1}} \right]. \quad (8)$$

Из формулы (8) видно, что измеряемая температура не зависит от концентрации излучателей (т. е. поглощения) источника сравнения. Таким образом, определение температуры в данном случае сводится к измерению двух световых потоков: 1) потока от источника сравнения и 2) разности потока от исследуемого источника и потока от этого же источника, прошедшего через рабочий объем источника сравнения.

Если измерения высоких температур ограничить областью, для которой справедлив закон излучения Вина, формула (8) принимает более простой вид:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_1} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_{2+1}}{\Phi_1}}. \quad (9)$$

Формулы (5), (8) и (9) справедливы как в случае $\delta \lambda / Ds' < 1$, т. е. при ширине линии, меньшей ширины щели, так и в случае $\delta \lambda / Ds' > 1$, т. е. при ширине линии, большей ширины щели. В последнем случае всегда, независимо от истинного значения $\delta \lambda / Ds'$, в формулы (5), (8) и (9) следует подставить значение $\delta \lambda = Ds'$, поскольку при $\delta \lambda / Ds' > 1$ спектральную линию можно рассматривать как участок сплошного спектра, из которого щель спектрального прибора выделяет такой же участок длин волн, как и из сплошного спектра исследуемого источника. А это означает, что предложенный метод можно использовать для измерения высоких температур, если источник сравнения испускает не линейчатый, а сплошной спектр. В последнем случае всегда, независимо от ширины щели, $\delta \lambda / Ds' = 1$, и формула (5) примет вид

$$a = 1 - \frac{\Phi_{2+1} - \Phi_1}{\Phi_2}. \quad (10)$$

Точность, с которой температура может быть определена предложенным методом, зависит от точности измерения отношения

$$\beta = \frac{\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_{2+1}}{\Phi_1} = 1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_{2+1}}{\Phi_1}. \quad (11)$$

Действительно, согласно формуле (8)

$$\frac{\Delta T_2}{T_2} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \cdot \frac{1}{1 + \beta(e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1}} \cdot \frac{\Delta \beta}{\beta}. \quad (12)$$

Но

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{\Delta \Phi_2}{\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_{2+1}} - \frac{\Delta \Phi_{2+1}}{\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_{2+1}} - \frac{\Phi_2 - \Phi_{2+1}}{\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_{2+1}} \cdot \frac{\Delta \Phi_1}{\Phi_1}. \quad (13)$$

Следовательно, с учетом выражений (10) и (11) имеем

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\Delta \Phi_2}{\Phi_2} - \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{\beta} - 1 \right) \frac{\Delta \Phi_{2+1}}{\Phi_{2+1}} + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \frac{\Delta \Phi_1}{\Phi_1}. \quad (14)$$

Подставляя выражение (14) в (12), получаем формулу для расчета случайных погрешностей метода, если измеряют все три потока.

При рассмотрении случайных погрешностей метода можно считать относительные погрешности измерения всех трех потоков равными между собой, т. е.

$$\left| \frac{\Delta \Phi_2}{\Phi_2} \right| = \left| \frac{\Delta \Phi_{2+1}}{\Phi_{2+1}} \right| = \left| \frac{\Delta \Phi_1}{\Phi_1} \right| = \frac{\Delta \Phi}{\Phi}. \quad (15)$$

Это будет в том случае, когда поток от исследуемого источника не намного превосходит поток от источника сравнения или когда с помощью любой, не зависящей от длины волны ослабляющей системы (например диафрагмы), поток от исследуемого источника ослаблен так, что он становится примерно равным потоку от источника сравнения.

Квадратичное сложение погрешностей и подстановка полученного при этом выражения в формулу (12) дает формулу для определения средней квадратической погрешности температуры T_2

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \cdot \frac{1}{1 + \beta(e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{a} \times \\ \times \sqrt{1 + a \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) + a^2 \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^2} \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Phi}. \quad (16)$$

При измерении температур, для которых справедлива формула (9), выражение (16) принимает более простой вид

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{a} \sqrt{1 + a \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) + a^2 \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^2} \cdot \frac{\Delta \Phi}{\Phi} \quad (17)$$

На рис. 2 и в табл. 1 приведены некоторые значения $\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}}$ для ряда температур T_2 и параметров β , причем $\Delta \Phi / \Phi = 0,01$, а $\lambda = 0,5$ мкм.

Если поток от исследуемого источника намного превосходит поток от источника сравнения, то условие (15) при фотоэлектрических изме-



Рис. 2. Погрешность $\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}}$ при $\beta = 2$ для температуры T_2 , равной: 3000° К (1), 4000° К (2) и 5000° К (3).

средней квадратической погрешности температуры T_2

Таблица 1

Среднеквадратические погрешности $\sqrt{\Delta T_2^2}$ (град) при $\Delta\Phi/\Phi = 0,01$

Параметр β	$T_2 = 3000^\circ \text{К и } a$				$T_2 = 4000^\circ \text{К и } a$				$T_2 = 5000^\circ \text{К и } a$			
	1,0	0,5	0,2	0,1	1,0	0,5	0,2	0,1	1,0	0,5	0,2	0,1
10	4,2	7,6	20,3	42	7,4	13,5	36	74,9	11,6	21,1	56,4	117
5	4,0	7,7	20,5	42,4	7,2	13,6	36,5	75,1	11,2	21,3	56,8	117,5
2	3,8	7,9	21	43	6,8	14	37	76	10,6	22	58	119
1	4,4	8,8	22	44	7,8	15,6	39	78	12,2	24,5	61	122
0,5	7,6	11,6	24	46	13,5	21	43	82	21	32	67	128
0,2	20,2	23,3	34	55	36	41	61	98	56	65	95	152
0,1	42,0	46	54	72	74	81	96	128	116	128	150	200

Примечание. a — поглощательная способность в линии.

рениях практически не будет выполняться. В этом случае при рассмотрении случайных погрешностей метода следует принять равенство

$$|\Delta\Phi_2| = |\Delta\Phi_{2+1}| = |\Delta\Phi_1|. \quad (18)$$

Тогда среднюю квадратическую погрешность определения температуры T_2 исследуемого источника будем рассчитывать по формуле

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \cdot \frac{1}{1 + \beta(e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1}} \sqrt{\left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^2 + \frac{2}{\beta^2} \cdot \frac{\Delta\Phi_1}{\Phi_1}}, \quad (19)$$

если его яркость выражена законом излучения Планка и по формуле

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \sqrt{\left(1 - \frac{1}{\beta}\right)^2 + \frac{2}{\beta^2} \cdot \frac{\Delta\Phi_1}{\Phi_1}}, \quad (20)$$

если его яркость выражена законом излучения Вина.

Определять температуру исследуемого источника можно также, измеряя поток Φ_1 и разность потоков $\Phi_2 - \Phi_{2+1}$. В этом случае оптическая схема метода несколько усложняется и принимает, например, вид, предложенный в работе [5], при условии, что в этой схеме имеется модулятор, посылающий потоки Φ_2 и Φ_{2+1} на лучеприемник поочередно. Для такой методики измерения формулы для определения погрешности температуры T_2 примут несколько иной вид. Действительно, в этом случае относительную погрешность определения параметра β можно представить в виде

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \left[\frac{\Delta(\Phi_2 - \Phi_{2+1})}{\Phi_2 - \Phi_{2+1}} - \frac{\Delta\Phi_1}{\Phi_1} \right] \quad (21)$$

и относительную погрешность определения температуры T_2 для источников, яркость которых выражена законом излучения Планка, следует определять по формуле

$$\frac{\Delta T_2}{T_2} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \cdot \frac{1}{1 + \beta(e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1}} \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \left[\frac{\Delta(\Phi_2 - \Phi_{2+1})}{\Phi_2 - \Phi_{2+1}} - \frac{\Delta\Phi_1}{\Phi_1} \right]. \quad (22)$$

Если яркость источников выражается законом излучения Вина, вместо формулы (22) будем иметь

$$\frac{\Delta T_2}{T_2} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \left[\frac{\Delta(\Phi_2 - \Phi_{2+1})}{\Phi_2 - \Phi_{2+1}} - \frac{\Delta\Phi_1}{\Phi_1} \right]. \quad (23)$$

Когда при измерении выполняется условие (15), среднюю квадратическую погрешность определения температуры T_2 рассчитывают по формулам

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{1 + \beta(e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1}} \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \frac{\Delta \Phi}{\Phi}, \quad (24)$$

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \sqrt{2} \frac{\Delta \Phi}{\Phi}, \quad (25)$$

для излучателей, яркости которых выражаются законами Планка и Вина соответственно.

Если поток Φ_1 намного меньше разности потоков $\Phi_2 - \Phi_{2+1}$, вместо условия (15) справедливо, аналогичное (18), условие

$$|\Delta \Phi_1| = |\Delta(\Phi_2 - \Phi_{2+1})|. \quad (26)$$

В этом случае среднюю квадратическую погрешность метода рассчитывают по формуле

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \cdot \frac{1}{1 + \beta(e^{c_2/\lambda T_1} - 1)^{-1}} \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \sqrt{1 + \frac{1}{(\beta - 1)^2}} \cdot \frac{\Delta \Phi_1}{\Phi_1} \quad (27)$$

для излучателей, яркость которых выражена законом излучения Планка, и по формуле

$$\sqrt{\frac{\Delta T_2^2}{T_2^2}} = \frac{\lambda T_2}{c_2} \left(1 - \frac{1}{\beta}\right) \sqrt{1 + \frac{1}{(\beta - 1)^2}} \cdot \frac{\Delta \Phi_1}{\Phi_1} \quad (28)$$

для излучателей, яркость которых выражена законом излучения Вина.

В табл. 2 и 3 приведены некоторые значения погрешности $\sqrt{\Delta T_2^2}$, рассчитанные по формулам (19) и (27) и (20) и (28) соответственно. Длина волны во всех расчетах одна и та же — равная $\lambda = 0,5$ мкм, а $\Delta \Phi / \Phi = 0,01$.

Таблица 2

Среднеквадратические погрешности $\sqrt{\Delta T_2^2}$ (град),
рассчитанные для $T_2 = 25\ 000, 50\ 000$ и $100\ 000^\circ \text{K}$

Параметр β	По формуле (19) при T_2			По формуле (27) при T_2		
	25 000	50 000	100 000	25 000	50 000	100 000
1000	1,5	5,5	22	1,5	5,5	22
500	3,0	11	44	3,0	11	44
200	8,0	27	108	7,0	27	108
100	13,0	52	208	13,5	52	208
50	24	95	370	23	97	390
10	77	310	1240	78	309	1230
5	103	415	1660	100	405	1610
2	143	575	2300	116	470	1870
1	264	1100	4250	187	760	3000

Результаты, представленные на рис. 2 и в табл. 1 и 3, свидетельствуют о том, что при измерении температуры излучателей, яркость которых выражена законом излучения Вина, погрешность определения температуры T_2 наименьшая в том случае, когда поток от исследуемого источника превосходит поток от источника сравнения. При этом, если в про-

Таблица 3

Средние квадратические погрешности $\sqrt{\Delta T_2^2}$ (град),
рассчитанные для $T_2 = 4000$ и 5000°K

Параметр β	По формуле (20) при T_2		По формуле (28) при T_2	
	4000	5000	4000	5000
50	5,35	8,4	5,5	8,5
10	5,1	8,0	5,0	7,9
5	4,7	7,4	4,6	7,2
3	4,5	7,1	4,11	6,5
2	4,8	7,6	3,9	6,15
1	7,7	12,3	5,6	8,7
0,9	9,0	14	6,0	9,3
0,5	16,5	26	12,5	20
0,2	45	70	36	56
0,1	90	146	75	117

цессе измерения выполняется условие (18) или (26), погрешность определения T_2 практически не меняется и составляет 0,2% от значения T_2 .

Результаты, приведенные в табл. 2, позволяют сделать вывод о том, что рассмотренным методом можно измерять температуру плазменных излучателей, яркость которых выражена законом излучения Планка, с погрешностью, не превышающей 0,5%, если в процессе измерения выполняются условия (18) или (26), а поток от исследуемого источника превосходит поток от источника сравнения примерно в $\beta - 1/a$ раза, где $\beta \approx 20$ и a — коэффициент поглощения источника сравнения.

Следует отметить, что погрешность метода уменьшается как при использовании источника сравнения с более высокой температурой, так и при применении методики, в которой вместо измерения трех потоков Φ_1 , Φ_2 и Φ_{2+1} измеряли бы потоки Φ_1 и $\Phi_2 - \Phi_{2+1}$ (табл. 2).

Анализ погрешностей метода касается только параметра β , так как погрешности, зависящие от других величин, входящих в формулы (8) и (9), рассмотрены уже подробно в работе [5].

Приведенные расчетные данные свидетельствуют о том, что предлагаемый метод [6] является простым и надежным для измерения любых яркостных температур плазменных излучателей, обеспечивающим точность измерения этих температур порядка 1%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бражниченко Г. Н. Применение пирометрических светофильтров, удовлетворяющих критерию Фука, для измерения высоких температур. «Измерительная техника», 1967, № 12.
2. Киренков И. И. Новый метод расчета эффективной длины волны спектропирометра. «Труды институтов Комитета», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
3. Рибо Г. Оптическая пирометрия. М.—Л., ОНТИ, 1931.
4. Соболев Н. Н. Оптические методы измерения температуры пламен. «Труды ФИАН СССР», в. VIII, 1956.
5. Киренков И. И. Измерение температуры светящихся пламен. «Труды ВНИИМ» вып. 9 (69), М.—Л., Стандартгиз, 1950.
6. Бражниченко Г. Н. Способ измерения температуры. Авторское свидетельство № 198010, «Бюллетень изобретений», 1967, № 13.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕЯЩИХСЯ ПЛАМЕНИ

При определении истинной температуры светящегося пламени по яркостной температуре необходимо знать его коэффициент поглощения α_λ . Этот коэффициент определяют, просвечивая пламя каким-либо источником, яркостная температура которого известна. В качестве такого источника можно использовать градуированную температурную лампу или изображение самого пламени. Этот метод называют методом испускания и поглощения [1].

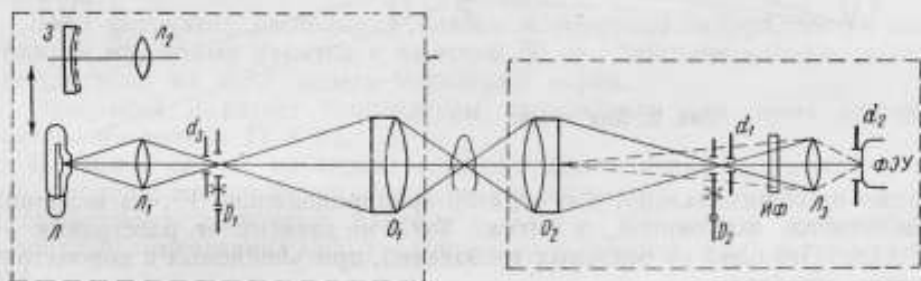


Рис. 1. Оптическая система установки

Во ВНИИМ создана установка, которая позволяет применять любой из просвечивающих источников.

Установка (рис. 1) состоит из излучателя и приемника, расположенных симметрично относительно пламени. В случае применения в качестве просвечивающего источника температурной лампы L ее лента конденсором L_1 проецируется в плоскость диафрагмы d_3 и дальше объективом O_1 — в плоскость, где находится пламя. Свет от лампы модулируется диском D_1 с частотой 100 гц.

Объектив O_2 проецирует изображение пламени и ленты лампы в плоскости диафрагмы d_1 , вблизи которой помещается диск D_2 , модулирующий свет с частотой 1000 гц. С помощью линзы L_3 равномерно освещенный зрачок объектива O_2 проецируется в плоскость диафрагмы d_2 . За диафрагмой d_1 стоит интерференционный фильтр ИФ. Эффективная длина волны $\lambda_{\text{эф}}$, соответствующая спектральному интервалу фильтра, равна 665 нм. Непосредственно за диафрагмой d_2 расположен фотокатод ФЭУ, который регистрирует падающий на него свет. Сигналы ФЭУ через катодный повторитель подаются на вход осциллографа (типа С1-4).

Фототок i_{ϕ} пропорционален падающему на ФЭУ световому потоку $F_{\Delta\lambda}$, приходящемуся на данный спектральный интервал и равному

$$F_{\Delta\lambda} = B_{\Delta\lambda} S \omega,$$

где $B_{\Delta\lambda}$ — яркость источника излучения (пламя или изображение ленты) в данном спектральном интервале;

S — площадь рассматриваемого участка источника;

ω — телесный угол, в пределах которого излучение попадает в оптическую систему (предполагается, что яркость постоянна в пределах S и не зависит от направления излучения в пределах ω).

В данной системе площадь S ограничивается полевой диафрагмой d_1 , а ω — апертурной диафрагмой d_2 совместно с d_1 . Следовательно, произведение $S\omega = \text{const}$ и фототок ФЭУ определяются только яркостью объекта. С изменением расстояния до объекта меняется и увеличение V системы. Так как значение S



Рис. 2. Ход лучей.

прямо пропорционально, а ω обратно пропорционально V^2 , то величина $S\omega$ остается постоянной, и сигнал ФЭУ не зависит от расстояния до объекта. Это одно из основных требований, предъявляемых к пирометрическим приборам.

При расстоянии до пламени (от источника или приемника) 5—8 м приходится сильно уменьшать телесный угол ω , что приводит к уменьшению количества света, падающего на ФЭУ и, следовательно, к снижению чувствительности системы. Дело в том, что система излучателя работает при этом с большим увеличением и угол расхождения лучей γ от каждой точки изображения ленты лампы aa' , мал (рис. 2). Угол γ определяется диаметром зрачка объектива O_1 и расстоянием до изображения. Так как при этом на объектив O_2 падает свет не от всех точек aa' , то полного изображения ленты лампы получить не удастся.

Как видно из рис. 2, излучение от любой точки изображения aa' не заполняет всего зрачка объектива O_2 , поэтому в плоскость ФЭУ нужно проецировать лишь ту часть зрачка, которая заполнена светом от всех точек используемой части изображения ленты лампы (незаштрихованная часть объектива на рис. 2) и изображение ее ограничить диафрагмой d_2 . Таким образом, действующий зрачок объектива O_2 становится очень мал, и количество света, попадающего в систему (как от лампы, так и от пламени), резко уменьшается, что приводит к ухудшению отношения сигнала к шуму, поэтому при построении подобных систем имеет смысл брать объектив O_1 с большим зрачком, а объектив O_2 — с малой светосилой и большим фокусным расстоянием.

Несмотря на то, что площадь S рассматриваемого участка источника определяется диафрагмой d_1 (рис. 1), для облегчения наводки системы следует ограничить величину изображения ov' (рис. 2) юстировочной диафрагмой d_3 , несколько большей, чем d_1 . В этом случае получим резкое изображение диафрагмы d_3 в плоскости диафрагмы d_1 . При малых расстояниях до пламени можно получить резкое изображение ленты лампы на диафрагме d_1 ; на больших расстояниях этого получить не удастся, и без диафрагмы d_3 трудно поставить диафрагму d_1 в плоскость изображения объектива O_2 .

Нетрудно рассчитать, что при расстоянии между объективами 10 м, диаметре зрачка объектива O_2 — 10 мм, диаметре зрачка объектива O_1 — 80 мм и фокусном расстоянии 250 мм диаметр диафрагмы d_3 примерно равен 1,5 мм.

Во втором случае, когда в качестве просвечивающего источника применяют изображение пламени вместо лампы L с конденсором L_1 , ставят сферическое зеркало Z и линзу L_2 (рис. 1).

Без линзы L_2 на пламя проецировалось бы его перевернутое изображение, что вносило бы дополнительную погрешность вследствие наличия температурного поля пламени. Благодаря линзе L_2 на пламя проецируется его прямое изображение и таким образом устраняется влияние температурного поля. Зеркало ставят на расстоянии $2R$ от диафрагмы d_3 (плоскость изображения объектива O_1), а линзу L_2 , фокусное расстояние которой $f = \frac{R}{2}$, — на расстояниях R от зеркала и диафрагмы d_3 (R — радиус зеркала).

Если фотокатод расположен близко к обмоткам мотора, могут возникнуть магнитные наводки с частотой 50 гц. Действие наводок подавляется, если на ФЭУ надеть магнитный экран.

Измерения и расчет температуры производили для обоих случаев описанного метода [1 и 2].

В первом случае на экране осциллографа измеряют сигналы v_2 , v_1 и v_3 , пропорциональные соответственно яркости лампы L , яркости пламени и суммарному излучению пламени и лампы. Яркостную температуру лампы T_n определяют по градуировочной кривой или другим методом.

Истинную температуру пламени рассчитывают по формуле

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_n} + \frac{c_2}{\lambda} \ln \beta, \quad (1)$$

$$\text{где } \beta = \frac{b_1 + b_2 - b_3}{b_1}; \quad (2)$$

λ — эффективная длина волны установки;

c_2 — 14 380 мкм·град.

При прохождении конденсора L_1 и объектива O_1 излучение лампы ослабляется. В результате пламя просвечивается источником, излучение которого соответствует яркостной температуре, меньшей T_n . Для учета этого ослабления в формулу (1) введем значение пиromетрического ослабления A системы конденсор L_1 — объектив O_1 . Тогда

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_n} + A + \frac{c_2}{\lambda} \ln \beta, \quad (3)$$

$$\text{где } A = -\frac{\lambda}{c_2} \ln \tau_\lambda; \quad (4)$$

τ_λ — спектральный коэффициент поглощения системы L_1 , O_1 .

Сигнал v_2 измеряют до или после измерения v_1 и v_3 .

Во втором случае θ_1 и θ_2 измеряют точно так же, как и в первом. Истинную температуру пламени рассчитывают по формуле (3):

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_n} + A + \frac{c_2}{\lambda} \ln \alpha_\lambda, \quad (5)$$

где

$$\alpha_\lambda = 1 - \left(\frac{b_2}{b_1} - 1 \right) \frac{1}{\rho_\lambda \tau_\lambda^2}. \quad (6)$$

Множитель $\rho_\lambda \tau_\lambda^2$ учитывает поглощение τ_λ^2 в O_1 и L_1 на пути излучения до зеркала и обратно, а также ρ_λ — отражение от зеркала.

Яркостную температуру пламени T_n измеряют, сравнивая с яркостью лампы, ток на которой подбирают так, чтобы сигнал от лампы был равен измеренному ранее сигналу от пламени θ_1 . Яркостную температуру пламени можно измерить и другими методами, например, с помощью яркостного пирометра.

Ослабление излучения лампы линзой L_1 и объективом O_1 рассчитывают, как и в первом случае, по формуле (3).

Как указано в работе [1], основную роль играют случайные погрешности, вызванные неточностью измерения θ_1 , θ_2 и θ_3 . Если принять, что

$$\frac{\Delta b_1}{b_1} = \frac{\Delta b_2}{b_2} = \frac{\Delta b_3}{b_3} = \frac{\Delta b}{b},$$

то погрешность определения температуры светящегося пламени T можно выразить формулой

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{c_2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\alpha_\lambda} \sqrt{1 + \alpha \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) + \alpha^2 \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^2} \cdot \frac{\Delta b}{b}, \quad (7)$$

где

$$\alpha_\lambda = \frac{b_1 + b_2 - b_3}{b_2}.$$

Чтобы погрешности были минимальны, измерения следует производить при $\beta \simeq 1$, т. е. когда яркостная температура лампы мало отличается от истинной температуры пламени.

Погрешности определения температуры пламени T для второго случая подробно рассмотрены в работе [2]. Основную роль здесь играют погрешности определения α_λ ; они обусловлены погрешностями определения общего коэффициента пропускания $R_\lambda = \rho_\lambda \tau_\lambda^2$, θ_1 и θ_2 . Из формулы (6), считая $\Delta \theta_1 = \Delta \theta_2 = \Delta \theta$, получим

$$\frac{\Delta \alpha_\lambda}{\alpha_\lambda} (b) = \left(\frac{1}{\alpha_\lambda} - 1 \right) \frac{\Delta b}{b}$$

и

$$\frac{\Delta \alpha_\lambda}{\alpha_\lambda} (R) = \left(\frac{1}{\alpha_\lambda} - 1 \right) \frac{\Delta R_\lambda}{R_\lambda}.$$

Таким образом, погрешность измерения температуры пламени выразится формулой

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{c_2} \left(\frac{1}{\alpha_\lambda} - 1 \right) \sqrt{\left(\frac{\Delta b}{b} \right)^2 + \left(\frac{\Delta R_\lambda}{R_\lambda} \right)^2}.$$

Рассчитаем эту погрешность для обоих случаев, приняв температуру пламени $T = 2000^\circ \text{C}$, коэффициент поглощения пламени $\alpha_\lambda = 0,5$, погрешности отсчета по осциллограмме $\frac{\Delta b}{b} = 2\%$ и погрешность определения общего коэффициента пропускания $\frac{\Delta R_\lambda}{R_\lambda} = 10\%$.

Для первого случая, при $\beta = 1$, получим $\frac{\Delta T}{T} = 0,6\%$, а для второго $\frac{\Delta T}{T} = 1,0\%$.

С увеличением прозрачности пламени (α_λ уменьшается) погрешности во втором случае растут быстрее, чем в первом. Так, при $\alpha_\lambda = 0,1$ для первого случая $\frac{\Delta T}{T}$ составляет 2,5%, а для второго — 8%. Следует отметить, что при использовании в качестве просвечивающего источника температурной лампы нерационально проводить измерения при значениях β , сильно отличающихся от единицы. Так как яркостная температура лампы не может быть больше 2200—2300° С, то нецелесообразно применять ее для измерения температуры выше 2500—3000° С. Для второго случая такого ограничения нет.

С помощью описанной установки измеряли температуру плоского керосинового пламени при двух его положениях, которым соответствовали коэффициенты поглощения $\alpha'_\lambda = 0,12$ и $\alpha''_\lambda = 0,55$.

Результаты измерений приведены в таблице

Просвечивающий источник	Температура пламени, °С	
	$\alpha'_\lambda = 0,12$	$\alpha''_\lambda = 0,55$
Температурная лампа	1520 ± 25	1618 ± 8
Изображение пламени	1568 ± 100	1626 ± 12

Разницу температур при α'_λ и α''_λ , которая особенно заметна в первом случае, можно объяснить тем, что измеряли не локальную температуру в отдельной точке, а усредненную по некоторому объему пламени. При малой толщине пламени ($\alpha'_\lambda = 0,12$) холодные наружные слои играют, очевидно, большую роль, чем при большой толщине ($\alpha''_\lambda = 0,55$). В результате температура тонкого слоя оказывается ниже. Поэтому следует сравнивать результаты измерений, полученные при одной и той же толщине пламени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И. Измерение температур светящихся пламен «Труды ВНИИМ», вып. 9 (69), Л., Стандартгиз, 1950.
2. Кв а д р ш е в и ч А. Е. Измерение температуры пламени. М.—Л., Металлургиздат, 1961.
3. С о б о л е в Н. Н. Оптические методы измерения температуры пламени. «Труды ФИАН СССР», т. VI, 1956.

Поступила в редакцию
21/VII 1967 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
И. И. Киренков. Определение коэффициента излучения модели черного тела	5
А. В. Саватеев. Предельная точность импульсной шумовой термометрии и оптимальные параметры импульсного шумового термометра	9
А. В. Саватеев. Новый вариант импульсного шумового термометра для водородно-гелиевых температур	18
И. И. Киренков, Е. А. Королева, Г. А. Крахмальникова, Л. И. Ошарина, В. И. Угольников. Новый эталонный спектропирометр	24
Г. С. Амброк, Ю. Б. Беспалов, Г. Н. Бражниченко, И. Н. Дольцкий, Д. И. Зорин, М. С. Каяндер, И. И. Киренков, Е. А. Королева. Фотоэлектрическая спектропирометрическая установка типа ИПСП-1 ВНИИМ для измерения температуры плазменных излучателей	33
Г. Н. Бражниченко. Погрешности измерения температуры плазменных источников на новой спектропирометрической установке типа ИПСП-1 ВНИИМ	49
Г. С. Амброк, Г. Н. Бражниченко, И. И. Киренков. Метрологические исследования излучения импульсного плазменного источника типа ЭВ-45	53
Н. В. Арефьева, У. В. Дийков, К. С. Израйлов, И. И. Киренков, Н. В. Шеметилло. Определение объема вредного пространства газового термометра	68
К. С. Израйлов. Влияние силы тяжести на результаты манометрических и газотермометрических исследований	81
Д. Ф. Тартаковский. Расчет погрешности термопары от термоэлектрической неоднородности ее электродов	107
Э. А. Лапина. Усовершенствование методики установки температурных ламп	115
Э. А. Лапина. Ослабляющие светофильтры для цветовой пирометрии	119
И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова. Лампы Национальной физической лаборатории (Англия) и международные сличения температурных шкал	125
М. С. Каяндер. Обеспечение единообразия измерений в радиационной пирометрии в интервале температур 100—2500° С	135
А. Х. Фаянс. К расчету процесса теплообмена при осуществлении постоянных точек МПТШ	146
В. А. Чистяков. Расчет влияния неоднородности нагрева стенок полости на коэффициент излучения некоторых моделей черного тела	157
Б. К. Брагин, В. Л. Максимова. О градуировке термопар типа ПР 30/6 до 1800° С	167
В. А. Чистяков. Установка для измерения угловых интегральных коэффициентов излучения твердых тел в диапазоне температур 300—500° К	171
М. С. Каяндер. Определение влияния промежуточного смотрового окна на показания пирометров суммарного излучения	179

А. М. Азизов, А. М. Алхазов. Замкнутое решение некоторых задач теплопроводности для простейших термодатчиков	185
М. С. Каяндер. Искажения, вносимые термопарой и электронным потенциометром при записи изменяющихся температур	191
М. А. Ефремова, А. Г. Иванова, Д. Ф. Тартаковский. Динамические характеристики поверхностных термодатчиков	203
А. М. Азизов. Параметрические погрешности измерения температуры турбулентных потоков	207
А. М. Азизов. Термодатчики в условиях произвольно меняющихся во времени температуры среды и коэффициента теплоотдачи	210
Г. И. Колелевич. Расчет резонатора Гельмгольца для акустического термометра	217
И. И. Киренков. Влияние отраженного света на показания пирометров излучения	221
Г. Н. Бражниченко. Новый метод измерения температуры плазменных излучателей	230
Г. С. Амброк, Ю. Б. Беспалов, И. И. Мельниченко. Фотоэлектрическая установка для измерения температуры светящихся пламен	237
Приложение. Рефераты статей, опубликованных в сборнике	244

УДК 536.523 : 535.231.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ
МОДЕЛИ ЧЕРНОГО ТЕЛА

И. И. Киренков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 5—8

Описан экспериментальный метод оценки качества модели черного тела, пригодный для многих случаев пирометрической практики. Метод основан на том, что погрешности модели черного тела в виде излучающей полости в первом приближении пропорциональны коэффициенту отражения материала дна полости. Поэтому, если на дне полости имеются (или специально введены) два участка с различными коэффициентами отражения, причем отношение этих коэффициентов отражения приближенно известно, то измерение через отверстие полости излучения от этих двух участков позволяет судить о коэффициенте излучения модели черного тела. Приведены расчетные формулы и даны рекомендации по постановке эксперимента и области применения этого метода.

Иллюстраций 1, библиографий 4.

УДК 536.5.081.3.088

ПРЕДЕЛЬНАЯ ТОЧНОСТЬ ИМПУЛЬСНОЙ
ШУМОВОЙ ТЕРМОМЕТРИИ
И ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСНОГО
ШУМОВОГО ТЕРМОМЕТРА

А. В. Саватеев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 9—17

Теоретически рассмотрен вопрос о минимально возможной погрешности измерения температуры импульсным шумовым термометром (ИШТ). Эта погрешность обусловлена статистической природой термометрического параметра — среднего числа шумовых импульсов напряжения, регистрируемых в 1 сек. Приведены оптимальные параметры ИШТ, при которых указанная погрешность минимальна. Получена формула зависимости этой погрешности от основных шумовых параметров входного усилительного каскада ИШТ. Доказана целесообразность применения ИШТ для воспроизведения термодинамической шкалы температур в области $\leq 20^\circ\text{K}$ с погрешностью $\leq 0,01$ град, а в области температур $\leq 4^\circ\text{K}$ с погрешностью (0,001—0,002) град. Иллюстраций 3, библиографий 6.

THE GREAT OCEANIC TRADING COMPANY
LIMITED
REGISTERED IN THE STRAITS SETTLEMENTS

INCORPORATED IN THE STRAITS SETTLEMENTS

HEAD OFFICE: 110, ROBINSON ROAD, SINGAPORE.
BRANCH OFFICES: PENANG, MALACCA, JOHORE-BARU, KUALA LUMPUR, AND
BANGKOK.

THE COMPANY'S BUSINESS IS TO BUY AND SELL ALL KINDS OF
COMMODITIES, INCLUDING RUBBER, PEPPER, COFFEE, SUGAR,
CLOTH, AND OTHER GOODS, AND TO SHIP AND STORE THE SAME.
THE COMPANY ALSO ENGAGES IN THE BUSINESS OF
AGENCY AND REPRESENTATION FOR THE SALE OF
MACHINERY, ELECTRICAL APPLIANCES, AND OTHER
ARTICLES. THE COMPANY'S CAPITAL IS RM 1,000,000.
THE COMPANY'S REGISTERED OFFICE IS AT 110, ROBINSON ROAD,
SINGAPORE.

INCORPORATED IN THE STRAITS SETTLEMENTS

REGISTERED IN THE STRAITS SETTLEMENTS

INCORPORATED IN THE STRAITS SETTLEMENTS
REGISTERED IN THE STRAITS SETTLEMENTS

INCORPORATED IN THE STRAITS SETTLEMENTS
REGISTERED IN THE STRAITS SETTLEMENTS

THE COMPANY'S BUSINESS IS TO BUY AND SELL ALL KINDS OF
COMMODITIES, INCLUDING RUBBER, PEPPER, COFFEE, SUGAR,
CLOTH, AND OTHER GOODS, AND TO SHIP AND STORE THE SAME.
THE COMPANY ALSO ENGAGES IN THE BUSINESS OF
AGENCY AND REPRESENTATION FOR THE SALE OF
MACHINERY, ELECTRICAL APPLIANCES, AND OTHER
ARTICLES. THE COMPANY'S CAPITAL IS RM 1,000,000.
THE COMPANY'S REGISTERED OFFICE IS AT 110, ROBINSON ROAD,
SINGAPORE.

НОВЫЙ ВАРИАНТ ИМПУЛЬСНОГО ШУМОВОГО
ТЕРМОМЕТРА
ДЛЯ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУР

А. В. Саватеев

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969, стр. 18—23.

В статье дается описание нового варианта импульсного шумового термометра (ИШТ) с одним термопреобразователем, предназначенного для измерения термодинамической температуры в области $(20 \pm 2)^\circ \text{K}$. Обладая всеми преимуществами предыдущих вариантов ИШТ с двумя термопреобразователями, он имеет большую по сравнению с ними чувствительность. Достигнуто это за счет значительного уменьшения паразитной входной емкости $C_{вх}$ благодаря устранению второго термопреобразователя и приближению термочувствительного элемента (сопротивления R_d) к сетке входной лампы усилительного тракта ИШТ. Роль опорного (эталонного) шума играет собственный шум усилителя при шунтировании его входа емкостью $C_{ш} \gg C_{вх}$. Получены формулы для расчета измеряемой температуры T и определения постоянных прибора γ_1 и γ_2 .

Библиографий 6, иллюстраций 1.

НОВЫЙ ЭТАЛОННЫЙ СПЕКТРОПИРОМЕТР

И. И. Киренков, Е. А. Королева, Г. А. Крахмальникова
Л. И. Ошарина, В. И. Угольников

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г. стр. 24—32

В новом спектропирометре ВНИИМ сделана попытка устранить недостатки СП-4К, а именно рассеянный свет в системе внешней оптики и погрешности, вызванные поляризацией света.

Принцип действия установки основан на нулевом модуляционном методе уравнивания яркости. Монохроматизация света осуществляется двойным монохроматором в области 450—1000 нм.

В конструкции установки учтены требования к измерениям при построении шкалы температур, выявленные в результате метрологических работ с фотоэлектрическими пирометрами.

Новый спектропирометр отъюстирован, введен в действие и испытан. Порог его чувствительности 0,02 град при 1063° С, среднеквадратическая погрешность сличения $\pm 0,4$ град.

Сейчас спектропирометр детально исследуется с целью применения его при эталонных и других работах.

Иллюстраций 5, библиографий 6.

MEMORANDUM FOR THE RECORD
SUBJECT: [Illegible]

Reference is made to [Illegible]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

Very truly yours,

[Illegible signature block]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

УДК 536.521. : 621.383

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОПИРОМЕТРИЧЕСКАЯ
УСТАНОВКА ТИПА ИПСП-1 ВНИИМ ДЛЯ
ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЕННЫХ
ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

*Г. С. Амброк, Ю. Б. Беспалов, Г. Н. Бражниченко,
И. Н. Долицкий, Д. И. Зорин, М. С. Каяндер,
И. И. Киренков, Е. А. Королева*

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969,
стр. 33—48*

В статье описана установка ИПСП-1, предназначенная для измерения температуры импульсных плазменных источников высокой яркости и аттестации образцовых плазменных излучателей.

Установка позволяет создать два импульса излучения от источника сравнения, один из которых несколько меньше, а другой несколько больше импульса от исследуемого плазменного источника, яркость которого ослаблена поглощающими светофильтрами. На экране осциллографа установки рассматриваются только вершины этих трех импульсов, превышающих определенный уровень, что обеспечивает порог чувствительности порядка 150 град при температуре исследуемого источника порядка 40 000° К. Для ограничения спектрального интервала в установке применены интерференционные фильтры.

Описан принцип действия, устройство электронной и оптической систем, конструкция установки, методика расчета измеряемой температуры.

С помощью установки ИПСП-1 был исследован и аттестован в качестве образцового высокотемпературного излучателя импульсный плазменный источник ЭВ-45 с длительностью импульса от 150 до 450 мксек.

Иллюстраций 14, библиографий 7.

УДК 536.521.088 : 533.9.03

ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ
НА НОВОЙ СПЕКТРОПИРОМЕТРИЧЕСКОЙ
УСТАНОВКЕ ТИПА ИПСП-1 ВНИИМ

Г. Н. Бражниченко

*Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г.,
стр. 49—52*

В статье подробно проанализированы погрешности измерения температуры импульсного плазменного источника типа ЭВ-45 на новом спектропирометре типа ИПСП-1, разработанном во ВНИИМ.

Расчеты, выполненные на основе анализа основного уравнения пирометрии и исследования спектропирометра, показали, что спектропирометр типа ИПСП-1 позволяет измерять температуру импульсных плазменных источников порядка 40 000° К с погрешностью, не превышающей 2,5% от измеряемой температуры.

Иллюстраций 1, библиографий 4.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DEPARTMENT OF CHEMISTRY
1955

REPORT OF THE RESEARCH GROUP
ON THE CHEMISTRY OF
THE SOLID STATE

RESEARCH REPORT NO. 1
BY
J. H. SCHUBERT
AND
R. W. WOODWARD

DEPARTMENT OF CHEMISTRY
UNIVERSITY OF CHICAGO

CHICAGO, ILLINOIS
1955

Abstract: This report describes the synthesis and properties of a new class of solid-state materials. The materials are prepared by the reaction of... The results show that these materials exhibit unique... The authors are grateful to... for their assistance in the... work.

УДК 536.5:533.9.03

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА
ТИПА ЭВ-45

Г. С. Амброк, Г. Н. Бражниченко, И. И. Киренков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 53—67

Измерение температуры плазмы во многих случаях может быть существенно облегчено при наличии образцового плазменного источника, температура которого известна и по порядку величины близка к измеряемой. Применение такого источника возможно при наличии данных о его излучении и температуре. В статье рассмотрены всесторонние исследования зависимости характеристик излучения плазменного источника ЭВ-45 от его электрических параметров, от граничных условий, формирующих разрядный промежуток, проведена градуировка источника в диапазоне длин волн 0,5—0,65 мкм. Исследования выполнены на новой фотоэлектрической спектроскопической установке типа ИПСП-1 ВНИИМ, позволяющей фиксировать изменение яркости плазменного источника порядка 0,5%.

Таблиц 3, иллюстраций 15, библиографий 13.

УДК 536.511.088

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМА ВРЕДНОГО ПРОСТРАНСТВА
ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА

Н. В. Арефьева, У. В. Дийков, К. С. Израилов,
И. И. Киренков, Н. В. Шеметилло

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 68—80

Высокие требования к точности измерения термодинамической температуры прецизионным газовым термометром приводят исследователей к необходимости решить сложную задачу по учету влияния различных источников погрешностей. В статье рассмотрена методика и средства теоретического и экспериментального определения вредного объема $V_{вр}$, являющегося одним из основных источников систематической погрешности газотермометрических измерений. Влияние этого источника на точность измерений температуры исключается введением поправки.

Для определения вредного объема выведена формула, отличающаяся большой точностью и наглядностью, с которой выявляется температурная зависимость $V_{вр}$. Представление формулы в виде разложения в ряд по малому параметру, зависящему от температуры, позволяет повысить точность расчета $V_{вр}$ за счет сохранения в ряде необходимого числа членов. Для достижения требуемой точности определения термодинамической температуры (в точке золота $\sim 0,05—0,1$ град), необходимо также, чтобы отношение вредного объема $V_{вр}$ к объему V_{20} рабочего резервуара термометра не превышало 1%, а значение $V_{вр}$ было определено с погрешностью не более $\Delta V_{вр} = 1,5 \text{ мм}^3$. Этим требованиям полностью отвечает газовый термометр № 3 ВНИИМ благодаря применению разделительной мембранной камеры, причем для $V_{20} = 159\,000 \text{ мм}^3$ $V_{вр}/V_{20} = 0,5\%$ и $\Delta V_{вр} < 1 \text{ мм}^3$.

Описываемая методика и формулы пригодны не только для целей газовой термометрии, но и для случаев, когда необходимо точно определить объем любой сложной конфигурации.

Иллюстраций 4, библиографий 11.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

CHICAGO, ILL.

1955

...

...

...

...

...

...

...

...

...

ВЛИЯНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ НА РЕЗУЛЬТАТЫ
 МАНОМЕТРИЧЕСКИХ И ГАЗОТЕРМОМЕТРИЧЕСКИХ
 ИССЛЕДОВАНИЙ

К. С. Израилов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 81—106

Рассмотрение влияния сил гравитационного поля на величину давления газа приводит к выводу, что для обеспечения манометром высокой точности измерения давления ($0,1—0,5 \text{ н/м}^2$) и газовым термометром—термодинамической температуры (в точке золота $0,02—0,05 \text{ град}$) необходимо вводить соответствующие гравитационные поправки.

В статье дается вывод формул для этих поправок и указания методики их численной оценки.

Расчет основан на обобщении известной барометрической формулы для случая, когда имеется градиент температуры газа и на применении уравнения в виральной форме для состояния реального газа. Значение гравитационной поправки, например для термодинамической температуры в точке золота, составляет $\sim 0,04 \text{ град}$.

Таблиц 3, иллюстраций 2, библиографий 3.

РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТИ ТЕРМОПАРЫ ОТ
 ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ
 ЕЕ ЭЛЕКТРОДОВ

Д. Ф. Тартаковский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области тепловых измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 107—114

Термоэлектрическая неоднородность термоэлектродного материала вызывает погрешность измерения температуры, которая принципиально не может быть устранена повышением точности градуировки термопары. Существующие методы исследования термоэлектродной проволоки на неоднородность в общем случае не дают возможности получить количественную оценку этой погрешности. Расчет погрешности от неоднородности для конкретной термопары может быть сделан лишь в частном случае, когда экспериментально определено истинное распределение термоэлектрических свойств и температуры вдоль термоэлектродов. Поэтому обычно ставится задача, отобрать из имеющейся термоэлектродной проволоки наиболее однородные участки, чтобы свести к минимуму погрешность от неоднородности. Однако не существует обоснованных критериев и норм термоэлектрической неоднородности проволоки, при соблюдении которых погрешность от неоднородности не превосходила бы наперед заданной величины.

В статье показано, что эта задача может быть решена на основе представления неоднородности термоэлектродного материала в виде стационарной случайной функции с известными числовыми характеристиками. Для расчета дисперсии показаний ряда однотипных термопар, обусловленной термоэлектрической неоднородностью, необходимо знание корреляционной функции неоднородности термоэлектродного материала и распределения температуры по длине термопары.

Показано, что при прочих равных условиях погрешность от неоднородности зависит не только от градиента температуры, но и от вида корреляционной функции (масштаба корреляции) термоэлектродного материала. Практическое использование предлагаемой методики позволит повысить точность измерения температур.

Иллюстраций 4, библиографий 4.

REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE

1888

REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE
FOR THE YEAR 1888

THE LAND OFFICE HAS THE HONOUR TO ACKNOWLEDGE THE RECEIPT OF THE REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE FOR THE YEAR 1888, AND TO STATE THAT THE SAME HAS BEEN RECEIVED BY THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE FOR THE YEAR 1888.

REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE

REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE

1888

REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE
FOR THE YEAR 1888

THE LAND OFFICE HAS THE HONOUR TO ACKNOWLEDGE THE RECEIPT OF THE REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE FOR THE YEAR 1888, AND TO STATE THAT THE SAME HAS BEEN RECEIVED BY THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE FOR THE YEAR 1888.

REPORT OF THE COMMISSIONERS OF THE LAND OFFICE

УДК 536.521.3

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДИКИ УСТАНОВКИ
ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП

Э. А. Лапина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 115—118

Описана методика нанесения меток на баллон лампы, обеспечивающая перпендикулярность плоскости ленты вблизи индекса оси пирометра. Применение этой методики повышает надежность и точность передачи значения температуры с помощью ленточных ламп при использовании яркостных пирометров с различными оптическими системами.

Таблиц 2, иллюстраций 1, библиографий 3.

УДК 536.521.082.52 : 535.6

ОСЛАБЛЯЮЩИЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ ДЛЯ ЦВЕТОВОЙ
ПИРОМЕТРИИ

Э. А. Лапина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 119—124

Описана методика градуировки ламп на цветовые температуры на фотоэлектрической установке в двух длинах волны, при которой обеспечивается сохранность как встроенной в прибор лампы, так и эталонной. Для этой цели созданы специальные светофильтры, пирометрическое ослабление которых постоянно при двух выбранных значениях длин волны. Приведены формулы расчета цветовой температуры при использовании светофильтров, указаны методы расчета и способ изготовления новых светофильтров.

Библиографий 5.

THE HISTORY OF THE
CITY OF BOSTON
FROM 1630 TO 1870

BY
J. B. HENNING

VOLUME I
1630-1700

THE CITY OF BOSTON
FROM 1630 TO 1700

THE CITY OF BOSTON
FROM 1630 TO 1700

THE CITY OF BOSTON
FROM 1630 TO 1700

THE CITY OF BOSTON
FROM 1630 TO 1700

ЛАМПЫ НАЦИОНАЛЬНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ
ЛАБОРАТОРИИ (АНГЛИЯ) И МЕЖДУНАРОДНЫЕ
СЛИЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ШКАЛ

И. И. Киренков, Г. А. Крахмальникова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 125—134

В 1960 г. были проведены последние международные сличения шкал высоких температур, осуществлявшихся в то время визуальным методом. Расхождения результатов в разных странах достигали 3—5 град, причем они оценивались с точностью ± 1 град.

В последние годы во многих странах проводится подготовка к переходу на фотоэлектрический метод построения шкалы высоких температур. СССР первым полностью перешел на фотоэлектрический метод в 1962—1964 гг. Большие работы в этом направлении проводятся в Англии, США, ФРГ, Канаде, Австралии и Японии.

НФЛ Англии внесла предложение провести международные сличения в точке золота шкал высоких температур, осуществляемых фотоэлектрическим методом. Для сличений было предложено применить новые лампы, разработанные в НФЛ и названные лампами «черное тело». Это предложение было принято рядом стран.

Конструкция ламп «черное тело» предусматривает исключение нестабильности ленточного вольфрама. Телу накала придана форма полости, представляющей собой упрощенную модель черного тела. Оно состоит из вольфрамовой трубки диаметром 2 мм и длиной 45 мм, с пробкой в середине и диафрагмами вблизи концов, диаметром 1 мм.

Благодаря применению гибкого листового вольфрама все соединения выполнены без сварки. Трубка помещена в вакууме, в стеклянном баллоне с плоскими окнами. Температура внешних токоподводов контролируется. По данным НФЛ, воспроизводимость градуировки ламп составляет 0,05 град при длительной эксплуатации.

ВНИИМ были предоставлены из НФЛ две лампы «черное тело» с результатами их градуировки в точке золота. Испытания и градуировку ламп во ВНИИМ проводили с помощью фотоэлектрических спектропирометров, работающих по нулевому модуляционному методу. Расхождения результатов градуировки ламп в НФЛ и во ВНИИМ составили около 0,2 град для обеих ламп. Основным недостатком ламп НФЛ была признана неоднородность температурного поля излучающей полости, которая неизбежно приводит к расхождению показаний пирометров разных конструкций.

Лампы конструкции НФЛ представляют собой интересную попытку создать излучатель повышенной стабильности. Однако из-за неоднородности температурного поля эта задача решена не полностью, поэтому поиски новых конструкций излучателей для фотоэлектрической пирометрии должны быть продолжены.

Таблиц 2, иллюстраций 6, библиографий 12.

ОБЪЕДИНЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ РАСТВОРА
В РАСТВОРЕ ИЛИ РАСТВОРЕ И РАСТВОРЕ

М. П. Давыдов

Этот документ является частью...
и должен рассматриваться как единое целое.

Данный документ является частью...
и должен рассматриваться как единое целое.

Содержание данного документа...
представляет собой часть единого документа.

Вместе с тем, данный документ...
является частью единого документа.

№ 17 ВНИИМ

ОБЪЕДИНЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ РАСТВОРА
В РАСТВОРЕ ИЛИ РАСТВОРЕ И РАСТВОРЕ

М. П. Давыдов

Этот документ является частью...
и должен рассматриваться как единое целое.

Данный документ является частью...
и должен рассматриваться как единое целое.

Содержание данного документа...
представляет собой часть единого документа.

Вместе с тем, данный документ...
является частью единого документа.

Вместе с тем, данный документ...
является частью единого документа.

№ 17 ВНИИМ

ОБЪЕДИНЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ РАСТВОРА
В РАСТВОРЕ ИЛИ РАСТВОРЕ И РАСТВОРЕ

М. П. Давыдов

Этот документ является частью...
и должен рассматриваться как единое целое.

Данный документ является частью...
и должен рассматриваться как единое целое.

Содержание данного документа...
представляет собой часть единого документа.

Вместе с тем, данный документ...
является частью единого документа.

УДК 536.521.2.08

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЕДИНООБРАЗЯ ИЗМЕРЕНИЙ
В РАДИАЦИОННОЙ ПИРОМЕТРИИ В ИНТЕРВАЛЕ
ТЕМПЕРАТУР 100—2500° С

М. С. Каяндер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 135—145

Приведен обзор состояния средств поверки и методов поддержания единообразия измерений в области пирометрии суммарного излучения.

Совершенствование поверочной аппаратуры, введение дифференциального метода сличения и создание групп стабильных образцовых приборов позволили снизить погрешность градуировки и поверки телескопов рабочих радиационных пирометров в три раза.

Таблиц 1, иллюстраций 4, библиографий 9.

УДК 536.5.081

К РАСЧЕТУ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ
ОСУЩЕСТВЛЕНИИ ПОСТОЯННЫХ ТОЧЕК МПТШ

А. Х. Фаянс

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области тепловых измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 146—156

Высокие требования к точности воспроизведения постоянных точек Международной практической температурной шкалы (МПТШ), осуществляемых с помощью фазовых переходов высококичистых веществ, приводят к необходимости тщательного учета всех основных погрешностей, влияющих на результат измерений. В статье рассматривается методика, позволяющая рассчитать тепловые потоки, циркулирующие в рабочем пространстве термостата при осуществлении постоянных точек МПТШ на базе плавления и затвердевания чистых металлов. Приведены результаты расчетов погрешностей, возникающих при отводе тепла по термоприемнику. Рассчитаны и сравнены с экспериментальными данными продолжительности площадок затвердевания. Показано преимущество непрозрачных защитных чехлов по сравнению с кварцевыми. Все расчеты проведены для постоянных точек индия, олова, кадмия, цинка, сурьмы, серебра и золота.

Таблиц 2, иллюстраций 4, библиографий 5.

УДК 536.5 : 535.231.2

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ НАГРЕВА
СТЕНОК ПОЛОСТИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ
НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЕЙ ЧЕРНОГО ТЕЛА

В. А. Чистяков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 157—166

В статье вычислены поправки к расчетному коэффициенту излучения шаровой и цилиндрической моделей «черных тел», связанные с неоднородностью нагрева стенок полостей. Рассматриваемые модели имеют диффузные стенки. Предполагается, что температура вдоль полости стенок от задней стенки до отверстия распределена по линейному закону. Поправки вычислены как для интегральных, так и для спектральных коэффициентов излучения.

Таблиц 2, иллюстраций 3, библиографий 2.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO LIBRARY

520 EAST 57TH STREET

CHICAGO, ILL. 60637
TEL. 773-7099

THE UNIVERSITY OF CHICAGO LIBRARY
520 EAST 57TH STREET
CHICAGO, ILL. 60637
TEL. 773-7099

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

THE UNIVERSITY OF CHICAGO LIBRARY
520 EAST 57TH STREET
CHICAGO, ILL. 60637
TEL. 773-7099

520 EAST 57TH STREET

CHICAGO, ILL. 60637
TEL. 773-7099

CHICAGO, ILL. 60637
TEL. 773-7099

УДК 536.532.089.6

О ГРАДУИРОВКЕ ТЕРМОПАР ТИПА ПР 30/6 ДО 1800°С

Б. К. Брагин, В. Л. Максимова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 167—170

В последнее время все чаще поднимается вопрос об уточнении стандартной градуировки термодпар ПР 30/6 (ГОСТ 3044—61) в области высоких температур. Этому вопросу и посвящена данная статья, авторы которой предлагают способ градуировки термодпар в точке плавления платины методом малой навески, описывают методику градуировки, оценивают воспроизводимость точки платины, сравнивают полученные данные с данными стандартной градуировки и типовых градуировок фирмы Дегусса и НБС. На основе полученных результатов они делают вывод о необходимости определения т. э. д. с. в точках платины и палладия при градуировке и поверке термодпар ПР 30/6 и выдвигают требование о пересмотре стандартной градуировки ПР 30/6 в области высоких температур.

Таблиц 1, иллюстраций 1, библиографий 9.

УДК 621.317.794.088

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ
ИНТЕГРАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ИЗЛУЧЕНИЯ
ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР
300—500°К

В. А. Чистяков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 171—178

В статье рассмотрены погрешности существующих установок для измерения интегральных коэффициентов излучения твердых тел при температурах, близких к комнатным.

Предлагается новая установка, которая позволяет исключить ряд недостатков предыдущих, а также измерять угловые коэффициенты излучения. Описан принцип действия и порядок работы на установке. В заключение дан анализ погрешностей.

Таблиц 3, иллюстраций 2, библиографий 3.

CONSTITUTIONAL HISTORY OF THE UNITED STATES

By J. M. ...

The ...

...

THE HISTORY OF THE UNITED STATES

By J. M. ...

The ...

УДК 536.521.2.088

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО
СМОТРОВОГО ОКНА НА ПОКАЗАНИЯ ПИРОМЕТРОВ
СУММАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. С. Каяндер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 179—184

Влияние промежуточного смотрового окна на показания пирометра суммарного излучения может быть определено по уменьшению его показаний при внесении еще одной контрольной пластинки. Отношение полного поглощения первого промежуточного окна к поглощению контрольной пластинки определяют экспериментально и экстраполируют до более высоких температур.

Приведен пример определения поправки на влияние промежуточного окна при градуировке телескопов с кварцевой линзой на вакуумном излучателе типа «черное тело» с кварцевым промежуточным окном.

Таблиц 1, иллюстраций 2, библиографий 3.

УДК 536.2.08

ЗАМКНУТОЕ РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ
ЗАДАЧ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ
ПРОСТЕЙШИХ ТЕРМОПРИЕМНИКОВ

А. М. Азизов, А. М. Алхазов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 185—190

В статье приводятся замкнутые решения уравнения теплопроводности для термодатчиков, выполненных в виде «бесконечных» цилиндров, пластин и шара при граничных условиях третьего рода. Показана возможность применения полученных решений для выражения суммы некоторых рядов в замкнутой форме. Решение для плоских термодатчиков применено для определения «постоянной» времени одноэлементного звена, моделирующего термодатчик.

Библиографий 4.

STATISTICAL METHODS AND PROCEDURES
IN THE SOCIAL SCIENCES

CHAPTER I. THE SCOPE AND PURPOSE OF STATISTICS
1.1. Introduction
1.2. The Role of Statistics in the Social Sciences

1.3. The Development of Statistical Methods
1.4. The Classification of Statistical Methods
1.5. The Importance of Statistical Inference

CHAPTER II

STATISTICAL INFERENCE

2.1. The Theory of Estimation
2.2. The Theory of Hypothesis Testing

2.3. The Theory of Confidence Intervals
2.4. The Theory of Power Functions
2.5. The Theory of Decision Functions

УДК (536.532+536.521).087.44

ИСКАЖЕНИЯ, ВНОСИМЫЕ ТЕРМОПАРОЙ
И ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТЕНЦИОМЕТРОМ ПРИ
ЗАПИСИ ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ ТЕМПЕРАТУР

М. С. Каяндер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 191—202

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование динамических погрешностей термоэлектрического комплекта. При этом потенциометр рассматривали как нелинейное релейное звено, а термопреобразователь — как инерционное звено первого порядка.

Исследование проводили при моделировании различных тепловых режимов: скачка температуры, регулярного нагрева и охлаждения, линейного измерения.

Приведены графики регистрации этих процессов при различных постоянных времени термопреобразователей и различных предельных скоростях перемещения указателя электронных потенциометров.

Иллюстраций 6, библиографий 14.

УДК 536.74

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕРМОПРИЕМНИКОВ

М. А. Ефремова, А. Г. Иванова, Д. Ф. Тартаковский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 203—206

Для оценки динамических характеристик плоских поверхностных термодатчиков рассмотрено решение задачи о температурном поле термодатчика при трех законах изменения температуры на поверхности. Получено выражение для постоянной тепловой инерции в зависимости от размеров, теплофизических свойств термодатчика и условий его теплообмена с окружающей средой. На основании анализа решений предложена методика экспериментального определения постоянной тепловой инерции. Приведены результаты измерений инерционности для одного типа плоских поверхностных термодатчиков.

Иллюстраций 1, библиографий 2.

REPUBLICAN PARTY PLATFORM
1917

ARTICLE I

Section 1. The legislative power shall be vested in a Congress of the United States, which shall consist of a Senate and House of Representatives.

Section 2. The House of Representatives shall be composed of Members chosen every second Year by the People of the several States, and the Electors in each State shall have the Qualifications requisite for Electors of the most numerous Branch of the State Legislature.

ARTICLE II

EXECUTIVE DEPARTMENT
SECTION 1

ARTICLE III

Section 1. The judicial Power shall extend to all Cases arising under this Constitution, to all Cases of Law and Equity, to all Cases affecting Ambassadors, Consuls, and other public Ministers and Consuls, to all Cases of Admiralty and Maritime Jurisdiction, to Controversies to which the United States shall be a Party, to Controversies between two or more States, between a State and Citizens of another State, between Citizens of different States, between Citizens of the same State claiming Lands by Grant and Survey, between a State and the Citizens of another State, between a State and Foreigners, between Citizens of the same State and Foreigners, and between Citizens of different States.

Section 2. The Judges, both of the supreme and of the inferior Courts, shall hold their Offices during good Behaviour, and shall, at any Time during their Continuance in Office, be removable by Impeachment.

УДК 536.74.088

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ
ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ
ПОТОКОВ

А. М. Азизов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 207—209

В статье рассматривается поведение простейших термодатчиков, свободных от внутренних градиентов температур, в условиях случайного изменения температуры среды и коэффициента теплоотдачи. Выведена формула для смещения усредненного значения показаний термодатчиков от усредненного значения истинной температуры среды, из которой следует, что основным фактором, определяющим величину этого смещения, является фактор статистической связи критерия Био и температуры среды. Выведена формула для корреляционной функции показаний термодатчиков, из которой можно определить также дисперсию показаний термодатчика и интегральный масштаб турбулентности.

Библиографий 2.

УДК 536.74

ТЕРМОПРИЕМНИКИ В УСЛОВИЯХ
ПРОИЗВОЛЬНО МЕНЯЮЩИХСЯ ВО ВРЕМЕНИ
ТЕМПЕРАТУРЫ СРЕДЫ И КОЭФФИЦИЕНТА
ТЕПЛООТДАЧИ

А. М. Азизов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 210—216

В статье рассматривается поведение термодатчиков, выполненных в виде однородных тел, в условиях произвольно меняющихся во времени температуры среды, удельной мощности внутренних источников энергии, удельного потока энергии аэродинамического нагрева и коэффициента теплоотдачи.

Получено решение уравнения теплопроводности для тел простейших форм (пластина, шар, цилиндр), которое дает возможность определить импульсную переходную функцию термодатчиков как при детерминированном изменении коэффициента теплоотдачи, так и при случайном. Полученное решение применяется для анализа динамических свойств термодатчика в условиях измерения температуры турбулентных полей. Установлен ряд особенностей, присущих тепловому режиму термодатчиков только при измерении турбулентных пульсаций температуры. Выведена формула для смещения усредненного значения показаний термодатчиков от усредненного значения температуры среды, а также формула для дисперсии отклонения показаний термодатчиков от температуры среды.

Библиографий 4.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

DEPARTMENT OF CHEMISTRY

MEMORANDUM

TO: [Illegible]

FROM: [Illegible]

DATE: [Illegible]

RE: [Illegible]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible]

[Illegible]

[Illegible]

[Illegible text]

[Illegible text]

УДК 536.5 : 534.6.08

РАСЧЕТ РЕЗОНАТОРА ГЕЛЬМГОЛЬЦА
ДЛЯ АКУСТИЧЕСКОГО ТЕРМОМЕТРА

Г. И. Копелевич

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 217—220

В низкотемпературной термометрии применяются акустические термометры, основанные на использовании явления температурной зависимости скорости распространения звука.

В статье рассматривается вопрос о возможности применения в акустических термометрах в качестве чувствительного элемента резонаторов Гельмгольца взамен трубчатых резонаторов.

Таблиц 4, библиографий 4.

УДК 536.521.2.088

ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА
НА ПОКАЗАНИЯ ПИРОМЕТРОВ
ИЗЛУЧЕНИЯ

И. И. Киренков

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 221—229

В статье рассмотрены погрешности пирометров излучения, возникающие от того, что на тело, температуру которого измеряют, падает излучение от окружающих тел и, отражаясь, попадает в пирометр. Определены условия, при которых эта погрешность ощутима, и выведены расчетные формулы, позволяющие количественно оценить влияние отраженного света на показания пирометров различных типов в разных практических случаях. Даны рекомендации по проведению измерений.

Иллюстраций 1, библиографий 5.

УДК 536.5 : 533.9.03

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
ПЛАЗМЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Г. Н. Бражниченко

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 230—236

В статье рассмотрен метод, позволяющий измерять температуру плазменных источников, яркость которых превосходит яркость источников сравнения.

Получены основное уравнение метода и проанализированы погрешности.

Таблиц 3, иллюстраций 2, библиографий 5.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DIVISION OF THE PHYSICAL SCIENCES
DEPARTMENT OF CHEMISTRY

REPORT OF THE COMMITTEE ON THE

PROGRESS OF THE RESEARCH
ON THE CHEMISTRY OF THE
ATMOSPHERE

The following report was prepared by the
Committee on the Progress of the Research
on the Chemistry of the Atmosphere,
which was organized in 1957 under the
leadership of Professor R. W. Fairbridge.

The Committee is composed of the following
members: R. W. Fairbridge, Chairman;
R. M. May, J. H. Seinfeld, and
J. H. Durrant.

The Committee has the honor to acknowledge
the support of the National Science
Foundation, the Office of Naval
Research, and the University of Chicago.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
СВЕТЯЩИХСЯ ПЛАМЕН

Ю. Б. Беспалов, Г. С. Амброк, И. И. Мельниченко

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 105 (165), 1969 г., стр. 237—241

Описывается установка для измерения температуры пламени для которых справедлив закон Кирхгофа. Измерения проводятся по методу испускания и поглощения, причем в качестве просвечивающего источника может применяться как изображение самого пламени, так и какой-либо другой источник, например, температурная лампа.

Установка позволяет проводить измерения температуры как малых по объему пламен в лабораторных условиях, так и больших светящихся объемов при расстояниях до центрального сечения пламени 5—8 м.

Приведена методика измерения и анализ погрешностей. При коэффициенте поглощения пламени больше 0,1 погрешность измерения составляет не более 3%.

Таблиц 1, иллюстраций 2, библиографий 3.

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР
Выпуск 105 (165)

Редактор издательства *Н. Н. Александрова*
Техн. редактор *Э. Г. Вагер*
Корректор *Л. Н. Панина*

Сдано в набор 2/IV 1968 г.
Подписано к печати 17/IV 1969 г. М-15433
Уч.-изд. л. 17,8 Формат бумаги 70×108/16
Печ. л. 17. Условных 21,92.
Тираж 2000 экз. Цена 1 р. 88 к. Зак. 2077

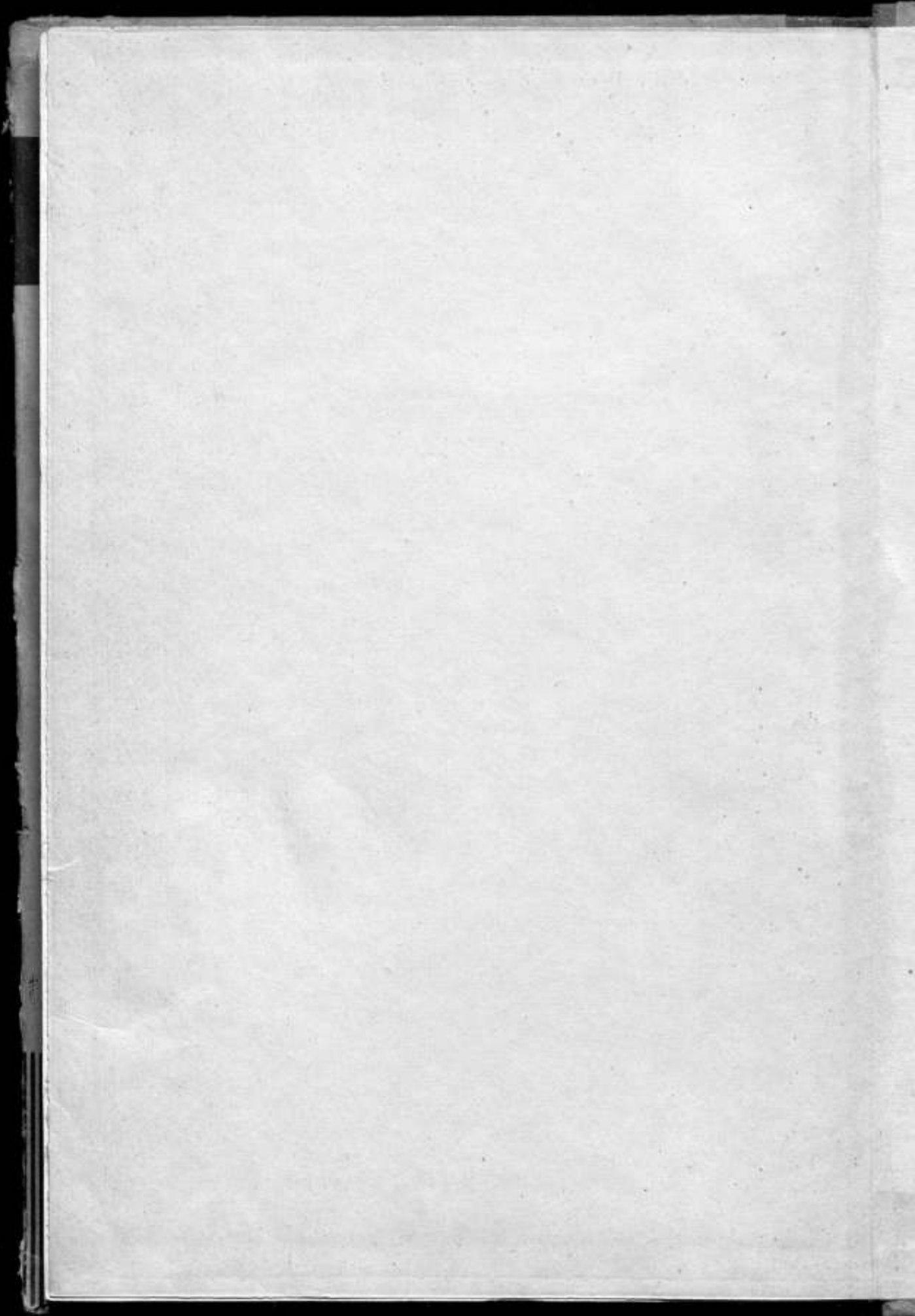
Ленинградская типография № 6
Главполиграфпрома Комитета по печати
при Совете Министров СССР
Ленинград, ул. Моисеенко, 10

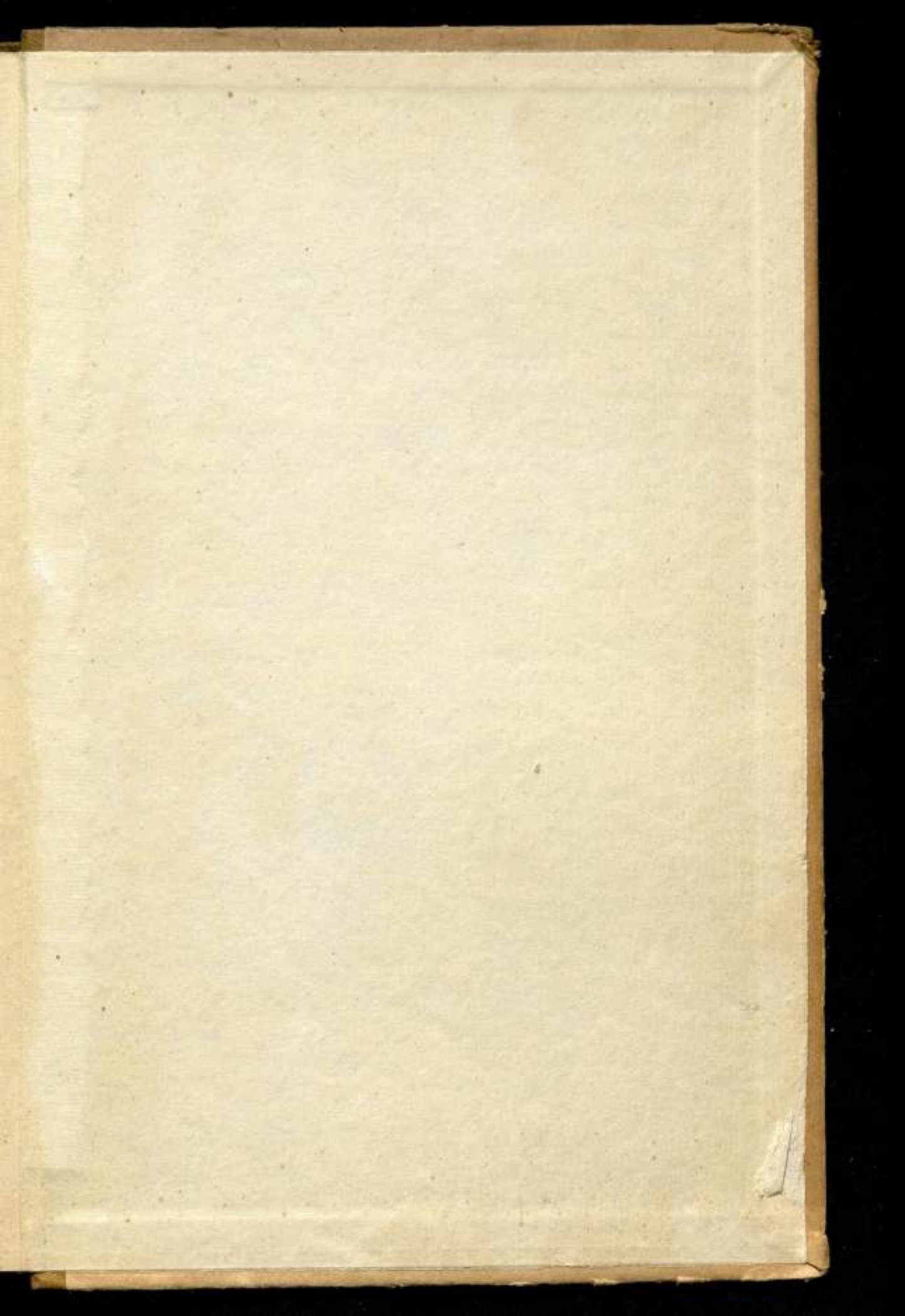
ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
12	формула (8)	$\frac{H}{U_{шт}^2}, \frac{H}{U_{ше}^2}, \frac{H}{U_{ша}^2}$	$\bar{U}_{шт}^2, \bar{U}_{ше}^2, \bar{U}_{ша}^2$
30	27-я сверху	боковые	боковых
50	формула (6)	$(\Delta\lambda_e) I_f'$	$(\Delta\lambda_e) I_f'$
78	5-я снизу	$\theta_2'' - \theta_2' = 2,0 \text{ град}$ и $\theta_1'' - \theta_1' = 2,0 \text{ град}$	$\theta_2'' - \theta_2' < 2,0 \text{ град}$ и $\theta_1'' - \theta_1' < 2,0 \text{ град}$
177	формула (18)	$\Delta\varepsilon =$	$\Delta\varepsilon_c =$

Сборник. Исследования в области температурных измерений.
Выпуск 106 (165). Заказ 2077.

1811
1812
1813
1814
1815





1 р. 88 к.